

ИОНИЗАЦИОННАЯ ФОКУСИРОВКА КОРОТКОГО ИНТЕНСИВНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА И ГЕНЕРАЦИЯ КИЛЬВАТЕРНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН

Н. Е. Андреев, М. В. Чеготов, А. А. Погосова***

*Институт теплофизики экстремальных состояний Объединенного института высоких температур
Российской академии наук
127412, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 12 августа 2002 г.

Исследуется распространение короткого интенсивного лазерного импульса в газе с учетом процессов ионизации атомов вещества высокочастотным электромагнитным полем импульса. Найдены условия, при которых сформированные лазерным импульсом ионизационные структуры приводят к его фокусировке со значительным увеличением пиковой интенсивности. Показано, что передняя часть импульса подвергается ионизационной рефракции на ионизационном фронте, причем его временной профиль становится более крутым. В результате на ионизационном фронте происходит эффективная генерация кильватерной волны с ее последующим усилением в процессе развития самомодуляционной неустойчивости. Амплитуда кильватерной плазменной волны достигает значительной величины уже на малых длинах пробега импульса в веществе (меньших дифракционной длины импульса).

PACS: 52.38.Kd, 52.25.Jm, 52.50.Jw, 42.65.Re

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из перспективных направлений в применении коротких интенсивных лазерных импульсов является лазерно-плазменное ускорение частиц (см., например, обзоры [1, 2]). Привлекательность этого метода ускорения заключается в компактности установок, обусловленной рекордно высокими темпами ускорения частиц.

Первоначально в схемах лазерно-плазменного ускорения рассматривалась заранее приготовленная плазма (см., например, [3, 4]). Следует заметить, что для эффективной генерации плазменных кильватерных волн и последующего ускорения электронов необходимо соблюдение весьма жестких соотношений между параметрами лазерного излучения и плазмы. Использование первоначально нейтрального газа, ионизируемого непосредственно интенсивным лазерным импульсом, обладает рядом преимуществ как с точки зрения создания плазмы и необходимости удержания ее в определенной конфигурации,

так и в связи со спецификой взаимодействия ионизирующего излучения с веществом. Прежде всего, технически просто реализовать устойчивую, достаточно однородную концентрацию нейтрального газа. Далее, при воздействии на первоначально нейтральный газ интенсивного ионизирующего импульса происходит эффективная генерация плазменных волн на ионизационном фронте [5]. Такая генерация делает возможным использование сравнительно длинных лазерных импульсов, при которых происходит генерация высокоамплитудных плазменных волн в режиме самомодуляции лазерного импульса [6–8]. Другим механизмом генерации плазменных волн, имеющим возможность реализоваться в условиях нейтрального газа, является генерация за счет резкого переднего фронта лазерного импульса [9]. Преимущество использования ионизируемых газов заключается в том, что, в отличие от условий работы [9], увеличение крутизны переднего фронта лазерного импульса при наличии ионизации происходит самоогласованно по мере распространения импульса в веществе за счет так называемой ионизационной рефракции [10].

*E-mail: chegotov@ihed.ras.ru

**E-mail: alla@ihed.ras.ru

Влияние ионизационной рефракции на распространение интенсивных лазерных импульсов является в настоящее время объектом большого внимания, что обусловлено широким кругом практических применений коротких интенсивных лазерных импульсов. В условиях, когда поперечный радиус r_0 импульса (точное определение r_0 см. ниже в формуле (18)) мал по сравнению с длиной плазменной волны λ_p , а длительность τ импульса порядка периода λ_p/c плазменной волны (c — скорость света), длина пробега импульса в ионизируемом газе с сохранением достаточно высокой интенсивности сокращается; при этом максимальная интенсивность импульса оказывается ниже вакуумной [11]. С увеличением радиуса ($r_0 \sim \lambda_p$) и длительности ($\tau \sim \lambda_p/c$) импульса действие ионизационной рефракции на основную часть импульса невелико, если достаточно большая часть энергии импульса приходится на области ионизованного вещества [12]. При $r_0 \sim \lambda_p$ и $\tau \gg \lambda_p/c$ пробег лазерного импульса в газе с сохранением достаточно большой интенсивности оказывается порядка вакуумного (т. е. порядка вакуумной дифракционной (рэлеевской) длины z_R); при этом основная часть импульса может распространяться на расстояния большие z_R со сравнительно небольшой максимальной интенсивностью [13]. Для сравнительно большой глубины распространения необходимо, чтобы потенциал ионизации газа был достаточно низким, таким, чтобы радиус плазменного образования существенно превосходил бы радиус r_0 импульса. При высокой мощности P импульса (выше критической мощности $P_c \approx 17n_c/n_e$ ГВт для релятивистской самофокусировки, n_c — критическая плотность, n_e — плотность электронов плазмы [1]) длина пробега импульса увеличивается, однако в присутствии релятивистской самофокусировки процесс распространения носит неустойчивый характер [14].

В настоящей работе исследуется генерация кильватерных плазменных волн, ускоряющих электроны, при воздействии на первоначально нейтральный газ лазерным импульсом с мощностью ниже критической для релятивистской самофокусировки и радиусом, существенно превышающим длину плазменной волны. В разд. 2 с использованием кинетического уравнения для функции распределения свободных электронов получена система гидродинамических уравнений, учитывающих рождение свободных электронов в поле интенсивного лазерного импульса. Кроме того, в уравнениях Максвелла для электромагнитных полей в ионизируемом веществе ток свободных электронов дополнен ионизационным током, учитывающим требования законов сохранения энергии

и импульса в системе «электромагнитное излучение + вещество». В разд. 3 проводится гармонический анализ системы гидродинамических уравнений, полученных в разд. 2. Результатом этого анализа является система уравнений для медленно меняющихся амплитуд лазерного поля, плотности электронов и поля кильватерной волны. В пренебрежение ионизационными эффектами (заранее приготовленная плазма) эта система совпадает с общепринятой [1, 15], в рамках которой самосогласованно описывается процесс распространения и генерации кильватерной плазменной волны интенсивным лазерным импульсом. Влияние ионизационных эффектов учтено как в уравнении для огибающей электрического поля лазерного импульса, так и в уравнениях для электронной плотности и амплитуды кильватерной плазменной волны. В разд. 4 на базе уравнений из разд. 3 исследуется процесс распространения сравнительно длинного (в масштабах периода плазменной волны) лазерного импульса в ионизируемом газе. Проникновение импульса в газ сопровождается ионизационной рефракцией на нестационарных пространственно-неоднородных плазменных структурах, образующихся при ионизации газа импульсом. При пиковой интенсивности, удовлетворяющей резонансному условию по отношению к пороговой для ионизации интенсивности, проникновение импульса в газ сопровождается увеличением его максимальной интенсивности. Это увеличение (которое будем называть ионизационной фокусировкой) является результатом развития ионизационной модуляции лазерного импульса [16]. Такая модуляция возникает на передней части лазерного импульса в отличие от ионизационной модуляции [17–20], проявляющейся в виде неустойчивости в задней части импульса. Учет нелинейности движения электронов (релятивистской и пондеромоторной) не меняет качественное поведение лазерного импульса при его распространении, но приводит к дополнительному увеличению интенсивности электромагнитного поля в области ионизационной фокусировки. Генерация плазменной кильватерной волны обсуждается в разд. 5. Длительность лазерного импульса выбрана достаточно большой, так что формирование высокоамплитудной плазменной волны возможно в результате развития самомодуляционной неустойчивости. Механизм возбуждения «затравочной» плазменной волны для такой неустойчивости меняется по мере распространения импульса: при небольшой глубине проникновения импульса в вещество его форма остается сравнительно гладкой и механизм генерации является ионизационным [5]; с углублением импуль-

са в вещество его передний фронт становится более крутым за счет ионизационной рефракции и основным механизмом генерации «затравочной» плазменной волны становится механизм, рассмотренный в работе [9] в случае крутого переднего фронта импульса. В результате два основных фактора приводят к эффективной генерации высокоамплитудной кильватерной плазменной волны: во-первых, ионизационная рефракция обуславливает как сильное увеличение крутизны временного профиля лазерного импульса на его переднем фронте, так и значительное увеличение максимальной интенсивности за счет ионизационной фокусировки; во-вторых, генерируемая на переднем фронте плазменная волна усиливается в области наиболее интенсивной части импульса за счет самомодуляционной неустойчивости, причем этот эффект значительно увеличивается из-за действия ионизационной фокусировки. Амплитуда кильватерной плазменной волны достигает значительной величины на сравнительно малой глубине проникновения лазерного импульса в газ: меньшей дифракционной длины z_R импульса [21].

