

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

## **Сверхсильные световые поля**

*Научная сессия Отделения физических наук  
Российской академии наук, 29 октября 2014 г.*

PACS numbers: 01.10.-m, 01.10.Fv

DOI: 10.3367/UFNr.0185.201501e.0077

29 октября 2014 г. в конференц-зале Физического института имени П.Н. Лебедева Российской академии наук (РАН) состоялась Научная сессия Отделения физических наук РАН "Сверхсильные световые поля".

Объявленная на web-сайте ОФН РАН [www.gpad.ac.ru](http://www.gpad.ac.ru) повестка заседания содержала следующие доклады:

1. **Быченков В.Ю.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *Лазерное ускорение ионов: новые результаты, перспективы применения.*

2. **Костюков И.Ю.** (Институт прикладной физики РАН, Н. Новгород). *Плазменные методы ускорения электронов: современное состояние и перспективы.*

3. **Жёлтиков А.М.** (Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва). *Нелинейная оптика сверхкоротких импульсов в среднем инфракрасном диапазоне.*

4. **Нарожный Н.Б., Федотов А.М.** (Научно-исследовательский ядерный университет "Московский инженерно-физический институт", Москва). *Квантовоэлектродинамические каскады в интенсивном лазерном поле.*

Статьи, написанные на основе докладов, публикуются ниже.

PACS numbers: 52.38.Kd, 52.50.Jm, 52.65.Rr, 87.57.uh  
DOI: 10.3367/UFNr.0185.201501f.0077

### **Лазерное ускорение ионов: новые результаты, перспективы применения**

**В.Ю. Быченков, А.В. Брантов,  
Е.А. Говрас, В.Ф. Ковалёв**

*Даётся краткий обзор недавних результатов теории и численного моделирования ускорения ионов из различных мишеней, облучаемых мощными фемтосекундными лазерными импульсами. Представленные результаты включают в себя оптимизацию лазер-плазменного ускорения ионов по толщине твердотельной мишени; новую зависимость энергии ускоренных протонов из полупрозрачной фольги от энергии падающего импульса; теоретическую*

**В.Ю. Быченков, А.В. Брантов, Е.А. Говрас, В.Ф. Ковалёв.** Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, РФ; Центр фундаментальных и прикладных исследований, Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Москва, РФ  
E-mail: [bychenkov@lebedev.ru](mailto:bychenkov@lebedev.ru)

*модель разлёта плазменного слоя в вакуум при заданной температуре нагретых электронов, охватывающую произвольный режим ускорения частиц — от квазинейтрального растекания плазмы до кулоновского взрыва; аналитические теории релятивистского кулоновского взрыва сферической микромицени и радиального пондеромоторного ускорения ионов из лазерного канала в прозрачной плазме; результаты оптимизационных расчётов по наработке изотопов для медицины с помощью лазеров следующего поколения.*

**Ключевые слова:** лазерный импульс, мишень, ускорение частиц, лазерный канал, разлёт плазмы, кулоновский взрыв, получение изотопов

#### **1. Введение**

Лазерные методы ускорения заряженных частиц до высоких энергий заявили о своём приоритете в лазерной физике высоких плотностей энергии сразу же после появления мультитераваттных фемто- и субпикосекундных лазеров в конце XX в. И если за прошедшее время наблюдается непрерывный прогресс в повышении энергии лазерно-ускоренных электронов, которая за десятилетие возросла от нескольких МэВ до нескольких ГэВ, то совсем иная ситуация наблюдается с ионами (в основном — с протонами), энергия которых до сих пор не превысила 70 МэВ на нуклон [1], если основываться на рецензированных литературных источниках. На первый взгляд, вообще трудно говорить о сколько-нибудь значимом прогрессе в лазерно-инициируемом ускорении тяжёлых частиц, если принять во внимание то, что один из первых результатов, пятнадцатилетней давности, ускорения протонов —  $\epsilon \approx 58$  МэВ [2] — формально близок к современным достижениям [1]. Однако с учётом того, что результат [2] получен для 400-джоульного импульса, а результат [1] — для 80-джоульного, прогресс очевиден, хотя и не так впечатляющ, как для лазерного ускорения электронов.

В отличие от конверсии лазерной энергии в ускорение электронов, конверсия энергии лазера в ускорение ионов дополняется преобразованием энергии электронов сначала в квазистатическую энергию поля, а затем трансформацией последней в энергию ионов. Естественно, что такая более длинная цепочка трансформации лазерной энергии (лазер — электроны — поле — ионы) уже не так эффективна и для получения пучков ионов с максимальными энергиями и числом частиц требуется соответствующая оптимизация. Важным этапом в поиске путей по-

вышения эффективности ускорения ионов явилось установление факта возрастания максимальной энергии ионов с уменьшением толщины мишени, который отчётливо наблюдается в экспериментах с лазерным импульсом, имеющим высокий контраст по интенсивности [3–6], что позволяло предотвращать преждевременное разрушение мишени до прихода на неё основного импульса. Правда, требующаяся сохранность ультратонкой мишени до сих пор не реализована в полной мере из-за всё ещё недостаточного контраста, несмотря на то что последний был повышен на много порядков величины, по сравнению с использовавшимся ранее, благодаря применению двойного плазменного зеркала [6]. Тем не менее кардинальное улучшение качества импульса уже позволило вплотную приблизиться к определению требуемых значений толщины мишеней для фемтосекундных лазерных импульсов мультиджоульной энергии и получить обнадёживающий результат по генерации протонов с энергией 21 МэВ для 3-джоульного лазерного импульса, имеющего на несколько порядков меньшую энергию, чем импульсы лазеров-рекордсменов по ускорению ионов.

Тонкие мишени позволяют лазерному импульсу нагреть и ускорить электроны в фокальном пятне по всей толщине фольги. Электроны, покидающие указанный объём мишени, освобождают кулоновскую энергию этого объёма, которая идёт на ускорение ионов. Эта энергия максимальна для толщины мишени, определяемой балансом кулоновского,  $E_C$ , и лазерного,  $E_{\text{las}}$ , полей, т.е.  $E_C = E_{\text{las}}$ , поскольку в противном случае либо лазерное поле оказывается слишком слабым для того, чтобы удалить электроны из фольги, либо электронов слишком мало из-за недостаточной толщины фольги  $l$ , что следует из пропорциональности  $E_C \propto l$ . Указанное условие даёт  $l = l_{\text{opt}} \approx a_0(\lambda/\pi) n_c/n_e$ , где  $n_e$  — плотность электронов плазмы,  $n_c$  — критическая плотность плазмы,  $n_c = m_e/(4\pi e^2 \omega^2)$ ,  $a_0 = 0,85 \{I [\text{Вт см}^{-2}] (\lambda [\text{мкм}])^2 10^{-18}\}^{1/2}$  — стандартная безразмерная амплитуда лазерного поля с длиной волны  $\lambda$ . Легко проверить, что именно это условие определяет порог релятивистской прозрачности слоя плазмы [8], что обеспечивает наличие лазерного поля всюду внутри мишени и её полупрозрачность. Поскольку электроны выбрасываются преимущественно за тыльную сторону мишени, ускорение ионов следует трактовать как направленный кулоновский взрыв [11]. Очевидно, что приведённая выше оптимальная толщина мишени  $l_{\text{opt}}$ , установленная из качественных рассуждений, должна количественно уточняться, подобно тому как это делалось в упрощённой двумерной численной модели на основе метода частиц в ячейках (англ. Particle-in-Cell, PIC) [9]. В настоящей статье мы приводим результаты такой работы с использованием трёхмерного PIC-моделирования, а также представляем соответствующую упрощённую модель, описывающую зависимость максимальной энергии ионов от параметров лазера и плазменной мишени [10].

Большинство современных исследований по лазерному ускорению ионов фемто- и субфемтосекундными импульсами ориентировано именно на использование тонких плоских мишеней твердотельной плотности (фольг), которые являются наиболее простыми в изготовлении (ср., например, со сложной мишенью [1]) и допускают достаточно простую оптимизацию применительно к заданным параметрам лазерного импульса.

Лазерное ускорение ионов из таких мишеней (прежде всего, протонов и дейtronов) вызывает повышенный интерес ввиду возможных перспектив применения пучков ионов в управляемом термоядерном синтезе [12, 13], ядерной физике [14], радиографии [15, 16], ядерной фармакологии [17, 18], адронной и нейтронной терапии [19, 20]. В разделе 4 на двух примерах мы раскрываем возможности оптимальной схемы лазерного получения медицинских изотопов с использованием тонких мишеней твердотельной плотности для обсуждаемого сейчас лазера нового поколения ICAN (International Coherent Amplification Network) [21].

Конечно, современные трёхмерные кинетические численные коды позволяют моделировать ускорение частиц при взаимодействии коротких лазерных импульсов с различными мишенями. Однако численные расчёты ввиду их высокой ресурсозатратности и наличия в них многопараметрических зависимостей должны предваряться и (или) проверяться теоретическими построениями, дефицит которых, всё ещё ощущимый в лазерной физике высоких энергий, сдерживает нахождение новых оптимальных схем лазерного ускорения ионов. Задача таких теоретических моделей, пусть и достаточно упрощённых, состоит в том, чтобы выявить характерные зависимости ускорения частиц от параметров мишени и очертить область значений этих параметров, представляющую наибольший интерес для получения пучков наилучшего качества, а также предложить новые схемы ускорения и заглянуть вперёд с целью оценки возможных эффектов для лазерных систем следующих поколений. В связи с этим мы включили в данную статью примеры аналитических теорий ускорения ионов из газовой плазмы и кластера.

## 2. Оптимизация лазерно-плазменного источника высокоэнергетичных ионов

Поиск оптимальных мишеней для различных режимов лазерного ускорения ионов является ключевым [22]. Взаимодействие мощных коротких лазерных импульсов с веществом — это сложный нелинейный процесс, для моделирования которого нами используется трёхмерный полностью релятивистский код Mandor [23] для решения системы уравнений Максвелла – Власова методом частиц в ячейках.

### 2.1. Численное моделирование

Для установления оптимальной толщины твердотельной мишени из фольги была проведена серия трёхмерных расчётов ускорения протонов ультракороткими ( $\tau = 30$  фс) лазерными импульсами, сфокусированными в пятно размером  $d = 4\lambda$ , определяемым по полуширине интенсивности. Не ограничивая общности полученных результатов, будем считать, что длина волны лазера  $\lambda = 1$  мкм. Максимальная интенсивность лазера на мишени изменялась от  $I = 5 \times 10^{18}$  Вт см $^{-2}$  до  $I = 5 \times 10^{22}$  Вт см $^{-2}$ , что отвечало изменению полной энергии лазерного импульса от 0,03 Дж до 300 Дж.

Для того чтобы проанализировать влияние размера  $d$  пятна фокусировки лазера на ускорение протонов, была также проведена серия расчётов для острой фокусировки лазерного импульса вблизи дифракционного предела ( $d = 2$  мкм). Такая фокусировка описывалась с помощью точных электромагнитных полей, отвечающих

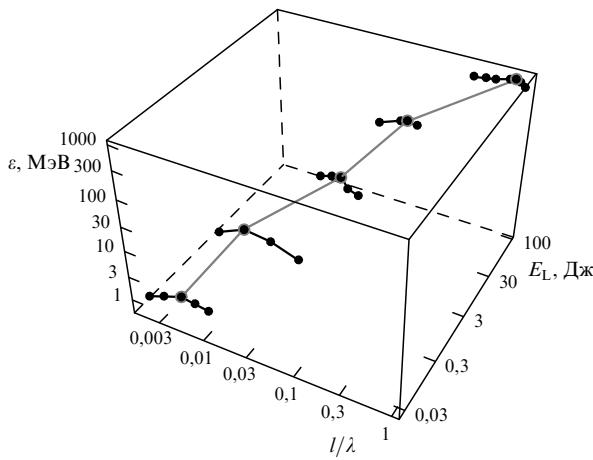


Рис. 1. Зависимость максимальной энергии протонов  $\varepsilon$  от толщины мишени  $l$  и энергии лазера  $E_L$  для  $d = 4$  мкм.

фокусировке параболическим зеркалом. Для больших пятен использовались гауссовые пучки. Лазерный импульс фокусировался на переднюю сторону тонких плазменных мишеней ( $\text{CH}_2$ ), состоящих из электронов, протонов и полностью ионизованных атомов углерода ( $\text{C}^{6+}$ ). Плотность электронов в мишени составляла  $200 n_c$ , что отвечает твердотельной массовой плотности  $\text{CH}_2$  ( $1,1 \text{ г см}^{-3}$ ). Для каждой интенсивности толщина мишени изменялась вблизи предсказанного теоретически оптимального значения  $l_{\text{opt}}$  в диапазоне от 3 нм до 1 мкм.

Максимальная энергия протонов как функция толщины мишени и энергии лазера, полученная по результатам моделирования (рис. 1), показывает, как отмечалось выше, существование оптимальной толщины мишени. Оптимальная толщина мишени возрастает линейно с увеличением амплитуды лазерного поля,  $l_{\text{opt}} = -0,5\lambda_0 n_c / n_e$ , где численный коэффициент 0,5, почти не зависящий от размера пятна фокусировки, несколько больше предсказанного теоретически значения  $1/\pi$  [8]. Мишень оптимальной толщины частично прозрачна для лазерного света, так что электроны в фокальном объеме нагреваются практически равномерно и выбрасываются из плазмы в направлении вперед, создавая сильное поле разделения заряда [24]. В этом поле происходит ускорение ионов по схеме направленного кулоновского взрыва [11]. Лазерный импульс после удаления им большого числа электронов из фокальной области может проникнуть еще глубже, и, поскольку лазерные импульсы оказываются в состоянии эффективно прогреть более толстые мишени, полученное значение оптимальной толщины несколько превышает теоретическое.

На рисунке 2 представлена зависимость максимальной энергии протонов от энергии лазерного импульса. Результаты моделирования хорошо аппроксимируются степенным скейлингом  $\varepsilon_{\text{max}} \propto E_L^{0.7}$ , что отличается от корневой зависимости, предложенной ранее [9]. При заданной энергии лазерного импульса более острая фокусировка приводит к увеличению максимальной энергии протонов. Число быстрых частиц увеличивается с возрастанием энергии лазера.

Для того чтобы лучше понять природу полученного скейлинга энергии протонов, было проанализировано

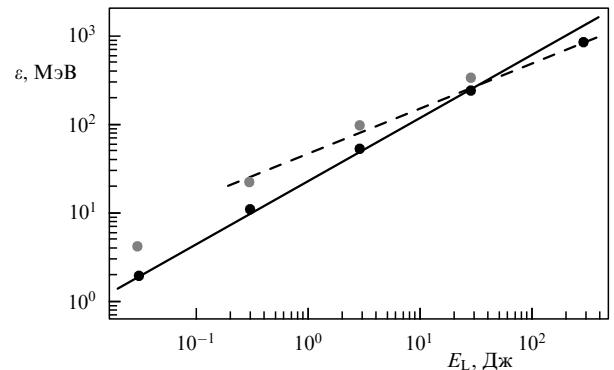


Рис. 2. Зависимость максимальной энергии протонов для оптимальной толщины мишени от энергии лазера для  $d = 4$  мкм (тёмные кружки) и  $d = 2$  мкм (светлые кружки). Сплошная и штриховая линии отвечают соответственно скейлингам  $\varepsilon [\text{МэВ}] = 22 (E_L [\text{Дж}])^{0.7}$  и  $\varepsilon [\text{МэВ}] = 45 (E_L [\text{Дж}])^{0.5}$  [9].

поглощение лазерного света полупрозрачными мишеними. Коэффициент поглощения энергии лазера  $A$  мы определили как отношение суммарной кинетической энергии всех частиц к начальной энергии лазера. Для наших параметров коэффициент поглощения энергии импульсов длительностью 30 фс мишениями с оптимальной толщиной возрастает с увеличением лазерной энергии — от 10 % для 0,03-джоульного лазера до 30 % для 30-джоульного лазера — и определяется следующим соотношением:  $A = 0,15 E_L^\beta$ , где  $\beta \sim 0,2$ . Поскольку энергия ускоренных ионов пропорциональна характерной энергии электронов, а последняя возрастает как функция именно поглощенной лазерной энергии, возникает более сильная зависимость  $\varepsilon$  от  $E_L$ , чем зависимость  $\varepsilon_{\text{max}} \propto E_L^{0.5}$ , отвечающая обычному пондеромоторному скейлингу [28], не учитывающему повышения коэффициента поглощения при оптимизации толщины мишени.

## 2.2. Теоретическая модель

В этом разделе мы продемонстрируем, как простая полуаналитическая теория может качественно описать результаты сложного моделирования для нахождения максимально возможной энергии ускоренных ионов из тонких плоских мишеней. Предположим, что плазма занимает слой толщиной  $l$  вдоль оси  $x$ . Поперечный размер плазмы ограничен фокальным пятном лазера  $\pi d^2/4$ . Для простоты мы рассмотрим плазму с одним сортом ионов, которые изначально покоятся в области  $-l/2 < x < l/2$ . Во время последующего движения ионов электроны плазмы, остающиеся в равновесии с электростатическим полем, описываются Больцмановским распределением с эффективной температурой  $T_e$ :  $n_e(x, t) = n_{e0} \exp(e\varphi(x, t)/T_e)$ , где  $n_{e0}$  — начальная плотность электронов в центре фольги. Температура электронов зависит от интенсивности лазера, и она может быть функцией времени ввиду адиабатического остывания электронов после выключения лазерного импульса. Разлёт плазмы при  $t > 0$  будет симметричным по отношению к плоскости  $x = 0$ . На небольших расстояниях,  $x_f < d$ , где  $x_f(t)$  — положение ионного фронта, трёхмерные эффекты вследствие конечности поперечного размера плазмы будут несущественными, и разлёт можно считать одномерным. Движение ионов плазмы в этом

случае описывается следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} \varphi'' &= 4\pi(e n_e(x, t) - Z n_i(x, t)), \\ \varphi'|_{x=0} &= 0, \quad \varphi'|_{x=\infty} = 0, \\ M \ddot{x} &= -Ze \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad \dot{x}(0) = 0, \\ x(0) &= x_0, \quad 0 \leq x_0 \leq \frac{l}{2}, \\ n_i(x, t) &= n_0 \left| \frac{\partial x}{\partial x_0} \right|^{-1}. \end{aligned} \quad (1)$$

Введём безразмерные переменные, в которых пространственная координата  $x$  измеряется в единицах  $l/2$ , время  $t$  нормировано на  $1/\omega_{pi}$ , а плотности  $n_i$  и  $n_e$  нормированы на  $n_0$ , значения энергии  $ZT_e$  и  $Ze\varphi$  выражены в единицах  $4\pi(Ze)^2 n_0 (l/2)^2$ . Плотность  $n_{e0}$ , которая определяется начальной плотностью ионов  $n_0$  и их зарядом  $Z$ , имеет простую приближённую зависимость от начальной температуры:  $n_{e0} = Zn_0(1 + 2T_{e0})^{-1}$  [25]. На данный момент аналитические решения системы (1) найдены лишь для случая  $\lambda_{De} \ll l$ , т.е. для квазинейтрального разлёта,  $T_e \rightarrow 0$ , [26], и случая  $\lambda_{De} \gg l$  — кулоновского взрыва,  $T_e \rightarrow \infty$  [27]. При квазинейтральном разлёте  $n_i \approx n_e$  и электрическое поле на фронте ионов имеет вид  $E_1 = 2(T_e)^{1/2}/(2e + t^2)^{1/2}$  [26], где  $e = 2,71828\dots$ . В обратном пределе (кулоновский взрыв)  $n_i = 1/x_f(t)$  и  $E_1 \equiv 1$  [27].

Чтобы получить приближённое решение системы (1) для произвольного отношения  $\lambda_{De}/l$ , избежав при этом трудоёмкого самосогласованного вычисления плотности ионов, мы нашли интерполяционное выражение для  $n_i(x, t)$ , справедливое для произвольной температуры  $T_e$ . Из уравнения Пуассона в (1) следует, что  $E_1 = \int_0^{x_f} (n_i(x, t) - n_e(x, t)) dx$ . Если выбрать  $n_i(x, t) = n_e(x, t) + E_1/x_f$ , то соотношение для  $E_1$  автоматически выполняется и получаются правильные предельные переходы в режимы квазинейтрального разлёта и кулоновского взрыва. Решая уравнение Пуассона в (1) с такой плотностью ионов, мы находим неявное выражение для функции  $E_1(x_f)$ :

$$(E_1)^{-1} = 1 + \sqrt{\frac{x_f E_1}{2T_e}} \exp\left(\frac{x_f E_1}{2T_e}\right) \operatorname{erf}\left(\sqrt{\frac{x_f E_1}{2T_e}}\right), \quad (2)$$

где  $\operatorname{erf}(z) = \int_0^z \exp(-t^2) dt$ . Мы полагаем, что электроны плазмы постоянно подогреваются лазером до некоторой характерной температуры  $T_{e0}$  во время действия им-

пульса  $t < \tau$ . После выключения лазерного импульса,  $t > \tau$ , электроны начнут адиабатически остывать, как описано в работе [29]. Временна́я зависимость температуры электронов в таком случае может быть выражена следующим образом:

$$T_e(t) = T_{e0} \left[ \Theta(\tau - t) + \frac{\Theta(t - \tau)}{1 + (t - \tau)^2/t_c^2} \right], \quad (3)$$

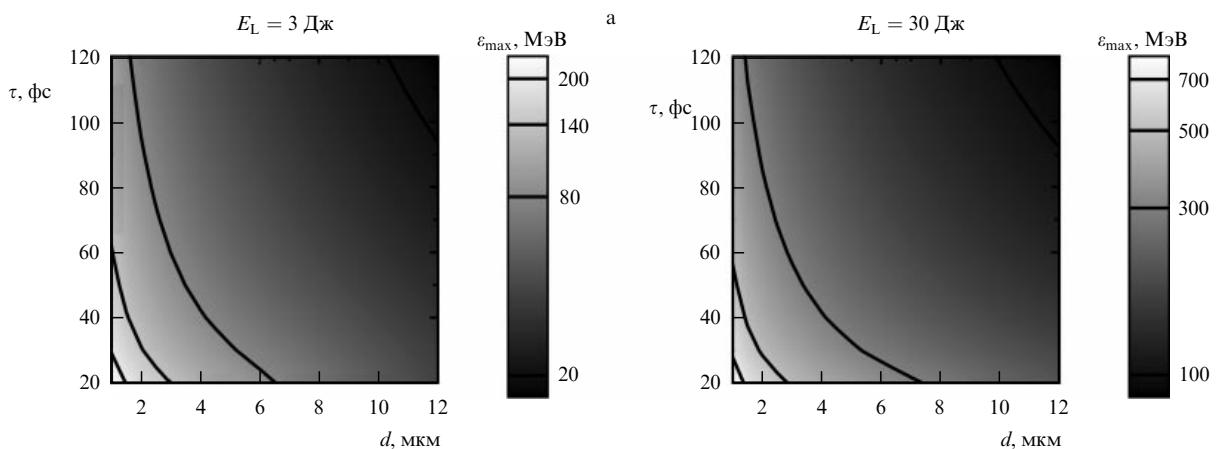
где  $\Theta(t)$  — функция Хевисайда, а характерное время остывания определяется как  $t_c = L/\sqrt{2}c_s$ . Здесь  $L$  — характерный пространственный масштаб ионной плотности,  $c_s$  — скорость ионного звука. В качестве характерных значений мы выбираем  $L = x_f(\tau)$  и  $c_s = \sqrt{T_{e0}}$ .

Когда ионная плазма разлетается на расстояния  $x_f \sim L_1 = 1 + d$ , необходимо учитывать быстрое убывание ускоряющего поля. Из-за конечности объёма, занимаемого плазмой, ускоряющее поле будет убывать  $\propto x^{-2}$  для  $x_f \gg L_1$ . Сшивая две асимптотики поля на фронте:  $E_1$  из выражения (2) для  $x_f < L_1$  и  $E_1(L_1)/(x - L_1)^2$  для  $x_f \gg L_1$ , можно предложить гладкую зависимость, справедливую для произвольного положения фронта  $x_f$ . Кроме того, действие лазерного импульса вносит асимметрию в разлёт плазмы, так как все электроны из мишени ускоряются с тыльной стороны в направлении вперед. Мы будем считать, что из-за этого электрическое поле при  $x > 0$  в два раза превышает значение  $E_1$  из (2), полученное для симметричного разлёта горячего плазменного слоя в вакууме. Окончательно электрическое поле на фронте ионной плазмы в произвольный момент времени может быть выражено следующим образом:

$$E(x_f) = \begin{cases} 2E_1(x_f), & x_f \leq L_1, \\ 2E_1(L_1)[1 + (x_f - L_1)^2]^{-1}, & x_f > L_1, \end{cases} \quad (4)$$

где временнáя эволюция температуры электронов, входящей в уравнение (2) для  $E_1$ , даётся формулой (3). Решая уравнение движения из (1) для ионов, находящихся на фронте расширяющейся плазмы, с электрическим полем  $E(x_f)$ , определяемым выражением (4), можно получить максимальную энергию ионов  $\varepsilon_{max} = (\dot{x}_f)^2/2$  и её зависимости от длительности импульса, размера пятна фокусировки и электронной температуры, которая однозначно связана с энергией лазерного импульса.

Соответствующие зависимости максимальной энергии протонов от диаметра пятна фокусировки и длитель-



**Рис. 3.** Максимальная энергия протонов в зависимости от диаметра пятна фокусировки  $d$  и длительности импульса  $\tau$  для водородной фольги с плотностью  $n_e = 200n_{cr}$  и оптимальной толщиной  $l_{opt}$ .

