

# Образование и динамика плазмы в сверхсильных лазерных полях с учетом радиационных и квантово-электродинамических эффектов

И. И. Артеменко, А. А. Голованов, И. Ю. Костюков<sup>1)</sup>, Т. М. Кукушкина, В. С. Лебедев, Е. Н. Неруш,  
А. С. Самсонов, Д. А. Серебряков

Институт прикладной физики РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 6 октября 2016 г.

После переработки 3 ноября 2016 г.

Представлен краткий обзор результатов исследования явлений, сопровождающих взаимодействие сверхсильных электромагнитных полей с веществом: генерации электрон-позитронной плазмы; ускорения электронов и ионов; генерации жесткого электромагнитного излучения и др. Проанализирована возможность использования тонких пленок для инициации квантово-электродинамических каскадов в поле сходящихся лазерных импульсов. Построена модель, описывающая образование плазменной полости позади лазерного импульса в поперечно-неоднородной плазме и генерацию бетатронного излучения электронами, ускоряемыми в такой полости. Исследованы особенности генерации гамма-излучения и влияние квантово-электродинамических эффектов на ускорение ионов при взаимодействии мощных лазерных импульсов с твердотельными мишенями.

DOI: 10.7868/S0370274X16240139

**1. Введение.** В последнее время в мире вступили в строй несколько лазерных установок субпетаваттного и петаваттного уровней мощности, на которых уже проходят эксперименты по исследованию взаимодействия сверхсильных лазерных полей с веществом [1–5]. В результате фокусировки петаваттного лазерного излучения появилась возможность генерации в лабораторных условиях электромагнитных полей с напряженностью, на несколько порядков превышающей напряженность характерного атомного поля. Под действием такого излучения вещество быстро ионизируется и образуется плазменная среда с релятивистскими электронами и высокой плотностью энергии. Поскольку среда характеризуется интенсивными потоками жесткого электромагнитного излучения и заряженных частиц высокой энергии, то, помимо фундаментального значения, исследование такой среды привлекает к себе внимание важными приложениями: разработкой высокоградиентных ускорителей заряженных частиц [6–8]; источников излучения высокой яркости в труднодоступных областях электромагнитного спектра, в частности, в терагерцовом [9], рентгеновском [10, 11], гамма-диапазонах [12] и источников позитронов [13] и др.

Следует отметить, что в настоящее время строятся лазерные системы с еще большей суммарной пиковой мощностью ( $\geq 10$  ПВт) [14, 15]. Существуют

проекты лазерных систем с мощностью излучения в сотни петаватт [16]. В результате фокусировки такого излучения электрическое поле в области фокуса может достигать нескольких процентов от характерного квантово-электродинамического (КЭД) поля  $E_S = m^2 c^3 / (\hbar e) \approx 1.32 \cdot 10^{16}$  В/см [17], где  $c$  – скорость света,  $e$  и  $m$  – абсолютное значение заряда и масса электрона соответственно,  $\hbar$  – постоянная Планка. В таких сильных полях релятивистским становится движение не только электронов, но и ионов. При этом электроны излучают высокие гармоники лазерного поля, соответствующие гамма-диапазону. Существенными становятся эффекты реакции излучения: за период лазерного поля электроны теряют на излучение больше или порядка своей энергии, сила реакции излучения значительно меняет траекторию электрона. В экстремально сильных лазерных полях важную роль играют эффекты КЭД; например, излучаемые электронами фотоны высокой энергии могут распадаться в лазерном поле с образованием электрон-позитронных пар. Более того, ускорение электронов и позитронов в лазерном поле, излучение ими фотонов высокой энергии, распад фотонов с образованием новых электрон-позитронных пар могут приводить к лавинообразному росту числа электронов, позитронов и гамма-квантов – самостоятельному КЭД-каскаду [18]. В результате можно говорить о новых “квантово-электродинамических” состояниях плазмы, характеризующихся сильно взаимо-

<sup>1)</sup>e-mail: kost@appl.sci-nnov.ru

действующими релятивистскими частицами (электронами, ионами и позитронами), гамма-квантами, а также оптическими и плазменными полями, где радиационные и квантовые эффекты играют ключевую роль. Большой интерес к исследованию подобной “КЭД-плазмы” связан с лабораторным моделированием астрофизических явлений, экспериментальной проверкой непертурбативных КЭД-эффектов в сильных электромагнитных полях, разработкой новых источников высокоэнергетичных частиц и т.д.

Можно выделить следующие основные параметры, характеризующие взаимодействие заряженной частицы с интенсивной электромагнитной волной [17, 19, 20]:  $a_0 = (eE_L)/(mc\omega_L)$  и  $\chi_{e,ph}^2 = (mcE_S)^{-2} [(\varepsilon_{e,ph}\mathbf{E}/c + \mathbf{p}_{e,ph} \times \mathbf{B})^2 - (\mathbf{p}_{e,ph} \cdot \mathbf{E})^2]$ , где  $E_L$  и  $\omega_L$  – амплитуда напряженности электрического поля и частота лазерного излучения соответственно,  $\varepsilon_{e,ph}$  – энергия электрона (позитрона) и фотона соответственно,  $\mathbf{p}_{e,ph}$  – импульс электрона (позитрона) и фотона соответственно. При  $a_0 \geq 1$  колебания электрона в поле электромагнитной волны становятся релятивистскими. Кроме того, при этом условии процесс взаимодействия электрона с полем становится многофотонным. В случае выполнения условия  $\chi \gtrsim 1$  становятся существенными КЭД-эффекты. Отметим, что параметры  $a_0$  и  $\chi$  являются релятивистскими инвариантами.

В связи со сложностью процессов, сопровождающих взаимодействие сверхсильных лазерных полей с веществом, важным методом изучения данного взаимодействия является численное моделирование. Для исследования плазменных явлений в сверхсильных лазерных полях нами был разработан программный комплекс QUILL, позволяющий проводить трехмерное моделирование данных явлений фактически из первых принципов [21]. Комплекс использует метод частиц в ячейках для расчета динамики частиц и для описания эволюции плазменных и оптических электромагнитных полей. Частицы плазмы аппроксимируются квазичастицами, для которых решаются релятивистские уравнения движения. Эволюция оптических и плазменных полей описывается посредством численного решения уравнений Максвелла, в то время как гамма-кванты рассматриваются как частицы, двигающиеся по прямолинейным траекториям. Такое разное описание электромагнитных полей разных частотных диапазонов можно использовать, поскольку, как показывают расчеты, в случае сверхсильных лазерных полей основная часть электромагнитной энергии сосредоточена в двух сильно разделенных спектральных областях: в гамма-

диапазоне и в диапазоне частот, ограниченным сверху ультрафиолетовым диапазоном [22]. Для учета квантовых и радиационных эффектов (некогерентного излучения жестких фотонов релятивистскими электронами и рождения электрон-позитронных пар в результате распада) используется метод Монте-Карло. Совместное использование метода частиц, основанного на классических уравнениях движения, и метода Монте-Карло для КЭД-эффектов оправдано тем фактом, что длина формирования КЭД-эффектов [17] много меньше масштабов, характеризующих траекторию релятивистской частицы, поэтому можно предположить, что процессы излучения фотона или рождения электрон-позитронной пары происходят мгновенно, а между этими моментами траекторию частицы можно рассчитать в рамках классического подхода.