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Для описания пространственно-временной динамики ионизации и генерации кильватерной плазменной волны в поле короткого мощного лазерного импульса используем уравнения гидродинамики. Проведем учет ионизации в этих уравнениях с помощью стандартной процедуры получения гидродинамических уравнений из кинетического уравнения для электронной функции распределения по импульсам $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) f + e \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}] \right) \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} = \Gamma(\mathbf{r}, t) \delta(\mathbf{p}), \quad (1)$$

где $\mathbf{E}(\mathbf{B})$ — электрическое (магнитное) поле в веществе. Слагаемое $\Gamma(\mathbf{r}, t) \delta(\mathbf{p})$ представляет собой источник электронов, обусловленный ионизацией интенсивным электромагнитным полем. Механизм ионизации атома (или иона) полем короткого (длительностью τ меньше или порядка 1 пс) интенсивного лазерного импульса является туннельным, поскольку параметр Келдыша $\gamma = \omega_0 \sqrt{2m_e U} / |e| E$ (ω_0 — частота лазерного излучения, U — потенциал ионизации атома (иона), $m_e(e)$ — масса (заряд) электрона) [22] оказывается сравнительно малым ($\gamma \lesssim 1$) [23]. При такой ионизации можно считать,

что возникающий свободный электрон в момент своего рождения имеет нулевую скорость [24, 25], чему отвечает пропорциональный $\delta(\mathbf{p})$ ионизационный источник в уравнении (1). Подобный подход применялся для вывода из кинетического уравнения гидродинамических уравнений для ионизирующегося газа в работах [26, 27]. Отметим, что способ учета ионизационных процессов в кинетическом уравнении при помощи члена вида $\Gamma(\mathbf{r}, t) \delta(\mathbf{p})$ приводит к разумным энергетическим соотношениям при описании распространения лазерного импульса в ионизируемом веществе [16].

В уравнении (1) не учитываются процессы рекомбинации, а также все неупругие и упругие столкновительные процессы: электрон-атомные, электрон-ионные и электрон-электронные, поскольку характерные длительности этих процессов в случае не слишком плотной плазмы много больше характерных времен рассматриваемой задачи: длительности импульса и периода плазменной волны (последний меньше или порядка длительности импульса, см. ниже).

Проинтегрировав (1) по импульсам, получим уравнение для плотности электронов $n(\mathbf{r}, t) \equiv \int d\mathbf{p} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \text{div}(n \mathbf{V}_e) = \Gamma, \quad (2)$$

где

$$\mathbf{V}_e(\mathbf{r}, t) \equiv \frac{1}{n(\mathbf{r}, t)} \int d\mathbf{p} \mathbf{v} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$$

— средняя скорость направленного движения электронов. Умножая (1) на \mathbf{p} и интегрируя по \mathbf{p} , а также воспользовавшись уравнением (2), для среднего импульса

$$\mathbf{P}_e(\mathbf{r}, t) \equiv \frac{1}{n(\mathbf{r}, t)} \int d\mathbf{p} \mathbf{p} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$$

получим уравнение

$$\frac{\partial \mathbf{P}_e}{\partial t} + (\mathbf{V}_e \nabla) \mathbf{P}_e + \frac{\Gamma}{n} \mathbf{P}_e = e \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{V}_e \times \mathbf{B}] \right). \quad (3)$$

В уравнении (3) мы пренебрегли силой давления $-n^{-1} \sum_{i=1}^3 \partial \Pi_{ij} / \partial r_j$, где $\Pi_{ij} = \int d\mathbf{p} (v_j - V_{e,j})(p_i - P_{e,i})$, по сравнению с действующими на электронную жидкость ponderomotorными силами, определяемыми правой частью уравнения (3) и вторым членом в его левой части. Действительно, в условиях, когда столкновениями электронов с ионами и нейтральными атомами в течение действия короткого лазерного

импульса можно пренебречь, разброс энергии электронов, характеризующийся величиной $n^{-1}\Pi_{ij}$, в ионизирующемся газе будет определяться не обратнотормозным поглощением, а неадиабатическим взаимодействием электронов с полем лазерного импульса в момент их вылета из атома. Величина $n^{-1}\Pi_{ij}$ по порядку величины равна так называемой остаточной энергии, которая мала при сравнительно небольших потенциалах ионизации атомов вещества [24, 26, 28].

В гидродинамические уравнения (2) и (3) входит источник Γ , который представляет собой скорость рождения свободных электронов в единице объема. Для определения Γ необходимо вычислить скорость вырывания электронов со всех атомных оболочек. В ходе ионизации вещества быстроосциллирующим полем лазерного излучения плотности зарядов как свободных электронов, ρ_e , так и ионов, ρ_i , становятся также быстроменяющимися функциями времени. Это обстоятельство обусловлено зависимостью вероятности ионизации в единицу времени, W_m , иона с зарядом $m|e|$ до иона с зарядом $(m+1)|e|$ от мгновенной величины электрического поля лазерного импульса $|\mathbf{E}|$ [29, 30]:

$$W_m(|\mathbf{E}|) = \omega_{at} \frac{\exp(1)}{2\pi} \frac{(m+1)^2}{n_*^4} \times \\ \times \left[4 \exp(1) \frac{(m+1)^3}{n_*^4} \frac{E_{at}}{|\mathbf{E}|} \right]^{2n_*-1} \times \\ \times \exp\left(-\frac{2}{3} \frac{(m+1)^3}{n_*^3} \frac{E_{at}}{|\mathbf{E}|}\right), \quad (4)$$

где $n_* = (m+1)\sqrt{U_H/U_m}$, U_H — потенциал ионизации атома водорода с основного состояния, U_m — потенциал ионизации иона с зарядом $m|e|$ до иона с зарядом $(m+1)|e|$ ($m=0$ соответствует нейтральному атому), $E_{at} \approx 5.1 \cdot 10^9$ В/см — напряженность атомного поля, $\omega_{at} \approx 4.1 \cdot 10^{16}$ с⁻¹ — атомная частота. В силу сравнительно небольшой длительности лазерного импульса будем считать ионы неподвижными. В этих условиях уравнение для ионной плотности заряда имеет вид

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} \equiv |e|\Gamma = |e| \sum_{m=0}^{Z-1} W_m N_m \equiv |e| \sum_{m=0}^{Z-1} \Gamma^{(m)}, \quad (5)$$

где Z — заряд ядра атома, N_m — концентрация ионов с зарядом $m|e|$, $\Gamma^{(m)}$ — скорость ионизации ионов с зарядом $m|e|$ с образованием ионов с зарядом $(m+1)|e|$ в единице объема. Уравнения для N_m

также локальны по пространству:

$$\frac{\partial N_0}{\partial t} = -\Gamma^{(0)}, \quad \frac{\partial N_m}{\partial t} = -\Gamma^{(m)} + \Gamma^{(m-1)}, \\ \Gamma^{(m)} \equiv W_m N_m, \quad m = 1, \dots, Z-1, \quad (6) \\ \Gamma^{(0)} \equiv W_0 N_0.$$

В уравнениях Максвелла, так же как и в кинетическом уравнении (1), следует учесть процессы ионизации. Для этого помимо тока \mathbf{J} свободных электронов необходимо рассмотреть ток \mathbf{J}_{ion} , возникающий из-за поляризации ионизирующихся атомов в поле лазерного излучения [5, 31]. Для определения \mathbf{J}_{ion} учтем тот факт, что за счет прямой ионизации атомов электромагнитным полем с волновым вектором \mathbf{k} и частотой ω плотность энергии $w_{\mathbf{k}\omega}$ лазерного излучения убывает со скоростью

$$\left(\frac{\partial w_{\mathbf{k}\omega}}{\partial t}\right)_{ion} = - \sum_{m=0}^{Z-1} W_m N_m U_m, \quad (7)$$

а плотность потока импульса лазерного излучения, \mathbf{S}/c^2 ($\mathbf{S} = (c/4\pi)[\mathbf{E} \times \mathbf{B}]$ — вектор Пойнтинга) меняется со скоростью

$$\left(\frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} \frac{\mathbf{S}}{c^2}\right)_{ion} = - \sum_{m=0}^{Z-1} W_m N_m U_m \frac{\mathbf{k}}{\omega}. \quad (8)$$