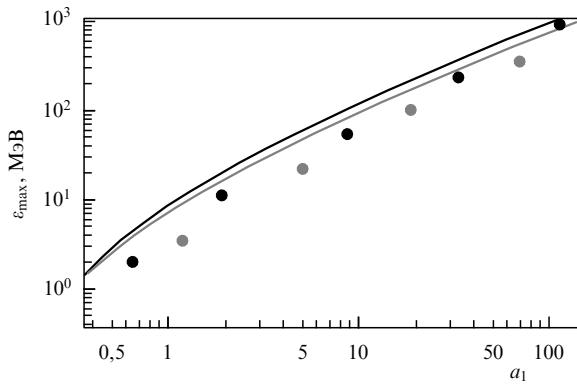


Рис. 4. Максимальная энергия протонов в зависимости от амплитуды поглощённого лазерного поля  $a_1$ . Кружки отвечают результатам моделирования, а кривые — теоретическим зависимостям. Параметры лазера:  $d = 2$  мкм,  $\tau = 30$  фс (кружки и кривые серого цвета),  $d = 4$  мкм,  $\tau = 30$  фс (кружки и кривые чёрного цвета).

ности импульса при фиксированной полной энергии лазера (3 и 30 Дж) приведены на рис. 3. Температура электронов  $T_{e0}$  находилась из известного пондеромоторного скейлинга [28],  $T_{e0} \propto m c^2 [(1 + (a_1)^2)^{1/2} - 1]$ , но с учётом того, что нагрев связан именно с поглощённой энергией, т.е.  $a_1$  — это не вакуумная амплитуда лазерного поля,  $\propto E_L \propto a_0$ , а амплитуда, вычисленная по поглощённой энергии,  $a_1 = a_0 \sqrt{A}$ . Теоретические результаты, представленные на рис. 3, согласуются с результатами моделирования, которые показывают (см. рис. 2), что при заданных энергии и длительности лазерного импульса расфокусировка будет приводить к уменьшению энергии ионов, несмотря на возможность увеличения эффективной длины ускорения. Как видно из рис. 3, с увеличением размера пятна фокусировки зависимость конечной энергии от длительности импульса становится слабее. Это связано с тем, что диаметр пятна определяет характерную длину ускорения  $L_1$ . Если время, за которое осуществляется ускорение, меньше полной длительности импульса, то происходит неполное вложение энергии электростатического поля в энергию ионов из-за перехода разлёта в трёхмерный режим, сопровождающийся сильным уменьшением ускоряющих полей. Таким образом, существует некоторое оптимальное соотношение между длительностью импульса и размером пятна фокусировки: для наиболее эффективной конверсии лазерной энергии в энергию ускоренных частиц длительность импульса не должна превышать характерного времени ускорения частиц (определенного как время разлёта плазмы на расстояния порядка диаметра пятна).

На рисунке 4 проводится сравнение максимальных энергий протонов из мишеней оптимальной толщины, полученных в численных расчётах (кружки) и аналитически (кривые). Видно, что теория корректно воспроизводит зависимость максимальной энергии от лазерной интенсивности. Так как в теории мы рассматривали однокомпонентную водородную мишень, аналитические кривые на рис. 4 лежат выше результатов моделирования (до 30 %). Это объясняется тем, что в двухкомпонентной мишини из  $\text{CH}_2$  ионы углерода также ускоряются, расходуя часть вложенной энергии импульса. Тем не менее кривые на рис. 4 демонстрируют, что на качественном уровне простая теория правильно воспроизводит зависимость энергии протонов от параметров лазера, обладая

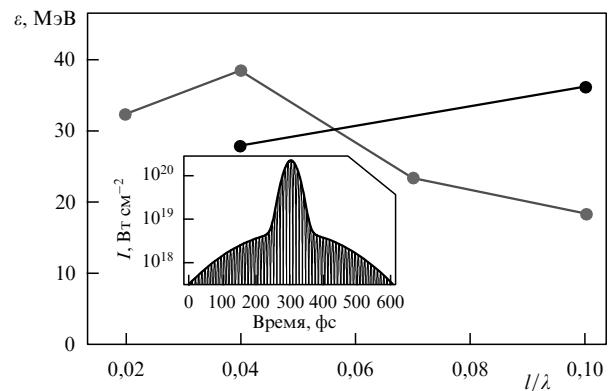


Рис. 5. Зависимость максимальной энергии протонов от толщины лазерной мишени, облучаемой лазерным импульсом с энергией 2 Дж с идеальным контрастом (серые кружки) и со сложным профилем (показанным на вставке) пикосекундного предымпульса (чёрные кружки).

предсказательной силой для разных параметров лазерного импульса.

### 3. Проблема контраста и перспективы малоплотных мишеней

Практическая реализация рассмотренного в разделе 2 механизма эффективного ускорения протонов из ультратонких фольг оптимальной толщины непосредственно связана с возможностью получения на практике лазерных импульсов с высоким контрастом по интенсивности. Современные технологии с использованием двойного плазменного зеркала позволяют достигать контраста на уровне до  $10^{15}$  на наносекундном масштабе. Вместе с тем даже сравнительно незначительные крылья лазерного импульса на пикосекундном масштабе могут приводить к разрушению мишени оптимальной толщины до прихода основного импульса [24, 30]. Чтобы оценить влияние такого предымпульса на ускорение ионов, было проведено моделирование воздействия на мишень лазерного импульса с "крыльями", фактически являющимся суперпозицией двух гауссовых импульсов: одного с длительностью 45 фс и пиковой интенсивностью  $I = 2,25 \times 10^{20}$  Вт  $\text{cm}^{-2}$  (основной импульс) и другого — с длительностью 300 фс и  $I = 5 \times 10^{18}$  Вт  $\text{cm}^{-2}$  ("крылья") (временной профиль импульса приведён на вставке к рис. 5). В качестве мишени использовался полностью ионизованный слой плазмы, состоящий из электронов, протонов и ионов углерода  $\text{C}^{+6}$ . Плотность электронов отвечала  $100n_c$ , а толщина мишени изменялась от 20 до 100 нм.

Результаты численного эксперимента демонстрируют, что предымпульс способен разрушить мишень с оптимальной толщиной (40 нм) до прихода основного импульса, что приводит к уменьшению максимальной энергии протонов от 40 МэВ (полученной для лазера с идеальным контрастом) до 30 МэВ (см. рис. 5), несмотря даже на то, что в предымпульсе содержится дополнительно порядка 20 % энергии. Это связано с размытием резкой границы плазма–вакуум на тыльной стороне мишени, что вызывает уменьшение электростатического поля разделения заряда, ускоряющего ионы. В то же время рассматриваемый относительно короткий предымпульс не способен полностью разрушить более

толстую мишень неоптимальной толщины (100 нм), и его воздействие на такую мишень приводит только к возникновению преплазмы с плотностью электронов ниже или порядка критической, в которой энергия основного лазерного импульса более эффективно преобразуется в энергию горячих электронов. В последнем случае максимальная энергия протонов достигает 37 МэВ, что больше, чем в случае воздействия на ту же мишень толщиной 100 нм идеального импульса (19 МэВ).

Таким образом, проведённое моделирование показывает, что полное разрушение мишени приводит, как правило, к уменьшению эффективности ускорения ионов. В то же время появление на переднем фронте мишени малоплотной плазмы позволяет более эффективно ускорять электроны и создавать более выгодные условия для ускорения ионов.

В связи с тем что современные технологии позволяют получать малоплотные плоские мишени (аэрогели, нанопористые материалы), отвечающие плотности электронов от нескольких критических значений до нескольких десятков критических значений [31], возникает вопрос: не позволит ли использование таких мишеней более эффективно ускорять ионы, несмотря на конечный контраст лазерного импульса? Отметим, что уже имеется ряд примеров, свидетельствующих о целесообразности использования мишеней с окологритической плотностью [32, 33]. На основе численного моделирования методом частиц в ячейках была показана возможность повышения максимальной энергии протонов с уменьшением плотности водородосодержащей мишени для линейно поляризованного лазерного импульса в реалистической трёхмерной геометрии [34].

Моделирование взаимодействия лазерного излучения с веществом было выполнено для лазерного импульса с длительностью 30 фс и энергией 3 Дж, сфокусированного в пятно размером 4 мкм на поверхность полностью ионизованной CH<sub>2</sub>-мишени, плотность электронов которой изменялась от твердотельной, равной 200 критических плотностей, до плотности, отвечающей 10 критическим электронным плотностям. Изменение максимальной энергии протонов в зависимости от поверхностной плотности облучаемых мишеней  $n_{el}/(n_c\lambda)$  показано на рис. 6. Как и прежде, видно, что для каждой мишени существует оптимальная толщина, возрастающая с уменьшением плотности.

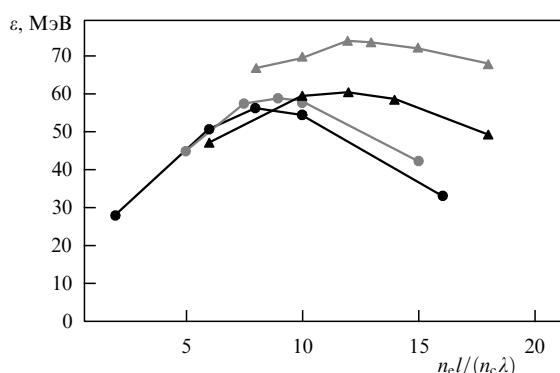


Рис. 6. Зависимость максимальной энергии протонов от безразмерной поверхностной плотности  $n_{el}/(n_c\lambda)$  мишени. Использовавшиеся плотности: 200  $n_c$  (чёрные кружки), 50  $n_c$  (серые кружки), 20  $n_c$  (чёрные треугольники) и 10  $n_c$  (серые треугольники).

число вовлечённых во взаимодействие электронов, определяемое поверхностной плотностью, остаётся почти одинаковым для оптимальных толщин мишеней. Напомним, что оптимальная толщина мишени соответствует полупрозрачной мишени, т.е. частично отражающей и частично пропускающей лазерный импульс [30]. Видно, что максимальная энергия протонов возрастает с уменьшением плотности мишени. При этом если снижение плотности от 200  $n_c$  до 20  $n_c$  приводит лишь к незначительному возрастанию максимальной энергии (от 56 до 60 МэВ), то дальнейшее уменьшение плотности до 10  $n_c$  позволяет увеличить энергию протонов на 30 %, т.е. до 73 МэВ.

При снижении плотности мишени наиболее энергетичные протоны испускаются с передней облучаемой поверхности мишени. Эти протоны получают начальное ускорение полем разделения зарядов от электронов, отжимаемых от фронтальной поверхности пондеромоторной силой переднего фронта короткого светового импульса, а затем дополнительно ускоряются в поле разделения заряда, создаваемом нагретыми электронами у задней поверхности мишени, подобно тому как это происходит согласно стандартному механизму ускорения ионов. При этом если протоны достигают задней поверхности мишени одновременно с достижением на мишени максимума интенсивности лазерного импульса, то полное ускорение протонов будет наиболее эффективным, что и реализуется в рассматриваемом случае для мишеней с плотностью в 10  $n_c$ .

Таким образом, при синхронизации длительности импульса с оптимальной толщиной мишени наиболее эффективно реализуется двухстадийный режим ускорения, в котором максимальную энергию приобретают протоны, ускоренные с передней поверхности мишени.

Возможность на треть увеличить энергию лазерно-ускоренных протонов только за счёт использования малоплотных мишеней, безусловно, представляет практический интерес. Это прежде всего важно для использования короткоимпульсных мощных лазеров в целях инициирования ядерных реакций [14], поскольку даже незначительное увеличение энергии ускоренных частиц может предоставить возможность осуществления новых ядерных реакций вследствие их порогового характера. Возможность практического использования лазерных импульсов для наработки изотопов на основе ядерных реакций обсуждается в разделе 4.

#### 4. Ядерная фармакология на основе лазеров

Одно из наиболее перспективных применений пучков ионов, ускоренных лазерными методами, — это инициирование такими пучками ядерных реакций [14]. Широко обсуждается возможность генерации направленных пучков нейтронов [35] и получения короткоживущих изотопов [17], необходимых, например, для ядерной медицины. В настоящее время некоторые радиоактивные изотопы для медицины производятся на ядерных реакторах. Так, например, основными мировыми поставщиками технекия-99m — наиболее широко используемого изотопа в ядерной медицине (до 80 % всех диагностических процедур) — являются два реактора (в Канаде и Нидерландах), планируемых к закрытию в ближайшие годы [36]. В связи с этим ведётся поиск новых путей получения данного изотопа технекия, в том числе с использованием

пучков протонов, ускоренных циклотронами [37]. Развитие современных лазерных технологий, в частности создание лазера с высокой средней мощностью [21], позволит эффективно применять лазерно-ускоренные протоны в медицинских целях [18]. Пучки ионов (обычно протонов или дейtronов), полученные лазерными методами, могут эффективно использоваться в производстве изотопов для однофотонной эмиссионной компьютерной томографии (ОФЭКТ) ( $\text{Tc-99m}$ ), для позитрон-эмиссионной томографии (ПЭТ) (например, изотоп углерода C-11), а также для получения нейтронных пучков, применяемых в медицине для борозахватной терапии и терапии на быстрых нейтронах, подобно использованию пучков в адронной терапии [38].

Как и в разделе 2, определяется оптимальная толщина мишени (тонкие пластиковые  $\text{CH}_2/\text{CD}_2$ -плёнки) для получения максимального числа протонов/дейtronов с целью увеличения выхода изотопов и нейтронов из второй мишени, облучаемой лазерно-ускоренными частицами. Для получения оптимальных параметров ионного пучка была проведена серия трёхмерных расчётов воздействия мощного линейно поляризованного лазерного импульса с энергией порядка 10 Дж и длительностью в 100 фс на ультратонкие плоские  $\text{CH}_2$ - или  $\text{CD}_2$ -мишени. Выбранные параметры лазера соответствуют предложениям международного проекта ICAN по созданию высокочастотного 10-килогерцевого лазера нового поколения [21]. Были проведены также расчёты для менее мощных лазерных импульсов с энергией 5 и 1 Дж.

Лазерный импульс с длиной волны 1 мкм фокусировался на переднюю стенку мишени в пятно размером 4 мкм. Для 10-джоульного лазера рассматривалась также фокусировка в пятна размером 6 и 10 мкм, а лазерный импульс с полной энергией 1 Дж фокусировался только в пятно размером 2 мкм. Мишень состояла из электронов, полностью ионизованных ионов углерода и протонов (или дейtronов). Электронная плотность в 200 $n_c$  примерно соответствовала реальной плотности полностью ионизованной пластиковой мишени ( $1,1 \text{ г см}^{-3}$ ). При изменении толщины мишени (от 20 нм до 0,5 мкм) были получены зависимости максимальной энергии протонов и количества энергетических протонов от толщины мишени (рис. 7) для разных условий облучения (размеров

пятна фокусировки). Как было показано ранее, оптимальный режим взаимодействия соответствует полупрозрачным мишениям, толщина которых определяется начальной электронной плотностью и максимальной интенсивностью лазера. Например, острая фокусировка в 2-микрометровое пятно лазерного импульса с энергией в 1 Дж даёт примерно такую же интенсивность на мишени, как и фокусировка лазерного импульса с энергией 5 Дж в пятно размером 4 мкм, поэтому в обоих случаях оптимальная толщина мишени оказывается одинаковой.

Для инициирования ядерных реакций необходимо максимальное число протонов/дейtronов с энергией, превышающей пороговую (например, с энергией более 8 МэВ для реакции  $\text{Mo-100}(p,2n)\text{Tc-99m}$ ). В общем случае число ускоренных частиц возрастает с увеличением как размера фокального пятна, так и интенсивности лазерного импульса. При фиксированной энергии лазера можно увеличить интенсивность на мишени, уменьшая пятно фокусировки, или наоборот, увеличить пятно фокусировки, уменьшая интенсивность на мишени. Из приведённых результатов моделирования следует, что режим увеличения интенсивности за счёт острой фокусировки оказывается выигрышным не только для увеличения максимальной энергии ионов, но и для повышения их числа, поскольку в этом случае возможно использование для ускорения более толстых плёнок (рис. 7б). Кроме того, даже менее мощные острофокусированные лазерные импульсы могут давать примерно такое же число энергетических частиц, как и более мощные, но сфокусированные в большее пятно (ср. серую и чёрную штриховые кривые на рис. 7б).

Таким образом, при взаимодействии лазерного импульса с тонкой фольгой оптимальной толщины можно увеличить как энергию, так и число ускоренных протонов. Лазерно-ускоренный пучок протонов характеризуется малым угловым разбросом ( $\lesssim 10^\circ$ ) и широким энергетическим спектром с максимальной энергией порядка 50–70 МэВ для 10-джоульного лазерного импульса. Число ускоренных протонов с энергией, превышающей 8 МэВ, составляет порядка  $10^{11}$  за выстрел.

Концепция лазерного инициирования ядерных реакций предполагает сначала ускорение ионов (протонов/дейtronов) из мишени, облучаемой лазерным импуль-

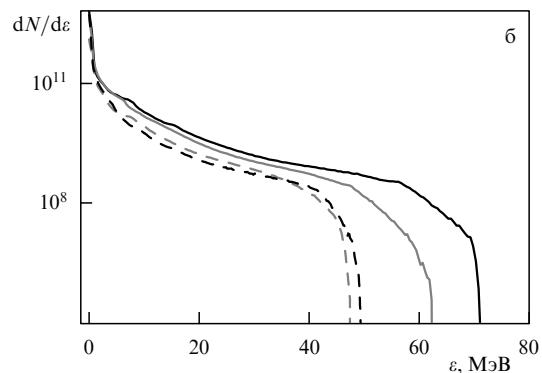
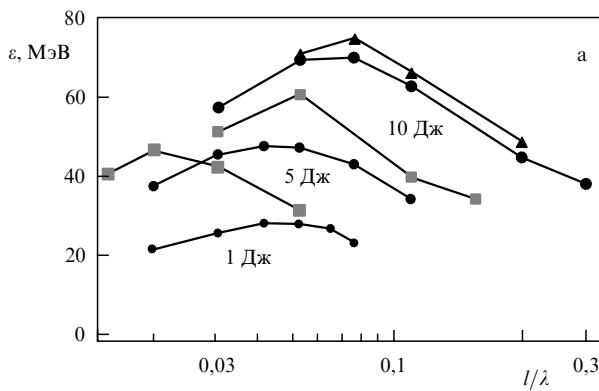


Рис. 7. (а) Зависимость максимальной энергии протонов (кружки и квадраты) и дейtronов (треугольники), ускоренных лазерным импульсом, сфокусированных в пятно размером 4 мкм (кружки и треугольники), 6 мкм (малые квадраты) или 10 мкм (большие квадраты), с энергией 10 Дж (большие кружки, квадраты, треугольники), 5 Дж (кружки среднего размера) или 1 Дж (мелкие кружки) от толщины мишени. (б) Спектры протонов, ускоренных из мишеней оптимальной толщины, для лазерного импульса с энергией 10 Дж, сфокусированного в пятно размером 4 мкм (чёрная сплошная кривая), 6 мкм (серая сплошная кривая) и 10 мкм (серая штриховая кривая), с энергией 5 Дж, сфокусированного в пятно размером 4 мкм (чёрная штриховая кривая).

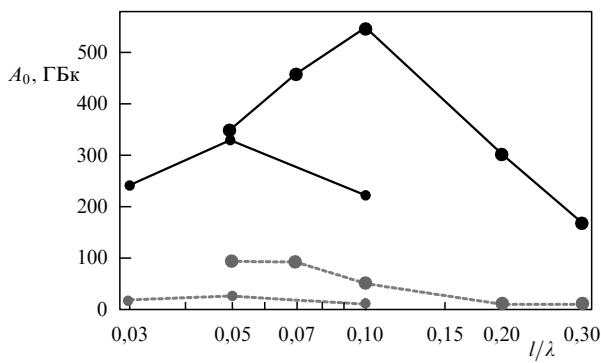


Рис. 8. Радиоактивность  $Tc-99m$  (чёрные кружки) и паразитных изотопов технеция (серые кружки) после 6-часового облучения протонами  $Mo-100$ -мишени в зависимости от толщины лазерной мишени, облучаемой лазером с энергией 10 Дж (большие кружки) и 5 Дж (малые кружки).

сом, а затем их взаимодействие со второй, ядерной, мишенью, расположенной сзади. Если известны спектр ускоренных протонов/дейтронов из PIC-моделирования, сечения реакций и потери энергии при прохождении частиц через мишень [40], а также постоянные распада образующихся изотопов, то можно оценить выход последних, используя, например, интеграл перекрытий [39]. Максимальный выход продуктов ядерных реакций проанализирован ниже на двух примерах производства изотопов для медицинских приложений (ОФЭКТ и ПЭТ).

Остановимся сначала на оценке выхода  $Tc-99m$  (ОФЭКТ), получаемого при облучении мишени из обогащённого молибдена пучком протонов в результате реакции  $Mo-100(p,2n)Tc-99m$ . Сечения всевозможных ядерных реакций при таком взаимодействии довольно хорошо исследованы (см., например, [41]). Радиоактивность изотопов технеция  $A_0$  в результате 6-часовой бомбардировки лазерно-ускоренными протонами ядерной мишени с использованием 10-килогерцевового лазера представлена на рис. 8. Хорошо видно, что максимальная радиоактивность достигает величины порядка 0,5 ТБк.

Одна из основных проблем, связанных с качеством получаемого  $Tc-99m$ , состоит в его радиационной чистоте относительно других изотопов технеция, которые не могут быть выведены из конечного продукта никакими химическими способами. Для достижения радиационной

чистоты продукта необходимо использование достаточно чистой мишени из обогащённого молибдена (например, мишени, произведённые фирмой ISOFLEX, содержат 99,54 %  $Mo-100$ , 0,41 %  $Mo-98$  и всего 0,05 % других, наиболее опасных, примесей), а также пучков протонов с энергией до 40–45 МэВ. Протоны с более высокими энергиями, хотя они и дают большее количество  $Tc-99m$ , приводят к недопустимо высокому уровню других, паразитных, радиоактивных изотопов технеция (в первую очередь, таких как  $Tc-96m$ ). Для пучка протонов с максимальной энергией 63,5 МэВ активность паразитных изотопов технеция убывает от 7,5 % сразу после окончания облучения до 1,6 % в течение последующих трёх часов, в то время как для пучка протонов с максимальной энергией 46 МэВ относительная активность паразитных изотопов технеция составляет только 0,12 % после облучения и за три часа падает до 0,03 %. Отметим, что в проведённых расчётах не учитывалась активность  $Tc-100$  (время полураспада  $\tau_{1/2} = 15,8$  с), распадающегося в стабильный рубидий.

Рассмотрим теперь производство необходимого для ПЭТ радиоактивного изотопа углерода  $C-11$ , излучающего позитрон. Этот изотоп может быть получен в результате реакции  $^{11}B(p,n)^{11}C$  с использованием мишени из твердотельного бора, а также из газовых азотных мишеней через реакцию  $^{14}N(p,\alpha)^{11}C$ . Была рассмотрена также возможность использования пучков дейтронов, облучающих мишень из обогащённого бора-10, для реакции  $^{10}B(d,n)^{11}C$  (рис. 9). Для рассмотренных достаточно энергетичных частиц наиболее выгодной является реакция  $^{11}B(p,n)^{11}C$ , в результате которой можно получить  $6,3 \times 10^8$  атомов  $C-11$  с использованием лазерной мишени толщиной 0,07 мкм для получения пучка протонов. Полученный результат качественно совпадает с оценкой статьи [42], основанной на двумерном моделировании, но даёт возможность более точно количественно оценить выход конечного продукта.

Аналогичным образом можно вычислить выход нейтронов, получаемых в результате разных реакций. Так, для  $^{7}Li(d,n)^{8}Be$ -реакции полное число дейтронов с энергией более 1 МэВ, получаемое при облучении  $CD_2$ -мишени толщиной 0,07 мкм лазерным импульсом с энергией 10 Дж, составляет  $4 \times 10^{11}$ , что обеспечивает производство  $2,2 \times 10^9$  нейтронов (рис. 9б). Увеличение толщины лазерной мишени до 0,1 мкм позволяет ускорить

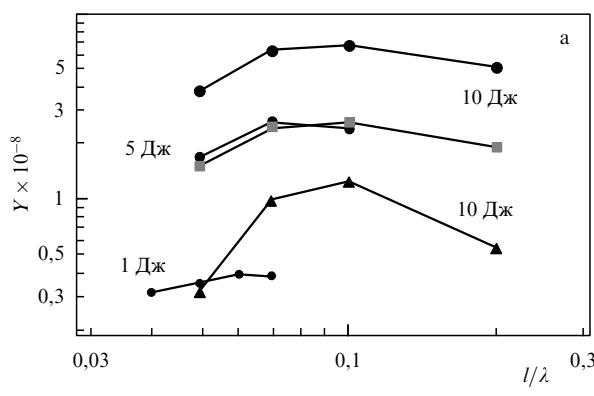
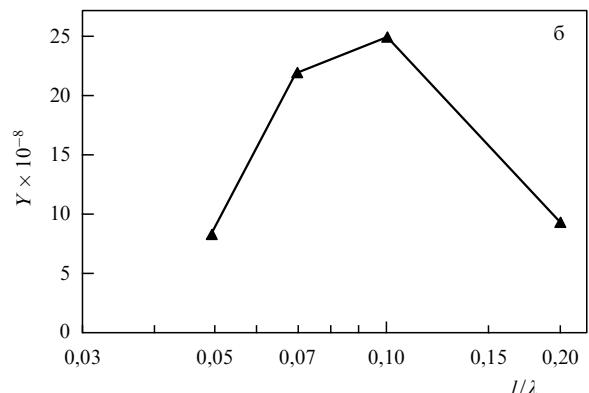


Рис. 9. (а) Зависимость выхода изотопа  $C-11$  для реакций  $^{11}B(p,n)^{11}C$  (кружки),  $^{14}N(p,\alpha)^{11}C$  (квадраты) и  $^{10}B(d,n)^{11}C$  (треугольники) от толщины лазерной мишени, используемой для получения пучков протонов/дейтронов лазером с энергией 10 Дж (большие кружки), треугольники, 5 Дж (кружки среднего размера) и 1 Дж (малые кружки). (б) Выход нейтронов в результате реакции  $^{7}Li(d,n)^{8}Be$  в зависимости от толщины лазерной мишени, облучаемой лазером с энергией 10 Дж.