Физика взаимодействия сверхсильных электромагнитных полей с веществом достаточно сложна, а круг явлений и процессов, развивающихся в результате взаимодействия, очень многообразен. В данном обзоре кратко обсуждаются особенности образования и динамики плазмы в сверхсильных лазерных полях. Во второй главе исследуется коллективная динамика заряженных частиц в сверхсильном лазерном поле, связанная с развитием КЭД-каскадов и лавинообразным рождением электрон-позитронных пар. В частности, анализируется возможность использования тонких пленок для инициации КЭД-каскадов в поле сходящихся лазерных импульсов. В третьей главе обсуждается взаимодействие мощного лазерного импульса с веществом. Для взаимодействия лазерного излучения с газовыми мишенями представлена модель, описывающая образование плазменной полости позади лазерного импульса и генерацию бетатронного излучения электронами, ускоряемыми в такой полости, с учетом поперечной неоднородности плазмы. Также исследуются особенности генерации гамма-излучения и влияния квантово-электродинамических эффектов на ускорение ионов при взаимодействии мощных лазерных импульсов с твердотельными мишенями.

**2. КЭД-каскады в сильном лазерном поле.** “Пробой вакуума”, сопровождающийся рождением электрон-позитронных пар, возможен, когда напряженность внешнего электрического поля становится близка к  $E_S$ . Напряженность лазерного поля в современных лазерных системах намного ниже значения  $E_S$ . Таким образом, наблюдение этого явления в экспериментах остается делом отдаленного будущего. Тем не менее, лавинообразное рождение пар можно реализовать в электромагнитных полях с напря-

женностью значительно ниже  $E_S$  в результате развития КЭД-каскада. Для этого у многих частиц параметр  $\chi$  должен быть порядка или больше 1, что может быть реализовано, если произведение энергии частицы на напряженность внешнего поля достаточно большое. При этом само внешнее поле может играть двоякую роль: ускорять заряженные частицы до высокой энергии и быть необходимым внешним компонентом для КЭД-процессов (излучения и распада фотонов).

В сильном электромагнитном поле значительная часть энергии частицы (постоянно восполняемой благодаря работе внешнего поля над частицей) конвертируется в энергию гамма-квантов, которые, в свою очередь, могут распадаться в сильном поле с образованием электрон-позитронных пар. Таким образом, возможна цепочка процессов, приводящая к КЭД-каскаду и лавинообразному росту числа электронов, позитронов и гамма-квантов. Энергия для развития каскада в данном случае потребляется из энергии внешнего поля. Такой каскад относится к типу самостоятельных каскадов (или “А”-каскадов [18]) и отличается, например от космических “ливней”, вызываемых космическими лучами. Частицы в ливне рождаются в результате столкновений высокоэнергетических частиц с частицами атмосферы. Ливни относятся к несамостоятельным каскадам (или “S”-каскадам), так как полная энергия частиц в ливне не превышает энергию первоначальной частицы, вызвавшей этот ливень.

В последнее время КЭД-каскады в сильном лазерном поле активно исследуются теоретически [23–27]. Как показывают расчеты [28], в случае использования оптимальных конфигураций лазерного поля, предполагающих сложение нескольких сфокусированных лазерных импульсов со специальной поляризацией, каскады могут быть доступны для исследования в лабораторных условиях уже на строящихся лазерных установках. Инициация каскада является одной из проблем, лежащих на пути его реализации в эксперименте. Если в качестве затравочных частиц, вызывающих каскад и находящихся в области фокуса, выбраны свободные электроны, то они могут быть выдавлены из области взаимодействия пондеромоторной силой лазерного импульса еще до достижения напряженности поля, необходимой для развития каскада. Использованию направленного пучка гамма-квантов высокой энергии в качестве затравочных частиц мешает высокая стоимость источников гамма-излучения высокой яркости и технические сложности. С другой стороны, в последнее время активно обсуждается возможность использования ми-

шеней из тяжелых атомов для инициации каскада. При взаимодействии с сильным лазерным полем атомы быстро ионизируются. Если образовавшиеся в результате ионизации электроны быстро выдавливаются пондеромоторной силой, то ионы из-за своей массы могут долго оставаться в области взаимодействия. Поскольку потенциалы ионизации электронов на внутренних оболочках тяжелых атомов достаточно велики, то такие электроны могут вырываться из ионов только при очень высокой напряженности ионизирующего поля. В этом случае можно надеяться, что электроны для инициации каскада могут появиться в результате ионизации внутренних оболочек атомов, когда напряженность лазерного поля в области взаимодействия уже достигнет значения, необходимого для развития каскада.

Для описания многократной ионизации вещества в сильном электромагнитном поле нами была разработана численная модель, основанная на подходе, сформулированном в работах [29, 30]. Для расчета вероятности ионизации атома или иона в постоянном электрическом поле используется формула, учитывающая релятивистские поправки [31–33]. Предполагается, что временной шаг в численных расчетах много меньше характерного времени изменения поля (например,  $\omega_L^{-1}$  для лазерного поля). Таким образом, поле в процессе ионизации и, соответственно, вероятность ионизации можно считать постоянными. Если временной шаг слишком большой или напряженность поля достаточно велика, то может возникнуть необходимость учета возможности многократной ионизации за один временной шаг. Для численного расчета многократной ионизации использовался метод, схожий с предложенным в работах [29, 30].