Изменения энергии (7) и импульса (8) лазерного излучения могут быть учтены в уравнении Максвелла

$$\text{rot } \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c}(\mathbf{J} + \mathbf{J}_{ion}) + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (9)$$

путем введения дополнительно к току $\mathbf{J} = en_e \mathbf{V}_e$ свободных электронов тока ионизации \mathbf{J}_{ion} , определенного выражением

$$\mathbf{J}_{ion} = \frac{\mathbf{E}}{E^2} \sum_{m=0}^{Z-1} W_m N_m U_m. \quad (10)$$

Ток ионизации \mathbf{J}_{ion} в уравнении (9) приводит, вообще говоря, к появлению дополнительной (к обычной гидродинамической плотности свободного заряда $\rho(\mathbf{r}, t) \equiv en + |e| \sum_{m=1}^Z m N_m$) ионизационной плотности заряда ρ_{ion} в уравнении Максвелла

$$\text{div } \mathbf{E} = 4\pi\rho + 4\pi\rho_{ion}.$$

Действительно, поскольку скорости возникновения свободных электронов и суммарного заряда ионов одинаковы для гидродинамических плотностей свободного заряда $\rho = \rho_i + \rho_e$ и тока \mathbf{J} , выполняется закон сохранения свободного заряда

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div } \mathbf{J} = 0.$$

Применив операцию div к уравнению (9) и воспользовавшись законом сохранения свободного заряда, приходим к закону сохранения ионизационного заряда:

$$\frac{\partial \rho_{ion}}{\partial t} + \text{div} \mathbf{J}_{ion} = 0.$$

Отсюда, в частности, следует, что если $\text{div} \mathbf{J}_{ion} \neq 0$, то и $\rho_{ion} \neq 0$. Заметим, что в рамках одномерной геометрии ионизационный ток (10), обусловленный ионизацией поперечным полем лазерного импульса, оказывается также поперечным, вследствие чего $\text{div} \mathbf{J}_{ion} = 0$, так что $\partial \rho_{ion} / \partial t = 0$ и $\rho_{ion} = 0$. Ток (10) был введен из энергетических соображений ранее в [32] и использовался в работах [17, 27, 33, 34]. Приведенное нами соотношение (8) является дополнительным обоснованием ионизационного тока (10) исходя из закона сохранения импульса системы «поле + материальная среда» в процессе ионизации вещества полем излучения.

3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

3.1. Вывод уравнений для медленно меняющихся амплитуд

Для описания эволюции распространяющегося в ионизирующемся газе лазерного импульса используем приближение медленно меняющихся амплитуд. В условиях сравнительно разреженных газов такое приближение вполне обосновано, поскольку характерные пространственные и временные масштабы изменений амплитуд полей и плотности свободных электронов превосходят длину волны и период лазерного излучения. В соответствии с этим представим быстроосциллирующее электрическое поле \mathbf{E} лазерного излучения в виде

$$\mathbf{E} = \frac{m_e \omega_0 c}{2e} \left[\mathbf{a} \exp \left(-i\omega_0 t + \frac{i\omega_0 z}{c} \right) + \text{c.c.} \right], \quad (11)$$

где \mathbf{a} — медленно меняющаяся безразмерная амплитуда электрического поля лазерного излучения.

При выводе уравнений для медленно меняющихся огибающих с учетом ионизационных процессов будем следовать работам [12]. Представим ионизационный источник Γ , плотности ионов и электронов в следующем виде:

$$\Gamma = \Gamma_0 + \frac{1}{2} [\Gamma_2 \exp(-2i\omega_0 t) + \text{c.c.}] + \dots,$$

$$\rho_i = |e| \left\{ n_0 + \frac{1}{2} [n_2 \exp(-2i\omega_0 t) + \text{c.c.}] + \dots \right\},$$

$$\rho_e = en = e \left\{ n_e + \frac{1}{2} [n_{e2} \exp(-2i\omega_0 t) + \text{c.c.}] + \dots \right\},$$

где $\Gamma_0, \Gamma_2, n_0, n_2, n_e, n_{e2}$ — медленно меняющиеся на масштабе $2\pi/\omega_0$ функции времени, причем n_e и n_{e2} учитывают движение электронов в интенсивном поле лазерной волны. Величина второй гармоники Γ_2 существенно зависит от поляризации лазерного излучения. При циркулярной поляризации $\Gamma_2 = 0$, тогда как при линейной поляризации для сравнительно легких ($Z \leq 10$) газов $\Gamma_2 \approx 1.56\Gamma_0$ [5].

Уравнение для медленно меняющейся амплитуды лазерного поля в системе сопутствующих координат $z, \xi = z - ct$ в предположении осесимметричности поля $|\mathbf{a}|$ имеет следующий вид (ср. [12, 15]):

$$\begin{aligned} 2\omega_0 c \frac{\partial \mathbf{a}}{\partial z} - 2ic^2 \frac{\partial^2 \mathbf{a}}{\partial z \partial \xi} - ic^2 \Delta_{\perp} \mathbf{a} + i\omega_p^2 \left(\frac{n_e}{n_0} - \frac{1}{4} |\mathbf{a}|^2 \right) \mathbf{a} = \\ = \frac{\Gamma_2 \omega_0}{4n_c} \mathbf{a}^* - \mathbf{a} \frac{2\omega_0}{|\mathbf{a}|^2} \sum_{m=0}^{Z-1} \frac{\Gamma_0^{(m)}}{n_c} \frac{U_m}{m_e c^2}, \quad (12) \end{aligned}$$

где

$$\Delta_{\perp} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right)$$

— поперечная часть оператора Лапласа, $\omega_p^2 = 4\pi e^2 n_0 / m_e$. Уравнения для нулевых гармоник $\Gamma_0^{(m)}$ соответствующих скоростей ионизации, а также для концентраций $n_0^{(m)}$ имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} n_0 = \sum_{m=1}^Z m n_0^{(m)}, \quad \Gamma_0^{(m)} = w_m n_0^{(m)}, \\ \Gamma_0^{(Z)} = 0, \quad c \frac{\partial n_0^{(0)}}{\partial \xi} = \Gamma_0^{(0)}, \\ c \frac{\partial n_0^{(m+1)}}{\partial \xi} = -\Gamma_0^{(m)} + \Gamma_0^{(m+1)}, \quad (13) \\ m = 0, \dots, Z-1, \\ \Gamma_0 = \sum_{m=0}^{Z-1} \Gamma_0^{(m)}, \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} w_m(|\mathbf{a}|) = \omega_{at} \sqrt{3} \left(\frac{\exp(1)}{\pi} \right)^{3/2} \frac{(m+1)^2}{n_*^{4.5}} \times \\ \times \left[4 \exp(1) \frac{(m+1)^3}{n_*^4} \frac{a_{at}}{|\mathbf{a}|} \right]^{2n_*-1.5} \times \\ \times \exp \left(-\frac{2}{3} \frac{(m+1)^3}{n_*^3} \frac{a_{at}}{|\mathbf{a}|} \right) \quad (14) \end{aligned}$$

— усредненная на лазерном периоде $2\pi/\omega_0$ вероятность ионизации (4), $a_{at} = eE_{at}/m_e \omega_0 c$.

