

ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ И УСИЛЕНИЯ УЛЬТРАКОРОТКИХ ТЕРАГЕРЦЕВЫХ ИМПУЛЬСОВ В СИЛЬНОНЕРАВНОВЕСНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ КАНАЛАХ, СОЗДАНЫХ В ВОЗДУХЕ УФ-ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ ПРИ МНОГОКВАНТОВОЙ ФОТОИОНИЗАЦИИ

А. В. Богацкая^{a,b,c*}, *Е. А. Волкова*^a, *А. М. Попов*^{b,c,d**}

^a *Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына,
Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119991, Москва, Россия*

^b *Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

^c *Московский технический университет связи и информатики (МТУСИ)
111024, Москва, Россия*

^d *Физический факультет, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 15 ноября 2019 г.,
после переработки 6 декабря 2019 г.
Принята к публикации 7 декабря 2019 г.

Теоретически исследуется процесс распространения ультракороткого терагерцевого (ТГц) импульса в неравновесном плазменном канале, созданном УФ-фемтосекундным лазерным импульсом в воздухе. Анализ проводится на основе совместного решения волнового уравнения второго порядка и кинетического уравнения Больцмана в двучленном приближении для функции распределения электронов по скоростям в плазме канала. Предполагается, что ТГц-импульс достаточно слабый и не оказывает обратного влияния на энергетический спектр электронов в плазме канала. Показано, что плазменный канал в воздухе при давлении в несколько атмосфер является средой для эффективного усиления предельно коротких ТГц-импульсов в диапазоне частот до нескольких терагерц.

DOI: 10.31857/S0044451020050028

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы быстро возрастает интерес к эффективным источникам и приемникам излучения терагерцевого диапазона частот. Этот интерес обусловлен уникальными свойствами такого излучения для многих научных и прикладных задач, в частности, спектроскопии макромолекул, томографии биологических объектов, в том числе для медицинских приложений, в системах безопасности и т. п. [1–8].

Среди различных методов и подходов к генерации излучения терагерцевого диапазона частот в последнее время все более активно рассматриваются лазерные методы генерации [9–11]. В этом случае речь, как правило, идет о воздействии на газовую мишень высокоинтенсивного фемтосекундного лазерного импульса титан-сапфирового лазера и его второй гармоники [12–15]. Одним из механизмов терагерцевой генерации в этом случае является процесс четырехволнового смешения $\Omega = \omega' + \omega'' - 2\omega'''$. Здесь ω' , ω'' — частоты, лежащие в пределах спектральной ширины импульса с частотой ω , а ω''' — частота, лежащая в пределах спектральной ширины лазерного импульса с удвоенной частотой 2ω .

* E-mail: annabogatskaya@gmail.com

** E-mail: alexander.m.popov@gmail.com

Эффективность преобразования при этом определяется значением кубической атомной восприимчивости $\chi^{(3)}(\omega' + \omega'' - 2\omega''')$, а ширина спектра получающего ТГц-сигнала фактически определяется спектральной шириной линий титан-сапфирового лазера и его второй гармоники. При этом сам терагерцевый (ТГц) импульс генерируется только в пределах длительности лазерного воздействия и имеет широкий спектр порядка обратной длительности лазерного импульса. Для импульсов длительностью около 100 фс эта величина составляет приблизительно 10^{13} с^{-1} .

Существует и другой механизм генерации терагерцевого излучения при двухцветном лазерном воздействии на газовые среды. Он обусловлен асимметрией вылета фотоэлектронов в направлении поляризации поля излучения (обе компоненты поля полагаются поляризованными линейно вдоль одного и того же направления) при ионизации атома в сильном двухцветном поле, в результате чего к концу лазерного импульса в создающемся плазменном образовании возникают низкочастотные плазменные колебания [11, 16–18]. Частота этих колебаний определяется концентрацией электронов в возникшем плазменном образовании, а также его формой. Например, для сферического плазменного образования (такой случай примерно соответствует острой фокусировке лазерного пучка) частота плазмонного резонанса есть $\Omega = \omega_p/\sqrt{3}$ (здесь $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_e/m}$ — плазменная частота, n_e — концентрация электронов). При фокусировке излучения длиннофокусной линзой форму плазменного образования можно аппроксимировать вытянутым эллипсоидом вращения, в этом случае частота $\Omega \approx \omega_p/\sqrt{2}$ [19]. При электронных плотностях $n_e \geq 10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$ соответствующие частоты попадают в терагерцевый диапазон. Длительность импульса терагерцевой генерации в данном случае определяется скоростью затухания плазменных колебаний, т. е. частотой электрон-атомных (или ионных) столкновений. При давлениях газа, близких к атмосферному, эта частота, как правило, лишь немного меньше резонансной частоты Ω . В результате ширина спектра излучения также оказывается порядка несущей частоты, а ТГц-импульс оказывается коротким, состоящим из одного-двух или нескольких периодов колебаний.

Существенное различие рассматриваемых механизмов генерации приводит к тому, что для возбуждения плазменных колебаний в плазме требуются значительно более сильные оптические поля, поскольку необходима значительная ионизация газа,

в то время как процесс четырехволнового смешения происходит на нейтральных (неионизованных) атомах/молекулах среды. В обоих случаях, однако, эффективность конверсии оптического излучения в терагерцевый диапазон, как правило, невелика и составляет $\sim 10^{-4} - 10^{-6}$ [20–24]. В такой ситуации задача повышения эффективности преобразования оптического излучения в излучение терагерцевого диапазона является актуальной.

С другой стороны, в работе [25] был предложен способ усиления излучения субтерагерцевого диапазона частот в сильнонеравновесных плазменных каналах, созданных в газе в результате его многофотонной ионизации УФ-фемтосекундным лазерным импульсом. Необходимым условием усиления излучения с частотой $\omega < v_{tr}$ (v_{tr} — транспортная частота электрон-атомных столкновений в плазменном канале) является наличие достаточно быстро растущего с увеличением энергии транспортного сечения рассеяния $\sigma_{tr}(\varepsilon)$ в области формирования в спектре электронов фотоэлектронного пика:

$$\frac{d}{d\varepsilon} (\varepsilon/\sigma_{tr}(\varepsilon)) > 0. \quad (1)$$

Такая ситуация реализуется, например, при трехфотонной ионизации ксенона излучением эксимерного KrF-лазера, энергия кванта 5 эВ [25]. Потенциал ионизации атома ксенона составляет 12.13 эВ, поэтому при его ионизации в спектре фотоэлектронов в области энергий ≈ 2.87 эВ возникает пик, наличие минимума Рамзауэра в транспортном сечении рассеяния обеспечивает выполнение условия (1). Такой вид функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) фактически означает наличие интервала энергий, характеризующегося инверсией в континууме, что в конечном счете и приводит к возможности эффекта усиления [26, 27]. С другой стороны, обсуждаемый эффект усиления по своей природе близок к явлению отрицательной абсолютной проводимости газа, предсказанному еще в [28] и наблюдавшемуся экспериментально [29]. При атмосферном давлении газа (ксенона) в области формирования фотоионизационного пика величина $\sigma_{tr}(\varepsilon = 2.87 \text{ эВ}) \approx 1.5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-2}$, что приводит к возможности усиления излучения в субтерагерцевом диапазоне частот на временах до нескольких десятков наносекунд [25]. При этом эффективность процесса усиления может быть достаточно велика: по оценкам [30] несколько процентов энергии, запасенной в канале, может быть переведена в энергию ТГц-импульса. Повышение давления газа, ускоряя процесс релаксации неравновесного (пич-