Численная модель полевой ионизации атомов и ионов была интегрирована в численную схему программного комплекса QUILL. В качестве примера нами исследовалось развитие КЭД-каскада в поле распространяющихся навстречу друг другу двух лазерных импульсов, где в области пересечения импульсов находилась тонкая фольга из золота. Рассматривалась достаточно тонкая пленка, чтобы можно было пренебречь столкновениями частиц друг с другом. В модели использовались циркулярно поляризованные импульсы с  $a_0 = 1500$  и длиной волны  $\lambda_L = 1$  мкм, что соответствует интенсивности  $I_L \approx 4.72 \cdot 10^{24}$  Вт · см<sup>-2</sup>. В моделировании временной шаг составлял  $dt \approx 0.1$  фс. Толщина пленки составляла  $0.5\lambda_L$ , плотность атомов золота в пленке  $\sim 1.12 \cdot 10^{22}$  см<sup>-3</sup>. На рис. 1 показана временная динамика числа электронов и позитронов. Как видно из рисунка, в результате развития каскада чис-

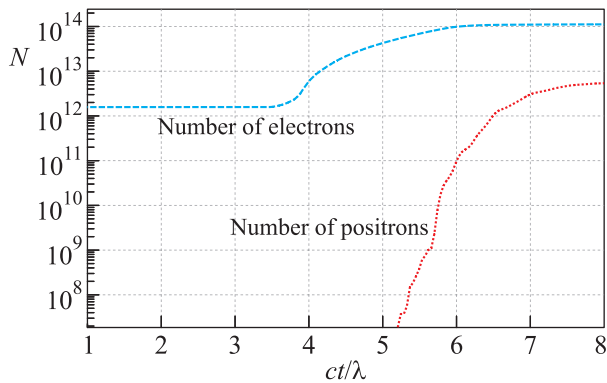


Рис. 1. (Цветной онлайн) Зависимость числа электронов и позитронов от времени при развитии КЭД-каскада

ло позитронов превышает число атомов мишени. На рис. 2 представлены пространственные распределения электронов, гамма-квантов и позитронов, а также распределение лазерной интенсивности. Как видно из рис. 2, больше всего позитронов рождается в момент, когда общее поле обоих лазерных импульсов максимально. Несмотря на то, что большая часть электронов, образовавшихся как в результате ионизации, так и при рождении электрон-позитронных пар, выталкивается пондеромоторным потенциалом лазерных импульсов из области взаимодействия, тех электронов, которые появляются в процессе ионизации из внутренних атомных оболочек и попадают в область сильного поля, оказывается достаточно для появления большого числа пар и формирования КЭД-каскада.

Выполненные расчеты показали, что релятивистские поправки к формуле вероятности ионизации не приводят к заметным изменениям в полученных результатах. Это связано с тем фактом, что поправки становятся существенными при степени ионизации  $Z \gtrsim 80$ , в то время как в моделировании степень ионизации основной части атомов золота не превышала 70.

**3. Взаимодействие сильного лазерного поля с веществом.** *3.1. Генерация ускоренных электронов и рентгеновского излучения в газовых мишенях.* Взаимодействие мощного лазерного излучения с газовыми мишенями представляет большой интерес для задач ускорения электронов [6, 7] и генерации рентгеновского излучения [10, 34]. При распространении мощного лазерного импульса через разреженный газ образуется плазма, в которой возбуждается плазменная кильватерная волна, обладающая большим продольным электрическим полем (возможны градиенты больше 10 ГэВ/м). По-

перечные поля в кильватерной волне приводят к поперечным бетатронным осцилляциям ускоряемых электронов, обеспечивающим генерацию бетатронного излучения, частота которого для сильно релятивистских электронов может находиться в рентгеновском диапазоне.

При достаточно больших значениях интенсивности лазерного поля наблюдается сильно нелинейный режим кильватерной волны [35]. В этом режиме пондеромоторная сила лазерного импульса полностью выталкивает электроны плазмы из области с высокой лазерной интенсивностью, что приводит к образованию позади лазерного импульса плазменной полости, почти полностью свободной от электронов. На границе этой полости образуется тонкий электронный слой, снаружи которого плазма остается практически невозмущенной. Продольная и поперечная силы, действующие на электроны в полости, зависят только от продольной и поперечной координат соответственно и являются линейными [36]:

$$F_z = -eE_z \approx -m\omega_p^2 \frac{z - v_{ph}t}{2}, \quad F_r \approx -m\omega_p^2 \frac{r}{2}, \quad (1)$$

где  $z$  – продольная координата (вдоль которой распространяется лазерный импульс),  $r$  – расстояние до оси плазменной полости,  $\omega_p = (4\pi e^2 n_e / m)^{1/2}$  – электронная плазменная частота,  $n_e$  – концентрация электронов в плазме,  $v_{ph}$  – фазовая скорость кильватерной волны. Структура кильватерной волны сохраняется по мере ее распространения в плазме, поэтому можно полагать, что зависимость полей от времени и продольной координаты в ней определяется только величиной  $z - v_{ph}t$ .

Особенность сильно нелинейного режима состоит в том, что в нем наблюдается самоинжекция электронов [35, 37, 38], что позволяет получать пучки ускоренных электронов и бетатронное излучение без использования внешних электронных сгустков. Проблемой плазменных методов ускорения остается недостаточно высокое качество получаемых сгустков, что ограничивает их использование в приложениях. В качестве одного из путей решения этой проблемы предлагается использовать плазму с глубоким каналом, в котором на оси распространения лазерного импульса концентрация плазмы практически равна нулю [39]. Использование такого канала позволяет сбалансировать длину дефазировки (расстояние, которое электрон проходит в ускоряющей фазе) и длину истощения лазерного импульса, что существенно увеличивает прирост энергии электронов. Интерес представляет и аналитическое рассмотрение сильно нелинейного режима в плазме с подобным ка-