Для определения концентрации электронов, входящей в уравнение (12), используем уравнения для медленно меняющихся величин $\bar{\mathbf{P}}_e$ и n_e , которые следуют из уравнений (2) и (3) в результате усреднения при $|\mathbf{a}| < 1$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\mathbf{P}}_e}{\partial t} &= e\mathbf{E}_p - m_e c^2 \nabla \left(\frac{1}{2} \frac{\bar{\mathbf{P}}_e^2}{m_e^2 c^2} + \frac{1}{4} |\mathbf{a}|^2 \right) - \\ &- \frac{\Gamma_0}{n_e} \bar{\mathbf{P}}_e + \frac{m_e c}{2n_e} \left[\Gamma_0 |\mathbf{a}|^2 - \frac{1}{2} \operatorname{Re} (\Gamma_2 (\mathbf{a}^*)^2) \right] e_z, \\ \frac{\partial (en_e)}{\partial t} &= e\Gamma_0 - \operatorname{div} \bar{\mathbf{J}}, \end{aligned}$$

где медленные плазменные поля \mathbf{E}_p и \mathbf{B}_p описываются уравнениями Максвелла

$$\frac{\partial \mathbf{E}_p}{\partial t} = -4\pi \bar{\mathbf{J}} + c \operatorname{rot} \mathbf{B}_p, \quad \frac{\partial \mathbf{B}_p}{\partial t} = -c \operatorname{rot} \mathbf{E}_p,$$

в которых $\bar{\mathbf{J}}$ — медленный электронный ток:

$$\bar{\mathbf{J}} = \frac{e}{m_e} \bar{\mathbf{P}}_e \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\bar{\mathbf{P}}_e^2}{m_e^2 c^2} - \frac{1}{4} |\mathbf{a}|^2 \right).$$

Как и в отсутствие ионизационных эффектов (заранее приготовленная плазма), для решения полученных уравнений для медленно меняющихся амплитуд в системе сопутствующих координат z , $\xi = z - ct$ удобно ввести скалярную безразмерную функцию ϕ («потенциал»), который следующим образом связан с медленно меняющимися продольной $E_{p,z}$, радиальной $E_{p,r}$ компонентами электрического поля и азимутальным магнитным полем $B_{p,\varphi}$ плазменной волны [15]:

$$\frac{\partial \phi}{\partial \xi} = \frac{eE_{p,z}}{m_e c^2}, \quad \frac{\partial \phi}{\partial r} = \frac{eE_{p,r}}{m_e c^2} - \frac{eB_{p,\varphi}}{m_e c^2}.$$

Электронная концентрация n_e , входящая в уравнение (12), также выражается через потенциал ϕ :

$$\begin{aligned} \frac{n_e}{n_0} &= 1 + \frac{1}{4} |\mathbf{a}|^2 + \frac{1}{k_p^2} (\Delta_\perp - k_p^2) \phi + \frac{1}{k_p^2} \times \\ &\times \int_{+\infty}^{\xi} \left[\phi + \frac{1}{4} |\mathbf{a}|^2 - \operatorname{Re} \left(\mathbf{a}^{*2} \frac{\Gamma_2}{8\Gamma_0} \right) \right] \frac{\partial k_p^2}{\partial \xi} d\xi, \quad (15) \end{aligned}$$

уравнение для которого имеет вид [12]

$$\begin{aligned} (\Delta_\perp - k_p^2) \frac{\partial^2 \phi}{\partial \xi^2} + k_p^2 (\Delta_\perp - k_p^2) \phi - \\ - \frac{\partial \ln n_0}{\partial r} \frac{\partial^3 \phi}{\partial r \partial \xi^2} = \frac{k_p^2}{4} (\Delta_\perp - k_p^2) |\mathbf{a}|^2 - \\ - k_p^2 \int_{+\infty}^{\xi} \left[\phi + \frac{1}{4} |\mathbf{a}|^2 - \operatorname{Re} \left(\mathbf{a}^{*2} \frac{\Gamma_2}{8\Gamma_0} \right) \right] \frac{\partial k_p^2}{\partial \xi} d\xi, \quad (16) \end{aligned}$$

где $k_p^2 = \omega_p^2/c^2$.

Уравнения (12)–(16) описывают релятивистскую и пондеромоторную самофокусировку лазерного импульса и генерацию им электронной плазменной кильватерной волны, а также влияние процессов образования плазмы на распространение лазерного импульса и возбуждение кильватерного поля. В отсутствие ионизации правая часть уравнения (12) равна нулю, а в уравнениях (15), (16) отсутствуют интегральные члены.

Исследование влияния ионизации на генерацию плазменной кильватерной волны проведено в рамках одномерной модели в работах [5], где показано что действие ионизационных эффектов проявляется в увеличении амплитуды кильватерной волны. В неоднородной геометрии распространение сравнительно короткого лазерного импульса (с длительностью порядка периода плазменной волны) в ионизирующемся веществе и генерация им плазменных волн обсуждались в работах [12]. Заметим, что слагаемые, пропорциональные U_m , в правой части (12) обусловлены ионизационным током \mathbf{J}_{ion} и описывают потери энергии лазерного импульса на преодоление электронами соответствующих потенциалов ионизации; совместный учет смешанной производной $\partial^2 \mathbf{a} / \partial \xi \partial z$ в левой части (12), а также слагаемого, пропорционального Γ_2 в правой, позволяет описать потери энергии лазерного излучения, связанные с приобретением электронами остаточной энергии. Совместное действие этих потерь на пространственно-временной профиль импульса проявляется в увеличении его крутизны в области ионизационного фронта [16, 19, 23, 35].

3.2. Начальные и граничные условия

Система уравнений (12)–(16) решалась численно. В качестве начального условия газ считался нейтральным (с концентрацией нейтралов n_{at}) в отсутствие лазерного поля

$$\begin{aligned} n_0^{(0)}(z, \xi = +\infty, r) &= n_{at}, \\ n_0^{(m)}(z, \xi = +\infty, r) &= 0, \quad (17) \\ m &= 1, \dots, Z. \end{aligned}$$

Будем считать, что на входе в газ ($z = 0$) лазерный импульс имеет гауссово распределение как в поперечном сечении, так и во времени:

$$\mathbf{a}(z = 0, \mathbf{r}, \xi) = \mathbf{a}_0 \exp \left[-\frac{r^2}{r_0^2} - \frac{(\xi - \xi_0)^2}{c^2 \tau^2} \right], \quad (18)$$

где $\mathbf{r} = x\mathbf{e}_x + y\mathbf{e}_y$ — радиус-вектор в перпендикулярном к оси z направлении. Характерная длина ди-

фракции такого импульса (длина Рэлея) составляет величину $z_R = \omega_0 r_0^2 / 2c$, $\xi_0 = \text{const}$. Лазерное поле \mathbf{E} может иметь произвольную поляризацию, что определяется параметром $1 \geq \eta \geq 0$:

$$\mathbf{a}_0 = a_0 \frac{\mathbf{e}_x + i\eta\mathbf{e}_y}{\sqrt{1 + \eta^2}}. \quad (19)$$

Постоянная a_0 в этом выражении связана с начальной пиковой интенсивностью I_0 лазерного импульса, $I_0 = c\langle \mathbf{E}^2(z=0, \mathbf{r}=0, \xi=\xi_0) \rangle / 4\pi$, следующим соотношением:

$$I_0 = n_c m_e c^3 a_0^2 / 2, \quad (20)$$

где $n_c = m_e \omega_0^2 / 4\pi e^2$ — критическая плотность электронов для частоты ω_0 . Далее считалось, что поле \mathbf{E} — линейно поляризованное ($\eta = 0$). Заметим, что граничные условия (18)–(20) отвечают фокусировке лазерного импульса на границу газа $z = 0$.

4. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

Уравнения (12)–(16), описывающие динамику распространения лазерного импульса в ионизуемом им газе и генерацию плазменных волн, решались в условиях сравнительно низкой мощности ($P < P_c$), сравнительно большой длительности ($\tau \gg \Omega^{-1}$) и сравнительно большого радиуса ($r_0 \gg K^{-1}$) лазерного импульса. Здесь $\Omega = \sqrt{4\pi e^2 n_{0,max} / m_e}$, $|e|n_{0,max}$ — максимальная плотность ионного заряда, $K = \Omega/c$. При таких параметрах (небольшая мощность и большой радиус) начальная пиковая интенсивность I_0 импульса может быть сравнительно небольшой: существенно ниже релятивистской интенсивности при выбранной длине волны лазерного излучения. На рис. 1 показана динамика распространения лазерного импульса в ионизуемом гелии при концентрации нейтральных атомов $n_{at} = 0.35 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, начальной пиковой интенсивности импульса $I_0 = 8.55 \cdot 10^{16} \text{ Вт/см}^2$, длине волны $\lambda_0 = 0.8 \text{ мкм}$, радиусе $r_0 = 146 \text{ мкм}$, длительности (по полувысоте максимума интенсивности) $\tau_{FWHM} = \sqrt{2 \ln 2} \tau = 1.25 \text{ пс}$ и $\xi_0 K = 75$. Заметим, что I_0 на порядок ниже релятивистской интенсивности при выбранной длине волны λ_0 . При таких параметрах безразмерные величины оказываются равными: $P/P_c = 0.67$, $\Omega\tau = 50$, $Kr_0 = 23$. Уже при неглубоком проникновении импульса в газ ($z \approx 0.1z_R$) его передний фронт подвергается сильной ионизационной рефракции. Последняя приводит к увеличению крутизны временного профиля интенсивности лазерного импульса, изображенного

на рис. 2 при различных длинах распространения импульса, соответствующих рис. 1. Отметим, что по мере проникновения импульса в вещество максимальное значение его интенсивности на оси $r = 0$ существенно увеличивается (см. рис. 1, 2).