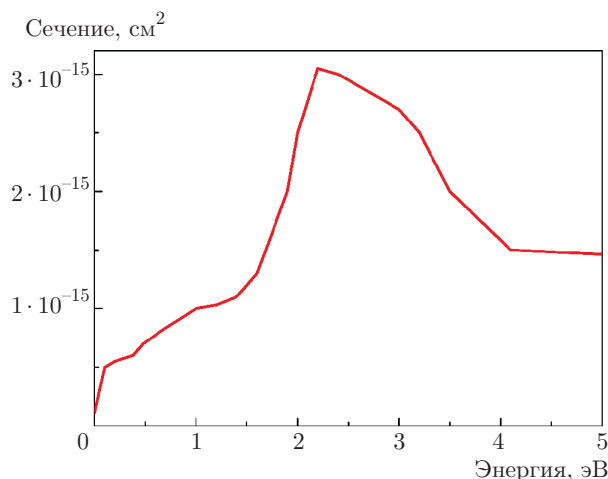


Рис. 1. Транспортное сечение рассеяния электронов на молекулах азота

кового) энергетического распределения и уменьшая длительность наблюдаемого эффекта инверсии, позволяет усиливать более высокочастотное излучение терагерцевого диапазона. Как мы уже отмечали, существующие лазерные методы ТГц-генерации, как правило, позволяют получать импульсы длительностью в один-два периода колебаний (см. также [18, 31, 32]). Поэтому, например, для частоты излучения $\Omega = 5 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ оказывается достаточным удерживать усиливающие свойства среды на протяжении 1–2 пс. Как результат, в [33] был предложен комбинированный источник ТГц-излучения, в котором затравочный импульс создается при воздействии на газовую среду двухцветного лазерного поля, а затем он многократно усиливается в неравновесном плазменном канале в соответствии с описанным выше механизмом. При этом теоретически может оказаться, что для создания неравновесного канала может использоваться один из лазерных импульсов, создающих терагерцевый затравочный сигнал.

В работе [34] было показано, что режим усиления радиочастотных импульсов может реализовываться также в плазменных каналах, созданных УФ-фемтосекундным лазерным импульсом, в азоте или в воздухе. В основе эффекта также лежит возрастание транспортного сечения в азоте в интервале энергий 1.5–2.2 эВ (см. рис. 1). Однако при этом существенным оказывается наличие низколежащих колебательных состояний молекулы азота, которые приводят к гораздо более быстрой релаксации энергетического спектра электронов в азоте (воздухе) по сравнению с его релаксацией в инертных газах. Зависимости сечения возбуждения двух нижних ко-

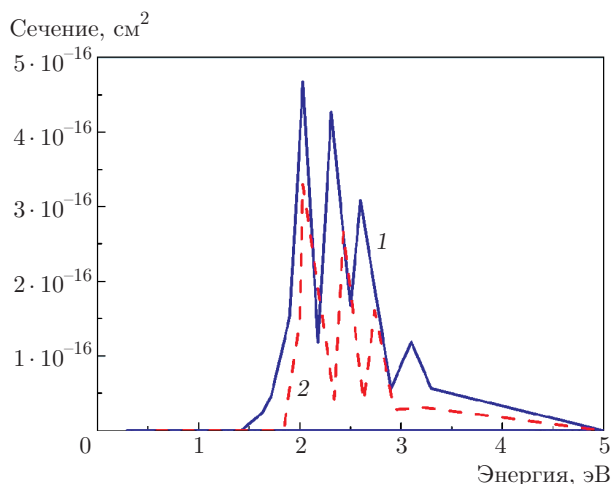


Рис. 2. Сечения колебательного возбуждения двух нижних состояний молекулы азота

лебательных состояний молекулы азота от энергии приведены на рис. 2. (Данные по необходимым сечениям электронного рассеяния на молекулах азота и кислорода можно найти в [35, 36].)

Как видно, сечения характеризуются резким максимумом около 2 эВ. Поэтому, чтобы избежать быстрой деградации энергетического пика в спектре фотоэлектронов, его положение желательно выбрать в области энергий 1.7–1.9 эВ. Такое начальное положение фотоэлектронного пика может быть получено в воздухе в результате трехфотонной ионизации молекулы кислорода (потенциал ионизации 12.08 эВ) третьей гармоникой титан-сапфирового лазера [34]. Однако и в этом случае при атмосферном давлении длительность режима усиления составляет не более 20 пс [34]. Фактически это означает, что в воздухе (азоте) возможно лишь усиление предельно коротких терагерцевых импульсов длительностью в несколько периодов колебаний поля. В то же время в цитированных выше работах [30, 34] анализ кинетического уравнения Больцмана проводился для квазимонохроматического радиочастотного излучения. Такой подход неправомерен для анализа отклика плазменной среды на электромагнитные импульсы предельно короткой длительности вследствие сильной зависимости спектральной функции отклика электронного газа от частоты излучения. С другой стороны, возможность использования параболического приближения для изучения распространения импульсов ультракороткой длительности также вызывает сомнения. Поэтому в данной работе реализован самосогласованный подход, основанный на реше-

нии волнового уравнения второго порядка для ТГц-импульса, распространяющегося в плазме, функция отклика которой вычислялась для сильно немонохроматического импульса в условиях быстро релаксирующего во времени энергетического распределения электронов. Проведенный анализ показал возможность эффективного усиления ультракоротких импульсов ТГц-излучения в воздушной плазме при давлении в несколько атмосфер. При этом процесс усиления сопровождается существенным искажением спектрального состава сигнала, что, в частности, ведет к затягиванию сигналов на выходе из усиливающей среды.

2. ОТКЛИК ПЛАЗМЕННОГО ОБРАЗОВАНИЯ НА ВНЕШНЕЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ

При анализе отклика плазменного образования, созданного интенсивным УФ-фемтосекундным лазерным импульсом, на внешнее поле ТГц-диапазона частот будем опираться на кинетическое уравнение Больцмана для функции распределения электронов по скоростям (ФРЭС) в канале [37]:

$$\frac{\partial f(\mathbf{v}, t)}{\partial t} - \frac{e\mathbf{E}(t)}{m} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = \text{St}(f), \quad (2)$$

где $\mathbf{E}(t)$ — электрическое поле распространяющегося в канале ТГц-импульса, $\text{St}(f)$ — интеграл столкновений, описывающий изменение ФРЭС в упругих и неупругих столкновениях, а сама функция распределения нормирована согласно условию $\int f(\mathbf{v}, t) d^3v = 1$. В случае линейной поляризации ТГц-импульса анализ уравнения (2) удобно проводить в рамках полиномиального разложения

$$f(\mathbf{v}, t) = \sum_{\ell} f_{\ell}(\nu, t) P_{\ell}(\cos \theta), \quad (3)$$

где $P_{\ell}(\cos \theta)$ — полином Лежандра, θ — угол между направлением вектора скорости электрона и вектором электрического поля волны (осью z). Легко показать, что ток, вызванный в плазме электрическим полем $E(t)$, также направлен вдоль оси z и выражается через первую угловую гармонику полиномиального разложения:

$$j(t) = -\frac{4\pi}{3} en_e \int \nu^3 f_1(\nu, t) d\nu. \quad (4)$$

В случае достаточно слабой анизотропии ФРЭС (эта анизотропия может быть вызвана действующим полем, а также задана начальной функцией распределения) в разложении (3) достаточно ограничиться лишь двумя первыми гармониками:

$$f(\mathbf{v}, t) = f_0(\nu, t) + f_1(\nu, t) \cos \theta. \quad (5)$$

В этом случае уравнение для $f_1(\nu, t)$ может быть записано в виде

$$\frac{\partial f_1(\nu, t)}{\partial t} + v_{tr}(\nu) f_1(\nu, t) = \frac{eE(t)}{m} \frac{\partial f_0}{\partial \nu}, \quad (6)$$