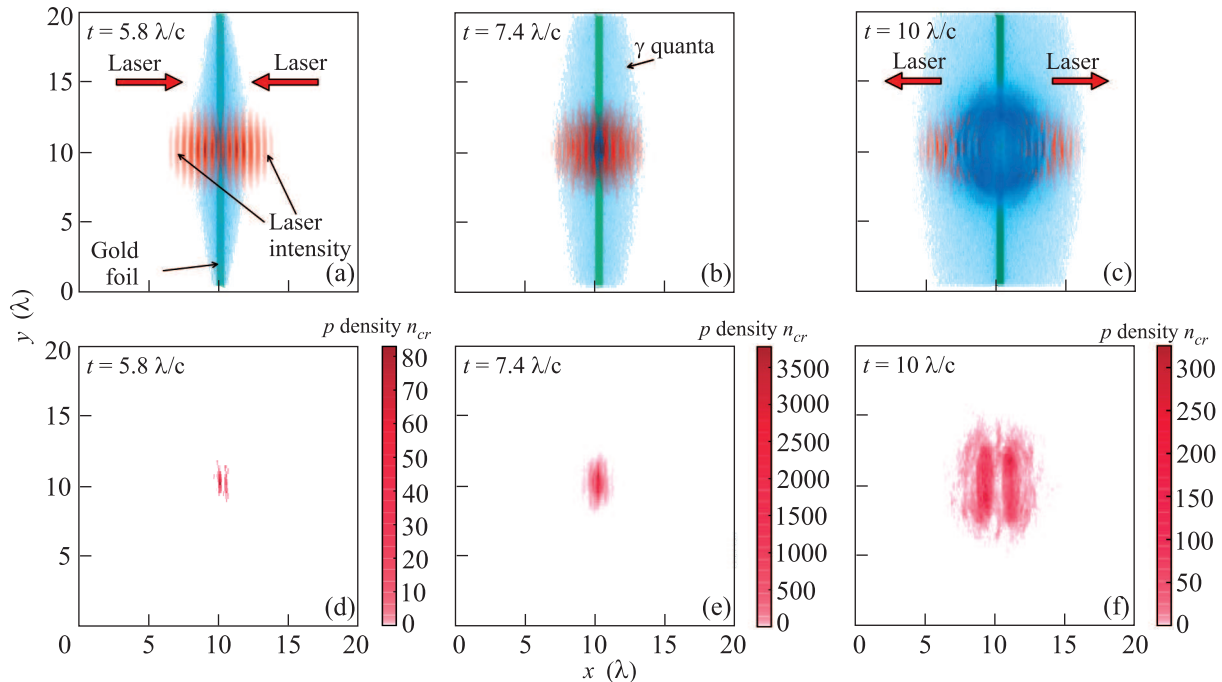


Рис. 2. (Цветной онлайн) Пространственные распределения атомов, гамма-квантов и позитронов (a–c), а также распределение лазерной интенсивности (d–f) в моменты времени  $t = 5.8\lambda_L/c$ ,  $t = 7.4\lambda_L/c$ ,  $t = 10\lambda_L/c$

налом. Феноменологическая модель плазменной полости позволяет описать ее форму и распределение полей в ней как для однородной плазмы [40], так и для плазмы с каналом [41, 42]. Описание влияния ускоряемых электронных сгустков на форму полости и на поля в ней также возможно в рамках этой модели [43, 44].

Еще одним важным приложением сильно нелинейного режима кильватерной волны является генерация бетатронного излучения. В плазменной полости в однородной плазме частицы осциллируют с бетатронной частотой  $\omega_b = \omega_p/\sqrt{2\gamma_e}$ , где  $\gamma_e$  – Лоренц-фактор электрона. Обычно для импульса электрона  $\mathbf{p}$  при бетатронных колебаниях выполнено соотношение  $mc \ll p_r \ll p_z$ , поэтому  $\gamma_e \approx p_z/mc$ . Поскольку частицы являются сильно релятивистскими и излучают в синхротронном режиме, они излучают в очень узкий угол  $\sim 1/\gamma_e$  по направлению своего движения, причем наиболее сильное излучение происходит в точках наибольшей кривизны траектории, поэтому пик бетатронного излучения наблюдается в направлении продольной оси  $z$ . В случае плазмы с широким вакуумным каналом радиуса  $r_c$  с резкими стенками, для которой концентрация равна  $n_e\theta(r-r_c)$ , где  $\theta(X)$  – степ-функция Хевисайда, траектории бетатронных осцилляций изменяются. Из-за отсутствия ионов плазмы внутри канала на электрон

не действует поперечная сила, поэтому он движется прямолинейно и не излучает. В стенках канала электрон разворачивается и в точке максимального проникновения вглубь стенок излучает наиболее сильно.

В случае, когда  $mc \ll p_r \ll p_z$ , полный спектр излучения является синхротронным и определяется критической частотой  $\omega_c$  [34]. Для случая однородной плазмы критическая частота имеет вид:

$$\omega_c = \frac{3\gamma_e^3\omega_b^2 r_0}{2c} = \frac{3\gamma_e^2\omega_p^2 r_0}{4c}, \quad (2)$$

где  $r_0$  – амплитуда поперечных колебаний частиц в однородной плазме. В случае электронного сгустка с неким распределением частиц по амплитудам колебаний числу  $r_0$  в спектре соответствует максимальная (среди всех частиц) амплитуда колебаний электронов в сгустке.

Для задач генерации излучения представляет интерес двухстадийная схема, в которой электронный сгусток захватывается и ускоряется в плазменной полости с одним набором параметров плазмы, а основное излучение происходит в плазме с другим набором параметров. Сгусток, сгенерированный в плазме с концентрацией  $n_e$ , имеет распределение, в котором максимальная амплитуда колебаний  $r_0$  и максималь-

ный поперечный импульс  $p_{r0}$  связаны следующим образом:

$$p_{r0} = \sqrt{\frac{\gamma_e}{2}} m \omega_p r_0. \quad (3)$$

Рассмотрим, как изменится критическая частота в спектре излучения этого сгустка, если его направить в однородную плазму с концентрацией  $n'_e$ . В случае, если  $n'_e > n_e$ , максимальная амплитуда колебаний в сгустке при таком переходе не изменится, т.е.  $r'_0 = r_0$ . Тогда, в соответствии с формулой (2), критическая частота во второй стадии (в плазме с концентрацией  $n'_e$ )  $\omega'_c = \omega_c n'_e / n_e$ , где  $\omega_c$  – критическая частота этого сгустка в первой стадии (в плазме с концентрацией  $n_e$ ). Если же  $n'_e < n_e$ , максимальная амплитуда колебаний в сгустке во второй стадии будет определяться амплитудой колебаний электронов с максимальным импульсом, который равен  $p'_{r0} = p_{r0}$ , что с учетом (3) приводит к соотношению  $\omega'_c = \omega_c \sqrt{n'_e / n_e}$  для критической частоты во второй стадии.

Рассмотрим теперь случай, когда электронный сгусток с максимальной амплитудой колебаний  $r_0$ , сгенерированный в однородной плазме с концентрацией  $n_e$ , попадает в плазму с каналом радиуса  $r_c > r_0$  и концентрацией вне канала  $n'_e$ . В случае, когда электроны неглубоко проникают в стенки канала, т.е.  $\max(r - r_c) \ll r_c$ , для профиля поперечной силы, действующей на электроны при  $r > r_c$ , можно использовать линейное приближение:  $F_r \approx -m\omega_p^2(r - r_c)$ . Тогда траектория движения электрона, попавшего внутрь стенки канала, не отличается от траектории движения электрона в однородной плазме с плотностью, в два раза меньшей плотности плазмы в стенках канала. Соответственно, спектр излучения частицы в канале также будет синхротронным, но в выражениях (2) и (3) потребуется заменить  $\omega_p$  на  $\omega_{p,\text{eff}} = \sqrt{2}\omega'_p$ , а роль  $r_0$  будет выполнять максимальная глубина проникновения электрона в стенку. С учетом (2), (3)  $\omega'_c = \omega_c \sqrt{2n'_e / n_e}$ .