Чтобы понять причину такого увеличения, рассмотрим поведение лазерного импульса, исключив из уравнения (12) влияние нелинейности движения свободных электронов. В частности, исключим релятивистскую самофокусировку и возбуждение кильватерной плазменной волны, оставив лишь ионизационную нелинейность, проявляющуюся в (12) через зависимость электронной плотности ($n_e = n_0$) от величины электрического поля $|\mathbf{a}|$. Последняя обусловлена зависимостью от $|\mathbf{a}|$ вероятности ионизации (14). На рис. 3 изображены зависимости максимальной интенсивности I_{max} лазерного импульса на оси $r = 0$ от глубины z проникновения импульса в гелий при тех же, что на рис. 1 и 2, начальной пиковой интенсивности импульса и длине волны ($I_0 = 8.55 \cdot 10^{16} \text{ Вт/см}^2$, $\lambda_0 = 0.8 \text{ мкм}$), но при различных значениях концентрации нейтральных атомов, начального радиуса импульса и его длительности, таких что безразмерные параметры $\Omega\tau = 50$, $Kr_0 = 23$ фиксированы (см. таблицу). Функция $I_{max}(z)$ достигает наибольшего значения при $z_{max} \approx 0.4z_R < z_R$. Зависимость $I_{max}(z)$ при небольших z оказывается осциллирующей, что соответствует развитию ионизационной модуляции [16] по мере проникновения импульса в ионизируемое вещество.

В простейшей трехмерной модели ионизационной модуляции [16] величина ε_{max} наибольшего относительного отклонения интенсивности I от первоначальной $I^{(0)}$ на временном профиле лазерного импульса как функция глубины проникновения z описывается соотношением

$$\varepsilon_{max}(z) \equiv \frac{I - I^{(0)}}{I^{(0)}} \approx \approx 0.12 \frac{z}{z_R} k_{p,at}^2 r_0^2 \exp\left(-u^{(2)} \frac{z}{z_R}\right), \quad (21)$$

где $u^{(2)} \approx 3.384$, $k_{p,at} = \sqrt{4\pi e^2 n_{at} / m_e c^2}$. Наибольшее значение амплитуды модуляции ε_{max} достигается на расстоянии $z \approx z_{st} = z_R / u^{(2)} \approx 0.3z_R$ от границы входа импульса в вещество. При выбранных для рис. 3 параметрах предсказания соотношения (21) для относительного увеличения интенсивности находятся на пределах своей применимости и составляют величину приблизительно равную 3.5. Согласно рис. 3, эта величина равна приблизительно трем и, в соответствии с выражением (21), определяется

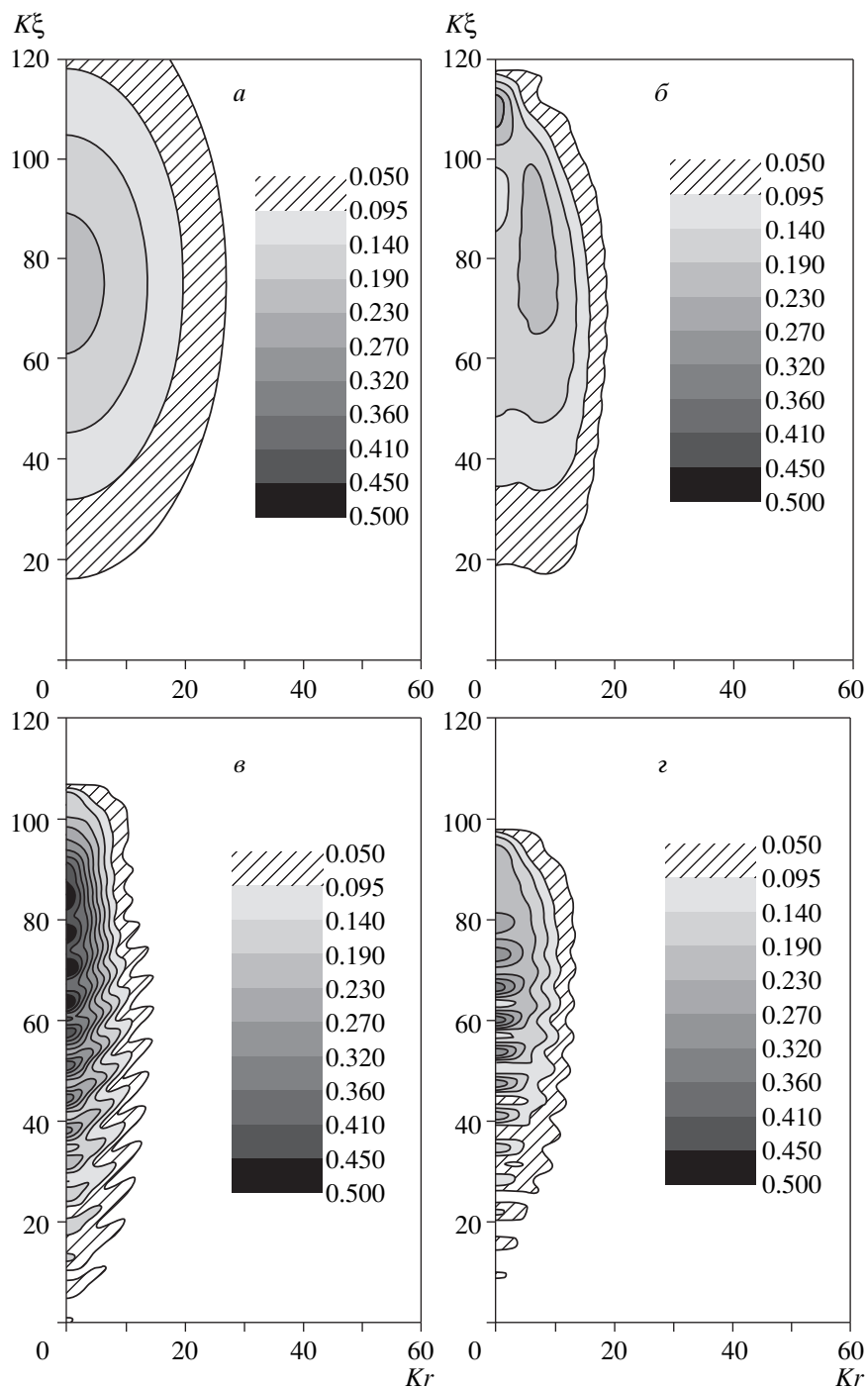


Рис. 1. Распределение огибающей лазерного импульса $|a|$ на плоскости $Kr-K\xi$: $a - z = 0$; $б - z = 0.2z_R$; $в - z = 0.4z_R$; $г - z = 0.6z_R$

параметром $k_{p,at}r_0$, фиксированным на рис. 3 при изменении концентрации нейтральных атомов и радиуса импульса в широких пределах. Заметим, что столь значительное увеличение интенсивности (далее обозначаемое как ионизационная фокусировка)

возможно лишь при резонансном соотношении пороговой для ионизации интенсивности I_m^{th} с начальной пиковой интенсивностью I_0 (см. (20)) лазерного импульса, описываемой распределением (18) (см. [16]):

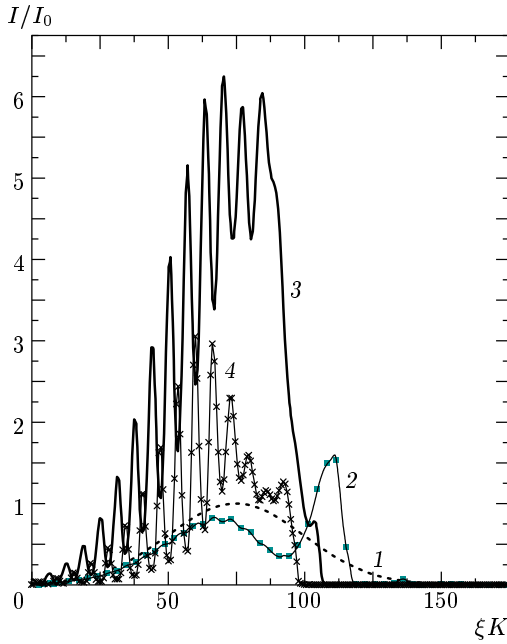


Рис. 2. Временной профиль интенсивности лазерного импульса, $I(\xi)/I_0$, на оси $r = 0$ при различных глубинах проникновения импульса в гелий: 1 — $z = 0$; 2 — $z = 0.2z_R$; 3 — $z = 0.4z_R$; 4 — $z = 0.6z_R$

$$\frac{I_0}{I_m^{th}} = \exp\left(2 \frac{z_{st}}{z_R} u^{(2)}\right) \approx 7.39. \quad (22)$$

Согласно расчетам, представленным на рис. 3, резонансным оказывается значение наибольшего порога $I_1^{th} \approx 10^{16}$ Вт/см² ионизации He⁺ ($U_1 = 54.4$ эВ).