несколько большее количество дейtronов ( $4,7 \times 10^{11}$ ), что приводит к увеличению выхода нейтронов до  $2,5 \times 10^9$ . Эти величины качественно согласуются с результатами двумерных расчётов [43], предсказывающих выход нейтронов  $10^8$  см $^{-1}$  на 1 Дж энергии лазера.

Таким образом, лазерная установка с частотой 10 кГц и энергией в 10 Дж может генерировать нейтронный поток с числом частиц порядка  $10^{13}$  см $^{-1}$ , что значительно превышает поток нейтронов из нейтронных трубок. Подобная установка даёт около 2 ТБк активности изотопа С-11 за 10 мин непрерывного облучения и около 300 ГБк активности изотопа Тс-99м за шесть часов облучения, что достаточно для медицинских целей.

## 5. Аналитические подходы

В качестве альтернативы плоским мишениям, рассмотренным в разделе 4, уже давно обсуждаются такие разрежённые среды, как газовая плазма и кластерная плазма, которые наиболее просты в использовании в качестве мишени для лазеров с высокой частотой повторяемости импульсов. Возможности таких мишеней для получения высоких токов ускоренных ионов пока не в полной мере раскрыты, но ряд интересных особенностей ускорения частиц, которые могли бы использоваться, уже прослеживаются. Здесь мы приведём два примера, иллюстрирующих это с использованием аналитических подходов.

### 5.1. Релятивистский кулоновский взрыв сферической микроплазмы

Продемонстрируем возможность исследования физики ускорения ионов на примере точного аналитического решения [44] задачи о кулоновском взрыве однородной сферической микромицелии (кластера), обеспечивающем релятивистский разлёг ионов, применительно к её облучению фемтосекундным лазерным импульсом. Ввиду малой длительности лазерного импульса его учёт сводится только к требованию достаточной интенсивности, которая позволила бы быстро, за время действия импульса, удалить электроны из мишени и тем самым привести к практически мгновенному возникновению заряженной плазмы. Здесь исходными являются уравнение Пуассона и уравнение холодной бесстолкновительной гидродинамики для плотности  $n_i$  и скорости  $u$  ионов, решение которых для изначально однородного кластера с радиусом  $r_0$  и плотностью  $n_0$  может быть представлено в параметрическом виде:

$$\begin{aligned} u &= \frac{2qc\sqrt{\zeta(1+q^2\zeta)}}{1+2q^2\zeta}, \quad r = \frac{h}{1-q^2}, \quad 0 \leq h \leq r_0, \\ n_i &= n_0 \frac{(1-q^2)^3}{A}, \quad \zeta = \frac{\omega_{pi}^2 h^2}{6c^2}, \\ A &= 1 - \frac{q^2\zeta(1+\zeta)^{-2}}{1+2\zeta q^2} \left[ 3 + 5\zeta q^2 + 2\zeta^2 q^2 + \right. \\ &\quad \left. + \frac{3(1-q^2)\sqrt{1+\zeta q^2}}{2q\sqrt{1+\zeta}} \ln \frac{\sqrt{1+q^2\zeta} - q\sqrt{1+\zeta}}{\sqrt{1+q^2\zeta} + q\sqrt{1+\zeta}} \right], \\ \sqrt{\frac{2}{3}}\omega_{pi}t &= \frac{q}{1-q^2} \sqrt{1+q^2\zeta} \frac{1+2\zeta}{1+\zeta} - \\ &\quad - \frac{1}{2}(1+\zeta)^{-3/2} \ln \frac{\sqrt{1+q^2\zeta} - q\sqrt{1+\zeta}}{\sqrt{1+q^2\zeta} + q\sqrt{1+\zeta}}, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\omega_{pi} = (4\pi Z^2 e^2 n_0 / M)^{1/2}$  — ленгмюровская частота ионов. Решение (5) описывает расширяющийся сгусток ионов с резким фронтом  $r_f(t)$ . Для достаточно большого заряда кластера, когда выполняется условие  $\zeta(h=r_0) \equiv \zeta_0 = \omega_{pi}^2 r_0^2 / 6c^2 > 1$ , ускоряемые ионы, по крайней мере находящиеся вблизи границы кластера, могут достигать релятивистских энергий. В разлетающемся релятивистском кластере на ионном фронте максимальны электрическое поле, скорость и плотность ионов. Закон движения фронта определяется формулой  $r_f = r_0 / (1 - q_0^2)$ , при этом связь  $t$  и  $q_0$  даётся уравнением

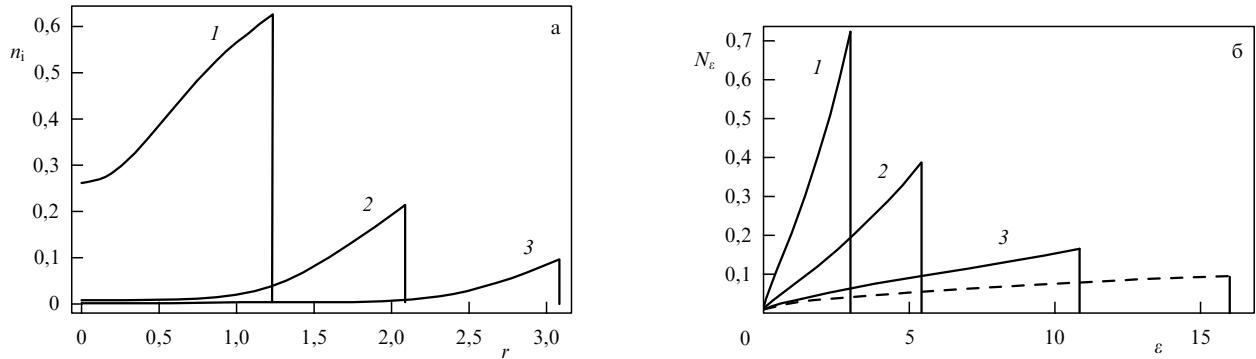
$$\begin{aligned} \sqrt{\frac{2}{3}}\omega_{pi}t &= \frac{q_0}{1-q_0^2} \sqrt{1+q_0^2\zeta_0} \frac{1+2\zeta_0}{1+\zeta_0} - \\ &\quad - \frac{1}{2}(1+\zeta_0)^{-3/2} \ln \frac{\sqrt{1+q_0^2\zeta_0} - q_0\sqrt{1+\zeta_0}}{\sqrt{1+q_0^2\zeta_0} + q_0\sqrt{1+\zeta_0}}. \end{aligned}$$

В нерелятивистском пределе,  $\zeta_0 \rightarrow 0$ , это решение воспроизводит хорошо известный результат [45, 46]: скорость ионов однородной сферической мишени и электрическое поле внутри кластера линейно возрастают с увеличением координаты  $r$  и достигают максимального значения на фронте,  $r = r_f$ . Распределение плотности ионов в кластере сохраняет свою первоначальную форму, т.е. имеет вид "ступеньки", у которой изменяются только ширина и высота. Скорость распространения фронта  $u_f = r_f$  возрастает со временем по закону  $u_f = \sqrt{(2/3)\omega_{pi}r_0(1-r_0/r_f)}$ , стремясь к предельному максимальному значению  $u_m = \sqrt{2/3}\omega_{pi}r_0$ . Соответственно, максимальная энергия ускоренных ионов выражается как  $e_m = M(\omega_{pi}^2 r_0^2 / 3)$ .

Переход к релятивистскому пределу,  $\zeta_0 > 1$ , изменяет вид пространственных распределений скорости ионов, их плотности и электрического поля: скорость ионов возрастает тем медленнее, чем больше расстояние от центра кластера и, наоборот, электрическое поле внутри кластера возрастает быстрее при больших значениях радиуса и медленнее — при малых; снаружи кластера электрическое поле убывает как  $\sim r^{-2}$ . Что касается распределения плотности ионов, то с течением времени оно перестаёт быть однородным по радиусу и достигает максимума на фронте разлетающихся ионов кластера. Таким образом, релятивистский режим кулоновского взрыва кластера характеризуется формированием периферийного уплотнения плазмы, т.е. распределения оболочечного типа, как показано на рис. 10а. В соответствии с (5) энергия ионов  $\varepsilon = 2Mc^2 q^2 \zeta$  становится релятивистской тогда, когда  $q^2 \zeta$  оказывается порядка 1, что соответствует времени  $t_h \approx \sqrt{2h/(c\zeta)}$ . В частности, для ионов на фронте, полагая  $h = r_0$  и  $\zeta = \zeta_0$ , получаем  $t_{r_0} \approx \sqrt{2r_0/(c\zeta_0)}$ . При этом асимптотически, при  $t \rightarrow \infty$ , величина максимальной энергии ионов на фронте определяется такой же формулой, как и в нерелятивистском случае:  $e_m = M(\omega_{pi}^2 r_0^2 / 3)$ . Выражение для спектрального распределения ускоренных ионов кластера,  $N_\varepsilon \equiv dN/d\varepsilon$ , с учётом (5) принимает вид

$$N_\varepsilon = \frac{3h}{2Z^2 e^2 q^2} \left[ 1 + \frac{1-q^2}{2q^2} (A-1) \right]^{-1}. \quad (6)$$

Здесь величины  $h$  и  $q$  должны быть выражены через  $\varepsilon$  с помощью неявной формулы  $\varepsilon = 2Mc^2 q^2 \zeta$  и последнего



**Рис. 10.** Пространственное распределение плотности ионов (а) и энергетический спектр ионов (б) для моментов времени:  $\omega_{\text{pi}}t = 2$  (кривые 1),  $\omega_{\text{p}}t = 8$  (кривые 2),  $\omega_{\text{p}}t = 15$  (кривые 3) при  $\zeta_0 = 8$ . Штриховой линией на рис. б показан спектр при  $\omega_{\text{pi}}t \rightarrow \infty$ . Представленные величины нормированы: плотность ионов  $n_i$  — на  $n_0$ , спектральная плотность энергии  $N_\epsilon$  — на  $N_0/Mc^2$ , радиус  $r$  — на  $r_0$ , энергия  $\epsilon$  — на  $Mc^2$ .

уравнения системы (5). После интегрирования по энергии ионов величина (6) совпадёт с полным числом частиц кластера  $N_0 = (4\pi/3) n_0 r_0^3$ . Из (6) следует простая асимптотическая формула для энергетического спектра ионов:

$$N_\epsilon|_{t \rightarrow \infty} = \frac{3N_0}{2e_m^{3/2}} \sqrt{\epsilon}. \quad (7)$$

Отсутствие в (7) зависимости от скорости света означает, что спектральные распределения ионов в релятивистском и нерелятивистском случаях асимптотически совпадают. Иллюстрацией этого утверждения служат приведённые на рис. 10б энергетические спектры ионов для различных моментов времени, из которых видно, как с течением времени происходит выполаживание спектрального распределения ионов — приближение его к виду  $\sqrt{\epsilon}$ . Штриховая линия на рис. 10б отвечает асимптотическому спектру ионов (7).

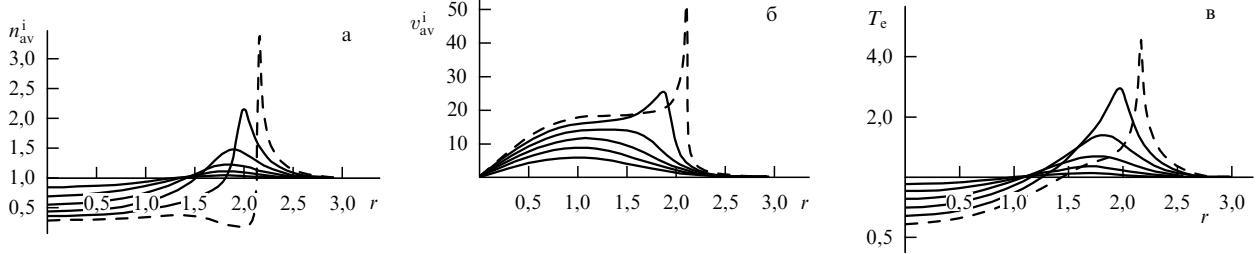
Физика релятивистского кулоновского взрыва важна для понимания разлёта ионов в мишениях сложного ионного состава. Особый интерес представляет кулоновский взрыв квазиоднородной сферической мишени, состоящей из лёгких и тяжёлых ионов [47]. При разлёте этой мишени лёгкие ионы движутся быстрее и, несмотря на то что вначале они были распределены однородно, оказываются на периферии мишени и эффективно ускоряются кулоновским полем следующих за ними тяжёлых ионов. Последние, действуя как кулоновский поршень, способствуют формированию хорошо выраженного густоты (в виде оболочки) почти моноэнергетических лёгких ионов, подобных тем, которые были предсказаны при кулоновском взрыве сферических кластеров с оболочкой из лёгких ионов [48]. Именно возможность получения более высокой энергии на один нуклон, а главное, монохроматичного спектра лёгких ионов привлекает внимание к изучению кулоновского взрыва квазиоднородной плазменной микрокапли сложного ионного состава [47]. Применительно к лазерно-создаваемым источникам лёгких ионов результаты аналитического рассмотрения устанавливают, как релятивизм кулоновского разлёта, определяемый полным зарядом кластера, влияет на спектральные характеристики ускоренных частиц. Если в нерелятивистском случае ускоренная примесь лёгких ионов обладает хорошей моноэнергетичностью [47], то при переходе в сильно релятивистский режим разлёта спектральное распределение ионов уширяется. Однако примесные ионы с релятивистской энергией могут возни-

кать даже при "умеренном" заряде кластера, когда "параметр релятивизма"  $\zeta_0$  оказывается меньше единицы. При этом величина максимальной энергии примесных ионов становится больше, чем в нерелятивистском пределе, а характерная ширина спектра ускоренных ионов оказывается сравнимой с таковой в нерелятивистском пределе.

## 5.2. Радиальное ускорение ионов лазерным импульсом в плазменном канале

Другой иллюстрацией применения теоретических методов служит аналитическое решение задачи о радиальном ускорении частиц из лазерного канала (разрежённой газовой плазмы [49, 50] или плазмы малоплотных мишеней нового поколения, таких как аэрогели, пористый наноуглерод и т.п.). Аналитическое описание ускорения частиц из плазменного канала, формирующегося в результате самофокусировки, представляет собой непростую задачу даже для приближённых подходов. Соответственно, изучение пространственно-временного распределения ускоренных частиц проводится большей частью с использованием кинетического численного PIC-моделирования. Определённое упрощение вносит одномерная электростатическая пондеромоторная модель, описывающая динамику разлёта плазмы под действием заданного радиального распределения лазерной интенсивности импульсного типа [49, 50] по радиусу плазменного канала. При этом учитывается только медленная динамика электронов плазмы, что отвечает усреднению по их быстрым осцилляциям в лазерном поле. Несмотря на упрощённость такого описания, основные результаты, полученные для электростатической пондеромоторной модели, также основываются на численном PIC-моделировании, что затрудняет предсказание зависимостей характеристик ускоренных частиц от параметров лазера и плазмы. Проведённое численное моделирование [49, 50] выявило два ярко выраженных эффекта: 1) формирование цилиндрического каспа плотности на границе лазерного канала в результате ускорения ионов пондеромоторной силой; 2) сильный локальный нагрев электронов на границе лазерного канала.

Теоретико-групповой подход, основанный на использовании ренормгрупповых (РГ) симметрий [51], является эффективным инструментом для аналитического решения задач лазерно-плазменного ускорения заряженных частиц [29, 52]. В рассматриваемой модели радиального



**Рис. 11.** Пространственные распределения по безразмерной координате  $r$  (а) нормированной средней плотности ионов, (б) нормированной средней скорости ионов  $v_{av}^i$  и (в) температуры электронов  $T_e$  для стационарного лазерного пучка при  $\tau = 2, 3, 4, 5, 6, 7$  (соответствующие кривые — сверху вниз (при  $r \rightarrow 0$ ) для  $n_{av}^i$  и  $T_e$ , для  $v_{av}^i$  — снизу вверх) и при  $Z = 2, A = 4, a_0^2 = 50, \alpha = 1, \varepsilon = 0,01, \mu = \sqrt{1/4000}, n_c/n_{e0} = 100, n_{e0} = 1, n_{i0} = 0,5, \Gamma = 0,001$ .

пондеромоторного ускорения частиц из лазерного канала в усреднённом по быстрым лазерным осцилляциям кинетическом уравнении для электронов учитывается, помимо самосогласованного электрического поля плазмы, "стороннее" электрическое поле, которое задаёт действие радиальной пондеромоторной силы лазерного пучка на электроны плазмы [53]. Динамику процесса ускорения частиц можно описать с помощью кинетических уравнений для проинтегрированных по продольной и аксиальной компонентам скоростей функций распределения частиц плазмы: электронов,  $f_e = (n_{e0}/V_{Te})g(\tau, x, u)$  и ионов,  $f_i = (n_{e0}/(Zc_s))f(\tau, x, w)$ , — и уравнения Пуассона для электрического поля  $E = (T_{e0}/eeL)p(\tau, x)$ . Здесь используются безразмерные переменные: время  $\tau = \omega_{pi}t$ , где  $\omega_{pi}$  — ленгмюровская частота ионов; безразмерная координата  $x = r/L$ , где  $L$  — масштаб локализации лазерного пучка по радиусу; скорость электронов  $u = v_r^e/V_{Te}$ ,  $V_{Te} = \sqrt{T_{e0}/m}$ , скорость ионов  $w = v_r^i/c_s$ ,  $c_s = \sqrt{ZT_{e0}/M}$ ,  $m$  и  $M$  — массы электронов и ионов соответственно с зарядами  $e_e = -e$  и  $e_i = Ze$ , где  $Z$  — зарядовое число ионов.

Начальные функции распределения частиц полагаются максвелловскими с однородной начальной температурой электронов и ионов  $T_{(e,i)0}$  и их начальной плотностью  $n_{(e,i)0}(x)$  с характерным пространственным масштабом  $L$ , который значительно превосходит дебаевский радиус электронов  $\lambda_{De} = \sqrt{T_{e0}/(4\pi n_{e0} e^2)}$ , т.е.  $\varepsilon = \lambda_{De}/L \ll 1$ . Заметим, что именно задание конечной исходной температуры частиц отвечает физической постановке задачи, поскольку распространяющемуся мощному лазерному импульсу, как правило, всегда предшествует длинный предимпульс, успевающий нагреть плазму к приходу основного импульса. Приближённое аналитическое решение кинетических уравнений для функций распределения частиц с нулевыми значениями средних скоростей имеет вид

$$\begin{aligned} f &= \frac{x' n_{i0}(x')}{x \sqrt{2\pi}\Gamma} \exp \left[ -\frac{(\zeta' - q')^2(w - W)^2}{2(\zeta - q)^2\Gamma^2} \right], \\ p &= -q - \varepsilon \frac{(\zeta' - q')^3}{(\zeta - q)^3} \frac{\partial_{x'}(n_{e0}(x'))}{n_{e0}(x')}, \\ g &= \frac{x' n_{e0}(x')}{x \sqrt{2\pi}} \exp \left[ -\frac{(\zeta' - q')^2(u - U)^2}{2(\zeta - q)^2} \right], \\ \zeta(x) &= -\varepsilon \left( \frac{\partial_x n_{e0}}{n_{e0}} + \Gamma^2 \frac{\partial_x n_{i0}}{n_{i0}} \right), \quad \Gamma^2 = \frac{T_{i0}}{ZT_{e0}}. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь

$$\begin{aligned} W &= -\frac{1}{3}(4q - \zeta)(\zeta - q) \sqrt{\frac{Z(y)}{2}} + \\ &+ \frac{1}{2(\zeta - q)} \int_{y'}^y d\xi \left[ \frac{1}{3} \sqrt{\frac{2}{Z(\xi)}} - \sqrt{2Z(\xi)} \zeta (\zeta - q) \partial_\xi (\zeta - q) + \right. \\ &\left. + \frac{\zeta}{(\sqrt{2Z(\xi)}(\zeta - q))} \right], \quad U = \mu W, \quad \mu = \sqrt{\frac{Zm}{M}}, \end{aligned} \quad (9)$$

а "штрихованная" переменная  $x'$  выражается через  $\tau$  и  $x$  с помощью соотношений

$$\begin{aligned} \frac{\tau^2}{2(\zeta - q)^2} - Z(y) &= -Z(y'), \\ Z(y) &= \int_{y'}^y \frac{d\xi}{(\zeta(\xi) - q(\xi))^3}, \quad y = \frac{x}{\varepsilon}. \end{aligned} \quad (10)$$

Величина  $q = \alpha \partial_x \gamma$ , где  $\alpha = \varepsilon(c^2/V_{Te}^2)$ ,  $c$  — скорость света,  $\gamma = (1 + a^2(\tau, x)/2)^{1/2}$ ,  $a^2(\tau, x) = A(\tau) a_0^2 I_0(x)$  — безразмерная интенсивность лазера, где функция  $A(\tau)$  определяет форму лазерного импульса. Функция  $I_0(x)$  характеризует распределение интенсивности лазера по радиусу; например, в [50] был проанализирован вариант  $I_0(x) = \exp(-x^2)$ . Решение (8) отвечает  $A(\tau) = 1$ , т.е. стационарному (квазистационарному) лазерному пучку.

По известной функции распределения частиц (8) можно вычислить глобальные характеристики ионов плазмы, их среднюю скорость  $v_{av}^i$  и плотность  $n_{av}^i$ , а также температуру электронов  $T_e$ ,

$$\begin{aligned} v_{av}^i &= W, \quad n_{av}^i = n_{i0}(x') \frac{x'(\zeta' - q')}{x(\zeta - q)}, \\ T_e &= T_{e0} \frac{(\zeta' - q')^2}{(\zeta - q)^2}. \end{aligned} \quad (11)$$

На рисунке 11 приведены пространственные распределения средней плотности ионов, их средней скорости и температуры электронов в различные моменты времени для стационарного лазерного пучка ( $A(\tau) = 1$ ). Ускорение ионов сопровождается образованием каспа ионной плотности с минимумом в центре лазерного пучка и максимумом на его периферии. Аналогичное поведение характерно и для температуры электронов плазмы:  $T_e$  убывает в центральной области лазерного пучка и возрастает на его периферии. С увеличением  $\tau$  условия применимости теории, основанной на приближённой симметрии, ухудшаются, и при  $\tau \gtrsim 6$  приведённые зави-

симости носят скорее качественный характер. Таким образом, штриховые кривые на рис. 11 при  $\tau = 7$ , по сути, отражают лишь тенденцию изменения плотности и скорости ионов, а также температуры электронов, но не их точные количественные значения.

Таким образом, существенным достижением теоретического рассмотрения на основе приближённых РГ-симметрий явилась возможность описать не только эволюцию ионов с образованием вблизи оси пучка каспа ионной плотности, но и неоднородный нагрев электронов вблизи внешней границы пучка и их остывание в приосевой области. Полученные результаты дают теоретическое объяснение результатов численных экспериментов [49, 50] и могут служить основой для теоретического анализа поведения частиц плазмы на больших временах после выключения лазерного импульса. Предложенная модель цилиндрического лазерного канала характерна для лазера с длительностью импульса  $\gtrsim 100$  фс, который фокусируется в пятно размером  $\lesssim 10$  мкм. При интенсивности лазера  $10^{19} - 10^{20}$  Вт см<sup>-2</sup> рассмотренное пондеромоторное ускорение обеспечивает увеличение энергии, например, протонов до мультимегаэлектронвольтных величин. Такие пондеромоторно ускоренные протоны могут вызывать ядерные реакции [14] в окружающем газе или специальном коаксиале с подходящим атомным составом. По этому принципу возможно создание других лазерных источников медицинских изотопов для ПЭТ или ОФЭКТ, отличающихся от обсуждавшихся в разделе 4.

## 6. Заключение

Несмотря на естественно низкий коэффициент трансформации ( $\ll 1$ ) энергии лазерного импульса в высокоэнергетичные ионы, оптимизация системы лазер–мишень позволяет надеяться на достижение необходимых для ядерных приложений параметров ускоренных ионов при успешном решении высокотехнологической задачи создания фемтосекундной лазерной установки (наподобие ICAN) мультиджоульного уровня с килогерцевой частотой следования импульсов высокого контраста на пикосекундном масштабе. Полученный скейлинг энергии протонов  $e_{\max} \propto E_L^{0.7}$  доказывает возможность использования тонких твердотельных фольг, облучаемых таким лазером, для ядерных приложений. Вместе с тем на основе предварительных расчётов становится очевидным, что в настоящее время должны быть развернуты работы по детальному изучению параметров ионов, которые могли бы быть достигнуты с использованием лазерных механизмов ускорения частиц из малоплотных мишней. Даже в условиях незначительного улучшения этих параметров малоплотные мишени могут оказаться выигрышными из-за их меньшей чувствительности к контрасту лазерного импульса. Здесь главной практической целью становится создание нанопористых мишней, имеющих плотность, сопоставимую с критической, и хорошую однородность.

Основная часть исследований, результаты которых отражены в статье, выполнена при поддержке грантами РФФИ (12-02-00231, 13-02-00426, 14-02-31407, 14-01-00828, 14-29-09244-офи\_м) и грантами Президента РФ по поддержке ведущих научных школ (НШ-1424.2014.2, НШ-3003.2014.2), а часть, связанная с низкоплотными мишнями, — грантом РНФ 14-12-00194.