где v_{tr} — транспортная частота рассеяния. Например, для воздуха v_{tr} есть сумма парциальных транспортных частот рассеяния на молекулах азота и кислорода:

$$v_{tr} = v_{tr}^N + v_{tr}^O = \nu N (\alpha \sigma_{tr}^N + (1 - \alpha) \sigma_{tr}^O). \quad (7)$$

Здесь N — полная концентрация молекул в газе, $\alpha \approx 0.79$ — парциальная доля молекул азота в воздухе, а $\sigma_{tr}^N, \sigma_{tr}^O$ — транспортные сечения рассеяния электронов на молекулах соответственно азота и кислорода (эти сечения были взяты из работ [35, 36]).

Что касается нулевой гармоники функции распределения $f_0(\nu, t)$, то ее временная эволюция описывается уравнением

$$\frac{\partial f_0(\nu, t)}{\partial t} = \frac{eE(t)}{3m\nu^2} \frac{\partial}{\partial \nu} (\nu^2 f_1(\nu, t)) + Q_{el}(f_0) + Q^*(f_0) + Q_{ee}(f_0). \quad (8)$$

Здесь первое слагаемое описывает нагрев электронного газа полем волны, а второе, третье и четвертое представляют собой интегралы упругих, неупругих и электрон-электронных столкновений соответственно. Интеграл упругих соударений может быть записан в виде [37]

$$Q_{el}(f_0) = -\frac{1}{\nu^2} \frac{\partial}{\partial \nu} \times \left(\nu^2 v_{eff} \left(\nu f_0(\nu, t) + \frac{T_g}{m} \frac{\partial f_0}{\partial \nu} \right) \right). \quad (9)$$

Здесь

$$v_{eff} = \frac{m}{M_N} v_{tr}^N(\nu) + \frac{m}{M_O} v_{tr}^O(\nu)$$

— эффективная частота потери энергии, M_N и M_O — массы молекул соответственно азота и кислорода, v_{tr}^N и v_{tr}^O — соответствующие парциальные транспортные частоты, T_g — газовая температура. Среди неупругих процессов в рассматриваемом нами случае наиболее существенным является процесс возбуждения колебательных состояний молекулы азота (более подробно см. [34]). Что касается электрон-электронных соударений, то интеграл для них рассмотрен в работе [37]. Доминирование этих соударений ведет к максвеллизации спектра электронов. В работе [38] было показано, что при атмосферном давлении влиянием электрон-электронных

соударений на вид энергетического спектра можно пренебречь по крайней мере вплоть до концентрации $n_e = 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

Будем считать, что к моменту прохождения через плазменный канал терагерцевого импульса в нем сформировалось изотропное распределение электронов по скоростям, определяемое процессом трехфотонной ионизации молекул кислорода излучением третьей гармоники Ti-Sa-лазера ($\hbar\omega = 4.65 \text{ эВ}$). В этом случае энергия, соответствующая пику фотоэлектронов, $\langle \varepsilon \rangle = 1.87 \text{ эВ}$. Будем аппроксимировать фотоэлектронный пик гауссоидой шириной $\Delta\varepsilon = 0.1 \text{ эВ}$, центрированной вблизи $\langle \varepsilon \rangle$:

$$f_0(\nu) = \frac{1}{4\pi} \frac{m^{3/2}}{\Delta\varepsilon \sqrt{2\pi(m\nu^2/2)}} \times \exp\left(-\frac{(m\nu^2/2 - \langle \varepsilon \rangle)^2}{(\Delta\varepsilon)^2}\right). \quad (10)$$

Такая ФРЭС эквивалентна использованному в работе [34] начальному энергетическому распределению электронов.

Вопрос об угловом распределении фотоэлектронов на самом деле требует более внимательного рассмотрения. При многофотонной ионизации молекул азота или кислорода с произвольной ориентацией молекулярных осей это распределение, безусловно, не является строго изотропным и требует специального изучения. Однако оно достаточно быстро изотропируется на времени порядка обратной транспортной частоты, которое в рассматриваемых ниже условиях не превышает 100 фс и может оказаться сопоставимым с длительностью ионизирующего УФ-импульса.

Общее решение уравнения (6) для заданной нулевой гармоники $f_0(\nu, t)$, произвольной функции $E(t)$ и начального условия $f_1(\nu, t \rightarrow -\infty) = 0$ (т. е. начальное распределение по скоростям является изотропным) записывается в виде

$$f_1(\nu, t \rightarrow -\infty) = \frac{e}{m} \exp(-v_{tr}(\nu)t) \times \int_{-\infty}^t \exp(v_{tr}(\nu)t') E(t') \frac{\partial f_0(\nu, t')}{\partial \nu} dt'. \quad (11)$$

Подставляя (11) в (4) для тока, индуцированного в плазме терагерцевым импульсом, получаем (см. [39])

$$j(t) = \int_0^t \sigma(\tau, t - \tau) E(t - \tau) d\tau, \quad (12)$$

где функция отклика задана выражением

$$\sigma(\tau, t - \tau) = \frac{4\pi e^2 n_e}{3m} \int \nu^3 \left(-\frac{\partial f_0(\nu, t - \tau)}{\partial \nu} \right) \times \exp(-v_{tr}(\nu)\tau) d\nu. \quad (13)$$

При этом нулевая гармоника $f_0(\nu, t - \tau)$ определяется из решения уравнения (8) и в общем случае сама зависит от напряженности электрического поля волны. Это означает, что связь (12) между плотностью тока и полем оказывается нелинейной, и фактически в спектре импульса по мере его распространения будут появляться частоты, отсутствующие в начальном импульсе. В случае достаточно слабых усиливаемых импульсов, однако, влиянием электрического поля волны на временную эволюцию $f_0(\nu, t)$ можно пренебречь, считая, что релаксация спектра определяется только процессами упругих и неупругих, а также электрон-электронных столкновений. В данной работе мы ограничимся именно таким случаем. По оценкам [34] такая ситуация реализуется по крайней мере вплоть до интенсивности ТГц-поля порядка 10^3 Вт/см^2 . При более высоких значениях интенсивности ТГц-излучения дополнительное диффузионное размывание фотоэлектронного пика в энергетическом пространстве будет снижать эффективность усиления в канале.

Как видно, выражения (12) и (13) демонстрируют эффект запаздывания — ток в плазме определяется электрическим полем, в том числе и в предыдущие моменты времени, при этом «глубина запаздывания» определяется обратной транспортной частотой, которая различна для различных скоростей электронов. Кроме того, функция отклика определяется функцией распределения электронов по скоростям также в запаздывающий момент времени. Очевидно, эффект запаздывания особенно важен при анализе распространения импульсов предельно короткой длительности и в газах, в которых происходит быстрая временная эволюция ФРЭС.