Важность выполнения резонансного условия (22) для проявления ионизационной фокусировки демонстрирует рис. 4, на котором показаны результаты расчетов $I_{max}(z)$ также в пренебрежении нелинейностью движения свободных электронов при той же концентрации нейтральных атомов, $n_{at} = 0.35 \cdot 10^{18}$ см⁻³, и тех же параметрах лазерного излучения, что на рис. 1, 2 и 3 (кривые 3), но для разных веществ: для водорода и модельных одноэлектронных атомов, потенциалы ионизации которых равны потенциалам ионизации He и He⁺. Нетрудно видеть, что ионизационная фокусировка, наблюдаемая на рис. 3, ярко выражена на рис. 4 только для атомов с потенциалом ионизации $U = 54.4$ эВ.

В условиях более низких потенциалов ионизации радиус плазменного образования оказывается значительно больше радиуса r_0 . В результате (см. рис. 4) дифракционное расплывание основной части импульса оказывается подавленным при распростра-

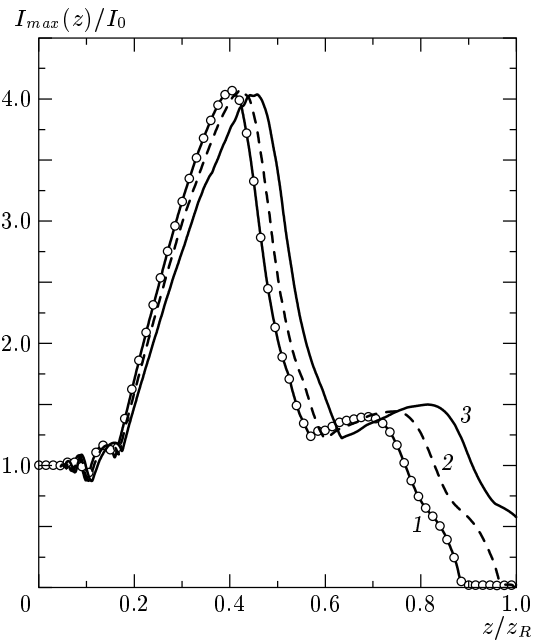


Рис. 3. Зависимость $I_{max}(z)/I_0$ от глубины проникновения z/z_R в пренебрежении нелинейным движением свободных электронов при $Kr_0 = 23$, $\Omega\tau = 50$ и различных концентрациях нейтральных атомов гелия: 1 — $8.75 \cdot 10^{18}$ см⁻³; 2 — $2.2 \cdot 10^{18}$ см⁻³; 3 — $0.35 \cdot 10^{18}$ см⁻³

Использованные в расчетах значения концентрации нейтральных атомов гелия, рэлеевской длины и длительности лазерного импульса

$n_{at}, 10^{18} \text{ см}^{-3}$	$z_R, \text{ мм}$	$\tau, \text{ пс}$
8.75	3.4	0.212
2.2	13.5	0.425
0.35	84.2	1.062

нению на расстояния, превышающие z_R [13], однако при этом величина максимальной интенсивности сравнительно невелика (в условиях мощности, меньшей критической) и генерация кильватерной волны менее эффективна, чем в условиях ионизационной фокусировки.

Согласно (21), при небольших глубинах проникновения импульса в газ амплитуда ионизационной модуляции квадратично зависит от параметра $k_{p,at}r_0$, вследствие чего в пренебрежении нелинейностью движения свободных электронов она увеличивается с ростом радиуса r_0 (при неизменной плотности газа). Это нетрудно видеть на рис. 5, кото-

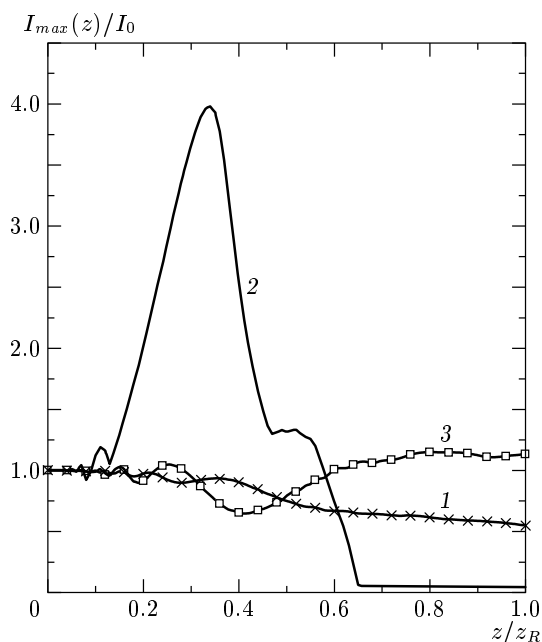


Рис. 4. Зависимость $I_{max}(z)/I_0$ в пренебрежении нелинейным движением свободных электронов для различных веществ: 1 — водород (потенциал ионизации 13.6 эВ); 2 и 3 — модельные одноэлектронные атомы с потенциалами ионизации соответственно 54.4 эВ (однократно ионизованный гелий) и 24.58 эВ (нейтральный гелий)

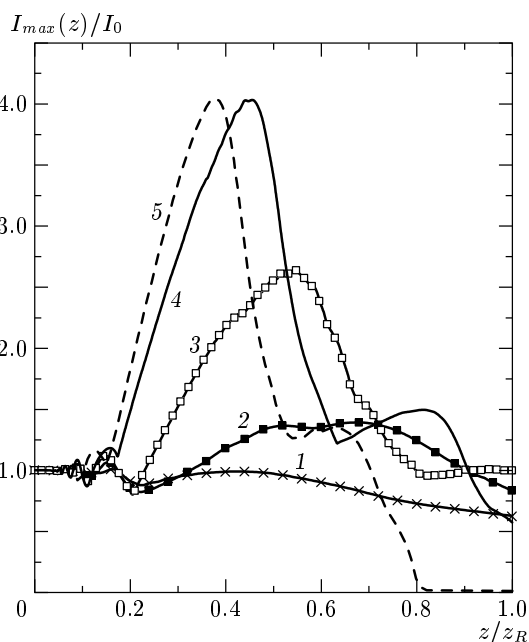


Рис. 5. Зависимость $I_{max}(z)/I_0$ в пренебрежении нелинейным движением свободных электронов при $\tau_{FWHM} = 1.25$ пс (кривые 1–4) и $\tau_{FWHM} = 0.125$ пс (кривая 5) и значениях безразмерного параметра $Kr_0 = 7.1$ (1), 11.5 (2), 17.25 (3), 23 (4, 5)

рому соответствуют начальная пиковая интенсивность импульса $I_0 = 8.55 \cdot 10^{16}$ Вт/см², длина волны $\lambda_0 = 0.8$ мкм, газ — гелий с начальной концентрацией нейтральных атомов $n_{at} = 0.35 \cdot 10^{18}$ см⁻³. С ростом Kr_0 максимум функции $I_{max}(z)$ увеличивается, при этом в широких пределах условие резонанса (22) и величина максимальной интенсивности при ионизационной фокусировке (см. (21)) не зависят от длительности лазерного импульса, что иллюстрируют кривые 4 и 5 на рис. 5, построенные для длительностей импульса соответственно $\tau_{FWHM} = 1.25$ пс и 125 фс.