При  $n'_e / n_e < 2$  критическая частота во второй стадии  $\omega'_c$  оказывается меньше для однородной плазмы по сравнению со случаем плазмы с широким каналом. При  $n'_e / n_e > 2$  критическая частота во второй стадии оказывается больше для случая однородной плазмы. Таким образом, наличие канала в плазме существенно влияет на значение критической частоты и, соответственно, на ширину спектра излучения электронного сгустка в плазме.

**3.2. Генерация гамма-излучения при падении лазерного импульса на поверхность твердотельной мишени.** При релятивистском лазерно-плазменном взаимодействии значительная доля энергии лазерного

импульса может переходить в синхротронное излучение электронов плазмы. Мощность синхротронного излучения отдельного электрона зависит от его Лоренц-фактора и радиуса кривизны траектории:  $I_e \sim \gamma_e^4 / R^2$ . При безразмерной амплитуде лазерного поля  $a_0 \gg 1$  приближенно можно считать, что электроны в процессе взаимодействия приобретают энергию, соответствующую  $\gamma_e \approx a_0$ , поэтому доля энергии, излучаемой электронами, быстро растет с увеличением  $a_0$ . Так, при  $a_0 \sim 300\text{--}400$  ( $I \approx 10^{23}$  Вт/см<sup>2</sup>) КПД преобразования лазерной энергии в энергию рентгеновских и гамма-фотонов достигает десятков процентов [12]. Таким образом, синхротронные лазерно-плазменные источники могут иметь выдающиеся энергетические характеристики, и с появлением в ближайшие годы новых мультитераваттных лазерных установок такие источники могут стать доступны в лабораторных условиях.

В зависимости от плотности плазмы меняется степень проникновения в нее лазерного импульса и, следовательно, эффективность поглощения энергии (чем выше поглощенная электронами энергия, тем больше они смогут переизлучить в рентгеновском и гамма-диапазоне). В зависимости от плотности плазмы возможны два случая: (i) – мишени “низкой” плотности – лазерный импульс распространяется в плазме; (ii) мишени “высокой” плотности – лазерный импульс отражается от плазмы. То, какая из ситуаций будет реализована, в случае релятивистского взаимодействия определяется безразмерным параметром подобия  $S = n_e / (n_{cr} a_0)$  [45, 46], где  $n_e$  – концентрация электронов в плазме, а  $n_{cr} = (m\omega_L^2) / (4\pi e^2)$  – нерелятивистская критическая концентрация для данной частоты лазерного импульса. Как правило, если  $S > 1$ , то мишень непрозрачна для лазерного импульса, и все взаимодействие сосредоточено в приповерхностном слое. Если  $S < 1$ , мишень релятивистски прозрачна [47]. Наибольшая эффективность генерации гамма-фотонов наблюдается именно в данном режиме (см. рис. 3). Согласно результатам численного моделирования, до 13 % энергии нормально падающего лазерного импульса с  $a_0 = 200$  может переходить в гамма-фотоны, если плотность мишени  $n_e = 100n_{cr}$  [46].

Типичные твердотельные мишени имеют плотность порядка 300–1000 критических, и следовательно, они оказываются непрозрачными для лазерных импульсов, которые можно получить в лаборатории сейчас или в ближайшем будущем. Поэтому интерес представляет исследование генерации жестких фотонов в тонком слое электронов, возникающем

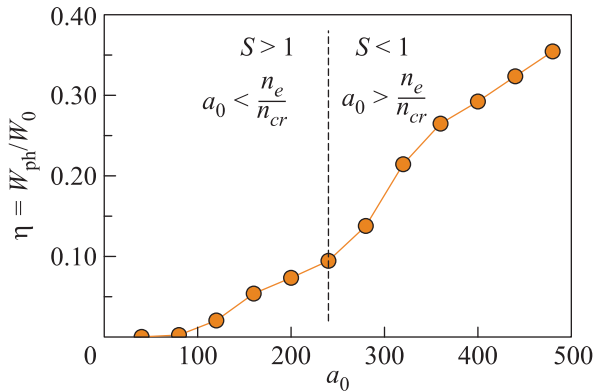


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость КПД генерации гамма-фотонов от амплитуды лазерного импульса  $a_0$  при нормальном падении,  $n_e = 240n_{cr}$ . Наблюдается сильное увеличение КПД при переходе в режим релятивистской прозрачности ( $a_0 > n_e/n_{cr}$ )

на поверхности ионизованной мишени при отражении от нее лазерного импульса. Динамику тонкого электронного слоя и излучение фотонов можно описать с помощью самосогласованной системы уравнений [46], которые учитывают действие на электроны лазерного поля, поля разделения зарядов со стороны ионов и силы реакции излучения. Результаты (траектории электронов, диаграмма направленности гамма-излучения, закон роста излученной энергии с увеличением интенсивности лазера), полученные с помощью данной модели, хорошо совпадают с данными трехмерного численного моделирования методом частиц в ячейках.

Если лазерный импульс падает на мишень наклонно под некоторым углом  $\theta$ , то можно добиться повышения эффективности генерации гамма-фотонов. Для этого импульс должен иметь  $p$ -поляризацию, тогда у электрического поля лазера появляется компонента, направленная ортогонально поверхности. В результате электроны могут быть вырваны из поверхности непосредственно лазерным полем таким образом, что они оказываются в области более сильного поля, чем в приповерхностном слое плазмы (где амплитуда поля меньше). В конечном счете это приводит к более эффективному поглощению лазерного импульса [48] и, соответственно, к более эффективной генерации жестких фотонов.

Проведенное моделирование показало, что данный эффект максимально проявляется при углах падения около  $30^\circ$  [49]. Данный результат соответствует оценкам, представленным в работе [50]. Максимальный КПД генерации гамма-квантов составляет 29% при  $\theta = 30^\circ$ ,  $a_0 = 220$  и  $n_e = 100n_{cr}$ , что при-

близительно в 2 раза выше, чем при нормальном падении и тех же  $n_e$  и  $a_0$ . При этом большая часть жестких фотонов имеет энергию в диапазоне от 1 до 10 МэВ, но доля гамма-квантов с энергией порядка 100 МэВ и выше также существенна.

**3.3. Ускорение ионов и генерация позитронов при взаимодействии лазерных импульсов с тонкими пленками.** Компактные ускорители ионов высокой энергии (сотни МэВ и выше) могут найти широкое применение в медицине, в лабораторной астрофизике, для выработки радиоизотопов и т.д. [8], поэтому в последнее время большое внимание привлекают к себе лазерно-плазменные методы ускорения. Большой интерес представляет непосредственное ускорение тонкой электрон-ионной пленки световым давлением лазерного импульса. Данный режим ускорения, называемый режимом “светового паруса” [51], позволяет добиться практически 100-процентной эффективности передачи энергии лазерного поля ионам, но только в том случае, если скорость пленки быстро становится релятивистской. Для реализации этого режима необходима высокая интенсивность лазерного излучения.