Интегрируя выражение (13) по частям и с учетом условия нормировки, получим

$$\sigma(\tau, t - \tau) = \frac{4\pi e^2 n_e}{m} \int \nu^2 f_0(\nu, t - \tau) \times \left(1 - \frac{\nu\tau}{3} \frac{dv_{tr}(\nu)}{d\nu} \right) \exp(-v_{tr}(\nu)\tau) d\nu. \quad (14)$$

Из физического смысла эффекта запаздывания отклика ясно, что функция отклика определена лишь для положительного значения аргумента $t - \tau > 0$, для отрицательного значения второго аргумента

$t - \tau < 0$ следует считать, что функция отклика обращается в нуль.

Записанное в таком виде выражение демонстрирует возможность эффекта усиления электромагнитного излучения в плазме. Действительно, при растущем с увеличением скорости транспортном сечении рассеяния выражение в скобках в правой части (14) может давать отрицательный вклад в интеграл, и, если именно этот интервал скоростей будет вносить определяющий вклад в интеграл (14), то функция отклика может стать отрицательной и возникнет эффект отрицательного поглощения, т. е. усиления электромагнитной волны в плазме. При этом существенно, что эффект усиления зависит также от наличия запаздывания, поскольку возникающий в плазме ток является нелокальной функцией поля. Подробный анализ функции отклика для азотной плазмы и пиковой функции распределения по скоростям вида (10) содержится в работе [39].

3. ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ

Остановимся коротко на численной модели, которая нами использовалась для анализа процесса распространения в плазме ТГц-импульса в условиях быстрого изменения ФРЭС. Будем считать, что по газу со скоростью света распространяется ионизирующий фемтосекундный импульс, создающий за собой пространственную область, в которой возможно усиление терагерцевого сигнала. Размер этой области определяется скоростью релаксации ФРЭС. В этой зоне усиления и должен распространяться импульс ТГц-излучения (см. рис. 3). Отметим также, что одновременно с режимом усиления радиочастотного излучения в канале может возникать волноводный режим [38], поскольку показатель преломления неравновесной плазмы оказывается больше единицы, т. е. плазма оказывается оптически более плотной средой по сравнению с неионизованным газом [40]. При этом размер волноводной зоны оказывается более протяженным, чем размер зоны усиления.

С другой стороны, для поперечного размера пучка ТГц-излучения в несколько миллиметров дифракционная длина для ТГц-излучения с частотой 10^{13} с^{-1} составляет примерно 30 см. Эти обстоятельства на уровне качественного анализа позволяют ограничиться рассмотрением задачи на основе одномерного волнового уравнения второго порядка:

$$\frac{\partial^2 E(x, t)}{\partial x^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E(x, t)}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial j(x, t)}{\partial t}, \quad (15)$$

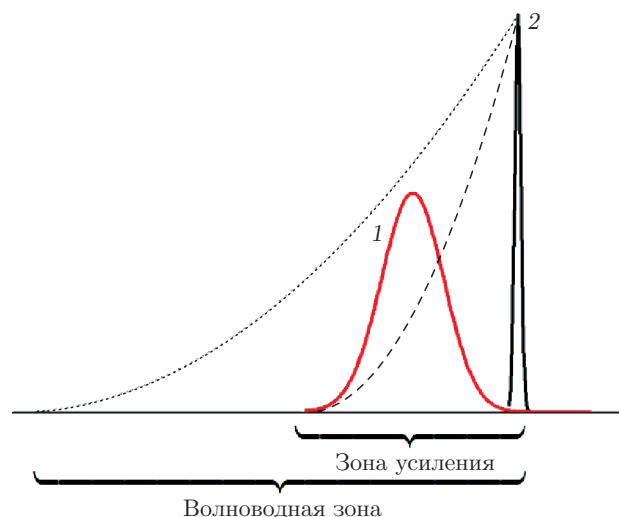


Рис. 3. Схематическое изображение ТГц-импульса (1), распространяющегося в волноводном канале, созданном УФ-лазерным импульсом (2). Штриховыми кривыми обозначены волноводная зона и зона усиления ТГц-сигнала

где плотность тока в плазме связана с электрическим полем соотношением

$$j(x, t) = \int_0^t \sigma(\tau, t - x/c - \tau) E(x, t - \tau) d\tau, \quad (16)$$

а функция отклика задается выражением (14), но зависит от запаздывающего аргумента $t - x/c$, что соответствует образованию фотоионизационной плазмы фемтосекундным УФ-импульсом, распространяющимся в положительном направлении оси x со скоростью света. Фактически, запаздывающий аргумент означает, что ФРЭС, определяющая функцию отклика (14), оказывается разной в различных пространственных точках канала, поскольку длительность процесса ее релаксации в заданной пространственной точке есть $t - x/c$. При этом в области $t - x/c - \tau < 0$ функция отклика равна нулю.

При выборе начальных условий ($t = 0$) для уравнения (15) мы предполагаем, что фемтосекундный импульс находится в точке с координатой $x = 0$, уже сформированный затравочный ТГц-импульс находится в неионизованном газе (вакууме) в области отрицательных значений координаты. Этот импульс удобно задать через векторный потенциал

$$A(\xi \in (-\ell, 0)) \Big|_{t=0} = A_0 \left(\sin^5 \left(\pi \frac{\xi - \ell}{\ell} \right) \sin \left(2\pi \frac{\xi - \ell}{\ell} \right) \right). \quad (17)$$

Здесь $\xi = x - ct$, $\ell = 0.038$ см — протяженность импульса в пространстве. Вне указанного интервала $(-\ell, 0)$ векторный потенциал полагался равным нулю. Тогда начальное значение электрического поля

$$E(x \in (-\ell, 0), t = 0) = E_0 \left(\begin{array}{l} \sin^5 \left(\pi \frac{x - \ell}{\ell} \right) \cos \left(2\pi \frac{x - \ell}{\ell} \right) + \\ + \frac{5}{2} \sin^4 \left(\pi \frac{x - \ell}{\ell} \right) \cos \left(\pi \frac{x - \ell}{\ell} \right) \sin \left(2\pi \frac{x - \ell}{\ell} \right) \end{array} \right). \quad (18)$$

Здесь $E_0 = 2\pi A_0/\ell$.

Импульс, заданный в форме (17), (18) — одноклассовый импульс, причем обеспечивается равенство нулю интеграла $\int E(x) dx = 0$. Выполнение этого условия означает отсутствие статической компоненты поля у лазерного импульса. Сам импульс имеет длительность $\tau = \ell/c \approx 1.26 \cdot 10^{-12}$ с и находится в области отрицательных значений координаты (см. рис. 4а), а точка $x = 0$ соответствует переднему фронту импульса.

Спектральный состав ТГц-импульса, заданного с помощью (18),

$$I_{k=\omega/c} \sim \left| \int E(x, t = 0) \exp(ikx) dx \right|^2, \quad (19)$$

приведен на рис. 4б. Как видно, рассматриваемый нами импульс действительно характеризуется широким спектром излучения по частотам, фактически от нуля до 20 ТГц, причем максимум спектральной интенсивности примерно соответствует частоте 10^{13} с⁻¹. В такой ситуации низкочастотная часть этого спектра может усиливаться, а высокочастотная, наоборот, поглощаться (см. [38]). Как результат, импульс будет существенно искажаться и затягиваться.