Возвращаясь к полной системе уравнений (12)–(16), учитывающей нелинейность движения свободных электронов, отметим, что отношение мощности P лазерного излучения к критической P_c для релятивистской самофокусировки, $P/P_c = |a_0|^2(Kr_0)^2/32$, квадратично зависит от Kr_0 . При выбранных на рис. 2 параметрах имеем $P/P_c = 0.67$. Следствием близости этого числа к единице является дополнительное увеличение (за счет подпороговой релятивистской самофокусировки) интенсивности лазерного излучения на

оси по сравнению с учетом лишь ионизационной фокусировки (рис. 3).

5. ГЕНЕРАЦИЯ КИЛЬВАТЕРНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ ВОЛНЫ

Согласно работе [5], в условиях сравнительно длительных импульсов ($\tau \gg \Omega^{-1}$), ионизационный фронт является затравкой для эффективной генерации кильватерной плазменной волны. На рис. 6 штриховой кривой показана зависимость потенциала $\phi(\xi)$ на оси импульса $r = 0$ на входе в гелий ($z = 0$). Величина амплитуды осцилляций потенциала ϕ после прохождения импульса близка к предсказываемой теорией [5]. Заметим, что для параметров газа и лазерного излучения, соответствующих рис. 6, амплитуды кильватерной волны в заранее приготовленной плазме полностью ионизованного гелия оказывается в 10^{133} раз меньше представленной на рис. 6.

С дальнейшим проникновением импульса в газ положение ионизационного фронта на временном профиле импульса сдвигается в сторону центральной, наиболее интенсивной части импульса. При

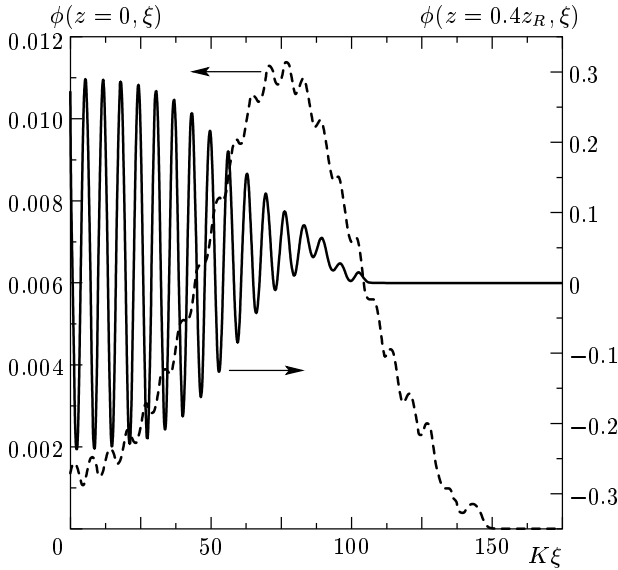


Рис. 6. Зависимость безразмерного потенциала $\phi(\xi)$ кильватерной волны на оси импульса $r = 0$ при вхождении импульса в гелий ($z = 0$) — штриховая кривая и при $z = 0.4z_R$ — сплошная кривая

этом крутизна его временного профиля увеличивается за счет ионизационной рефракции (см. рис. 1, 2), что, в свою очередь, повышает эффективность генерации кильватерной плазменной волны (см. рис. 6, сплошная линия, соответствующая распространению импульса на расстояние $z = 0.4z_R$). В результате механизм генерации плазменной волны на передней части импульса меняется [21]: более 75 % амплитуды кильватерной волны обусловлено резкой формой переднего фронта лазерного импульса (см. механизм генерации плазменной волны [9]), тогда как остальные 25 % создаются ионизационным механизмом [5].

Рождающаяся в области ионизационного фронта плазменная кильватерная волна является затравочной для возбуждения самомодуляционной неустойчивости [6–8]. В результате развития этой неустойчивости временной профиль лазерного импульса оказывается промодулированным с периодом, равным периоду плазменной волны (см. рис. 1, 2). В свою очередь, при достаточно большой длительности лазерного импульса амплитуда кильватерной плазменной волны после прохождения импульса в фиксированной точке z пространства существенно увеличивается по сравнению со своим затравочным уровнем в области ионизационного фронта (см. рис. 6, сплошная линия).

Рассмотрим генерацию плазменной волны в ре-

жиме самомодуляции лазерного импульса при тех же фиксированных безразмерных параметрах импульса, что и для рис. 1, 2 ($a_0 = 0.2$, $P/P_c = 0.67$, $\Omega\tau = 50$, $Kr_0 = 23$), но при различных значениях плотности газа (см. таблицу). Увеличение максимальной амплитуды потенциала плазменной волны (совместно с увеличением амплитуды модуляции лазерного импульса, см. рис. 2) по мере проникновения импульса в ионизируемый гелий демонстрирует рис. 7а. На рис. 7б показана эволюция с увеличением глубины проникновения z максимума интенсивности лазерного поля. Нетрудно видеть, что значительное увеличение амплитуды потенциала плазменной волны связано с ионизационной фокусировкой лазерного поля (ср. рис. 7а и 7б).

Из сравнения рис. 7 и 3 следует, что ионизационная фокусировка сопровождается релятивистской и пондеромоторной самофокусировкой, поскольку учет нелинейности движения свободных электронов (рис. 7) приводит к дополнительному увеличению интенсивности фокусируемого импульса на оси $r = 0$. Кроме того, из рис. 7 следует, что при фиксированном параметре Kr_0 длина области z/z_R , где ϕ_{max} имеет сравнительно большое значение, увеличивается с уменьшением отношения $n_{0,max}/n_c$. Как нетрудно видеть из сравнения рис. 7 и рис. 3, этот эффект обусловлен, главным образом, влиянием ионизационных процессов на распространение лазерного импульса.

Пространственно-временная структура потенциала ϕ плазменной волны при глубине $z = 0.4z_R$ проникновения лазерного импульса в гелий показана на рис. 8. В соответствии с рис. 7 амплитуда плазменных колебаний после прохождения импульсом расстояния, близкого к $z = 0.4z_R$, оказывается максимальной. При этом структура кильватерного поля регулярна с характерным поперечным масштабом порядка плазменной длины волны.

Заметим (см. рис. 7), что при нормировке глубины проникновения z на рэлеевскую длину z_R распределение $\phi_{max}(r = 0, z)$ по глубине проникновения относительно слабо зависит от начальной плотности n_{at} газа при неизменных безразмерных параметрах $\Omega\tau$ и Kr_0 . Неизменность последнего параметра означает, что для трех различных распределений $\phi_{max}(r = 0, z)$, изображенных на рис. 7, существенно различаются величины рэлеевской длины (см. таблицу) и, соответственно, длины распространения лазерного импульса, на которой происходит генерация интенсивной кильватерной волны.

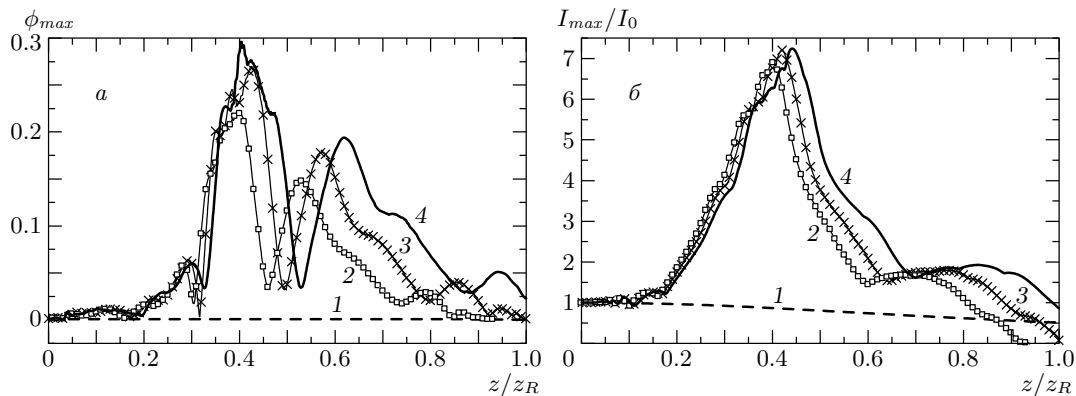


Рис. 7. Зависимости ϕ_{max} (а) и I_{max}/I_0 (б) от z/z_R на оси импульса при $Kr_0 = 23$ и $\Omega\tau = 50$ и различных начальных концентрациях гелия: 1 — заранее приготовленная полностью ионизованная плазма при $n_{0,max} = 0.7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; 2 — $n_{at} = 8.75 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; 3 — $n_{at} = 2.2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; 4 — $n_{at} = 0.35 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$