## Список литературы

1. Gaillard S A et al. *Phys. Plasmas* **18** 056710 (2011)
2. Snively R A et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 2945 (2000)
3. Mackinnon A J et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 215006 (2002)
4. Fuchs J et al. *Nature Phys.* **2** 48 (2006)
5. Henig A et al. *Phys. Rev. Lett.* **103** 245003 (2009)
6. Lévy A et al. *Eur. Phys. J. Special Topics* **175** 111 (2009)
7. Dollar F et al. *Phys. Rev. Lett.* **108** 175005 (2012)
8. Vshivkov V A et al. *Phys. Plasmas* **5** 2727 (1998)
9. Esirkepov T, Yamagawa M, Tajima T *Phys. Rev. Lett.* **96** 105001 (2006)
10. Brantov A V et al., arxiv:1409.3356
11. Bulanov S S et al. *Phys. Rev. E* **78** 026412 (2008)
12. Быченков В Ю и др. *Физика плазмы* **27** 1076 (2001); Bychenkov V Yu et al. *Plasma Phys. Rep.* **27** 1017 (2001)
13. Roth M et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 436 (2001)
14. Быченков В Ю, Тихончук В Т, Толоконников С В *ЖЭТФ* **115** 2080 (1999); Bychenkov V Yu, Tikhonchuk V T, Tolokonnikov S V *JETP* **88** 1137 (1999)
15. Borghesi M et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **43** A267 (2001)
16. Mackinnon A J et al. *Rev. Sci. Instrum.* **75** 3531 (2004)
17. Nemoto K et al. *Appl. Phys. Lett.* **78** 595 (2001)
18. Bychenkov V Yu, Brantov A V, Mourou G *Laser Part. Beams* **32** 605 (2014)
19. Буланов С В, Хорошков В С *Физика плазмы* **28** 493 (2002); Bulanov S V, Khoroshkov V S *Plasma Phys. Rep.* **28** 453 (2002)
20. Bychenkov V Yu, Brantov A V *Eur. Phys. J. Special Topics* **224** (2015), to appear
21. Mourou G et al. *Nature Photon.* **7** 258 (2013)
22. Коржиманов А В и др. *УФН* **181** 9 (2011); Korzhimanov A V et al. *Phys. Usp.* **54** 9 (2011)
23. Romanov D V et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 215004 (2004)
24. Brantov A, Bychenkov V Yu *Contrib. Plasma Phys.* **53** 731 (2013)
25. Говрас Е А, Быченков В Ю *Письма в ЖЭТФ* **98** 78 (2013); Govras E A, Bychenkov V Yu *JETP Lett.* **98** 70 (2013)
26. Mora P *Phys. Rev. Lett.* **90** 185002 (2003)
27. Быченков В Ю, Ковалев В Ф *Квантовая электроника* **35** 1143 (2005); Bychenkov V Yu, Kovalev V F *Quantum Electron.* **35** 1143 (2005)
28. Wilks S C et al. *Phys. Plasmas* **8** 542 (2001)
29. Ковалев В Ф, Быченков В Ю, Тихончук В Т *ЖЭТФ* **122** 264 (2002); Kovalev V F, Bychenkov V Yu, Tikhonchuk V T *JETP* **95** 226 (2002)
30. Brantov A et al. *Contrib. Plasma Phys.* **53** 161 (2013)
31. Passoni M et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **56** 045001 (2014)
32. Коржиманов А В и др. *Письма в ЖЭТФ* **86** 662 (2007); Korzhimanov A V et al. *JETP Lett.* **86** 577 (2007)
33. Bulanov S S et al. *Phys. Plasmas* **17** 043105 (2010)
34. Брантов А В, Быченков В Ю *Физика плазмы* (2014), submitted
35. Roth M et al. *Phys. Rev. Lett.* **110** 044802 (2013)
36. Van Noorden R *Nature* **504** 202 (2013)
37. Benard F et al. *J. Nucl. Med.* **55** 1017 (2014)
38. Буланов С В и др. *УФН* **184** 1265 (2014); Bulanov S V et al. *Phys. Usp.* **57** (12) (2014), <http://dx.doi.org/10.3367/UFNe.0184.201412a.1265>
39. Krasnov N N *Int. J. Appl. Radiat. Isotop.* **25** 223 (1974)
40. Ziegler J F "Particle Interactions with Matter" (2010), <http://www.srim.org/>
41. Qaim S M et al. *Appl. Radiat. Isotop.* **85** 101 (2014)
42. Lefebvre E et al. *J. App. Phys.* **100** 113308 (2006)
43. Davis J et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **52** 045015 (2010)
44. Быченков В Ю, Ковалев В Ф *Письма в ЖЭТФ* **94** 101 (2011); Bychenkov V Yu, Kovalev V F *JETP Lett.* **94** 97 (2011)
45. Kaplan A E, Dubetsky B Y, Shkolnikov P L *Phys. Rev. Lett.* **91** 143401 (2003)
46. Быченков В Ю, Ковалев В Ф *Физика плазмы* **31** 203 (2005); Bychenkov V Yu, Kovalev V F *Plasma Phys. Rep.* **31** 178 (2005)
47. Андрияш И А, Быченков В Ю, Ковалев В Ф *Письма в ЖЭТФ* **87** 720 (2008); Andriyash I A, Bychenkov V Yu, Kovalev V F *JETP Lett.* **87** 623 (2008)
48. Kovalev V F, Bychenkov V Yu, Mima K *Phys. Plasmas* **14** 103110 (2007)
49. Sarkisov S G et al. *Phys. Rev. E* **59** 7042 (1999)
50. Macchi A et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **51** 024005 (2009)
51. Ковалев В Ф, Ширков Д В *УФН* **178** 849 (2008); Kovalev V F, Shirkov D V *Phys. Usp.* **51** 815 (2008)
52. Kovalev V F, Bychenkov V Yu *Phys. Rev. Lett.* **90** 185004 (2003)
53. Миллер М А *Изв. вузов. Радиофизика* **1** 110 (1958)

PACS numbers: 41.75.Jv, 52.35.-g, 52.38.Kd  
 DOI: 10.3367/UFNr.0185.201501g.0089

## Плазменные методы ускорения электронов: современное состояние и перспективы

И.Ю. Костюков, А.М. Пухов

*Представлено краткое описание современного состояния плазменных методов ускорения электронов. Сформулированы принципы плазменного ускорения. Большое внимание уделено важнейшим экспериментальным результатам и теоретическим моделям. Приведено описание некоторых новых направлений в плазменных методах. Обсуждаются перспективы плазменных ускорителей и их использование в источниках электромагнитного излучения высокой яркости.*

**Ключевые слова:** плазменные методы ускорения, лазерный импульс, электронный пучок, самоинжекция

### 1. Введение

Ускорители заряженных частиц — одно из важнейших изобретений человечества в XX в. В настоящее время ускорители являются важнейшим инструментом в физике высоких энергий, позволяющим раздвинуть границы наших знаний о природе, в частности о структуре материи. Последним впечатляющим открытием, сделанным с помощью ускорителя, является экспериментальное обнаружение бозона Хиггса. Это открытие стало результатом работы большого коллектива исследователей на крупнейшем в мире ускорительном комплексе Европейской организации по ядерным исследованиям — ЦЕРН (CERN) [1]. Комплекс представляет собой гигантское сооружение, основу которого составляет кольцевой ускоритель с длиной окружности около 27 км. Следует отметить, что в процессе строительства и эксплуатации такого уникального сооружения были найдены решения важных научных и инженерных проблем, связанных с обработкой огромного потока данных, обеспечением необходимого уровня вакуума внутри ускорителя, разработкой детекторов частиц и т.д. Предполагается, что глобальный гипертекстовый проект, ныне известный как Всемирная паутина (World Wide Web — WWW), возник в 1989 г. в результате развития внутренней сети ЦЕРНа [2]. Таким образом, передовые ускорительные комплексы не только вносят значительный вклад в фундаментальную науку, но и оказывают серьёзное влияние на прикладную науку, промышленность, информационные технологии и т.д.

Хотя наибольшая энергия ускоренных электронов,  $\approx 104$  ГэВ, была достигнута на кольцевом ускорителе LEP (Large Electron-Positron Collider) в ЦЕРНе [3], тем не менее наиболее перспективными считаются линейные

ускорители. Дело в том, что при больших энергиях радиационные потери в кольцевом ускорителе значительно больше, чем в линейном. Поскольку масса покоя электрона определяется соотношением  $mc^2 \approx 0,5$  МэВ, где  $m$  — масса покоя электрона,  $c$  — скорость света, relativistiskий гамма-фактор ускоренных электронов в LEP составляет  $\gamma \approx 2 \times 10^5$ . Энергия ускоренных электронов в линейном ускорителе Национальной ускорительной лаборатории SLAC (Stanford Linear Accelerator Center), оператором которой является Стенфордский университет, достигает почти 50 ГэВ при длине ускорителя около 3,2 км [4].

Ускорители электронов являются важнейшей частью не только лептонных коллагеров, предназначенных для исследований в физике высоких энергий, но и источников жёсткого электромагнитного излучения высокой яркости: синхротронов и лазеров на свободных электронах в оптическом и рентгеновском диапазонах, а также источников гамма-квантов, испускаемых электронным пучком в результате обратного комптоновского рассеяния на лазерном импульсе. Например, часть ускорительного комплекса SLAC используется в рентгеновском лазере на свободных электронах LCLS (Linac Coherent Light Source) [5]. Всего в мире насчитывается около 26000 различных ускорителей. Большая часть ускорителей используется для научных и медицинских приложений, а также в различных областях промышленности — от обработки материалов и воздействия на биологические объекты до проведения диагностики и структурного анализа.

Бурное развитие ускорительной техники наглядно демонстрирует так называемый график Ливингстона [6, 7]. До недавнего времени энергия электронов, полученная с помощью ускорителей, возрастала со временем примерно экспоненциально. Однако сейчас уже очевидно, что темп возрастания энергии ускорителей значительно уменьшается. Достижение всё более высокой энергии частиц требует строительства всё более масштабных ускорительных комплексов. Например, проект Международного линейного коллагера (International Linear Collider, ILC) предполагает, что для достижения энергии лептонов в 500 ГэВ длина ускорителя должна составлять около 40 км [8]. Если иметь в виду петаэлектронвольтные уровни энергии ( $1 \text{ ПэВ} = 10^{15}$  эВ), то размеры ускорителя окажутся сопоставимыми с размерами Земли, т.е. достигнут астрофизического масштаба. Очевидным способом уменьшения размеров (и, возможно, стоимости) ускорителей при сохранении конечной энергии ускоренных частиц является использование более высоких градиентов ускорения, т.е. ещё более сильных ускоряющих электромагнитных полей. Напряжённость ускоряющего поля в ускоряющих структурах современных акселераторов близка к технологическому пределу, обусловленному возможным развитием мультипакторного разряда и пробоем ускоряющего промежутка. Тем не менее ведутся исследования, направленные на выявление новых конфигураций ускоряющих элементов, а также новых материалов для них, позволяющих предотвратить пробой при работе с сильными полями [9]. Однако, по-видимому, стандартные методы ускорения вряд ли позволят увеличить градиент ускорения на несколько порядков.

В последнее время большой интерес вызывают альтернативные методы ускорения заряженных частиц,

**И.Ю. Костюков.** Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, РФ; Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, РФ  
 Email: kost@appl.sci-nnov.ru

**А.М. Пухов.** Heinrich-Heine Universität Düsseldorf, Düsseldorf, Deutschland; Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, РФ

основанные на ускорении в плазменных и лазерных полях, лишённые недостатков, связанных с пробоем ускоряющих структур. Плазменные ускоряющие структуры позволяют использовать электромагнитные поля с напряжённостью на несколько порядков выше напряжённости поля в стандартных металлических или диэлектрических ускоряющих структурах. Впервые предложение использовать плазменные поля для ускорения заряженных частиц было выдвинуто в СССР Я.Б. Файнбергом [10] в 1956 г. Продольные электрические поля, способные ускорять электроны, генерируются в плазменной волне, возбуждаемой позади движущегося в плазме электронного сгустка. Следующим важным шагом в развитии плазменных методов ускорения стала работа Т. Таджими и Д. Доусона, в которой было предложено использовать лазерный импульс для возбуждения плазменной волны [11].

Ускорение непосредственно в лазерных полях также привлекает к себе большое внимание, в частности, в связи с бурным развитием лазерных технологий. В настоящее время интенсивность сфокусированного лазерного излучения уже превышает значение  $10^{22}$  Вт см $^{-2}$ . Напряжённость электрического поля при такой интенсивности достигает  $\sim 0,3$  ПВ м $^{-1}$ . Таким образом, заряженная частица может быть ускорена таким электрическим полем до энергии 1 ГэВ на расстоянии всего около 3 м. Однако электрическое поле в электромагнитной волне ориентировано поперёк направления распространения волны, а его напряжённость и направление периодически изменяются в пространстве и во времени, что делает невозможным последовательное ускорение частиц в такой простой схеме. Уже в течение длительного времени исследуются различные конфигурации лазерных импульсов и начальных распределений электронов, которые позволили бы эффективно ускорить электроны в вакууме без использования твердотельных структур, разрушающихся под воздействием сильных электромагнитных полей [12]. Ещё один метод состоит в использовании плазмы, позволяющей трансформировать поперечные лазерные поля в ускоряющие продольные плазменные поля. Схема, предложенная Т. Таджимой и Д. Доусоном в работе [11], относится именно к таким методам.

## 2. Принципы плазменного ускорения

Рассмотрим основные принципы плазменного ускорения, опуская детали. Плазменные колебания, представляющие собой колебания электронов плазмы, возбуждаются позади драйвера, движущегося со скоростью, близкой к скорости света в плазме. Драйвером может быть релятивистский сгусток заряженных частиц или лазерный импульс [13, 14]. В первом случае электроны плазмы выводятся из состояния равновесия электромагнитным полем сгустка, во втором — пондеромоторной силой со стороны лазерного импульса. Пондеромоторная сила, или сила Миллера [15], выталкивает заряженные частицы из области с высокой интенсивностью лазерного излучения. Ионы вследствие их большой (по сравнению с электронами) массы, как правило, можно считать неподвижными на временах порядка длительности лазерного импульса или порядка  $l_b/c$ , где  $l_b$  — длина сгустка заряженных частиц. В результате нарушения квазинейтральности в плазменной волне возникают

области с сильным продольным электрическим полем, причём фаза плазменных колебаний и сами области движутся со скоростью драйвера. Если релятивистскую заряженную частицу, движущуюся в направлении распространения драйвера, поместить в область ускоряющего поля, то частица будет долго двигаться синхронно с волной и ускоряться до высоких энергий.

В качестве примера рассмотрим возбуждение плазменной волны коротким лазерным импульсом. Пусть лазерный импульс распространяется вдоль оси  $x$  со скоростью  $v_d$  и имеет гауссову огибающую, так что нормированный векторный потенциал лазерного поля выражается в виде

$$a(\xi) = a_0 \exp\left(-\frac{r^2}{r_1^2} - \frac{\xi^2}{l_1^2}\right) \cos\left(\omega_l t - \frac{\omega_l x}{v_{ph}}\right),$$

где  $a_0 = eA_0/(mc^2)$  — нормированная амплитуда вектора-потенциала лазерного импульса,  $l_1$  — длина лазерного импульса,  $r_1$  — радиус лазерного импульса,  $\omega_l$  — лазерная частота,  $v_{ph}$  — фазовая скорость лазерной волны в плазме. В линейном режиме ( $a_0 \ll 1$ ) зависимости возмущения электронной концентрации и напряжённости продольного поля от бегущей координаты  $\xi = x - v_d t$  имеют простой вид:

$$\delta b_e = -n_0 f \exp\left(-\frac{2r^2}{r_1^2}\right) \sin\left(\frac{\omega_p \xi}{c}\right),$$

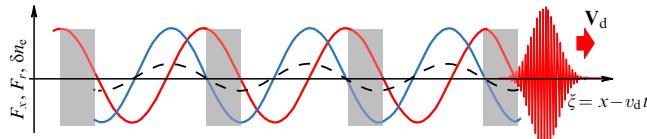
$$E_x = -E_0 f \exp\left(-\frac{2r^2}{r_1^2}\right) \cos\left(\frac{\omega_p \xi}{c}\right),$$

где  $n_0$  — невозмущённая плотность плазмы,  $E_0 = mc\omega_p/e$  — характерная напряжённость электрического поля в плазменной волне,  $\omega_p = (4\pi e^2 n_0/m)^{1/2}$  — электронная плазменная частота,  $f$  — коэффициент, зависящий от параметров драйвера и плазмы,

$$f = \left(\frac{\sqrt{\pi}a_0^2}{2}\right) \frac{\omega_p l_1}{c} \exp\left(-\frac{\omega_p^2 l_1^2}{4c^2}\right).$$

Таким образом, в течение половины периода плазменной волны  $T_p = 2\pi c/\omega_p$  продольная сила является ускоряющей для электрона, а в течение другого полупериода — тормозящей. Из полученных выражений следует, что длительность импульса, оптимальная для возбуждения плазменной волны, должна быть близка к периоду плазменной волны. Максимальное ускоряющее поле составит  $E_0$  [ГВ м $^{-1}$ ]  $\approx \sqrt{n} [10^{14} \text{ см}^{-3}]$ . Для плотности плазмы  $n_0 = 10^{19}$  см $^{-3}$  напряжённость электрического поля в плазменной волне может превысить величину  $E_0 = 300$  ГВ м $^{-1}$ , на несколько порядков большую величины электрического поля в современных ускорителях ( $\sim 0,01$  ГВ м $^{-1}$ ).

В плазменной волне существуют, помимо продольного электрического поля, поперечные электрические и магнитные поля, в результате на электрон действуют также поперечные силы. В линейном приближении поперечная сила имеет синусоидальную зависимость от  $\xi$  и линейную зависимость от радиуса  $r$  вблизи оси  $x$ . На одной половине периода плазменной волны поперечная сила является фокусирующей для электрона, а на другой — дефокусирующей. Однако фаза поперечной силы сдвинута относительно фазы продольной силы на  $\pi/4$ . Таким образом, только четверть периода плазменной волны



**Рис. 1.** (В цвете онлайн.) Схема распределений продольной силы, действующей на электрон (красная линия), радиальной силы (синяя линия) и возмущения электронной концентрации (чёрная прерывистая линия). Положение лазерного импульса отмечено красной линией. Области, пригодные для ускорения электрона ( $F_x > 0$ ,  $F_r < 0$ ), показаны серым цветом.

является пригодной для устойчивого ускорения. В этой области продольная сила является ускоряющей, а попечная сила — фокусирующей (рис. 1).

Если электрон изначально попал в ускоряющую фазу, то его энергия увеличивается. При этом скорость электрона может превысить скорость драйвера и, соответственно, фазовую скорость плазменной волны. В результате электрон может "обогнать волну" и выйти из ускоряющей фазы. Таким образом, ускорение ограничивается дефазировкой [13, 14]. Предположим, что  $\gamma \gg \gamma_d$ , где  $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$  — гамма-фактор электрона после ускорения,  $\gamma_d = (1 - v_d^2/c^2)^{-1/2} \gg 1$  — гамма-фактор драйвера. В ультрапараллельном приближении можно записать:  $v \approx c(1 - 1/2\gamma^2)$ ,  $v_d \approx c(1 - 1/2\gamma_d^2)$ . В линейном режиме  $\gamma_d \approx \omega_l/\omega_p$ , поскольку групповая скорость распространения лазерного импульса в плазме определяется соотношением  $v_d \approx c(1 - \omega_p^2/2\omega_l^2)$ , при этом предполагается, что плотность плазмы много меньше критической плотности:  $\omega_p^2 \ll \omega_l^2$ . Тогда длина дефазировки — расстояние, которое пройдёт электрон, пересекая ускоряющую и фокусирующую область, — может быть оценена следующим образом:

$$l_{\text{deph}} \approx \frac{(\pi c/2\omega_p)c}{v - v_d} \approx \frac{\pi c}{\omega_p} \gamma_d^2 \approx \frac{\pi c}{\omega_p} \frac{\omega_l^2}{\omega_p^2}.$$

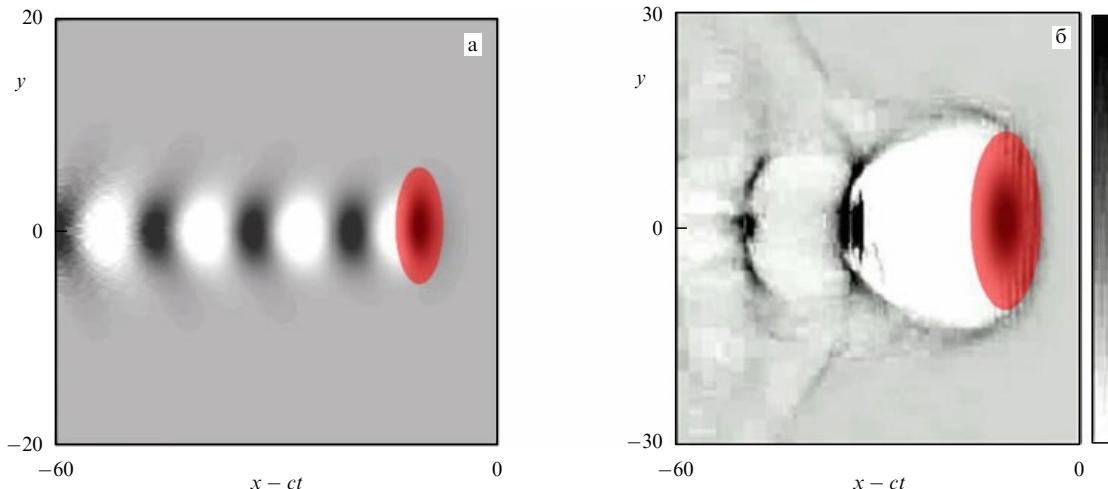
Приращение энергии, которое в этом случае получит электрон, имеет вид

$$\Delta W \approx e E_x l_{\text{deph}} = mc^2 \pi f \gamma_d^2 = mc^2 \pi f \left( \frac{\omega_l^2}{\omega_p^2} \right).$$

Чем меньше плотность плазмы, тем большее скорость драйвера и длина дефазировки и тем большую энергию приобретает электрон в результате ускорения.

В процессе движения в плазме драйвер тратит энергию на возбуждение плазменной волны. Таким образом, ускорение электрона ограничивается также истощением энергии драйвера. В случае драйвера в виде короткого лазерного импульса ( $l_i < 2\pi c/\omega_p$ ) длина, характеризующая истощение энергии импульса, может быть оценена следующим образом:  $l_{\text{pd}} \approx (2\pi c/\omega_p)(\omega^2/\omega_p^2) a_0^{-2}$  [13, 14]. Отметим, что распространение драйвера в плазме может сопровождаться и другими нелинейными эффектами (например, дифракцией и самофокусировкой для лазерного импульса, кулоновским разлётом для сгустка заряженных частиц). Воздействие нелинейных эффектов приводит к изменению параметров драйвера, что также может ограничить ускорение частиц.

В случае увеличения амплитуды лазерного поля или возрастания заряда сгустка возбуждаемая плазменная волна становится нелинейной [16]. Тогда зависимость  $E_x$  от  $\xi$  вместо синусоидальной становится близкой к пилообразной, а зависимость электронной концентрации от  $\xi$  оказывается близкой к периодической последовательности дельта-функций. Период плазменной волны при этом увеличивается. Наконец, при превышении амплитудой лазерного поля некоторой пороговой величины происходит опрокидывание плазменной волны и становится возможным переход к сильнонелинейному режиму (пузырьковому режиму (bubble regime) для лазерно-плазменного взаимодействия [17] и режиму кулоновского взрыва (blowout regime) для плазменно-пучкового взаимодействия [18]). В этом случае вместо периодической плазменной структуры позади лазерного импульса образуется шарообразная плазменная полость, почти свободная от плазменных электронов (рис. 2). Важной особенностью данного режима является самоинжекция — захват плазменных электронов плазменной полостью и их ускорение до больших энергий. Как показали результаты численного моделирования, энергетический спектр ускоренных электронов может быть близок к квазимоноэнергетическому [17], что очень важно для многих приложений. Самоинжекция плазмен-



**Рис. 2.** (В цвете онлайн.) Типичное распределение электронной концентрации, полученное с помощью численного моделирования, для линейного (а) и сильнонелинейного (б) режимов взаимодействия лазерного импульса с плазмой. Более тёмный серый цвет соответствует более высокой электронной концентрации. Красным цветом показано положение лазерного импульса.

ных электронов в ускоряющую плазменную структуру — важное и полезное явление, позволяющее отказаться в плазменных ускорителях от внешних инжекторов.

### 3. Эксперименты по плазменному ускорению электронов

Основные эксперименты по лазерно-плазменному ускорению начались в середине 1990-х годов. Схема типичного эксперимента довольно проста. В вакуумной камере на газовую струю, формируемую сверхзвуковым соплом, падает мощный лазерный импульс. Передним фронтом импульс ионизует газ, таким образом, основная часть импульса распространяется уже в плазме. Позади импульса формируется плазменная полость, которая захватывает плазменные электроны и ускоряет их до большой энергии. После вылета из струи электроны отклоняются магнитом. По степени отклонения можно судить о спектре электронов.

Уже первые эксперименты продемонстрировали возможность плазменного ускорения. Однако до 2004 г. измеренные спектры ускоренных электронов были близки к тепловым, при этом энергия основной части электронов не превышала нескольких десятков МэВ. После выхода в 2002 г. работы [17], предсказавшей возможность сильнонелинейного режима с квазимоноэнергетическим спектром ускоренных электронов, начались попытки воспроизведения такого режима в лабораторных условиях. В 2004 г. сразу три лаборатории объявили о генерации квазимоноэнергетических сгустков электронов в результате взаимодействия мощных лазерных импульсов с газовыми струями [19–21]. В частности, в экспериментах Лаборатории прикладной оптики (LOA) (Франция), энергия ускоренных электронов достигала 170 МэВ при разбросе по энергии около 20 % [21].