Методика численного решения волнового уравнения второго порядка (15) обсуждается в работе [41]. Шаг интегрирования уравнения по времени был равен $\Delta t = 4.8834 \cdot 10^{-16}$ с. Шаг пространственной дискретизации $\Delta x = c\Delta t \approx 1.465 \cdot 10^{-5}$ см. Размер пространственной области счета составлял 0.12–0.24 см в зависимости от условий задачи. Уравнение интегрировалось в таких условиях, что границы области счета являлись удаленными.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Начнем анализ с обсуждения эволюции функции распределения электронов в воздушной плазме, созданной третьей гармоникой титан-сапфирового лазера. Как уже отмечалось, в случае небольших ин-

и его производной по времени будет определяться однократным и двукратным дифференцированием выражения (17) по времени. В частности, для начального распределения поля получим

тенсивностей усиливаемого ТГц-импульса эта эволюция определяется, прежде всего, возбуждением фотоэлектронами колебательной степени свободы молекул азота и подробно рассмотрена в [34]. При этом расчеты показывают, что при атмосферном давлении обратным влиянием усиливаемого поля на энергетический спектр электронов в плазме канала можно пренебречь вплоть до значений интенсивности 10^3 Вт/см² на временах до 20 пс. Что касается межэлектронных столкновений, то в воздушной (азотной) плазме при атмосферном давлении их влияние несущественно по крайней мере при $n_e \leq 10^{14}$ см⁻³ [38].

Для нас наиболее существенным является то обстоятельство, что при начальном положении фотоэлектронного пика около 1.8 эВ при его эволюции во времени примерно сохраняется начальная форма энергетического распределения [34], в то время как пик как целое смещается в область меньших энергий в результате потери энергии на колебательное возбуждение молекул азота. Энергетическое положение пика фотоэлектронов $\langle \varepsilon(x) \rangle$ в зависимости от удаления от создающего плазму канала фемтосекундного лазерного импульса, распространяющегося в газе со скоростью света, приближенно можно описать уравнением

$$\frac{d\langle \varepsilon \rangle}{dx} = -c\nu_\nu^* \langle \varepsilon \rangle I_\nu, \quad (20)$$

где ν_ν^* — частота возбуждения колебательного состояния молекулы азота, $I_\nu = 0.29$ эВ — величина колебательного кванта молекулы азота. Что касается упругих соударений с молекулами азота или кислорода, то доля потери энергии электроном с энергией ε в одном упругом столкновении составляет $\sim (2m/M)\varepsilon$ (M — масса молекулы азота или кислорода), это делает потери энергии в упругих столкновениях пренебрежимо малыми по сравнению с потерями энергии при колебательных возбуждениях. Решения уравнения (20) для различных concentra-

ций молекул N приведены на рис. 5. Полученные данные показывают, что размер зоны усиления (он соответствует положению фотоионизационного пика в области $(\varepsilon) \geq 1.5$ эВ) во всех случаях не меньше 0.1 см, что существенно больше длительности рассматриваемого нами импульса. Что касается межэлектронных соударений, то они приводят к диффузионному уширению пика фотоэлектронов. Однако оценки и расчеты, проведенные в работах [34,38], показывают, что в условиях наших расчетов при $n_e \leq \leq 10^{14}$ см⁻³ влиянием этих соударений на вид энергетического распределения электронов можно пренебречь.

Обсудим теперь результаты решения волнового уравнения (15) с функцией отклика в виде (16) и начальным условием (17). На рис. 6 приведена эволюция импульса ТГц-излучения и его спектрального состава для концентрации газа $N = 10^{20}$ см⁻³ и концентрации электронов $n_e = 3 \cdot 10^{13}$ см⁻³. Расчетные данные (см. рис. 6а) представлены в координатах, «привязанных» к формирующему плазму фемтосекундному лазерному импульсу, находящемуся в пространственной точке с координатой $x = 0$ и движущемуся со скоростью света. Расчеты показывают, что, действительно, высокочастотная часть спектра импульса поглощается, в то время как низкочастотная — усиливается. При этом граничная частота, разделяющая зоны поглощения и усиления сигнала, оказывается примерно равной $7 \cdot 10^{12}$ с⁻¹, что близко к центральной ширине ТГц-импульса и примерно соответствует частоте $\omega^* \approx v_{tr}/2$ [38], где значение транспортной частоты взято для энергии электрона 1.87 эВ. Сужение спектра усиливаемого импульса и изменение его центральной частоты примерно до значения $3 \cdot 10^{12}$ с⁻¹ приводят к существенному возрастанию его длительности.

Другая ситуация реализуется для случая $N = = 3 \cdot 10^{20}$ см⁻³ и $n_e = 3 \cdot 10^{13}$ см⁻³ (см. рис. 7). Повышение давления газа ведет к увеличению значения критической частоты, разделяющей области поглощения и усиления ТГц-сигнала. В результате фактически весь спектральный состав импульса попадает в полосу усиления. При этом увеличение транспортной частоты ведет к уменьшению «глубины памяти» системы (см. выражение (14) для отклика системы). В такой ситуации элементарный анализ вида функции отклика (14) показывает, что рост концентрации молекул (атомов) среды ведет к уменьшению по абсолютному значению величины σ и, как следствие, к уменьшению коэффициента усиления.

С другой стороны, понижение давления газа ведет к понижению критической частоты ω^* , разделяющей области усиления и поглощения ТГц-сигнала. Такой режим распространения импульса для $N = 3 \cdot 10^{19}$ см⁻³ и $n_e = 3 \cdot 10^{13}$ см⁻³ представлен на рис. 8. В этом случае $\omega^* \approx 2.5 \cdot 10^{13}$ с⁻¹ и происходит поглощение большей части начального импульса, кроме его низкочастотной составляющей. Однако на больших длинах распространения излучения в канале начинает проявляться усиление низкочастотной части ТГц-импульса, причем максимум его спектральной интенсивности оказывается в области $\sim 10^{12}$ с⁻¹. Такому значению частоты соответствует длина волны ≈ 0.2 см, что в несколько раз превышает длительность начального импульса. Поэтому в процессе распространения и поглощения в канале начального ТГц-импульса и усиления низкочастотной его части у ТГц-импульса формируется «хвост», все более отстающий от УФ-лазерного импульса (см. рис. 8). В результате образуется новый низкочастотный одноцикловый импульс указанной выше длительности (см. рис. 8).

Что касается зависимости эффекта усиления от концентрации электронов в плазменном канале, то в отсутствие электрон-электронных соударений величина усиления (поглощения) ТГц-сигнала оказывается пропорциональной электронной плотности.