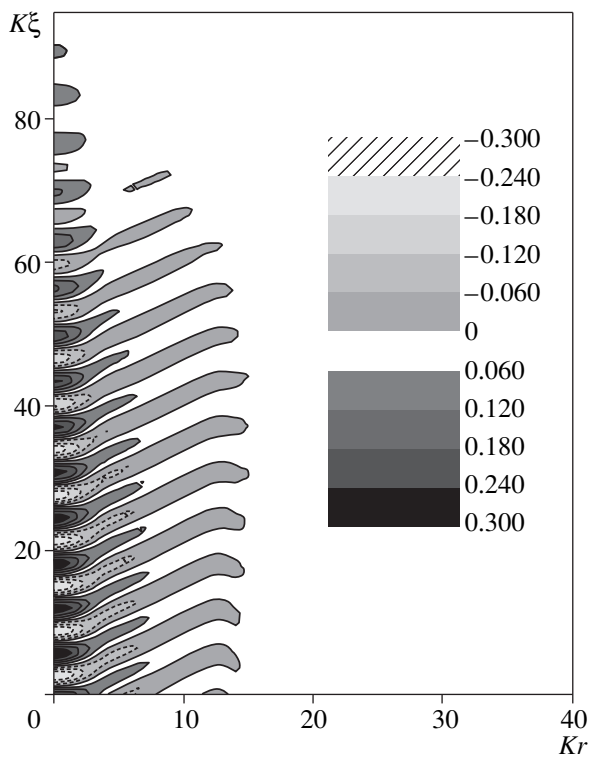


Рис. 8. Распределение потенциала ϕ кильватерной волны на плоскости $Kr-K\xi$ при $z = 0.4z_R$

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Имея в виду высокую эффективность генерации высокоамплитудной кильватерной волны при развитии самомодуляционной неустойчивости интенсивного лазерного импульса [6–8], мы рассмотрели импульсы, длительности которых

существенно превосходят период плазменной волны и лежат в пикосекундном диапазоне (см. таблицу). В этих условиях оказывается, что основные черты генерации кильватерной волны при взаимодействии интенсивного лазерного импульса с ионизуемым им газом определяются пространственно-неоднородными динамическими плазменными структурами, рождающимися в ходе ионизации. В частности, малый радиус плазменных образований, возникающих при ионизации вещества передней частью импульса, приводит к быстрой дифракции этой части импульса. Основная же часть импульса подвергается ионизационной модуляции [16], а также подпороговой релятивистской и пondeромоторной самофокусировке. В результате на сравнительно небольшой глубине проникновения импульса в вещество его максимальная интенсивность увеличивается (почти на порядок), а на временном профиле появляется область значительного увеличения его крутизны. Именно эти факторы и приводят к эффективной генерации затравочной кильватерной волны на переднем крутом профиле лазерного импульса и к последующему ее усилению в основной, наиболее интенсивной части импульса. Большая величина возникающей в результате ионизационной фокусировки интенсивности лазерного поля приводит к значительной величине электрического поля плазменной волны и, как следствие, к большой величине максимальной энергии (порядка 1 ГэВ) электронов, которые могут быть ускорены кильватерной плазменной волной.

Работа частично поддержана РФФИ (грант 01-02-16723).

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Esarey, P. Sprangle, J. Krall et al., *IEEE Trans. Plasma Sci.* **24**, 252 (1996).
2. Н. Е. Андреев, Л. М. Горбунов, *УФН* **169**, 1 (1999).
3. Л. М. Горбунов, В. И. Кирсанов, *ЖЭТФ* **93**, 509 (1987).
4. P. Sprangle, E. Esarey, A. Ting and et al., *Appl. Phys. Lett.* **53**, 2146 (1988).
5. N. E. Andreev, M. V. Chegotov, and M. E. Veisman, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS28**, 1098 (2000); Н. Е. Андреев, М. Е. Вейсман, М. Г. Кейджян и др., *Физика плазмы* **26**, 1010 (2000).
6. Н. Е. Андреев, Л. М. Горбунов, В. И. Кирсанов и др., *Письма в ЖЭТФ* **55**, 550 (1992).
7. T. M. Antonsen and P. Mora, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2204 (1992).
8. J. Krall, A. Ting, E. Esarey et al., *Phys. Rev. E* **48**, 2157 (1993).
9. N. E. Andreev, V. I. Kirsanov, A. S. Sakharov et al., *Phys. Plasmas* **3**, 3121 (1996).
10. W. P. Leemans, C. E. Clayton, W. B. Mori et al., *Phys. Rev. A* **46**, 1091 (1992).
11. V. Malka, E. De Wispelaere, J. R. Marques et al., *Phys. Plasmas* **3**, 1682 (1996).
12. N. E. Andreev, M. V. Chegotov, M. C. Downer et al., *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS28**, 1090 (2000); N. E. Andreev, Y. Nishida, and N. Yugami, *Phys. Rev. E* **65**, 056407 (2002).
13. V. B. Gildenburg, M. D. Chernobrovtsseva, A. V. Kim et al., in *Proc. of the International Conference on LASERS'97*, ed. by J. J. Carroll and T. A. Goldman, USA, New Orleans, LA (1997), p. 853; V. B. Gildenburg, M. D. Chernobrovtsseva, A. V. Kim et al., *Laser and Particle Beams* **17**, 129 (1999).
14. Z. Najmudin, A. E. Dangor, A. Modena et al., *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS28**, 1057 (2000).
15. N. E. Andreev, L. M. Gorbunov, V. I. Kirsanov et al., *Phys. Plasmas* **4**, 1145 (1997); Н. Е. Андреев, Л. М. Горбунов, А. А. Фролов, *Физика плазмы* **24**, 888 (1998).
16. M. V. Chegotov, *J. Phys. D* **35**, 647 (2002); М. В. Чеготов, *КЭ* **32**, 19 (2002).
17. P. Sprangle, E. Esarey, and B. Hafizi, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1046 (1997).
18. P. Sprangle, E. Esarey, and J. Krall, *Phys. Rev. E* **56**, 5894 (1997).
19. T. M. Antonsen and Z. Bian, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3617 (1999).
20. P. Sprangle and B. Hafizi, *Phys. Plasmas* **6**, 1683 (1999).
21. N. E. Andreev, M. V. Chegotov, and A. A. Pogosova, in *Proc. of the Workshop on 2nd Generation Laser and Plasma Accelerators*, France, Presqu'île de Giens (2001), <http://icfa.lbl.gov/icfapanel.html>, Newsletter, Special Issue: Giens Workshop Proceedings, June 24–29, 2001, Contributed Papers.
22. Л. В. Келдыш, *ЖЭТФ* **47**, 1945 (1964).
23. М. В. Чеготов, *Физика плазмы* **26**, 940 (2000).
24. P. B. Corkum, N. H. Burnett, and F. Brunel, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1259 (1989).
25. N. B. Delone and V. P. Krainov, *J. Opt. Soc. Amer. B* **8**, 1207 (1991).
26. Н. Е. Андреев, М. В. Чеготов, М. Е. Вейсман и др., *Письма в ЖЭТФ* **68**, 566 (1998).
27. P. Mulser, F. Cornolty, and D. Bauer, *Phys. Plasmas* **5**, 4466 (1998).
28. Н. Е. Андреев, М. Е. Вейсман, С. П. Гореславский, М. В. Чеготов, *Физика плазмы* **27**, 296 (2001).
29. А. М. Переломов, В. С. Попов, М. В. Терентьев, *ЖЭТФ* **50**, 1393 (1966).
30. М. В. Аммосов, Н. Б. Делоне, В. П. Крайнов, *ЖЭТФ* **91**, 2008 (1986).
31. Е. В. Ванин, М. С. Даунер, А. В. Ким, А. М. Сергеев, *Письма в ЖЭТФ* **58**, 964 (1993).
32. S. C. Rae and K. Burnett, *Phys. Rev. A* **46**, 2077 (1992).
33. В. П. Кандидов, О. Г. Косарева, С. А. Шленов, *КЭ* **21**, 971 (1994).
34. А. В. Боровский, А. Л. Галкин, *ЖЭТФ* **108**, 426 (1995).
35. М. В. Чеготов, *Изв. РАН, сер. физ.* **63**, 1088 (1999); М. V. Chegotov, *Proc. SPIE* **3683**, 33 (1999).