Следующим значительным шагом было превышение энергией ускоренных электронов уровня в 1 ГэВ [22]. В экспериментах на лазерной установке LNBL (Lawrence Berkeley National Laboratory) в США получены сгустки ускоренных электронов с энергией около 1 ГэВ, зарядом 30 нКл и разбросом по энергии около 2,5 %. Для достижения большой длины дефазировки и высокой энергии ускоренных электронов лазерный импульс мощностью 40 ТВт распространялся вдоль плазменного канала с длиной 3,3 см и относительно невысокой плотностью,  $\sim 4 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , окружающей плазмы. Наличие канала позволило подавить дифракцию лазерного импульса и, по-видимому, увеличить длину ускорения до значения, близкого к значению длины дефазировки.

Примерно в то же время в LOA удалось продемонстрировать управляемую инжекцию электронов в ускоряющую плазменную структуру с помощью распространяющихся навстречу друг другу лазерных импульсов [23]. Схема эксперимента состояла в следующем. Основной лазерный импульс распространялся в газовой струе с амплитудой лазерного поля немного ниже порога самоинжекции, так что плазменные электроны не захватывались в плазменную полость. Навстречу ему распространялся другой, более слабый, импульс. В области пересечения импульсов происходил захват плазменных электронов в полость, генерируемую основным импульсом, которые затем в ней ускорялись. Поскольку длина ускорения примерно равнялась расстоянию от точки пересечения импульсов до конца струи, выбирая точку

пересечения, можно было контролировать длину ускорения и энергию ускоренных электронов. В экспериментах была продемонстрирована возможность генерации электронных сгустков с перестраиваемой энергией в диапазоне от 50 МэВ до 200 МэВ. Также была показана возможность управления самоинжекцией посредством выбора профиля плотности плазмы вдоль направления распространения лазерного импульса [24] и внесения специальных газовых добавок, которые приводили к возникновению свободных электронов в результате ионизации внутренних оболочек атомов добавок непосредственно внутри ускоряющих плазменных структур [25–27].

В России эксперименты по лазерно-плазменному ускорению выполнялись в Институте прикладной физики РАН (ИПФ РАН) в 2008–2010 гг. Субпетаваттная лазерная система PEARL (PEtawatt pARametric Laser) была введена в строй в ИПФ РАН [28] в 2006 г. В пиковом режиме энергия лазерного импульса достигала 25 Дж при длительности импульса 46 фс, что соответствовало мощности 0,56 ПВт. Для проведения экспериментов лазерная система была дополнена вакуумной камерой с системой фокусировки, соплом для формирования газовой струи и системой диагностики лазерного излучения и электронного пучка [29]. В экспериментах были зарегистрированы электроны с энергией в несколько сотен МэВ и было показано, что существует диапазон плазменных плотностей, в котором ускорение эффективно [30]. Полученные экспериментальные данные находятся в хорошем согласии с результатами трёхмерного численного моделирования методом частиц в ячейках с помощью кода QUILL [31]. На рисунке 3 показаны результаты численного моделирования: конечное распределение электронной концентрации и спектр ускоренных электронов для параметров эксперимента на установке PEARL.

В 2007 г. были опубликованы результаты экспериментов по плазменному ускорению на линейном ускорителе в SLAC. В качестве драйвера, возбуждающего плазмен-

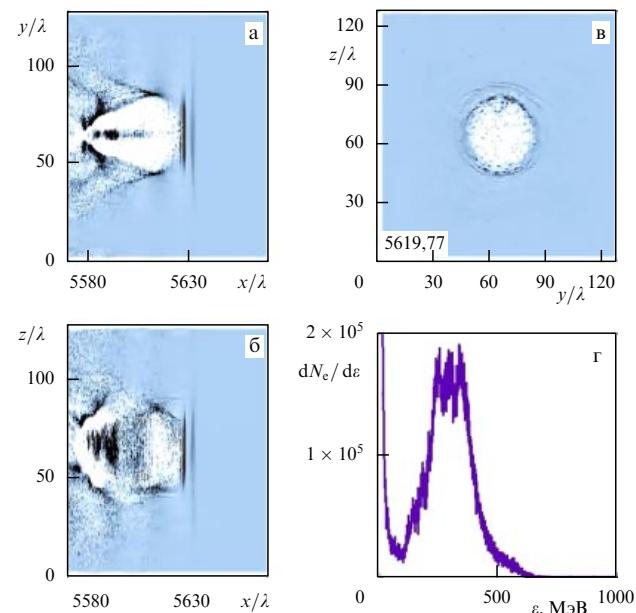


Рис. 3. Распределение электронной концентрации (а)–(в) и спектр ускоренных электронов (г), полученные с помощью трёхмерного численного моделирования для параметров эксперимента на установке PEARL [29].

ную волну с ускоряющим полем, использовался сгусток релятивистских электронов с энергией 42 ГэВ [32]. Сгусток распространялся в газе из паров лития на расстояние 0,85 см. Передний фронт сгустка ионизировал газ и возбуждал плазменную волну, в которой ускорялись электроны из задней части сгустка. Как показали эксперименты, некоторые электроны из задней части сгустка удвоили свою энергию — её величина возросла до 85 ГэВ.

За последние несколько лет в строй вошли новые мощные лазерные системы, позволившие значительно увеличить энергию ускоренных электронов. В 2012 г. на лазерной системе Техасского университета (энергия лазерного импульса  $\leq 150$  Дж, длительность импульса 150 фс) были получены квазимонозергетические сгустки электронов с энергией около 2 ГэВ, зарядом  $\approx 63$  пКл и разбросом по энергии около 10 % [33]. Ускоренные электроны генерировались в газовой ячейке, которая при взаимодействии с импульсом образовывала плазменный слой плотностью  $\approx 5 \times 10^{17}$  см $^{-3}$  и толщиной 7 см. Сгустки электронов с энергией порядка 3 ГэВ, зарядом в несколько пКл и довольно широким распределением были получены на петаваттной лазерной системе APRI GIST<sup>1</sup> в Корее (энергия лазерного импульса 30 Дж, длительность импульса 30 фс) [34]. Ускоряющие плазменные структуры формировались в двух газовых струях диаметром 4 и 10 мм соответственно. В первой струе генерировались ускоренные электроны, которые затем ускорялись дополнительно в ускоряющей плазменной структуре, сформированной лазерным импульсом во второй струе. Наконец, в 2014 г. с помощью петаваттной лазерной системы BELLA (Berkeley Lab Laser Accelerator) в LBNL был получен сгусток ускоренных электронов с энергией 4,2 ГэВ, зарядом 6 пКл и разбросом по энергии  $\approx 6$  % [35]. Мощность лазерного импульса составила 300 ТВт. Формирование и ускорение сгустка ускоренных электронов происходили в плазменном канале длиной 9 см с плотностью плазмы  $\approx 7 \times 10^{17}$  см $^{-3}$ .

#### 4. Теоретические модели

Свойства плазменных колебаний, в том числе нелинейных (до момента опрокидывания), теоретически исследовались ещё в пионерской работе А.И. Ахиезера и Р.В. Половина [16], в которой была найдена напряжённость электрического поля в момент опрокидывания. В работах Я.Б. Файнберга [36] и Дж.Б. Розенцвейга с коллегами [18] исследовался вопрос о возбуждении плазменных колебаний электронными пучками. Была вычислена амплитуда плазменных колебаний в зависимости от плазменно-пучковых параметров. Одномерные аналитические модели, описывающие возбуждение линейных и нелинейных плазменных колебаний короткими лазерными импульсами, представлены в работах [37–39]. Эти модели были обобщены для случая возбуждения плазменных колебаний в плазменном канале [40] и случая возбуждения плазменных колебаний в результате самодорожки длинных лазерных импульсов в однородной плазме [41].

В случае достаточно мощного лазерного импульса взаимодействие с плазмой происходит в сильнолиней-

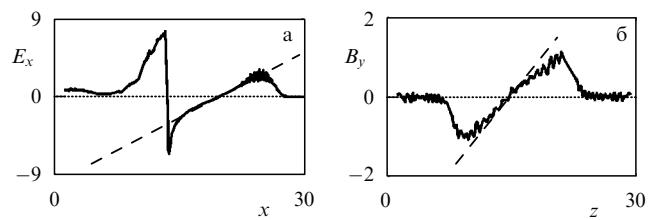
ном режиме: плазменная волна позади импульса опрокидывается и вместо периодической структуры образуется плазменная полость, почти полностью свободная от электронов (рис. 2б). Одномерное описание тогда становится непригодным, поскольку плазменная полость является трёхмерной структурой. Более того, из-за пересечения траекторий электронов гидродинамическое приближение тоже становится несправедливым и необходимо использовать кинетическое описание плазмы. Эти обстоятельства, а также сильно нелинейная динамика плазмы делают теоретическое описание сильнолинейного режима очень трудной задачей. Поэтому первые теоретические модели для описания данного режима основывались на полуфеноменологическом подходе [42], который, в частности, позволил вычислить распределение полей внутри плазменной полости и проанализировать динамику электронов, ускоряемых внутри её.

Из результатов численного моделирования следует, что форма полости эволюционирует медленно и она близка к сферической. Тогда, полагая, что полость — это сферическая электронная "дырка" с неподвижными ионами внутри, которая движется со скоростью света в плазме вдоль оси  $x$ , можно вычислить пространственно-временное распределение электромагнитных полей внутри полости:

$$E_x = \frac{m\omega_p^2}{e} \frac{x - ct}{2}, \quad E_y = -B_z = \frac{m\omega_p^2}{e} \frac{y}{4},$$

$$E_z = B_y = \frac{m\omega_p^2}{e} \frac{z}{4}.$$

Напряжённости электрического и магнитного полей внутри полости, так же как и, например, напряжённости полей внутри ионного шара, движущегося со скоростью, близкой к скорости света, являются линейными функциями координат и времени. Однако в случае ионного шара напряжённость продольного электрического поля пренебрежимо мала. Это различие связано с тем, что внутри полости ионы неподвижны, т.е. отсутствует ток, обусловленный движением частиц. Предсказание данной простой полуфеноменологической модели хорошо согласуется с результатами трёхмерного численного моделирования методом частиц в ячейках с помощью кода VLPL (Virtual Laser Plasma Lab) [43] (рис. 4). Следует отметить, что метод частиц в ячейках позволяет моделировать лазерно-плазменное взаимодействие фактически *ab initio*, посредством решения релятивистских уравнений движения для нескольких сотен миллионов квазичастиц,



**Рис. 4.** Пространственное распределение электромагнитного поля:  $E_x$  (а) и  $B_y$  (б) — внутри плазменной полости в момент времени  $t_{\text{int}} = 25c/\omega_p$ . Результаты численного моделирования показаны сплошной линией, аналитические результаты — штриховой. Напряжённость полей нормирована на  $m\omega_p^2/|e|$ . Координаты  $x$  и  $z$  представлены в единицах  $c/\omega_p$ .

<sup>1</sup> Advanced Photonics Research Institute (APRI), Gwangju Institute of Science and Technology (GIST).

моделирующих реальные частицы плазмы, а также уравнений Максвелла для электромагнитных полей [43].

Если распределение поля внутри полости известно, то нетрудно исследовать динамику релятивистского электрона, попавшего в полость. Электрическое поле в задней части полости является ускоряющим, а в передней — тормозящим. Энергия, приобретаемая электроном при пересечении задней части полости, выражается как

$$\Delta W = mc^2 \frac{(\gamma_d \omega_p r_p/c)^2}{2},$$

где  $\gamma_d$  — гамма-фактор полости, совпадающий с гамма-фактором лазерного импульса,  $r_p$  — радиус полости. Если электрон находится не точно на оси  $x$  ( $y = z = 0$ ), то на него действуют поперечные фокусирующие силы, амплитуда которых возрастает с увеличением расстояния от оси. В результате действия таких сил электрон, ускоряясь, совершает поперечные бетатронные колебания вокруг оси  $x$ . Частота бетатронных колебаний имеет вид  $\omega_b = \omega_p(2\gamma)^{-1/2}$ , где  $\gamma$  — гамма-фактор электрона. Поскольку частота уменьшается с возрастанием энергии электрона по мере его ускорения в полости, амплитуда бетатронных колебаний тоже уменьшается [42].

Простая полufenomenологическая модель позволяет также оценить значения параметров плазменной полости, при которых происходит самоинжекция плазменных электронов в полость [44, 45]. Предсказания рассматриваемой модели находятся в качественном согласии с предсказаниями других моделей, исследующих влияние на самоинжекцию: 1) скачков плотности плазмы вдоль распространения полости [46, 47], 2) эволюции формы полости [48, 31], 3) ионизации атомов специальной газовой добавки внутри полости под действием лазерного поля [27]. Следует, однако, отметить, что полufenomenологическую модель самоинжекции достаточно сложно использовать непосредственно для анализа экспериментов и результатов численного моделирования в широком диапазоне параметров. Дело в том, что пока не существует простой аналитической модели, связывающей параметры плазменной полости с параметрами лазерного импульса. Более того, сама эволюция лазерного импульса в плазме при сильнонелинейном режиме является сложным и недостаточно исследованным явлением.

Следующий важный шаг, позволяющий преодолеть несамосогласованность полufenomenологической модели, был сделан в работе [49], где удалось включить в модель динамику плазменных электронов, движущихся в электронном слое вокруг полости. Данный электронный слой экранирует поле полости в плазме снаружи полости. Предполагая плотность электронов внутри слоя постоянной в поперечном направлении, удалось вывести уравнение, описывающее форму полости. Обобщённая модель также позволила учесть влияние сгустка электронов, захваченного полостью, на форму самой полости.

Альтернативный подход к описанию сильнонелинейного режима был предложен в работе [50], где предлагалось использовать методы размерности и подобия и отойти от детального анализа внутренних процессов, обусловливающих динамику лазерного импульса и плазменной полости. Данный подход в пределе  $a \gg 1$  показал, что взаимодействие определяется параметрами  $S = n_0/(an_{cr})$  и  $P = l_1/r_r$ . В этом случае, используя

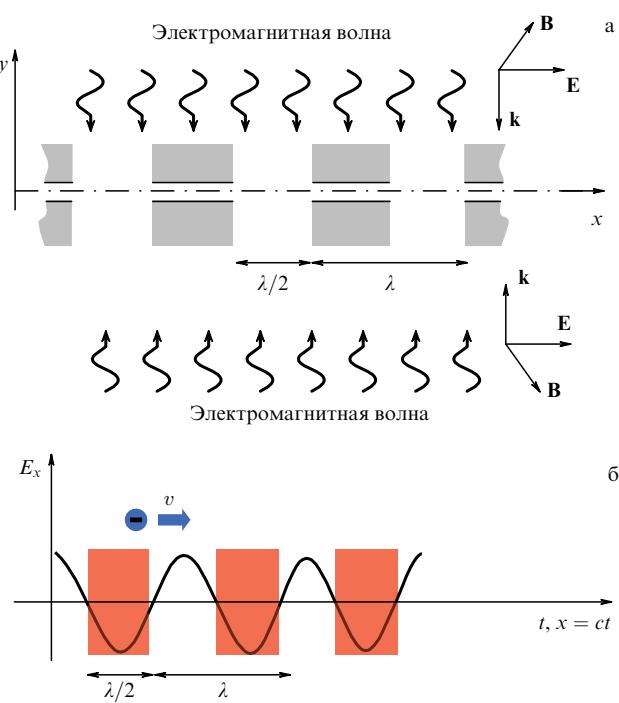
численное моделирование для различных лазерно-плазменных параметров, можно получить, например, оценку характерной энергии ускоренных электронов:  $W \approx \approx 0,65mc^2(P_1/P_{rel})^{1/2}l_1/\lambda_1$ , где  $P_1$  — мощность лазерного импульса,  $\lambda_1$  — длина волны лазерного излучения,  $P_{rel} = m^2c^5/e^2 \approx 8,5$  ГВт — мощность релятивистской самофокусировки. Модель, основанная на методе подобия, позволила связать простыми соотношениями параметры ускоренных электронов с исходными лазерно-плазменными параметрами. Предсказания, сделанные с помощью этой модели, оказались в хорошем согласии с результатами трёхмерного численного моделирования методом частиц в ячейках. Следует отметить, что модели, использующие методы подобия, и полуфеноменологическая модель были обобщены для случая, в котором лазерный импульс распространяется не в однородной плазме, а в глубоком плазменном канале (в центральной части канала плотность плазмы близка к нулю) [51].

## 5. Альтернативные лазерные и плазменные схемы ускорения

В последнее время обсуждаются различные схемы лептонного коллайдера на основе плазменных ускорителей [52, 53]. Основными недостатками лазерно-плазменных ускорителей, ограничивающими их применение в лептонных коллайдерах, являются низкий коэффициент полезного действия (к.п.д.) и низкая частота повторения лазерных импульсов в современных мощных лазерных системах. В результате полный к.п.д. и частота повторения лазерно-плазменных ускорителей оказываются на несколько порядков ниже, чем в традиционных ускорителях. Поэтому большое внимание уделяется поиску новых лазерных схем, позволяющих преодолеть эти недостатки. Одной из таких схем, которая активно исследуется в последнее время, в частности в рамках проекта ICAN [54], основана на синхронной работе большого числа обладающих высокой эффективностью волоконных лазеров, способных работать с высокой средней мощностью. Современное развитие технологий позволяет через быструю обратную связь когерентно сложить импульсы от большого числа лазеров. Проверка принципов когерентного сложения была продемонстрирована на примере 64 волоконных лазеров [55]. Важно отметить, что процессом сложения можно управлять. Это позволяет получать сложные, заранее заданные распределения лазерных полей, которые можно использовать и для ускорения заряженных частиц.

Следует отметить, что напряжённость лазерного поля может на несколько порядков превышать напряжённости плазменных полей, возбуждаемых лазерным излучением. Поэтому ускорение заряженных частиц непосредственно лазерными полями уже давно привлекает внимание исследователей. Как отмечалось в разделе 1, поперечное периодически изменяющее своё направление электрическое поле лазерной волны трудно непосредственно использовать для ускорения. Однако, как показано в работе [56], применение ICAN-технологий и структур из плотной плазмы позволяет последовательно ускорять заряженную частицу лазерным полем на длинных трассах до высоких энергий.

Предположим, что в поле стоячей электромагнитной волны, образуемой двумя плоскими распространяющи-



**Рис. 5.** (В цвете онлайн.) (а) Схема ускорения электронов в стоячей электромагнитной волне с плазменными элементами. Структуры с закритической плазмой показаны серым цветом. (б) Области с ускоряющим электрическим полем (показаны красным цветом).

мися навстречу друг другу волнами, находится периодическая структура из плотной плазмы (рис. 5а). Волновой вектор волны ориентирован вдоль оси  $y$ , а электрическое поле направлено вдоль оси  $x$ . Периодическая вдоль оси  $x$  структура состоит из вакуумных промежутков и слоёв плотной плазмы, которая непрозрачна для электромагнитной волны. Толщина промежутков и слоёв одинакова и равна половине длины волны лазера  $\lambda$ . Внутри слоёв из плотной плазмы сделано отверстие для свободного движения ускоряемой заряженной частицы. Такие слои из плотной плазмы могут быть на короткое время образованы в результате быстрой ионизации твердотельных слоёв в сверхсильном поле электромагнитной волны.

Пусть релятивистская заряженная частица движется вдоль оси  $x$ . Поскольку скорость частицы близка к скорости света, на половине длины волны лазера частица находится в ускоряющем электрическом поле, а на другой половине — в замедляющем (рис. 5б). Если участок траектории частицы в замедляющем поле будет приходиться на слой плотной плазмы, в котором поле отсутствует, то частица всегда будет находиться только под действием ускоряющего электрического поля. Для повышения эффективности ускорения стоячая электромагнитная волна может быть создана локально в области нахождения ускоряемой частицы в результате когерентного сложения импульсов ICAN-лазера. Как показывают результаты численного моделирования [56], в такой конфигурации электрон можно ускорить до энергии 200 ГэВ на длине около 10 см, что существенно больше, чем градиент ускорения даже высокогradientных плазменных ускорителей.

Ещё одна схема плазменного ускорения, активно обсуждаемая в последнее время в рамках проекта

AWAKE (Advanced Wakefield Experiment), координируемого ЦЕРНом, предлагает использовать в качестве драйвера, возбуждающего плазменную волну, сгусток релятивистских протонов, например, из ускорителя Большого адронного коллайдера (БАК) в ЦЕРНе [57]. Одно из преимуществ протонного драйвера — это его способность распространяться на большие расстояния (несколько километров) без существенного изменения. В этом случае, используя редкую плазму, можно обеспечить большую длину дефазировки. Как показывают оценки [58], энергия ускоренных электронов может достичь нескольких ТэВ. Данная схема также наследует преимущества БАК: высокую частоту повторения сгустков ускоренных частиц и высокую эффективность (по сравнению с таковыми лазерно-плазменных ускорителей). К проблемам данной схемы можно отнести инжекцию электронов в плазменную волну и отсутствие коротких протонных сгустков, необходимых для эффективной генерации плазменной волны. Для решения последней проблемы предполагается возбуждать плазменную волну длинным протонным сгустком в режиме самомодуляции, когда сгусток в результате модуляционной неустойчивости разбивается на периодическую цепочку коротких сгустков [59].

## 6. Заключение

В течение последних лет плазменные методы ускорения демонстрировали впечатляющий прогресс. В экспериментах с драйвером в виде лазерного импульса энергия ускоренных электронов достигла 4,2 ГэВ, а в экспериментах с электронным пучком в виде драйвера энергию электронов удалось более чем удвоить, доведя её значение до 85 ГэВ.

В настоящее время обсуждаются и другие перспективные схемы плазменного ускорения, в которых в качестве драйвера предлагается использовать протонный сгусток или лазерное поле ICAN-лазера.

Следует отметить, что релятивистские электроны, образованные в результате лазерно-плазменного взаимодействия, могут эффективно генерировать электромагнитное излучение. Например, электроны в результате бетатронных колебаний, которые они совершают, ускоряясь в плазменной полости, испускают широкополосное электромагнитное излучение в рентгеновском диапазоне [60–62].

Как показали эксперименты [63–65], источник рентгеновского излучения, основанный на бетатронном механизме, может обеспечивать яркость, сравнимую с яркостью синхротронов третьего поколения. Высокая эффективность генерации электронами жёсткого электромагнитного излучения в плазменной полости обусловлена большой величиной поперечных сил, изгибающих траекторию ускоряющегося электрона. Величина этих сил на несколько порядков превосходит величину соответствующих сил в традиционных источниках излучения, возникающих при движении частицы в магнитных полях ондуляторов. Лазерно-плазменные рентгеновские источники, выгодно отличающиеся от синхротронов компактностью и малой длительностью импульса рентгеновского излучения, могут быть востребованы в медицинских исследованиях, а также в исследованиях, связанных с нанотехнологиями и материаловедением.

Эффективная генерация электромагнитного излучения является положительным фактором для источников излучения, однако она приводит к радиационным потерям при ускорении. Особенно серьёзными эти потери становятся при высоких энергиях электронов. Динамика электронов в плазменных ускорителях с учётом силы радиационного трения исследовалась в работах [66–69]. В частности, в работе [69] показано, что в пределе больших энергий электронов неограниченное возрастание силы радиационного трения останавливается благодаря уменьшению радиуса пучка вследствие нелинейной динамики электронов при ускорении с учётом силы реакции излучения.

Несмотря на достигнутые успехи в плазменных методах ускорения электронов, ряд нерешённых проблем ограничивает широкое использование плазменных ускорителей. Среди недостатков таких ускорителей можно отметить обсуждавшиеся выше невысокую эффективность, небольшую частоту повторения современных мощных лазерных систем и недостаточно низкий разброс по энергии ускоренных электронов. Последнее обстоятельство препятствует применению плазменных ускорителей в рентгеновских лазерах на свободных электронах. Предполагается, что использование лазерно-плазменных ускорителей позволило бы существенно уменьшить размеры и стоимость современных мощных источников когерентного рентгеновского излучения и гамма-излучения. Также до сих пор отсутствует достаточно полная самосогласованная теория лазерно-плазменного взаимодействия, учитывающая различные нелинейные и кинетические эффекты, такие как, например, самоинжекция электронов в ускоряющие плазменные структуры.

Работа поддержана грантом Правительства РФ (14.B25.31.0008), грантом РФФИ (13-02-00886-а) и проектом 7-й рамочной программы Европейского союза FP7 EUCARD2.