Более подробно теперь проанализируем изменение энергии импульса во времени по мере его распространения в плазме канала. Соответствующие данные приведены на рис. 9. Как видно, в случае высокого давления газа ($N = 3 \cdot 10^{20}$ см⁻³), когда в зоне усиления находится практически вся полоса частот ТГц-импульса, его энергия растет примерно экспоненциально в процессе распространения по каналу. При этом коэффициенты усиления излучения составляют 0.0302 см⁻¹ и 0.117 см⁻¹ для электронных концентраций в каналах $n_e = 3 \cdot 10^{13}$ см⁻³ и $n_e = 10^{14}$ см⁻³ соответственно. С понижением давления газа ситуация становится более сложной. Все большая часть спектрального состава импульса оказывается в зоне поглощения, в результате чего его высокочастотная часть поглощается (на небольших длинах распространения это приводит к уменьшению энергии импульса). В то же время низкочастотная часть импульса усиливается, что приводит к возрастанию полной энергии импульса при превышении некоторой критической длины распространения. Например, для концентраций $N = 10^{20}$ см⁻³ и $n_e = 3 \cdot 10^{13}$ см⁻³ эта критическая длина составляет приблизительно 10 см. В такой ситуации, как уже отмечалось, спектральный состав импульса су-

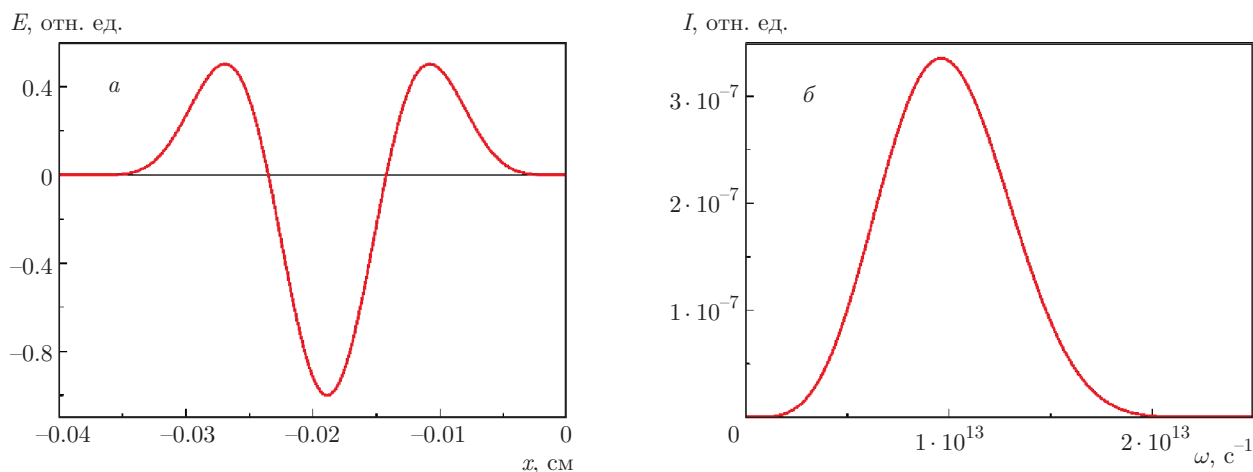


Рис. 4. Начальный импульс ТГц-излучения (а) и его спектральный состав (б)

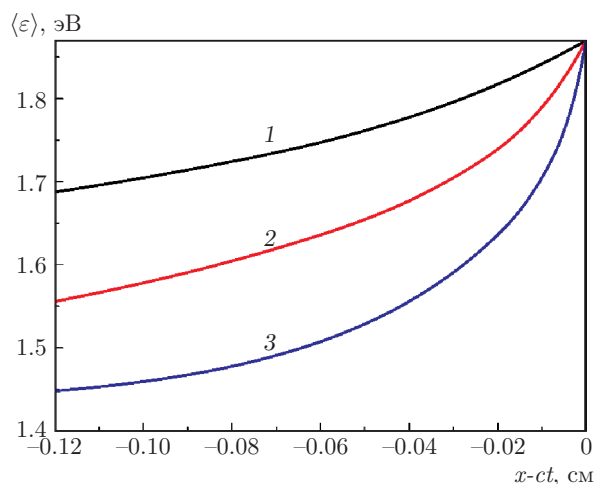


Рис. 5. Распределение средней энергии фотоэлектронного пика вдоль плазменного канала, созданного при ионизации воздуха третьей гармоникой титан-сапфирового лазера для различных концентраций $N = 3 \cdot 10^{19}$ (1), 10^{20} (2), $3 \cdot 10^{20}$ (3) см^{-3} . Фемтосекундный лазерный импульс, формирующий плазменный канал находится в точке с координатой $x = 0$

щественно «краснеет», а плазма канала может быть рассмотрена как среда, преобразующая проходящее через нее излучение в более низкочастотное. При этом сам распространяющийся импульс затягивается, а изменение его энергии по мере распространения не может быть описано экспоненциальным законом.

До сих пор мы рассматривали ситуацию, когда начало переднего фронта ТГц-импульса совпадает с положением фемтосекундного лазерного импульса. Остановимся теперь на ситуации, когда име-

ется некоторая задержка ТГц-сигнала относительно формирующего канал фемтосекундного УФ-импульса. Результаты расчета усиления импульса в канале длиной $L = 30$ см (отношение интенсивности излучения на длине L к начальному значению интенсивности) с плотностью газа $N = 3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и концентрацией электронов $n_e = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ для различных задержек между УФ-лазерным и терагерцевым импульсами представлены на рис. 10. Как видно, вследствие быстрой релаксации энергетического спектра фотоэлектронов в результате колебательного возбуждения молекул азота в условиях наших расчетов усиление импульса возможно лишь для задержек, не превышающих 1 пс.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в данной работе на основе совместного анализа волнового уравнения второго порядка и кинетического уравнения Больцмана для функции распределения электронов по скоростям рассмотрена модель распространения ультракороткого ТГц-импульса в сильнонеравновесном плазменном канале, созданном в воздухе излучением третьей гармоники титан-сапфирового лазера. Эффект усиления ТГц-импульса достигается из-за формирования фотоионизационного пика в спектре электронов, расположенного в области растущего с увеличением энергии транспортного сечения рассеяния. Построенная модель учитывает изменение во времени функции отклика на внешнее ТГц-поле, обусловленное релаксацией функции распределения электронов по скоростям, которая определяется, преж-

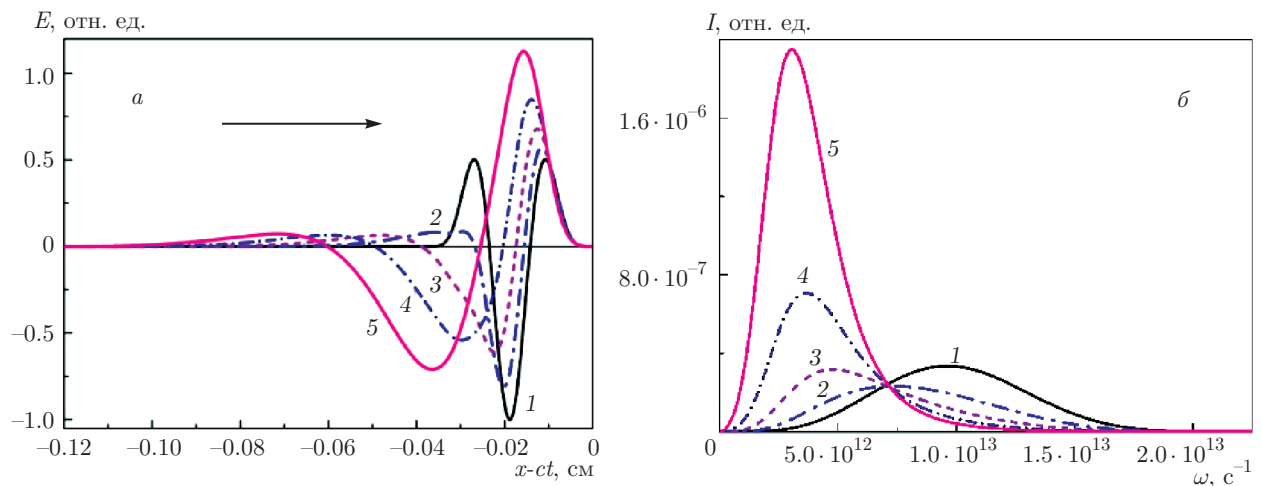


Рис. 6. Эволюция ТГц-импульса (а) и его спектрального состава (б). Концентрация электронов в плазменном канале $n_e = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, концентрация нейтральных частиц $N = 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Стрелка показывает направление распространения ТГц-импульса. Кривые соответствуют различным моментам времени: 0 (1), 0.25 (2), 0.5 (3), 0.75 (4), 1 (5) нс