Энергия, набираемая ионами при ускорении в режиме “светового паруса”, тем больше, чем выше интенсивность лазерного поля. Однако при экстремальных интенсивностях, соответствующих ускорению твердотельных пленок до релятивистских скоростей на одном периоде поля ( $a_0 \sim 10^3$ ), становятся существенными квантовые эффекты. В частности, в результате развития КЭД-каскадов число излучаемых, а затем распадающихся фотонов может быть столь велико, что плотность образующейся электрон-позитронной плазмы будет сопоставимой с плотностью электрон-ионной плазмы [26]. Очевидно, что при этом электрон-позитронная плазма может оказывать существенное влияние на электромагнитное поле системы и на процесс ускорения ионов [52–54].

Для анализа влияния квантовых эффектов на ускорение ионов сверхмощным лазерным излучением было проведено трехмерное моделирование, учитывающее эффекты КЭД (соответствующие численные методы кратко описаны в [46]). В моделировании использовалась пространственно-ограниченная твердотельная пленка ( $n_e = 1.2 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$ , отношение массы иона к его заряду вдвое больше такого отношения для протона) толщиной 8 мкм. Циркулярно-поляризованный лазерный импульс с длиной волны  $\lambda_L = 1 \text{ мкм}$  и  $a_0 = 1500$  имел прямоугольный профиль со сглаженными краями и размерами 8 мкм в продольном направлении и  $6 \times 6 \text{ мкм}$  в поперечном

направлении. Результаты моделирования показаны на рис. 4.

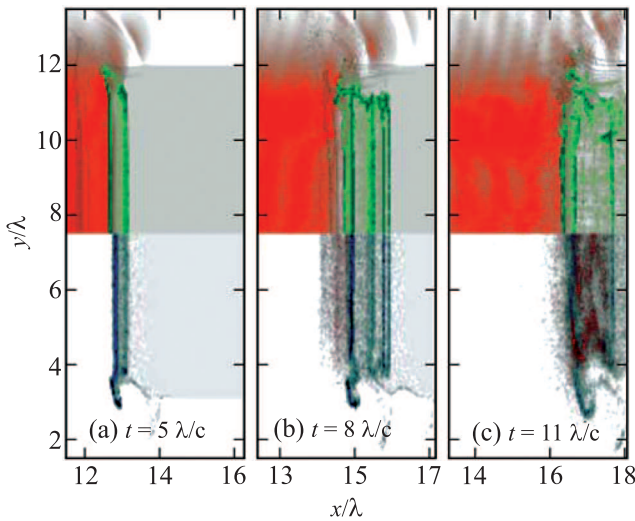


Рис. 4. (Цветной онлайн) Динамика ускорения ионов, сопровождающегося рождением плотной электрон-позитронной плазмы, в разные моменты времени: (a) –  $t = 5\lambda_L/c$ , (b) –  $t = 8\lambda_L/c$ , (c)  $t = 11\lambda_L/c$ . Верхняя часть рисунков: плотность энергии электромагнитных полей (красный), плотность ионов (зеленый). Нижняя часть рисунков: плотность электронов (синий) и позитронов (красный). Низкие плотности показаны серым

На начальном этапе взаимодействия лазерного импульса с достаточно толстой и плотной пленкой происходит в режиме “лазерного бурения” (hole boring, см. [54]). При этом световое давление лазерного импульса воздействует на электроны, смещая их относительно ионов (см. рис. 4a). Возникающее поле разделения зарядов, с одной стороны, удерживает электроны и, с другой стороны, ускоряет ионы. Ускоренные ионы обгоняют область ускоряющего поля, из-за чего эта область смещается глубже в плазму, ускоряя все новые порции ионов. В данном режиме суммарная энергия ионов линейно растет со временем.

На рис. 5 изображена зависимость энергии электромагнитного поля и различных частиц от времени при численном моделировании, соответствующем рис. 4. Момент времени  $t = 2\lambda_L/c$  соответствует соприкосновению фронта лазерного импульса с поверхностью пленки. В момент времени  $t = 8\lambda_L/c$  пересечения фронтом лазерного поля задней границы пленки еще не произошло, однако темп ускорения ионов, очевидно, резко снизился (см. рис. 5, кривая “i”), что, очевидно, связано с включением сильных радиационных потерь (кривая “ $\gamma$ ”). В свою очередь, включение сильных радиационных потерь

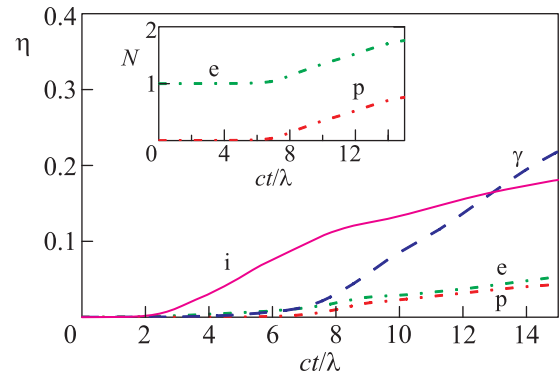


Рис. 5. (Цветной онлайн) Зависимость от времени долей начальной энергии лазерного импульса, перешедших в энергию ионов (i), гамма-квантов ( $\gamma$ ), электронов (e) и позитронов (p), при взаимодействии циркулярно-поляризованного лазерного импульса ( $a_0 = 1500$ ) с пленкой толщины 8 мкм ( $n_e = 1.2 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$ ). Вставка: временная зависимость числа электронов (e) и позитронов (p), нормированного на начальное число электронов в пленке

можно связать с тем, что к моменту  $t = 8\lambda_L/c$  нарабатывается заметное количество позитронов, поглощающих лазерную энергию и преобразующих ее в энергию гамма-квантов (см. вставку на рис. 5). На рис. 4b видно, что лазерное поле поглощается в электрон-позитронной плазме, не доходя до электрон-ионной плазмы. Таким образом, световое давление не передается ионам, из-за чего их темп ускорения существенно падает.