## Список литературы

1. CERN, <http://home.web.cern.ch/>
2. WorldWideWeb: Proposal for a HyperText Project, <http://www.w3.org/Proposal.html>
3. ALEPH, DELPHI, L3, OPAL Collab., CERN-EP-2000-055; <http://l3.web.cern.ch/l3/paper/paper209.ps>
4. SLAC National Accelerator Laboratory, Stanford University, <https://www6.slac.stanford.edu/>
5. Linac Coherent Light Source, <http://lcsl.slac.stanford.edu/>
6. Livingston M S *High-Energy Accelerators* (New York: Interscience Publ., 1954)
7. Nash J "Current and future developments in accelerator facilities", in *Joint Meeting of the High Energy Particle Physics and Astro-Particle Physics Groups of the Institute of Physics, 29–31 March 2010, London, UK*; <http://www.hep.ucl.ac.uk/iop2010/talks/14.pdf>
8. International Linear Collider, <https://www.linearcollider.org/ILC>
9. Bermel P et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **734** 51 (2014)
10. Fainberg Ya B, in *Proc. CERN Symp. on High-Energy Accelerator and Pion Physics, 11–23 June 1956, Geneva* Vol. 1 (Geneva: CERN, 1956) p. 84
11. Tajima T, Dawson J M *Phys. Rev. Lett.* **43** 267 (1979)
12. Esarey E, Schroeder C B, Leemans W P *Rev. Mod. Phys.* **81** 1229 (2009)
13. Esarey E et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **24** 252 (1996)
14. Андреев Н Е, Горбунов Л М УФН **169** 53 (1999); Andreev N E, Gorbunov L M *Sov. Phys. Usp.* **42** 49 (1999)
15. Гапонов А В, Миллер М А ЖЭТФ **34** 751 (1958); Gaponov A V, Miller M A *Sov. Phys. JETP* **7** 515 (1958)
16. Ахиезер А И, Половин Р В ЖЭТФ **30** 915 (1956); Akhiezer A I, Polovin R V *Sov. Phys. JETP* **3** 696 (1956)
17. Pukhov A, Meyer-ter-Vehn J *Appl. Phys. B* **74** 355 (2002)
18. Rosenzweig J B et al. *Phys. Rev. A* **44** R6189 (1991)
19. Mangles S P D et al. *Nature* **431** 535 (2004)
20. Geddes C G R et al. *Nature* **431** 538 (2004)
21. Faure J et al. *Nature* **431** 541 (2004)
22. Leemans W P et al. *Nature Phys.* **2** 696 (2006)
23. Faure J et al. *Nature* **444** 737 (2006)
24. Geddes C G R et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 215004 (2008)
25. Pak A et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 025003 (2010)
26. Clayton C E et al. *Phys. Rev. Lett.* **105** 105003 (2010)
27. McGuffey C et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 025004 (2010)
28. Lozhkarev V V et al. *Laser Phys. Lett.* **4** 421 (2007)
29. Solov'ev A A et al. *Rev. Sci. Instrum.* **82** 043304 (2011)
30. Solov'ev A A et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **653** 35 (2011)
31. Nerush E N, Kostyukov I Yu *Phys. Rev. Lett.* **103** 035001 (2009)
32. Blumenfeld I et al. *Nature* **445** 741 (2007)
33. Wang X et al. *Nature Commun.* **4** 1988 (2013)
34. Kim H T et al. *Phys. Rev. Lett.* **111** 165002 (2013)
35. Leemans W P et al. *Phys. Rev. Lett.* **113** 245002 (2014)
36. Файнберг Я Б УФН **93** 617 (1967); Fainberg Ya B *Sov. Phys. Usp.* **10** 750 (1968)
37. Горбунов Л М, Кирсанов В И ЖЭТФ **93** 509 (1987); Gorbunov L M, Kirsanov V I *Sov. Phys. JETP* **66** 290 (1987)
38. Sprangle P et al. *Appl. Phys. Lett.* **53** 2146 (1988)
39. Буланов С В, Кирсанов В И, Сахаров А С Письма в ЖЭТФ **50** 176 (1989); Bulanov S V, Kirsanov V I, Sakharov A S *JETP Lett.* **50** 198 (1989)
40. Andreev N E et al. *Phys. Plasmas* **4** 1145 (1997)
41. Андреев Н Е и др. Письма в ЖЭТФ **55** 550 (1992); Andreev N E et al. *Sov. Phys. JETP Lett.* **55** 571 (1992)
42. Kostyukov I, Pukhov A, Kiselev S *Phys. Plasmas* **11** 5256 (2004)
43. Pukhov A J. *Plasma Phys.* **61** 425 (1999)
44. Kostyukov I et al. *Phys. Rev. Lett.* **103** 175003 (2009)
45. Kostyukov I et al. *New J. Phys.* **12** 045009 (2010)
46. Bulanov S et al. *Phys. Rev. E* **58** R5257 (1998)
47. Suk H et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 1011 (2001)
48. Kalmykov S et al. *Phys. Rev. Lett.* **103** 135004 (2009)
49. Lu W et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 165002 (2006)
50. Gordienko S, Pukhov A *Phys. Plasmas* **12** 043109 (2005)
51. Pukhov A et al. *Phys. Rev. Lett.* **113** 245003 (2014)
52. Schroeder C B et al. *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **13** 101301 (2010)
53. Nakajima K et al. *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **14** 091301 (2011)
54. Mourou G et al. *Nature Photon.* **7** 258 (2013)
55. Bellanger C et al. *Opt. Lett.* **35** 3931 (2010)
56. Pukhov A et al. *Eur. Phys. J. Special Topics* **223** 1197 (2014)
57. Caldwell A et al. *Nature Phys.* **5** 363 (2009)
58. Lotov K V *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **13** 041301 (2010)
59. Pukhov A et al. *Phys. Rev. Lett.* **107** 145003 (2011)
60. Leemans W P et al. *Phys. Rev. Lett.* **89** 174802 (2002)
61. Kostyukov I, Kiselev S, Pukhov A *Phys. Plasmas* **10** 4818 (2003)
62. Kiselev S, Pukhov A, Kostyukov I *Phys. Rev. Lett.* **93** 135004 (2004)
63. Rousse A et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 135005 (2004)
64. Kneip S et al. *Nature Phys.* **6** 980 (2010)
65. Cipiccia S et al. *Nature Phys.* **7** 867 (2011)
66. Michel P et al. *Phys. Rev. E* **74** 026501 (2006)
67. Костюков И Ю, Неруш Е Н, Пухов А М ЖЭТФ **130** 922 (2006); Kostyukov I Yu, Nerush E N, Pukhov A M *JETP* **103** 800 (2006)
68. Nerush E, Kostyukov I *Phys. Rev. E* **75** 057401 (2007)
69. Kostyukov I Yu, Nerush E N, Litvak A G *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **15** 111001 (2012)

PACS numbers: 42.25.-p, 42.62.-b, 42.65.Re  
 DOI: 10.3367/UFNr.0185.201501h.0097

## **Субтераваттные фемтосекундные импульсы среднего инфракрасного диапазона: новые эффекты пространственно-временной динамики мощных электромагнитных полей**

А.В. Митрофанов, Д.А. Сидоров-Бирюков,  
 А.А. Воронин, А. Пугжлис, Г. Андрюкайтис,  
 Е.А. Степанов, С. Алишаускас, Т. Флёри,  
 А.Б. Федотов, В.Я. Панченко,  
 А. Балтушка, А.М. Жёлтиков

*Исследованы явления филаментации и генерации оптических гармоник в поле субтераваттных сверхкоротких импульсов среднего инфракрасного (ИК) диапазона, формируемых с помощью многоступенчатого оптического параметрического усиления чирпированных импульсов. Выяснены условия филаментационной компрессии субтераваттных импульсов среднего ИК-диапазона до длительностей, соответствующих нескольким периодам светового поля.*

**Ключевые слова:** сверхкороткие лазерные импульсы, самофокусировка, лазерная филаментация, средний инфракрасный диапазон

### **1. Введение**

Изучение новых физических явлений, возникающих при воздействии на вещество интенсивных сверхкоротких электромагнитных импульсов среднего инфракрасного (ИК) диапазона, является одной из наиболее интересных, актуальных и сложных задач современной оптической физики. В последние годы достигнут значительный прогресс в понимании фундаментальных закономерностей взаимодействия интенсивных сверхкоротких электромагнитных импульсов с веществом, благодаря чему выявлены важные особенности оптического отклика вещества на мощные сверхкороткие импульсы среднего

ИК-диапазона [1–3], предсказаны новые физические явления и необычные режимы быстропротекающих оптических процессов [2–5], проявления которых следует ожидать в присутствии мощных низкочастотных электромагнитных полей.

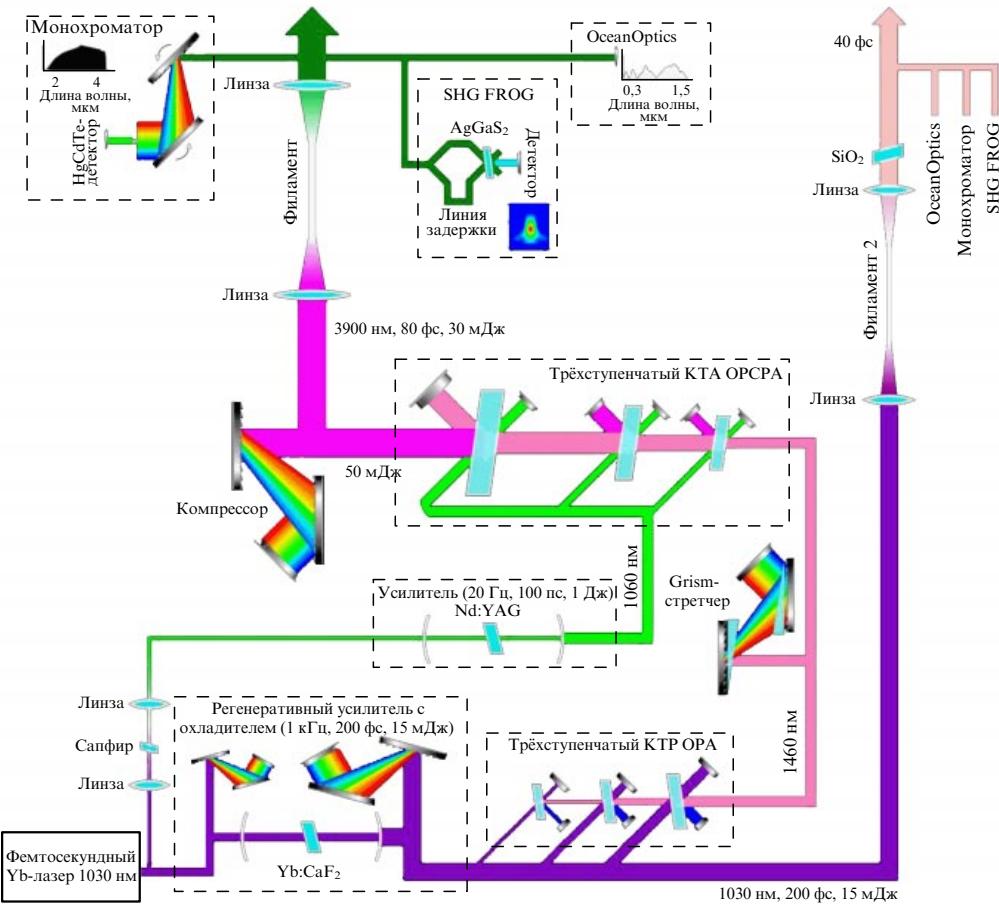
Сложность продвижения лазерных технологий в средний ИК-диапазон в значительной мере обусловлена тем, что в среднем ИК-диапазоне отсутствуют эффективные лазерные материалы с шириной полосы усиления, достаточной для генерации фемтосекундных импульсов, тогда как в ближнем ИК-диапазоне созданы и успешно используются в экспериментальных исследованиях лазерные источники мощных сверхкоротких импульсов. Выполненные в последние два-три года исследования, однако, показывают, что проблема создания источников сверхкоротких импульсов в среднем ИК-диапазоне может быть успешно решена на основе нелинейно-оптического параметрического преобразования частоты сверхкоротких импульсов. В частности, на основе технологии оптического параметрического усиления чирпированных импульсов в последние годы удалось осуществить генерацию сверхкоротких лазерных импульсов с длиной волны около 4 мкм [6] и энергией до 10 мДж. С использованием лазерных источников этого класса проведены первые эксперименты по исследованию оптических нелинейностей высокого порядка в атмосфере и инертных газах [7, 8], а также показана возможность генерации гармоник высокого порядка, позволяющей получать когерентное рентгеновское излучение с энергией фотонов вплоть до 1,3 кэВ [9]. Пиковая мощность сверхкоротких импульсов среднего ИК-диапазона, обеспечивающая источниками этого класса, позволяет реализовать филаментацию пучка электромагнитного излучения в газах высокого давления [8, 10] и наблюдать в этих условиях возникновение лазерной генерации на молекулах азота [11]. Полученные в результате этих экспериментов данные, подкреплённые теоретическими работами [4, 12], указывают на существование новых режимов взаимодействия излучения с веществом, реализующихся в среднем ИК-диапазоне. Для наблюдения этих явлений, однако, требуются источники сверхкоротких импульсов среднего ИК-диапазона с субтераватным уровнем пиковой мощности.

В настоящей работе на основе технологии оптического параметрического усиления чирпированных импульсов в поле пикосекундных импульсов лазерной насадки с энергией на уровне 1 Дж реализована генерация импульсов среднего ИК-диапазона с длительностью импульса менее 100 фс и пиковой мощностью свыше 0,3 ТВт. Экспериментальные исследования, выполненные с помощью фемтосекундных импульсов этого класса, демонстрируют возможность передачи через атмосферу импульсов электромагнитного излучения с энергией выше 20 мДж в режиме одиночного лазерного филамента. В представленных экспериментах реализованы новые режимы генерации оптических гармоник, а также выяснены условия и предложены методы филаментационной компрессии субтераваттных импульсов среднего ИК-диапазона до длительностей, соответствующих нескольким периодам светового поля.

### **2. Субтераваттный источник фемтосекундных импульсов среднего инфракрасного диапазона**

Для формирования мощных сверхкоротких электромагнитных импульсов среднего ИК-диапазона в настоящей работе используется лазерная система (рис. 1, 2), состоящая из твердотельного иттербийевого задающего лазера с

**А.В. Митрофанов.** Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, РФ;  
 Российский квантовый центр, Сколково, Московская обл., РФ;  
 Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН, Шатура, Московская обл., РФ;  
 Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва, РФ  
**Д.А. Сидоров-Бирюков, А.А. Воронин, Е.А. Степанов, А.Б. Федотов.** Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, РФ;  
 Российский квантовый центр, Сколково, Московская обл., РФ  
**А. Пугжлис, Г. Андрюкайтис, С. Алишаускас, Т. Флёри, А. Балтушка.** Vienna University of Technology, Vienna, Austria  
**В.Я. Панченко.** Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН, Шатура, Московская обл., РФ;  
 Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва, РФ  
**А.М. Жёлтиков.** Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, РФ;  
 Российский квантовый центр, Сколково, Московская обл., РФ;  
 Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва, РФ  
 Texas A&M University, College Station, USA  
 E-mail: zheltikov@physics.msu.ru



**Рис. 1.** Схема источника мощных сверхкоротких электромагнитных импульсов среднего ИК-диапазона на основе твердотельного иттербийового задающего лазера, промежуточного трёхступенчатого оптического параметрического усилителя и трёхступенчатого оптического параметрического усилителя чирпированных импульсов (Optical Parametric Chirped-Pulse Amplification, OPCPA). (SHG — Second-Harmonic Generation — генерация вторых гармоник.)

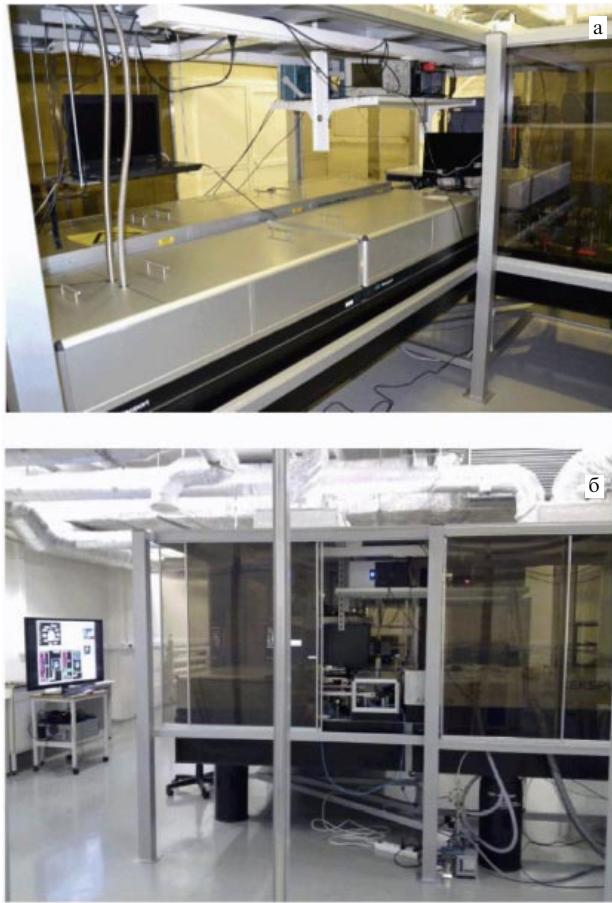
регенеративным усилителем, промежуточного трёхступенчатого оптического параметрического усилителя и трёхступенчатого оптического параметрического усилителя чирпированных импульсов. В качестве задающего источника используется твердотельный Yb:CaF<sub>2</sub>-лазер [6], формирующий сверхкороткие импульсы с центральной длиной волны около 1030 нм. Методом регенеративного усиления [13] энергия этих импульсов в нашей системе может быть увеличена до 15 мДж при длительности импульсов менее 200 фс и частоте повторения 1 кГц [14]. Импульсы излучения с центральной длиной волны 1030 нм, длительностью менее 200 фс и энергией, варьируемой в диапазоне 3–12 мДж, использовались в представленных ниже экспериментах по исследованию филаментов в ближнем ИК-диапазоне.

Для целей генерации сверхкоротких импульсов в среднем ИК-диапазоне используются регенеративно усиленные импульсы с центральной длиной волны 1030 нм, энергией около 1 мДж и длительностью около 190 фс, служащие излучением накачки в схеме трёхступенчатого оптического параметрического усиления. На выходе оптического параметрического усилителя формируются импульсы с центральной длиной волны 1460 нм и длительностью около 200 фс. После увеличения их длительности с помощью гризменного стrectчера (grism stretcher) эти импульсы используются в качестве сигнальной волны в схеме трёхступенчатого оптического параметрического усиления чирпированных импульсов, реализуе-

мого в трёх установленных последовательно кристаллах КТА (KTiOAsO<sub>4</sub>). Полем накачки для этого процесса служат импульсы излучения Nd:YAG-лазера длительностью 100 пс, формируемые в трёх пучках с энергиями 50, 250 и 700 мДж, обеспечивающих оптическую накачку трёх кристаллов КТА. Энергия излучения холостой волны на выходе окончного каскада оптического параметрического усилителя чирпированных импульсов превышает 50 мДж. Посредством сжатия с помощью решёточного компрессора формируются импульсы с центральной длиной волны 3,9 мкм, энергией до 30 мДж и длительностью от 80 до 200 фс.

Спектральные измерения в среднем ИК-диапазоне выполнялись с помощью сканирующего монохроматора, специально сконструированного для этой цели в нашей лаборатории, и ИК-детектора на основе HgCdTe с термоэлектрическим охлаждением. Для спектральных измерений в видимой области и ближнем ИК-диапазоне использовались стандартные спектрометры OceanOptics. Временная характеристика импульса с восстановлением фазы поля производилась методом оптического стробирования с разрешением по частоте (Frequency-Resolved Optical Gating, FROG) на основе генерации второй гармоники в кристалле AgGaS<sub>2</sub> толщиной 0,5 мм.

Характерный спектр мощного сверхкороткого импульса холостой волны, формируемой на выходе оптического параметрического усилителя чирпированных импульсов, показан штриховой линией с заливкой на

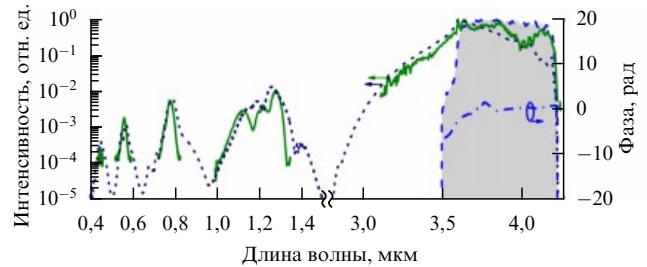


**Рис. 2.** Лазерный источник субтераваттных сверхкоротких импульсов среднего ИК-диапазона. Фотографии сделаны в лаборатории фотоники Российского квантового центра.

рис. 3. Характерная FROG-спектрограмма этого импульса представлена на рис. 4а. Временная огибающая и фаза импульса, извлечённые из этой FROG-спектрограммы, приведены на рис. 4б.

### 3. Лазерная филаментация в среднем инфракрасном диапазоне

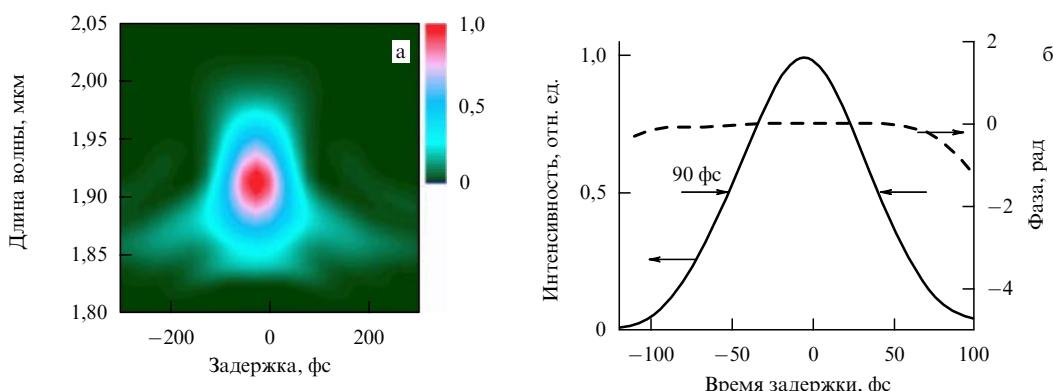
Реализованная технология оптического параметрического усиления позволяет достичь качественно нового уровня пиковой мощности фемтосекундных импульсов в среднем ИК-диапазоне. В представленных эксперимен-



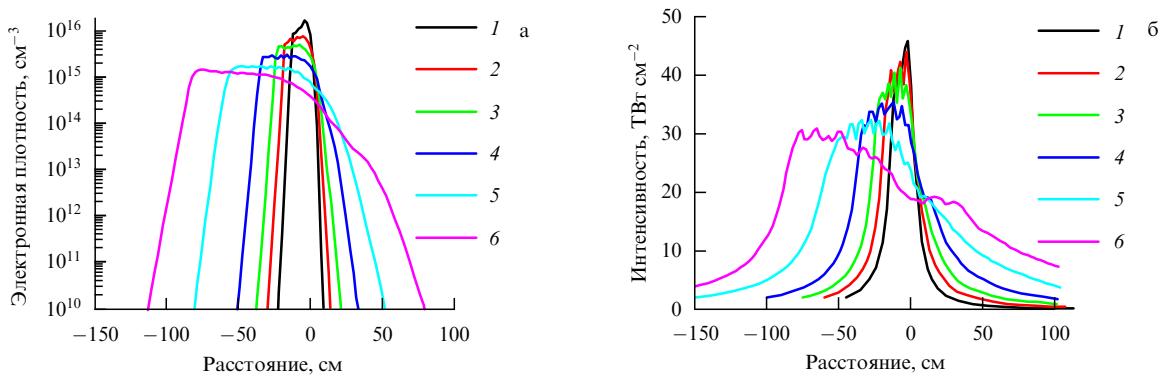
**Рис. 3.** Спектр (штриховая линия с заливкой) и спектральная фаза (штрихпунктирная линия) холостой волны, формируемой на выходе оптического параметрического усилителя чирпированных импульсов, а также экспериментальный (сплошная линия) и рассчитанный с помощью численного моделирования (пунктирная кривая) спектр излучения на выходе филамента, сформированного в атмосфере импульсами излучения с центральной длиной волны 3,9 мкм, длительностью 90 фс и энергией 22 мДж при фокусировке линзой с фокусным расстоянием 75 см.

тах впервые достигнуты пиковые мощности фемтосекундных импульсов среднего ИК-диапазона, достаточные для формирования лазерных филаментов при нормальных атмосферных условиях. Для возникновения лазерного филамента в среде с коэффициентом оптической нелинейности  $n_2$  и показателем преломления  $n_0$  пиковая мощность сверхкороткого лазерного импульса должна быть заметно выше критической мощности самофокусировки для данной среды,  $P_{cr} = C(8\pi n_0 n_2)^{-1} \lambda^2$ , где  $\lambda$  — длина волны,  $C$  — численный множитель ( $3,72 < C < 6,4$ ), определяемый поперечным профилем интенсивности в лазерном пучке. В выполненных ранее экспериментах удавалось реализовать филаментацию сверхкоротких лазерных импульсов среднего ИК-диапазона в газах с высоким (на уровне нескольких атмосфер) давлением. Для формирования лазерных филаментов среднего ИК-излучения в атмосферных условиях пиковая мощность имевшихся ранее лазерных систем была недостаточна.

В настоящей работе впервые реализован режим филаментации импульсов среднего ИК-диапазона в атмосферных условиях. Выполненные эксперименты показывают возможность формирования лазерных филаментов в атмосфере при использовании сверхкоротких импульсов электромагнитного излучения с центральной длиной волны 3,9 мкм, длительностью 80–130 фс и пиковой мощностью 0,2–0,3 ТВт. При мягкой фокусировке импульсного излучения среднего ИК-диапазона с такими



**Рис. 4.** (а) FROG-спектрограмма и (б) извлечённые из FROG-спектрограммы временная огибающая и фаза холостой волны, формируемой на выходе оптического параметрического усилителя чирпированных импульсов.



**Рис. 5.** (В цвете онлайн.) Динамика (а) электронной плотности на заднем фронте импульса и (б) максимальной интенсивности на оси пучка в филаменте, формируемом импульсом излучения с центральной длиной волны 3,9 мкм, длительностью 100 фс и энергией 20 мДж при фокусировке пучка линзой с фокусным расстоянием 45 см (1), 60 см (2), 75 см (3), 100 см (4), 150 см (5), 200 см (6).

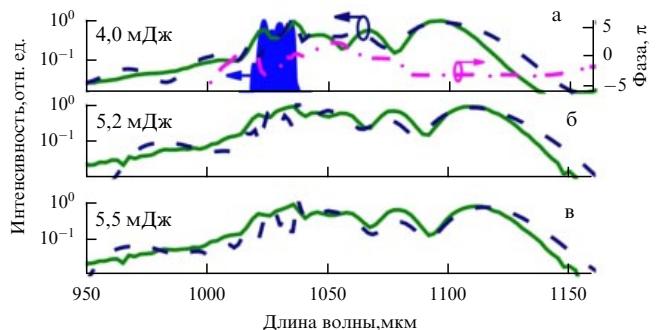
параметрами в атмосфере с помощью набора линз, изготовленных для целей наших экспериментов из фотрида кальция, наблюдались яркая протяжённая искра, свидетельствующая об эффективной ионизации атмосферного воздуха, и значительное уширение спектра ИК-импульса (см. рис. 3).