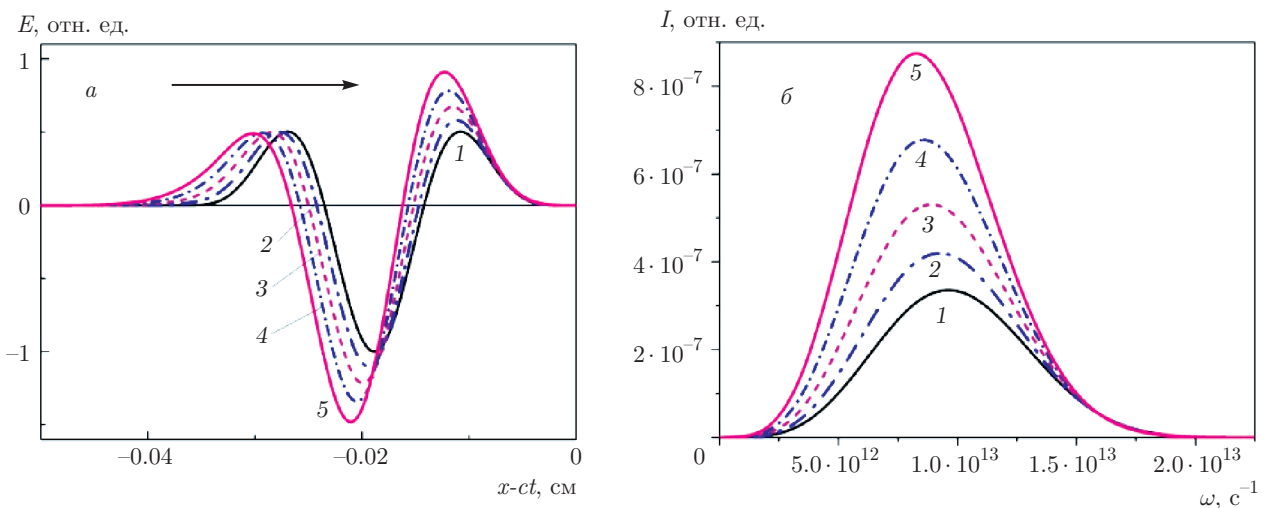


Рис. 7. Эволюция ТГц-импульса (а) и его спектрального состава (б). Концентрация электронов в плазменном канале $n_e = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, концентрация нейтральных частиц $N = 3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Стрелка показывает направление распространения ТГц-импульса. Кривые соответствуют различным моментам времени: 0 (1), 0.25 (2), 0.5 (3), 0.75 (4), 1 (5) нс

де всего, колебательным возбуждением молекул азота. При изучении распространения ультракороткого лазерного импульса, характеризующегося широким спектром, оказывается принципиально важным учесть результат анализа отклика плазмы на сильно немонахроматическое воздействие. Как результат, в процессе распространения такого импульса по каналу его энергия может изменяться по неэкспоненциальному закону, причем поглощение энергии импульса в канале на начальных этапах может сменяться эффектом усиления на более протяжен-

ных длинах распространения. При этом спектр начального ТГц-импульса может в процессе распространения существенно смещаться в сторону длинных волн, что приводит к значительному искажению формы импульса и увеличению его длительности.

Показано, что при давлениях газа в несколько атмосфер можно достичь усиления энергии ТГц-сигнала на порядок и более на длине 30 см.

В данной работе мы полагали, что ТГц-импульс является достаточно слабым и не оказывает обрат-

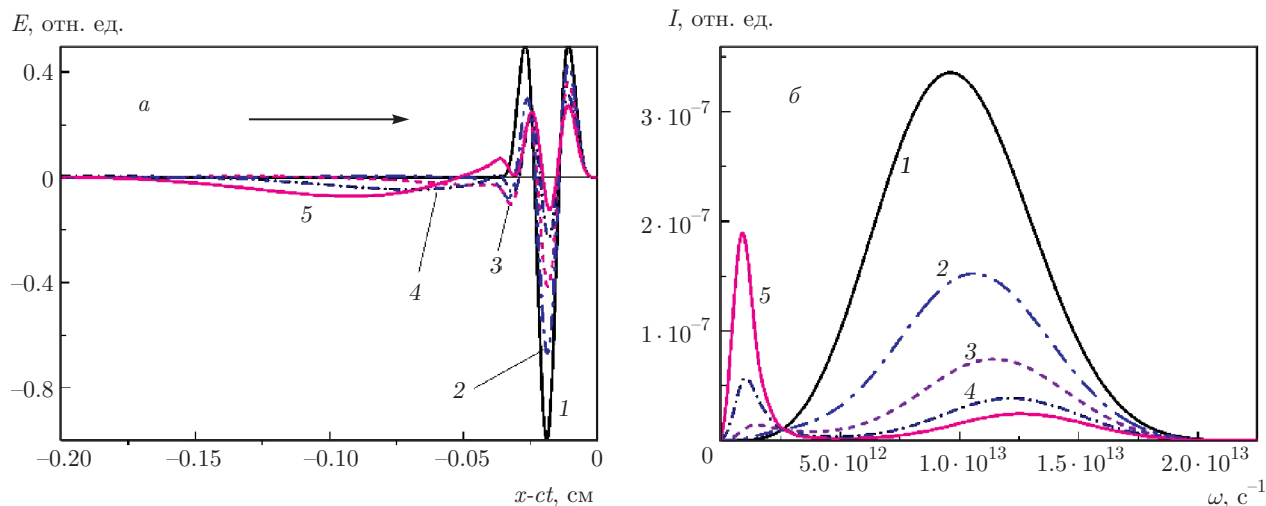


Рис. 8. Эволюция ТГц-импульса (а) и его спектрального состава (б). Концентрация электронов в плазменном канале $n_e = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, концентрация нейтральных частиц $N = 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Стрелка показывает направление распространения ТГц-импульса. Кривые соответствуют различным моментам времени: 0 (1), 0.1 (2), 0.2 (3), 0.3 (4), 0.4 (5) нс

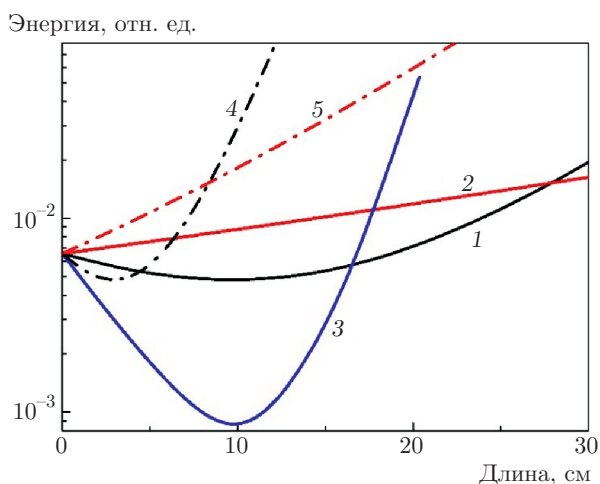


Рис. 9. Зависимость энергии ТГц-импульса, распространяющегося в неравновесном плазменном канале от длины распространения. Параметры плазмы канала: $N = 10^{20}$ (1, 4), $3 \cdot 10^{20}$ (2, 5), $3 \cdot 10^{19}$ (3) см^{-3} ; концентрация электронов $n_e = 3 \cdot 10^{13}$ (1-3), 10^{14} (4, 5) см^{-3}