Электрон-позитронная плазма, образующаяся при взаимодействии, имеет очень малую массу, поэтому легко сносится лазерным полем. Тем не менее, при  $t \geq 11\lambda_L/c$ , когда лазерный импульс снова догоняет ионы пленки (см. рис. 4c), темп рождения позитронов и излучения фотонов остается высоким. При  $t \geq 11\lambda_L/c$  лазерный импульс взаимодействует лишь с небольшой частью пленки, поскольку большинство ионов обгоняет фронт лазерного поля (см. рис. 4c). Поскольку часть пленки, взаимодействующая с лазерным полем, испытывает световое давление как целое, можно считать, что взаимодействие происходит в режиме светового паруса. Теория режима светового паруса, не учитывающая радиационных потерь, предсказывает рост общей энергии ионов со временем по закону  $\propto t^{1/3}$  [51]. Моделирование показывает, что при  $8 < ct/\lambda_L < 15$  жесткие фотоны уносят некоторую долю лазерной энергии и примерно ту же долю импульса, поскольку распространяются примерно вдоль направления падения, и эта доля остается постоянной во времени. Таким образом, можно



ожидать, что радиационные потери приведут к эффективному уменьшению светового давления и, следовательно, темпа ускорения ионов, а закон роста энергии ионов от времени не изменится.

**4. Заключение.** В данном обзоре представлены результаты исследования взаимодействия сверхсильных электромагнитных полей с различными объектами. Такие поля могут быть сгенерированы строящимися и будущими лазерными системами. В случае экстремально высоких интенсивностей лазерного излучения важную роль начинают играть радиационные и КЭД-эффекты. Их влияние можно заметить уже при взаимодействии сверхсильных лазерных полей с одиночным электроном. В простейшем случае динамика электрона в сверхсильном электромагнитном поле может определяться параметрами  $a_0$  и  $\chi$ . При  $a_0 \geq 1$  колебания электрона в поле электромагнитной волны становятся релятивистскими, а процесс взаимодействия электрона с полем становится многофотонным. В случае выполнения условия  $\chi \gtrsim 1$  становятся существенными КЭД-эффекты.

Важным КЭД-процессом в сильном электромагнитном поле является распад фотона высокой энергии с образованием электрон-позитронной пары. Цепочка процессов: ускорение полем электрона (позитрона), излучение электроном (позитроном) фотона высокой энергии, распад фотона с образованием электрон-позитронной пары и т.д. – приводит к развитию самостоятельного КЭД-каскада и лавинообразному росту концентрации электрон-позитронной плазмы. Процесс КЭД-каскада исследован в работе для конфигурации двух сходящихся лазерных импульсов с “затравкой” в виде золотой фольги, находящейся в области схождения импульсов. В численном моделировании задачи учитывалась многократная ионизация атомов золота в сильном лазерном поле. Показано, что в данной конфигурации атомы золота ионизируются не до конца, и за счет ионизации низколежащих уровней могут эффективно производить затравочные электроны непосредственно в области максимального поля. Данная конфигурация может быть использована для исследования КЭД-каскадов в лабораторных условиях на будущих лазерных системах.

Проанализировано взаимодействие лазерных импульсов как с разреженной (соответствующей газовым мишеням), так и с плотной (соответствующей твердотельным мишеням) плазмой. Случай разреженной плазмы интересен для приложений, связанных с ускорением электронов. Рассмотрен случай, когда интенсивность лазерного импульса умеренная (движение электронов в лазерном поле яв-

ляется релятивистским, но радиационные и КЭД-эффекты несут незначительный вклад), а плазма является неоднородной в поперечном направлении по отношению к направлению распространения лазерного импульса. В частности, проанализирован пример, когда импульс распространяется в полой плазменной трубке. Показана разница в траекториях бетатронных колебаний и в спектре бетатронного излучения для случаев однородной плазмы и плазмы с глубоким каналом. Случай плотной плазмы, возникающей при взаимодействии мощных лазерных импульсов с твердотельными мишенями, интересен для приложений, связанных с генерацией гамма-излучения и ускорением ионов. В работе показано, что фемтосекундные лазерные импульсы с пиковой интенсивностью  $\sim 10^{23}$  Вт · см<sup>-2</sup> могут использоваться для создания источников гамма-квантов с хорошей эффективностью (вплоть до десятков процентов). При этом оптимально использование наклонно падающих  $p$ -поляризованных импульсов. Наиболее важным параметром, определяющим характер взаимодействия и влияющим на эффективность, является соотношение между амплитудой лазерного импульса и плотностью плазмы; это задает требования для подбора материала мишени в эксперименте. В случае еще более высокой интенсивности лазерного излучения (более  $10^{23}$  Вт · см<sup>-2</sup>) показано, что КЭД-эффекты, и в частности, генерация электрон-позитронной плазмы, способны значительно модифицировать процесс ускорения ионов. Тем не менее, вопрос об области параметров, где эффекты квантовой электродинамики проявляют себя наиболее сильно, требует дальнейшего изучения.

Исследование бетатронного излучения электронного сгустка, ускоряемого лазерным импульсом в полой плазменной трубке (раздел 3.1), поддержано грантом РФФИ # 16-12-10383; исследование лазерного ускорения ионов (раздел 3.3) поддержано грантом Правительства России # 14.V25.31.0008; исследование динамики квантово-электродинамического каскада (раздел 2) поддержано грантом РФФИ # 13-02-00886; исследование генерации гамма излучения (раздел 3.2) поддержано грантом РФФИ # 15-02-06079.

- 
1. А. В. Коржиманов, А. А. Гоносков, Е. А. Хазанов, А. М. Сергеев, УФН **4**, 9 (2011).
  2. V. V. Lozhkarev, G. I. Freidman, V. N. Ginzburg, E. V. Katin, E. A. Khazanov, A. V. Kirsanov, G. A. Luchinin, A. N. Mal'shakov, M. A. Martyanov, O. V. Palashov, A. K. Poteomkin, A. M. Sergeev,