Явление филаментации в атмосфере наблюдается в наших экспериментах в широком диапазоне фокусных расстояний линзы, фокусирующей излучение среднего ИК-диапазона. При заданных пиковой мощности и длительности импульса длина филамента, максимальная интенсивность электромагнитного поля в филаменте, а также плотность электронов в филаменте определяются жёсткостью фокусировки (рис. 5). Как показывают численные расчёты, выполненные на основе модели филаментации сверхкоротких импульсов среднего ИК-диапазона [7, 8, 10], при увеличении фокусного расстояния линзы, фокусирующей ИК-излучение, от 45 до 200 см максимальная плотность электронов уменьшается более чем на порядок (рис. 5а). При этом протяжённость ионизованной области увеличивается от нескольких сантиметров до 1,5 м.

Аналогичные изменения наблюдаются в продольном профиле интенсивности электромагнитного поля (рис. 5б). При увеличении фокусного расстояния фокусирующей ИК-излучение линзы от 45 до 200 см максимальная интенсивность поля в филаменте уменьшается от 46 до 30 TBt cm<sup>-2</sup>. При этом протяжённость области, в которой фиксируется высокая интенсивность поля, соответствующая сформировавшемуся филаменту, возрастает, достигая 1,5 м при фокусном расстоянии  $f = 200$  см.

#### 4. Спектральная эволюция субтераваттных импульсов среднего инфракрасного диапазона: мощное излучение суперконтинуума в среднем инфракрасном диапазоне и оптические гармоники

Ввиду того что филаментация сверхкоротких импульсов среднего ИК-диапазона сопровождается многими новыми эффектами, не наблюдающимися в случае лазерных филаментов в ближнем ИК-диапазоне, представляется полезным сравнить физическую картину филаментации в среднем ИК-диапазоне с хорошо изученным сценарием лазерной филаментации в ближнем ИК-диапазоне [15–17]. С этой целью на рис. 6, 7 представлены результаты экспериментального исследования лазерных филаментов, формируемых импульсами излучения ближнего ИК-диапазона с центральной длиной волны 1030 нм, длительностью около 200 фс и энергией

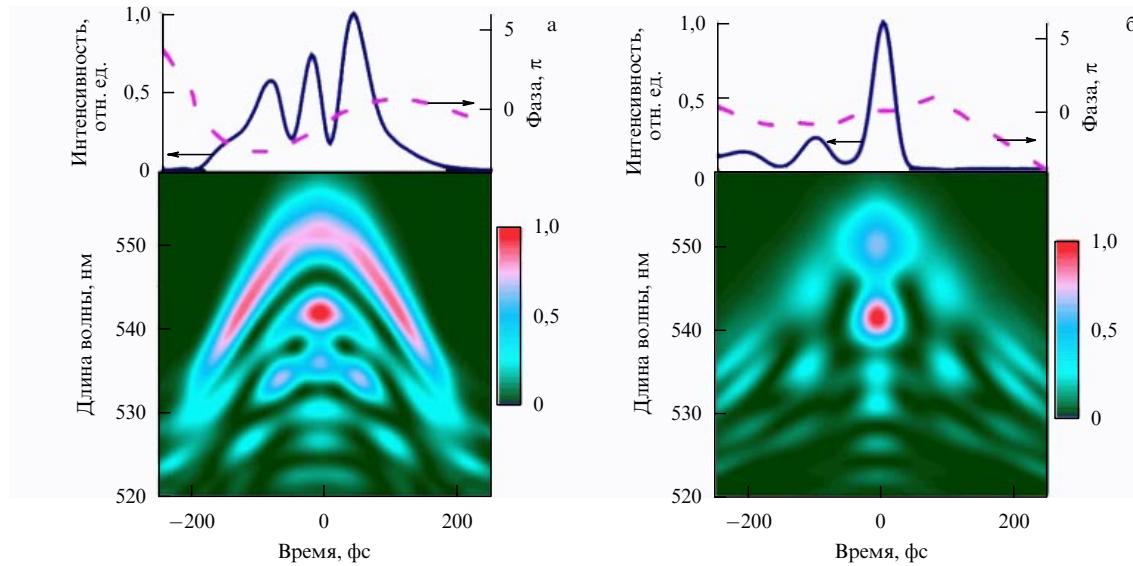


**Рис. 6.** Спектры излучения суперконтинуума, генерируемого в филаменте, формируемом в атмосфере импульсами, снимаемыми с регенеративного усилителя иттербийевого лазера. Длина волны 1030 нм, длительность импульса 200 фс, энергия импульса 4,0 мДж (а), 5,2 мДж (б), 5,5 мДж (в). Спектр лазерных импульсов показан заливкой. Сплошной кривой показаны результаты измерений, штриховой кривой — результаты численного моделирования. Штрих-пунктирной кривой показана спектральная фаза, извлечённая из FROG-спектрограмм.

4–10 мДж, генерируемыми на выходе твердотельного иттербийевого регенеративного усилителя (см. рис. 1).

Как и в случае лазерной филаментации в среднем ИК-диапазоне, для филаментов, формируемых сверхкороткими импульсами ближнего ИК-излучения, наблюдается эффективное уширение спектра (см. рис. 6), вызванное нелинейно-оптическими взаимодействиями, существенно усиленными в условиях лазерной филаментации благодаря подавлению на протяжённых участках оптической длины дифракционной расходимости лазерного пучка. Однако спектральное уширение в длинноволновой части спектра для импульсов с центральной длиной волны 3,9 мкм ограничивается молекулярными полосами поглощения атмосферы. В результате этого эффекта ярко выраженное для филаментов в ближнем ИК-диапазоне интенсивное красное крыло, испытывающее усиление при увеличении энергии лазерного импульса (см. рис. 6), оказывается сильно подавленным в случае филаментов среднего ИК-излучения (см. рис. 3).

В высокочастотной части спектра имеет место обратная ситуация. Высокочастотное крыло спектра излучения из лазерных филаментов в среднем ИК-диапазоне оказывается существенно усиленным за счёт процесса генерации оптических гармоник (см. рис. 3). Благоприятные условия для генерации оптических гармоник в поле на-



**Рис. 7.** (В цвете онлайн.) FROG-спектрограммы для (а) импульса за областью филаментации и (б) импульса, сжатого в блоке плавленого кварца толщиной 6 см, для импульса накачки с центральной длиной волны 1030 нм и начальной энергией 4 мДж. Над спектрограммами приведены временная огибающая и фаза импульса, извлечённые из этой спектрограммы.

накачки среднего ИК-диапазона возникают вследствие слабости дисперсии атмосферного воздуха в данном диапазоне. Благодаря этому обстоятельству фазовые расстройки для процессов генерации группы оптических гармоник нескольких низких порядков в случае поля накачки среднего ИК-диапазона существенно меньше аналогичных фазовых расстроек для генерации гармоник полем накачки ближнего ИК-диапазона. Важный дополнительный фактор усиления генерации оптических гармоник поля накачки среднего ИК-диапазона связан с тем, что целая группа гармоник (включая третью, пятую, седьмую и девятую гармоники) поля накачки среднего ИК-диапазона попадает в полосу прозрачности атмосферы.

Явление филаментации, как показывает теоретический анализ, приводит к увеличению процесса генерации гармоник излучения среднего ИК-диапазона за счёт подавления дифракционной необходимости пучка накачки, приводящего к увеличению области эффективного нелинейного взаимодействия накачки и оптических гармоник, в пределах которой поддерживается высокая эффективность поля накачки. В спектрах излучения, регистрируемых на выходе филаментов, формируемых мощными сверхкороткими импульсами среднего ИК-диапазона, наблюдаются соответствующие гармоникам поля накачки интенсивные пики (см. рис. 3), уширенные за счёт процесса фазовой крос modуляции и сдвинутые в результате прохождения через быстро ионизируемый газ [15, 18].

## 5. Пространственно-временная динамика субтераваттных сверхкоротких импульсов среднего инфракрасного диапазона в атмосфере

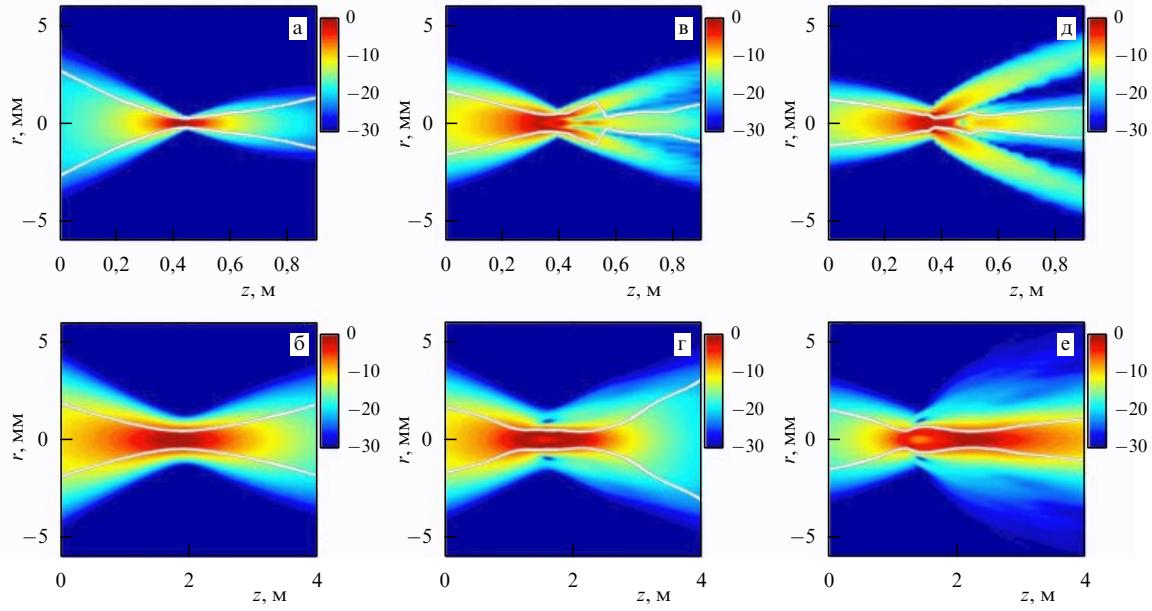
Для более ясного понимания картины филаментации сверхкоротких импульсов среднего ИК-диапазона на рис. 8 построены распределения интенсивности поля в филаменте на фронте (рис. 8а, б), в центральной части (рис. 8в, г) и на спаде (рис. 8д, е) фронта импульса. Как видно из представленных результатов, динамика пучка различна для разных частей импульса. Это различие связано с динамикой электронной плотности, возрастающей от фронта импульса к его спаду. Передний фронт

импульса вызывает ионизацию воздуха, формируя поперечный профиль электронной плотности, спадающий от центра пучка к его периферии. Такой профиль электронной плотности приводит к дефокусировке центральной части пучка и особенно его спада. Эти явления хорошо видны на картах интенсивности поля, представленных на рис. 8. Рассеяние ИК-излучения на формируемой полем плазме, которое становится особенноенным на спаде импульса, приводит в случае достаточно протяжённых филаментов (кривая б на рис. 5б) к заметному истощению поля накачки вдоль филамента.

Белой сплошной линией на рис. 8 отмечен диаметр пучка  $d$ , определённый по половине максимума интенсивности поля. Изменение размера пучка  $d$  вдоль оптического пути ИК-импульса позволяет определить длину образующегося в эксперименте филамента как расстояние между точками вдоль оптического пути импульса, в которых диаметр пучка оказывается равен удвоенному минимальному диаметру пучка. При излишне жёсткой фокусировке пучка (рис. 8а, в, д) сильное рассеяние центральной части (рис. 8в) и спада (рис. 8д) импульса на профиле электронной плотности, создаваемом передним фронтом импульса, ограничивает протяжённость филамента. При надлежащем выборе условий фокусировки (рис. 8г, е) удается достичь правильного баланса между самофокусировкой пучка и его дефокусировкой на поперечном профиле электронной плотности. В этом режиме длина филамента, как видно из рис. 8е, может составлять несколько метров, открывая уникальные возможности для дистанционного зондирования атмосферы и передачи мощных лазерных импульсов на большие расстояния.

## 6. Компрессия мощных сверхкоротких импульсов среднего инфракрасного диапазона

Эффективное спектральное уширение мощных сверхкоротких импульсов, усиленное явлением филаментации, открывает широкие возможности для временного сжатия импульсов и формирования сверхмощных всплесков электромагнитного излучения длительностью несколько периодов светового поля. Основанные на филаментации методы компрессии мощных световых импульсов близ-



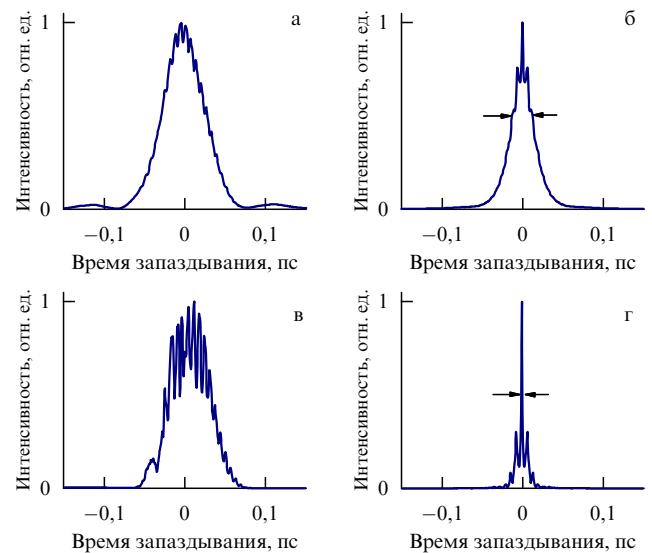
**Рис. 8.** Пространственно-временная динамика интенсивности субтеравтного сверхкороткого импульса среднего ИК-диапазона в атмосфере (а, б) на фронте, (в, г) в центральной части и (д, е) на спаде импульса. Пучок фокусируется линзой с фокусным расстоянием 45 см на рис. а, в, д и 200 см на рис. б, г, е. Начальная энергия импульса 20 мДж, длительность импульса 100 фс. Сплошной линией показан диаметр пучка, определенный по уровню половины максимальной интенсивности в поперечном сечении пучка.

нега ИК-диапазона широко используются в современных оптических технологиях. Методы филаментационной компрессии импульсов среднего ИК-диапазона пока не изучены.

Различия физических механизмов и сценариев спектрального уширения импульсов ближнего и среднего инфракрасных диапазонов в режиме филаментации обусловливают различия в подходах, позволяющих на основе усиленного филаментацией спектрального уширения формировать сверхкороткие импульсы длительностью несколько периодов светового поля. Как показывают эксперименты и теоретический анализ (см. рис. 6, 7), временная компрессия широкополосных полей, генерируемых филаментами в ближнем ИК-диапазоне, может осуществляться с помощью стандартных методов компенсации фазовых сдвигов в пластинах из материала с надлежащим образом подобранный дисперсией. На рисунке 7 представлены результаты экспериментов, демонстрирующие возможность филаментационной компрессии импульсов с начальной длительностью около 200 фс и центральной длиной волны 1030 нм до длительности около 40 фс за счет спектрального уширения в лазерном филаменте с последующей компенсацией фазы в блоке плавленого кварца толщиной 6 см.

Новые возможности для сжатия широкополосного излучения, получаемого в филаментах, формируемых сверхкороткими импульсами среднего ИК-диапазона, обусловлены интенсивной коротковолновой частью спектра, связанной с процессом усиленной в филаменте генерации оптических гармоник (см. рис. 3). Трудность практической реализации временного сжатия такого широкополосного сигнала связана с необходимостью компенсации фазы в полосе частот, ширина которой соответствует нескольким октавам. Для решения этой задачи потребуется разложение спектра на несколько полос с последующей параллельной компенсацией дисперсии для этих частотных полос и их сложением в схеме синтеза сверхкороткого импульса электромагнитного излучения. Временная огибающая импульса широкопо-

лосного излучения на выходе филамента, создаваемого импульсами с центральной длиной волны 3,9 мкм, длительностью 90 фс и пиковой мощностью около 0,3 ТВт, представлена на рис. 9а. Спектрально ограниченный импульс, соответствующий полному спектру, получающемуся в экспериментах с импульсами, обладающими указанными выше параметрами (рис. 9б), имеет длительность по полувысоте, равную 27 фс, и состоит из



**Рис. 9.** (а) Временная огибающая импульса широкополосного излучения на выходе филамента, индуцируемого импульсами с центральной длиной волны 3,9 мкм, длительностью 90 фс и пиковой мощностью около 0,3 ТВт. (б) Спектрально ограниченный импульс, соответствующий полному спектру этого широкополосного излучения. (в) Временная огибающая излучения на выходе филамента после фильтра, отрезающего излучение с длинами волн, большими 2 мкм. (г) Спектрально ограниченный импульс, соответствующий широкополосному излучению из филамента после такой фильтрации.

пьедестала, сформированного длинноволновой частью спектра, и предельно короткого импульса, соответствующего излучению гармоник. Фильтрация, отрезающая длинноволновую часть спектра, позволяет выделить излучение оптических гармоник сгибающей, показанной на рис. 9в. Спектрально ограниченный импульс, получаемый посредством идеальной компенсации фазы для излучения филамента после такой спектральной фильтрации, имеет длительность (рис. 9г) около 2 фс, что соответствует примерно половине периода поля для центральной длины волны электромагнитного излучения (1,1 мкм), образующегося после фильтрации всплеска.

## 7. Заключение

На основе технологии оптического параметрического усиления chirped-импульсов в поле пикосекундных импульсов лазерной накачки с энергией на уровне 1 Дж реализована генерация импульсов среднего ИК-диапазона с длительностью менее 100 фс и пиковой мощностью свыше 0,3 ТВт. Экспериментальные исследования, выполненные с помощью фемтосекундных импульсов этого класса, демонстрируют возможность передачи через атмосферу импульсов электромагнитного излучения с энергией свыше 20 мДж в режиме одиночного лазерного филамента. В представленных экспериментах реализованы новые режимы генерации оптических гармоник, а также выяснены условия и предложены методы филаментационной компрессии субтераваттных импульсов среднего ИК-диапазона до длительностей, соответствующих нескольким периодам светового поля.

Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 13-02-01465, 13-02-92115, 14-02-00784, 14-29-07182) и фонда Роберта Уелча (грант А-1801). Исследование свойств быстропротекающих нелинейно-оптических процессов в поле сверхкоротких импульсов среднего ИК-диапазона выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект 14-12-00772). А.А.В. благодарит фонд "Династия" за поддержку.

## Список литературы

- Colosimo P et al. *Nature Phys.* **4** 386 (2008)
- Agostini P, DiMauro L F *Contemp. Phys.* **49** 179 (2008)
- Shiner A D et al. *Phys. Rev. Lett.* **103** 073902 (2009)
- Serebryannikov E E, Zheltikov A M *Phys. Rev. Lett.* **113** 043901 (2014)
- Voronin A A, Zheltikov A M *Phys. Rev. A* **90** 043807 (2014)
- Andriukaitis G et al. *Opt. Lett.* **36** 2755 (2011)
- Kartashov D et al. *Opt. Lett.* **37** 2268 (2012)
- Kartashov D et al. *Opt. Lett.* **37** 3456 (2012)
- Popmintchev T et al. *Science* **336** 1287 (2012)
- Kartashov D et al. *Opt. Lett.* **38** 3194 (2013)
- Kartashov D et al. *Phys. Rev. A* **86** 033831 (2012)
- Bergé L *Opt. Express* **16** 21529 (2008)
- Pugžlys A et al. *Opt. Lett.* **34** 2075 (2009)
- Mitrofanov A V et al. *Opt. Lett.* **39** 4659 (2014)
- Bergé L et al. *Rep. Prog. Phys.* **70** 1633 (2007)
- Желтиков А М УФН **176** 623 (2006); Zheltikov A M *Phys. Usp.* **49** 605 (2006)
- Желтиков А М УФН **181** 33 (2011); Zheltikov A M *Phys. Usp.* **54** 29 (2011)
- Коротеев Н И, Желтиков А М УФН **169** 385 (1999); Zheltikov A M *Phys. Usp.* **42** 321 (1999)

PACS numbers: 12.20.-m, 42.65.Re, 52.65.Rr  
DOI: 10.3367/UFNr.0185.201501i.0103

## Квантово-электродинамические каскады в интенсивном лазерном поле

Н.Б. Нарожный, А.М. Федотов

*Показано, что в интенсивном лазерном поле, наряду с каскадами, аналогичными широким атмосферным ливням, могут возникать самоподдерживающиеся каскады, черпающие энергию из поля. Такие каскады при интенсивности порядка или больше  $10^{24}$  Вт см $^{-2}$  могут инициироваться даже покоящейся частицей, находящейся в фокальной области жёстко фокусированного лазерного импульса. Эффект возникновения каскадов может существенно изменить течение любого процесса, происходящего в лазерном поле сверхвысокой интенсивности. При очень больших интенсивностях развитие таких каскадов приводит к истощению лазерного поля. Предложена схема эксперимента, которая позволит наблюдать оба типа каскадов одновременно уже на лазерных установках следующего поколения.*

**Ключевые слова:** квантово-электродинамические каскады, лазеры сверхвысокой интенсивности, высокозергетичные пучки

### 1. Введение

Создание во второй половине 1980-х годов технологии усиления chirped-импульсов (Chirped Pulse Amplification, CPA) [1] и её дальнейшее развитие привели к созданию петаваттных лазерных установок, генерирующих короткие импульсы когерентного оптического излучения с пиковой интенсивностью до  $10^{22}$  Вт см $^{-2}$  [2]. Уже в 2016 г. в рамках европейского проекта ELI (Extreme Light Infrastructure) [3] планируется ввести в эксплуатацию три лазера с интенсивностью  $10^{24}$  Вт см $^{-2}$ . В перспективе в рамках проектов ELI, а также XCELS (Exawatt Center for Extreme Light Studies) в Институте прикладной физики РАН в Нижнем Новгороде [4] планируется создание сверхмощных 200-петаваттных лазеров, которые обеспечат генерацию фемтосекундных импульсов с интенсивностью порядка  $10^{26}$  Вт см $^{-2}$  или даже выше. Это открывает обширное поле для новых экспериментальных исследований. Среди приоритетных направлений фундаментальных исследований — лазерно-плазменное ускорение электронов и ионов, новые яркие источники излучения в жёстком рентгеновском диапазоне и  $\gamma$ -диапазоне, фотоядерная физика (в том числе управление ядерными реакциями с помощью лазерного поля), динамика ультраколлимативистской плазмы в экстремальных условиях ("лабораторная астрофизика"). Интенсивно обсуждаются возможности разнообразных приложений, начиная с создания "настольных" ускорителей элементарных частиц и ядер и заканчивая материаловедением и адронной терапией.

Несомненный интерес вызывает принципиальная возможность экспериментального изучения квантовой электродинамики в интенсивном внешнем поле, в том числе эффектов поляризации вакуума внешним полем: рождения внешним полем электрон-позитронных пар, двойного лучепреломления в вакууме, генерации гармо-

Н.Б. Нарожный, А.М. Федотов. Национальный исследовательский ядерный университет "Московский инженерно-физический институт", Москва, РФ. E-mail: narozhny@theor.mephi.ru

ник, эффектов самофокусировки и взаимной фокусировки (дефокусировки) в вакууме и т.д. С начала 1960-х годов в этой области было выполнено несколько десятков расчётов фундаментальных квантово-электродинамических процессов (в том числе вероятностей излучения и поглощения фотона, рождения пары фотоном и однофотонной аннигиляции пары, расщепления фотона, поляризационного и массового операторов — в постоянном поле и поле плоской монохроматической волны), в которых внешнее поле учитывалось непертурбативно. Обзор работ, выполненных до 1985 г., а также подробный список литературы можно найти в [5, 6]. До настоящего времени эксперименты по проверке эффектов нелинейной квантовой электродинамики в сильном поле ограничиваются исследованиями, проведёнными в 1996–1999 гг. на линейном ускорителе SLAC (Stanford Linear Accelerator Center). В этих работах изучался эффект рассеяния лазерного импульса с интенсивностью  $10^{18}$  Вт см $^{-2}$  на электронном пучке с энергией 46,6 ГэВ (нелинейный комптон-эффект) [7]. Были также зафиксированы акты рождения электрон-позитронных пар жёсткими фотонами, возникающими в результате нелинейного комптон-эффекта [8]. Подробное описание этих экспериментов дано в работе [9].

В связи с тем, что уже в настоящее время доступная для экспериментов интенсивность лазерного излучения возросла до  $10^{22}$  Вт см $^{-2}$ , а в рамках проектов ELI и XCELS планируется достигнуть значений до  $10^{26}$  Вт см $^{-2}$  и выше, возникают уникальные возможности для исследования как уже наблюдавшихся квантово-электродинамических эффектов на новом техническом уровне, так и совершенно новых, до сих пор экспериментально не изученных, нелинейных вакуумных эффектов.

Так, при повторении SLAC-экспериментов на уровне планируемых сверхвысоких интенсивностей результатом столкновения высокоэнергетических частиц с лазерным импульсом будут уже не редкие единичные события рождения пар, а целые ливни (каскады) таких событий [10, 11]. Такие каскады последовательных излучений жёстких фотонов и рождения ими электрон-позитронных пар являются цепной реакцией, продолжающейся вплоть до момента полной потери энергии заряженными частицами, и очень напоминают широкие атмосферные ливни, порождаемые космическими частицами. Мы будем называть их каскадами типа S (от англ. shower — ливень) или S-каскадами. Для планирования экспериментов на лазерных установках следующего поколения весьма желательно провести моделирование процессов в этом новом режиме. Следует отметить, что при достаточно высоких, но, тем не менее, реалистичных интенсивностях лазерного поля для получения корректных результатов может потребоваться учёт всего множества радиационных поправок, возникающих от вставки неограниченного числа поляризационных петель, поскольку параметр разложения теории возмущений в этих условиях может оказаться больше единицы [12].