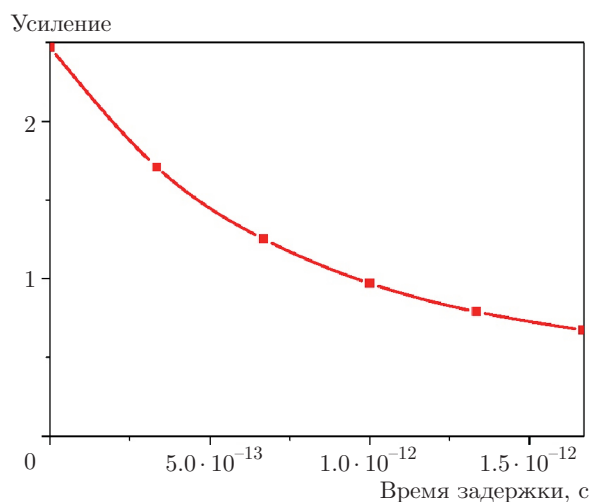


Рис. 10. Зависимость величины усиления ТГц-импульса в плазменном канале на длине 30 см от задержки между лазерным и ТГц-импульсом. Расчеты представлены для $N = 3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и $n_e = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$

ного влияния на энергетический спектр электронов в плазме канала. Также мы были ограничены одномерным приближением при анализе волнового уравнения. Выход за рамки этих ограничений позволит как строго рассмотреть реализацию упомянутого в тексте статьи волноводного режима, так и проанализировать возникающие нелинейные эффекты, обусловленные влиянием усиливаемого

ТГц-импульса на кинетические процессы в плазме. Оба этих эффекта становятся особенно важными на больших длинах распространения.

Благодарности. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 18-72-00125). Численные расчеты проводились на суперкомпьютерном комплексе МГУ «Ломоносов».

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Tonouchi, *Nature Photon.* **1**, 97 (2007).
2. N. Nagai, M. Sumitomo, M. Imaizumi, and R. Fukasawa, *Semicond. Sci. Technol.* **21**, 201 (2006).
3. J. Liu, J. Dai, S. L. Chin, and X.-C. Zhang, *Nature Photon.* **4**, 627 (2010).
4. B. M. Fischer, M. Walther, and P. U. Jepsen, *Phys. Med. Biol.* **47**, 38071 (2002).
5. W. H. Fan, A. Burnett, P. C. Upadhyaya, J. Cunningham, E. H. Linfield, and A. G. Davies, *Appl. Spectrosc.* **61**, 638 (2007).
6. N. Laman, S. Harsha, and D. Grischkowsky, *Appl. Spectrosc.* **62**, 319 (2008).
7. Y.-Ch. Shen, *Int. J. Pharm.* **417**, 48 (2011).
8. M. D. Mittleman, *Opt. Express* **26**, 9417 (2018).
9. D. J. Cook and R. M. Hochstrasser, *Opt. Lett.* **25**, 1210 (2000).
10. M. Kress, T. Löffler, S. Eden, M. Thomson, and H. G. Roskos, *Opt. Lett.* **29**, 11202 (2004).
11. K. Y. Kim, J. H. Glowina, A. J. Taylor, and G. Rodriguez, *Opt. Express* **15**, 4577 (2007).
12. V. Yu. Fedorov et al., *Plasma Phys. Control. Fusion.* **59**, 014025 (2017).
13. D. Dietze, J. Darmo, S. Roither, A. Pugzlys, J. N. Heyman, and K. Unterrainer, *J. Opt. Soc. Amer. B* **26**, 2016 (2009).
14. F. Théberge, M. Châteauneuf, G. Roy, P. Mathieu, and J. Dubois, *Phys. Rev. A* **81**, 033821 (2010).
15. M. Esaulkov, O. Kosareva, V. Makarov, N. Panov, and A. Shkurinov, *Front. Optoelectron.* **8**, 73 (2014).
16. A. A. Silaev and N. V. Vvedenskii, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 115005 (2009).
17. I. Babushkin, S. Skupin, and J. Herrmann, *Opt. Express* **18**, 9658 (2010).
18. M. Clerici et al., *Phys. Rev. Lett.* **110**, 253901 (2013).
19. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Наука, Москва (1982), гл. 2, § 8.
20. K. Zhong et al., *Sci. China Technol. Sci.* **60**, 1801 (2017).
21. T. I. Oh, Y. S. You, N. Jhajj, E. W. Rosenthal, H. M. Milchberg, and K. Y. Kim, *Appl. Phys. Lett.* **102**, 201113 (2013).
22. M. C. Hoffmann and J. A. Fulop, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44**, 083001 (2011).
23. D. Kuk, Y. J. Yoo, E. W. Rosenthal, N. Jhajj, N. M. Milchberg, and K. Y. Kim, *Appl. Phys. Lett.* **108**, 121106 (2016).
24. J. Hah, W. Jiang, Z.-H. He, J. A. Nees, B. Hou, A. J. R. Thomas, and K. Krushelnick, *Opt. Express* **25**, 17271 (2017).
25. А. В. Богацкая, А. М. Попов, *Письма в ЖЭТФ* **97**, 453 (2013) [*JETP Lett.* **97**, 388 (2013)].
26. G. Bekefi, Y. L. Hirshfield, and S. C. Brown, *Phys. Fluids* **4**, 173 (1961).
27. Ф. В. Бункин, А. Е. Казаков, М. В. Федоров, *УФН* **107**, 559 (1972).
28. A. V. Rokhlenko, *Sov. Phys. JETP* **48**, 663 (1978).
29. J. M. Warman, U. Sowada, and M. P. De Haas, *Phys. Rev. A* **31**, 1974 (1985).
30. A. V. Bogatskaya, E. A. Volkova, and A. M. Popov, *Quant. Electron.* **44**, 1091 (2014).
31. V. A. Kostin, I. D. Laryushin, A. A. Silaev, and N. V. Vvedenskii, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 035003 (2016).
32. V. A. Andreeva, O. G. Kosareva, N. A. Panov et al., *Phys. Rev. Lett.* **116**, 063902 (2016).
33. A. V. Bogatskaya and A. M. Popov, *Laser Phys.* **28**, 115301 (2018).
34. A. V. Bogatskaya, E. A. Volkova, and A. M. Popov, *J. Phys. D* **47**, 185202 (2014).
35. A. V. Phelps, *JILA Information Center Rep. № 26*, Univ. of Colorado (1985).
36. A. V. Phelps and L. C. Pitchford, *Phys. Rev. A* **31**, 2932 (1985).
37. В. Л. Гинзбург, А. В. Гуревич, *УФН* **70**, 201 (1960).
38. A. V. Bogatskaya, E. A. Volkova, and A. M. Popov, *Laser Phys. Lett.* **12**, 035301 (2015).
39. A. V. Bogatskaya and A. M. Popov, *Laser Phys. Lett.* **16**, 066008 (2019).
40. A. V. Bogatskaya, A. M. Popov, and I. V. Smetanin, *J. Rus. Laser Res.* **35**, 437 (2015).
41. A. V. Bogatskaya, E. A. Volkova, and A. M. Popov, *Laser Phys.* **29**, 086002 (2019).