- A. A. Shaykin, and I. V. Yakovlev, *Laser Phys. Lett.* **4**, 421 (2007).
3. X. Wang, R. Zgadzaj, N. Fazel et al., *Nat. Commun.* **4**, 1988 (2013).
  4. W.P. Leemans, J. Daniels, A. Deshmukh et al., A.J. Gonsalves, A. Magana, H.S. Mao, D.E. Mittelberger, K. Nakamura, J.R. Riley, D. Syversrud, C. Toth, and N. Ybarrolazain, *Proceedings of PAC2013, Pasadena, CA, 2013*, JACoW, Geneva (2013), p.1097.
  5. H. T. Kim, K. H. Pae, H. J. Cha, I. J. Kim, T. J. Yu, J. H. Sung, S. K. Lee, T. M. Jeong, and J. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 165002 (2013).
  6. И. Ю. Костюков, А. М. Пухов, *УФН* **185**, 89 (2015).
  7. E. Esarey, C. B. Schroeder, and W. P. Leemans, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 1229 (2009).
  8. A. Macchi, M. Borghesi, and M. Passoni, *Rev. Mod. Phys.* **85**, 751 (2013).
  9. A. Gopal, S. Herzer, A. Schmidt, P. Singh, A. Reinhard, W. Ziegler, D. Brömmel, A. Karmakar, P. Gibbon, U. Dillner, T. May, H.-G. Meyer, and G. G. Paulus, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 074802 (2013).
  10. S. Corde, K. Та Phuoc, G. Lambert, R. Fitour, V. Malka, A. Rousse, A. Beck, and E. Lefebvre, *Rev. Mod. Phys.* **85**, 1 (2013).
  11. U. Teubner and P. Gibbon, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 445 (2009).
  12. E. N. Nerush, I. Yu. Kostyukov, L. Ji, and A. Pukhov, *Phys. Plasmas* **21**, 013109 (2014).
  13. G. Sarri, K. Poder, J. M. Cole et al., *Nat. Commun.* **6**, 6747 (2015).
  14. <https://eli-laser.eu/>.
  15. J.-P. Zou, C. Le Blanc, D. N. Papadopoulos et al., *High Power Laser Sci. Eng.* **3**, e2 (2015).
  16. <http://www.xcels.iapras.ru/>.
  17. V. B. Berestetskii, E. M. Lifshits, and L. P. Pitaevskii, *Quantum Electrodynamics*, Pergamon Press, N.Y. (1982).
  18. Н. Б. Нарожный, А. М. Федотов, *УФН* **185**, 103 (2015).
  19. А. И. Никишов, В. И. Ритус, *Труды ФИАН* **111**, 3 (1979); **168**, 232 (1986).
  20. V. N. Baier, V. M. Katkov, and V. M. Strakhovenko, *Electromagnetic Processes at High Energies in Oriented Single Crystals*, World Scientific, Singapore (1998).
  21. Е. Н. Неруш, И. Ю. Костюков, *ВАНТ* **42**, 3 (2010).
  22. A. Gonoskov, S. Bastrakov, E. Efimenko, A. Ilderton, M. Marklund, I. Meyerov, A. Muraviev, A. Sergeev, I. Surmin, and E. Wallin, *Phys. Rev. E* **92**, 023305 (2015).
  23. A. R. Bell and J. G. Kirk, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 200403 (2008).
  24. A. M. Fedotov, N. B. Narozhny, G. Mourou, and G. Korn, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 080402 (2010).
  25. N. V. Elkina, A. M. Fedotov, I. Yu. Kostyukov, M. V. Legkov, N. B. Narozhny, E. N. Nerush, and H. Ruhl, *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **14**, 054401 (2011).
  26. E. N. Nerush, I. Yu. Kostyukov, A. M. Fedotov, N. B. Narozhny, N. V. Elkina, and H. Ruhl, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 035001 (2011).
  27. T. Grismayer, M. Vranic, J. L. Martins, R. A. Fonseca, and L. O. Silva, *Phys. Plasmas* **23**, 056706 (2016).
  28. E. G. Gelfer, A. A. Mironov, A. M. Fedotov, V. F. Bashmakov, E. N. Nerush, I. Yu. Kostyukov, and N. B. Narozhny, *Phys. Rev. A* **92**, 022113 (2015).
  29. R. Nuter, L. Gremillet, E. Lefebvre, A. Lévy, T. Ceccotti, and P. Martin, *Phys. Plasmas* **18**, 033107 (2011).
  30. А. В. Коржиманов, Е. С. Ефименко, А. В. Ким, С. В. Голубев, *Квант. электрон.* **43**, 217 (2013).
  31. В. С. Попов, *УФН* **174**, 921 (2004).
  32. М. В. Аммосов, Н. Б. Делоне, В. П. Крайнов, *ЖЭТФ* **91**, 2008 (1986).
  33. Б. М. Карнаков, В. Д. Мур, С. В. Попруженко, В. С. Попов, *УФН* **185**, 3 (2015).
  34. I. Kostyukov, S. Kiselev, and A. Pukhov, *Phys. Plasmas* **10**, 4818 (2003).
  35. A. Pukhov and J. Meyer-ter-Vehn, *Appl. Phys. B* **74**, 355 (2002).
  36. I. Kostyukov, A. Pukhov, and S. Kiselev, *Phys. Plasmas* **11**, 5256 (2004).
  37. I. Kostyukov, E. Nerush, A. Pukhov, and V. Seredov, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 175003 (2009).
  38. С. В. Кузнецов, *Письма в ЖТФ* **42**, 52 (2016).
  39. A. Pukhov, O. Jansen, T. Tueckmantel, J. Thomas, and I. Yu. Kostyukov, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 245003 (2014).
  40. W. Lu, C. Huang, M. Zhou, M. Tzoufras, F. S. Tsung, W. B. Mori, and T. Katsouleas, *Phys. Plasmas* **13**, 056709 (2006).
  41. J. Thomas, I. Yu. Kostyukov, J. Pronold, A. Golovanov, and A. Pukhov, *Phys. Plasmas* **23**, 053108 (2016).
  42. А. А. Голованов, И. Ю. Костюков, А. М. Пухов, Ё. Томас, *Квант. электрон.* **46**, 295 (2016).
  43. M. Tzoufras, W. Lu, F. S. Tsung, C. Huang, W. B. Mori, T. Katsouleas, J. Vieira, R. A. Fonseca, and L. O. Silva, *Phys. Plasmas* **16**, 056705 (2009).
  44. А. А. Голованов, И. Ю. Костюков, J. Thomas, and A. Pukhov, *Phys. Plasmas* **23**, 093114 (2016).
  45. A. Gordienko and A. Pukhov, *Phys. Plasmas* **12**, 043109 (2005).
  46. D. A. Serebryakov, E. N. Nerush, and I. Yu. Kostyukov, *Phys. Plasmas* **22**, 123119 (2015).
  47. P. Kaw and J. Dawson, *Phys. Fluids* **13**, 472 (1970).
  48. F. Brunel, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 52 (1987).

49. Д. А. Серебряков, Е. Н. Неруш, Квант. электрон. **46**, 299 (2016).
50. K. Q. Pan, C. Y. Zheng, D. Wu, and X. T. He, Phys. Plasmas **22**, 083301 (2015).
51. T. Esirkepov, M. Borghesi, S. V. Bulanov, G. Mourou, and T. Tajima, Phys. Rev. Lett. **92**, 175003 (2004).
52. I. Yu. Kostyukov and E. N. Nerush, Phys. Plasmas **23**, 093119 (2016).
53. C. P. Ridgers, C. S. Brady, R. Ducloux, J. C. Kirk, K. Bennett, T. D. Arber, A. P. L. Robinson, and A. R. Bell, Phys. Rev. Lett. **108**, 165006 (2012).
54. E. N. Nerush and I. Yu. Kostyukov, Plasma Phys. Control. Fusion **57**, 035007 (2015).