В недавних работах [13, 14] на основе простых оценок предсказано, что в электромагнитных полях при интенсивностях лазерного импульса начиная со значений порядка  $10^{24}$  Вт см $^{-2}$  следует ожидать возникновения "спонтанных" ливней, инициированных первоначально медленными заряженными частицами. В этом случае лазерное поле играет двоякую роль. Кроме того что лазерное поле представляет собой мишень для частиц высокой энергии, оно является постоянно работающим ускорителем, который восстанавливает потери энергии быстрых заряженных частиц на излучение. В результате

развитие каскада оказывается самоподдерживающимся, а его множественность ограничена уже не начальной энергией затравочной частицы, а длительностью импульса или временем полного выталкивания всех заряженных частиц из фокуса лазерного поля вследствие пондеромоторного эффекта. В этом отношении самоподдерживающийся квантово-электродинамический каскад напоминает лавинный пробой диэлектрика в сильном электрическом поле. Мы будем называть такие каскады каскадами типа A (от англ. avalanche — лавина). Предсказание существования A-каскадов кардинально меняет представления о характере взаимодействия интенсивных лазерных полей с веществом. Учёт образования лавин становится необходимым для описания эффектов взаимодействия при интенсивностях лазерного излучения свыше  $10^{24}$  Вт см $^{-2}$  и планирования соответствующих экспериментов.

## 2. А-каскады

В этом разделе мы рассмотрим теорию каскадов A-типа. Предположим, что в начальный момент в центре фокальной области лазерного импульса в состоянии покоя находится затравочная заряженная частица (электрон). Взаимодействие частицы с полем определяется двумя параметрами:  $\xi$  и  $\chi_e$  (см., например, [5, 6]),

$$\xi = \frac{eE}{m\omega} \sim \frac{eE\lambda}{m} \sim \frac{\lambda}{l_C} \frac{E}{E_S}, \quad \chi_e = \gamma \frac{E_\perp}{E_S}, \quad (1)$$

где  $\lambda$  и  $\omega$  — длина волны и частота лазера,  $\gamma = 1/(1 - v^2)^{1/2}$  — лоренц-фактор частицы,  $l_C = 1/m = 3,86 \times 10^{-11}$  см — комптоновская длина,  $E_\perp$  — компонента поля, перпендикулярная скорости частицы,  $E_S = m^2/e = 1,32 \times 10^{16}$  В см $^{-1}$  — характерное квантово-электродинамическое поле<sup>1</sup>. Параметр  $\xi$  не зависит от постоянной Планка  $\hbar$  и является классическим параметром нелинейности. При  $\xi \ll 1$  применима теория возмущений по внешнему полю, а при  $\xi \gtrsim 1$  взаимодействие частицы с внешним полем становится многофотонным. Параметр  $\chi_e$  является динамическим квантовым параметром, он ответствен за величину нелинейных квантовых эффектов. Этот параметр можно рассматривать как меру напряжённости внешнего поля в системе покоя заряженной частицы ( $\gamma = 1$ ). Отметим, что в случае поля плоской монохроматической волны  $\xi$  и  $\chi_e$  являются релятивистски и калибровочно инвариантными параметрами,

$$\xi^2 = -\frac{e^2 \langle A^\mu A_\mu \rangle}{m^2}, \quad \chi_e^2 = \frac{e^2 \langle (F_{\mu\nu} p^\nu)^2 \rangle}{m^6}, \quad (2)$$

где  $F_{\mu\nu}$  — тензор электромагнитного поля. Взаимодействие фотона с лазерным полем характеризуется динамическим квантовым параметром  $\chi_\gamma$ , который определяется так же, как и для электрона в (1), но с  $\gamma = \varepsilon_\gamma/m$ , где  $\varepsilon_\gamma$  — энергия фотона.

Квантово-электродинамический каскад представляет собой цепочку элементарных процессов излучения фотона электроном (позитроном) и фоторождения пары (рис. 1). Длина формирования этих процессов определяется параметром  $\xi$ :  $l_f \sim \lambda/\xi$  [5, 6]. Мы предполагаем, что пиковая напряжённость лазерного импульса  $E_0$  удовлетворяет по крайней мере неравенству  $E_0 \gtrsim 10^{-3} E_S$ . Это соответствует  $\xi \gtrsim 10^3$ , или интенсивности лазера  $I \gtrsim 5 \times 10^{23}$  Вт см $^{-2}$ . Для таких полей  $l_f \lesssim 10^{-3} \lambda$  и при вычислении вероятностей элементарных процессов поле можно рассматривать как постоянное (приближение локально

<sup>1</sup> В работе используется естественная система единиц  $\hbar = c = 1$ .

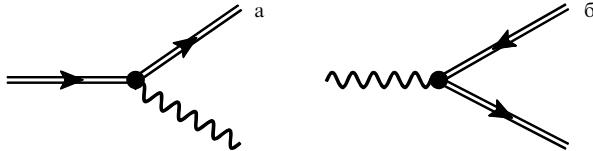


Рис. 1. Квантово-электродинамические процессы первого порядка во внешнем поле: (а) излучение фотона, (б) рождение пары фотоном. Двойные линии, направленные вправо (влево), соответствуют электронам (позитронам), взаимодействующим с внешним полем; волнистые линии соответствуют фотонам.

постоянного поля). Более того, в формировании каскада могут принимать участие только частицы с параметрами  $\chi_{e,\gamma} \gtrsim 1$ , что необходимо для того, чтобы заряженная частица смогла излучить жёсткий фотон, способный затем породить пару (при  $\chi_\gamma \ll 1$  вероятность рождения пары экспоненциально мала). В нашем случае это означает, что параметры  $\chi_{e,\gamma}$  значительно превышают чисто полевые инварианты, приведённые к безразмерному виду нормированием на характерное поле  $E_S$ , и, следовательно, внешнее поле можно считать постоянным скрещённым полем [5, 6]. Вероятности элементарных процессов в постоянном скрещённом поле впервые были вычислены А.И. Никишовым и В.И. Ритусом [5, 6]. При  $\chi_{e,\gamma} \gtrsim 1$  для оценки вероятностей элементарных процессов можно воспользоваться выражениями

$$W_{e,\gamma} \sim \frac{\alpha m^2}{\varepsilon_{e,\gamma}} \chi_{e,\gamma}^{2/3}, \quad \chi_{e,\gamma} \gg 1. \quad (3)$$

В нашей задаче  $W_{e,\gamma}$  определяют времена жизни электрона и фотона по отношению к процессу излучения жёсткого фотона и рождения пары соответственно,

$$t_{e,\gamma} \sim \frac{1}{W_{e,\gamma}}. \quad (4)$$

Для частиц с  $\chi_{e,\gamma} \sim 1$  времена жизни  $t_{e,\gamma} \sim \sim (1/\alpha m)(E_0/E_S)$  оказываются в  $1/\alpha$  раз больше времён формирования процессов  $t_f = l_f$ . Для оценки это позволяет считать, что каскад развивается следующим образом. Первоначально покоявшаяся частица разгоняется внешним полем так, что её параметр  $\chi_e$  возрастает до значения  $\chi_e \sim 1$  и через промежуток времени  $\sim t_e$  излучает жёсткий фотон, который затем рождает пару, а частица, у которой параметр  $\chi_e$  из-за отдачи уменьшился на величину  $\chi_\gamma$ , за то же время опять разгоняется до  $\chi_e \sim 1$  и снова излучает жёсткий фотон и т.д. По такой же схеме развиваются и ветви каскада, порождённые вторичными частицами. Разумеется, предложенная схема может реализоваться, только если время ускорения, определённое соотношением  $t_{acc} d\chi/dt \sim 1$ , меньше или порядка времён  $t_{e,\gamma}$ , которые в свою очередь должны быть много меньше времени нахождения частицы в фокальной области импульса  $t_{esc}$ , т.е. много меньше либо длительности импульса, либо времени, за которое частица будет вытолкнута из фокальной области пондеромоторной силой. При этом, так как за время  $t < t_{acc}$  частица не способна излучить жёсткий фотон, можно считать, что в промежутках между актами излучения она движется по классической траектории. Таким образом, каскад может развиться, если соблюдается иерархия времён:

$$t_{acc} \lesssim t_{e,\gamma} \ll t_{esc}. \quad (5)$$

Длина свободного пробега электрона много больше длины формирования процесса излучения, поэтому при

оценке  $t_{acc}$  поле уже нельзя считать постоянным и скрещённым и нужно использовать какую-то разумную модель, позволяющую решить классическое уравнение движения частицы. Отметим, что эффект развития каскада может присутствовать только в таких полях, в которых параметр  $\chi_e$  не является интегралом движения. В частности, А-каскад не возникает в случаях поля плоской волны или постоянного поля. Мы используем модель однородного чисто электрического поля, вращающегося с частотой лазерного импульса  $\omega$ . Такое поле возникает в пучностях циркулярно поляризованной стоячей монохроматической волны. Уравнение движения электрона во вращающемся электрическом поле  $\vec{p}(t) = e\vec{E}(t)$  легко решается, и для  $\chi_e(t)$  в пределе  $\omega t \ll 1$  мы получаем

$$\chi_e(t) \approx \frac{E}{E_S} \sqrt{1 + \frac{p_\perp^2}{m^2}} = \frac{E}{E_S} \sqrt{1 + \frac{\xi^2}{4} (\omega t)^4}. \quad (6)$$

Вследствие того что параметр  $\xi$  очень велик, значение  $\xi(\omega t)^2$  может превысить единицу, даже если  $\omega t \ll 1$ , и тогда  $\chi_e(t) \sim \xi(E/E_S)(\omega t)^2$ . Отсюда находим время

$$t_{acc} \sim \frac{1}{m} \frac{E_S}{E} \sqrt{\frac{m}{\omega}}. \quad (7)$$

Отметим чрезвычайно важное обстоятельство, состоящее в том, что вращающееся электрическое поле не только ускоряет частицу, но и искривляет её траекторию. Именно поэтому частица приобретает поперечную к полю составляющую импульса.

Используя решения уравнений движения для величин  $e$  и  $\chi_e$ , легко получить зависимость от времени вероятности (3). Тогда из соотношения (4) находим

$$t_e \sim \frac{1}{m} \left( \frac{E_S}{\alpha^3 E} \right)^{1/4} \sqrt{\frac{m}{\omega}}, \quad (8)$$

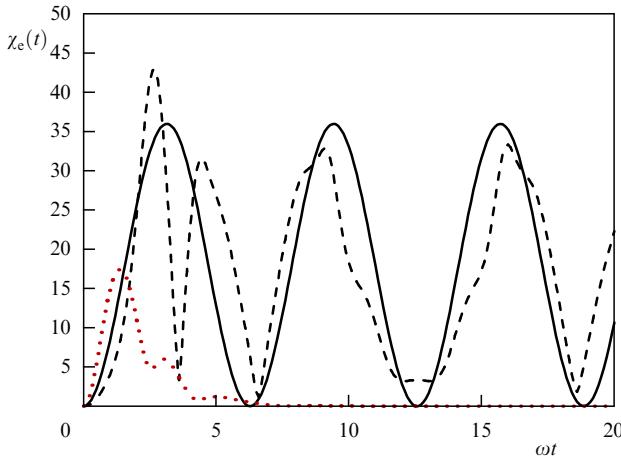
и левое неравенство в (5) сводится к условию [15]

$$E \gtrsim E_* = \alpha E_S. \quad (9)$$

Здесь  $E_*$  — новое характерное поле, которое определяет порог для развития каскада в поле оптических лазеров. Такое поле на длине свободного пробега электрона совершает над ним работу порядка  $m$ . Соответствующая полю  $E_*$  интенсивность составляет  $I_* = 2,5 \times 10^{25}$  Вт см $^{-2}$ . Что касается правого неравенства в (5), то для оптических частот и напряжённостей поля порядка  $E_*$  оно выполняется с хорошим запасом.

На рисунке 2 представлены результаты численных расчётов, иллюстрирующие эволюцию динамического квантового параметра  $\chi(t)$  вдоль траектории частицы в полях с различной конфигурацией [15]. Видно, что, хотя детали поведения  $\chi(t)$  во всех трёх случаях различаются, основные качественные характеристики, такие как период и амплитуда колебаний, по порядку величины совпадают. Особенно важно, что такое совпадение имеет место на малых временах,  $\omega t < 1$ . Поэтому можно считать, что оценки, проведённые для случая равномерно вращающегося электрического поля, справедливы, по крайней мере качественно, для любого поля, ускоряющего заряженные частицы.

Эффект возникновения каскада типа А может существенно изменить течение любого процесса, происходящего в лазерном поле сверхвысокой интенсивности. В качестве примера рассмотрим возникновение каскада, инициируемого электрон-позитронными парами, рож-

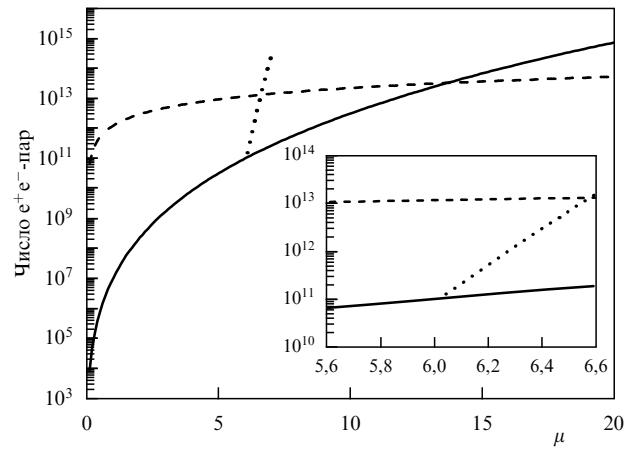


**Рис. 2.** Эволюция динамического квантового параметра  $\chi_e(t)$  вдоль траектории частицы при  $\xi = 3 \times 10^3$ ,  $\omega = 1$  эВ в трёх случаях: лобовое столкновение двух эллиптически поляризованных плоских волн (сплошная кривая); столкновение под углом  $90^\circ$  двух линейно поляризованных плоских волн (штриховая кривая); одиночный жёстко фокусированный е-поляризованный импульс (пунктирная кривая).

даемыми лазерным полем из вакуума [15]. Среди нелинейных вакуумных эффектов рождение пар из вакуума классическим электромагнитным полем представляет, по-видимому, наибольший интерес. Долгое время считалось, что этот эффект может наблюдаться, только если напряжённость внешнего электрического поля близка к критическому для квантовой электродинамики значению  $E_S$ . Такое поле, впервые введённое Заутером [16, 17], совершают над электроном работу, равную  $m$ , на его комптоновской длине. Однако, как было показано нами в работах [18–20], рождение пар фокусированными лазерными импульсами становится наблюдаемым эффектом при пиковой напряжённости  $E_0 < E_S$ . Дело в том, что так называемая швингеровская экспонента  $\exp(-\pi E_S/E_0)$  определяет вероятность рождения пары в комптоновском объёме  $V_C \sim l_C^3$  за комптоновское время  $T_C \sim l_C$ . При  $E_0 < E_S$  вероятность рождения пары в комптоновском 4-объёме экспоненциально мала. Однако если поле создано в 4-области с объёмом  $VT$ , намного превышающим комптоновский, то вероятность рождения пары приобретает большой предэкспоненциальный множитель, по порядку величины равный отношению  $VT/(V_C T_C)$ . Для оптического лазерного импульса с длиной волны  $\lambda = 1$  мкм и длительностью 10 фс, сфокусированного до дифракционного предела, данное отношение достигает величины порядка  $10^{25}$ . Значение этого множителя настолько велико, что он может компенсировать малость швингеровской экспоненты при  $E_0 < E_S$ . Поэтому рождение пар может наблюдаться при пиковых напряжённостях лазерного импульса, даже на два порядка меньших  $E_S$ , и оно будет доступно для наблюдения на установках следующего поколения, которые обсуждаются сейчас в рамках проектов ELI и XCELS.

Полное число пар, рожденных в процессе развития каскада за один выстрел лазера, в предположении, что в фокальной области изначально находится только одна покоящаяся электрон-позитронная пара, рожденная, например, внешним фотоном, оценивается [15] как

$$N_e \sim \exp\left(\frac{t_{\text{esc}}}{t_e}\right) \sim \exp\left(\pi \alpha \mu^{1/4} \sqrt{\frac{m}{\omega}}\right), \quad (10)$$



**Рис. 3.** Число рождённых пар как функция  $\mu = E/E_*$ . Сплошная кривая соответствует числу пар  $N_e$ , рожденных в процессе каскада, генерированного одной частицей. Пунктирная кривая показывает число пар в каскадах, генерированных парами, рожденными из вакуума полем двух сталкивающихся циркулярно поляризованных 10-фемтосекундных лазерных импульсов. Точка пересечения кривых соответствует пороговому значению  $\mu$ , при котором начинается спонтанное рождение пар из вакуума. Штриховая линия показывает предельно возможное число пар  $N_{e,\text{max}}$ , которое определяется энергией лазерного импульса. Частота лазера  $\omega = 1$  эВ. На вставке показана область пересечения кривых в увеличенном масштабе.

где  $\mu = E/E_*$  (см. сплошную кривую на рис. 3). Число  $N_e$ , естественно, возрастает с увеличением пиковой напряжённости, и в конце концов число рождённых пар оказывается настолько велико, что их энергия может уравняться с энергией самого лазерного импульса. В предположении, что лазерный импульс сфокусирован до дифракционного предела, так что объём фокальной области, в которой рождаются пары, имеет порядок  $(\lambda/2)^3$ , полную энергию поля можно оценить как  $W \sim (E^2/4\pi)(\lambda/2)^3$ . Таким образом, максимальное число пар, которые могут быть образованы полем, ограничено величиной

$$N_{e,\text{max}} = \frac{W}{2\epsilon_e} \sim \alpha \mu^{5/4} \left(\frac{m}{\omega}\right)^{5/2}. \quad (11)$$

Эта величина представлена на рис. 3 штриховой кривой. Видно, что энергия рождённых пар уравнивается с энергией лазерного импульса при значении  $\mu \approx 10$ , которое для случая столкновения двух циркулярно поляризованных импульсов соответствует суммарной интенсивности  $I \approx 6 \times 10^{26}$  Вт см<sup>-2</sup>.

Оценка (11) получена в предположении, что роль затравки для развития каскада играет только одна пара. Однако, согласно работе [19], пороговая интенсивность для рождения пар в рассматриваемом нами случае составляет  $I_{\text{th}} \approx 2,3 \times 10^{26}$  Вт см<sup>-2</sup>. Число рождённых пар  $N_e$  вследствие его очень резкой экспоненциальной зависимости от интенсивности при  $I \approx 6 \times 10^{26}$  Вт см<sup>-2</sup> достигает величины  $N_e \approx 6 \times 10^8$ . Это означает, что разрушение лазерного импульса наступает гораздо раньше, чем предсказывает оценка (11). Зависимость  $N_e$  от поля с учётом числа спонтанно рожденных пар представлена на рис. 2 пунктирной кривой. Точка разветвления сплошной и пунктирной кривых соответствует пороговому значению  $\mu = \mu_{\text{th}}$ , которое, согласно [19], для случая поля двух сталкивающихся циркулярно поляризованных импульсов составляет  $\mu_{\text{th}} \approx 6$ . Мы видим, что  $N_e$  достигает максимально возможного значения при  $\mu \approx 6,6$ , что

соответствует интенсивности сталкивающихся импульсов  $I \approx 2,7 \times 10^{26}$  Вт см<sup>-2</sup>. Отметим, что, так как в этом случае при  $\mu < \mu_{\text{th}}$  пары не рождаются, участок сплошной кривой до точки разветвления в отсутствие затравочной пары не реализуется.

Ранее в работах [18, 19] было показано, что эффект рождения пар сверхсильным лазерным полем приводит к истощению импульса и устанавливает естественный предел достижимой интенсивности лазера. Мы видим теперь, что развитие А-каскада, инициированного затравочной частицей, является ещё одним механизмом разрушения лазерного импульса. При этом, если процесс происходит в вакууме, а интенсивность настолько велика, что поле начинает рождать пары, развитие каскада становится катализатором разрушения лазерного импульса. Приведённые нами оценки являются убедительным аргументом в пользу утверждения, высказанного Н. Бором более 80 лет назад [21], о невозможности достижения напряжённости порядка  $E_S$  для поля, рождающего электрон-позитронные пары.

Конечно, приведённые здесь результаты носят скорее оценочный характер. Более строгий подход должен строиться на основе самосогласованной системы кинетических уравнений. Теория каскадов S-типа к настоящему времени хорошо развита, особенно в контексте широких атмосферных ливней (ШАЛ), которые генерируются космическими лучами в атмосфере [22]. Каскады во внешнем магнитном поле очень похожи на ШАЛ, и они тоже хорошо изучены [23, 24]. В случае лазерного поля каскады А-типа управляются так называемыми каскадными уравнениями:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_{\pm}(\mathbf{r}, \mathbf{p}_e, t)}{\partial t} \pm e(\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{v}_e \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t)) \frac{\partial f_{\pm}(\mathbf{r}, \mathbf{p}_e, t)}{\partial \mathbf{p}_e} = \\ = \int w_{\text{rad}}(\mathbf{p}_e + \mathbf{p}_{\gamma} \rightarrow \mathbf{p}_{\gamma}) f_{\pm}(\mathbf{r}, \mathbf{p}_e + \mathbf{p}_{\gamma}, t) d^3 p_{\gamma} - \\ - W_{\text{rad}}(\mathbf{p}_e) f_{\pm}(\mathbf{r}, \mathbf{p}_e, t) + \int w_{\text{cr}}(\mathbf{p}_{\gamma} \rightarrow \mathbf{p}_e) f_{\gamma}(\mathbf{r}, \mathbf{p}_{\gamma}, t) d^3 p_{\gamma}, \end{aligned} \quad (12a)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_{\gamma}(\mathbf{r}, \mathbf{p}_{\gamma}, t)}{\partial t} = \int w_{\text{rad}}(\mathbf{p}_e \rightarrow \mathbf{p}_{\gamma}) [f_+(\mathbf{r}, \mathbf{p}_e, t) + \\ + f_-(\mathbf{r}, \mathbf{p}_e, t)] d^3 p_e - W_{\text{cr}}(\mathbf{p}_{\gamma}) f_{\gamma}(\mathbf{r}, \mathbf{p}_{\gamma}, t), \end{aligned} \quad (12b)$$

где  $f_{\pm}(\mathbf{r}, \mathbf{p}_e, t)$  и  $f_{\gamma}(\mathbf{r}, \mathbf{p}_{\gamma}, t)$  — функции распределения позитронов, электронов и фотонов соответственно,  $\mathbf{v}_e = \mathbf{p}_e/e_e$  — скорости и  $e_e = \sqrt{p_e^2 + m^2}$  — энергии электронов и позитронов,  $dW_{\text{rad}}(\mathbf{p}_e \rightarrow \mathbf{p}_{\gamma}) = w_{\text{rad}}(\mathbf{p}_e \rightarrow \mathbf{p}_{\gamma}) d^3 p_{\gamma}$  и  $dW_{\text{cr}}(\mathbf{p}_{\gamma} \rightarrow \mathbf{p}_e) = w_{\text{cr}}(\mathbf{p}_{\gamma} \rightarrow \mathbf{p}_e) d^3 p_e$  — дифференциальные вероятности излучения фотона (рис. 1а) и рождения пары фотоном (рис. 1б) во внешнем электромагнитном поле,  $W_{\text{rad}}(\mathbf{p}_e)$  и  $W_{\text{cr}}(\mathbf{p}_{\gamma})$  — соответствующие полные вероятности этих процессов [25]. Уравнения (12a) и (12b) отличаются от стандартных уравнений для ШАЛ [26, 27] только наличием в левой части уравнения (12a) второго слагаемого, которое учитывает действие силы Лоренца на заряженную частицу. Отметим, что классическая сила радиационного трения уже учтена первыми двумя слагаемыми в правой части уравнения (12a) и её не надо вводить дополнительно (см. по этому поводу [25, 28, 29]).

В работе [25] на основе уравнений (12a) и (12b) проведено моделирование каскадов А-типа в однородном равномерно вращающемся электрическом поле в рамках предположений, сформулированных выше. Мы приведём здесь только сравнение результатов расчётов инкремента роста числа пар с оценками, сделанными

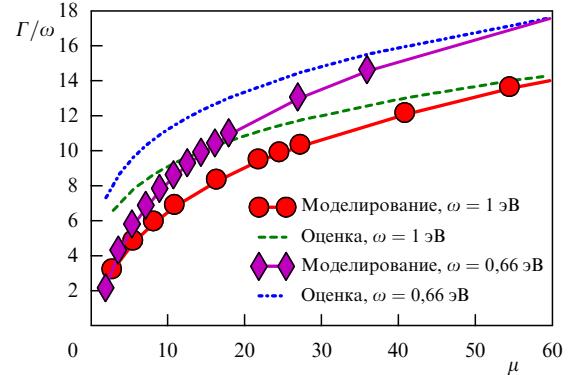


Рис. 4. Инкремент  $\Gamma = d \ln N_e / dt$  как функция безразмерной напряжённости поля  $\mu$  для двух значений частоты поля,  $\omega = 1$  эВ и  $\omega = 0,66$  эВ. Штриховая и пунктирная кривые соответствуют оценкам для  $\Gamma$ , сделанным в соответствии с формулой (10).

ранее в работе [15]. Из рисунка 4 видно, что они хорошо согласуются.

В работе [30] с помощью метода частиц в ячейках (Particle-in-Cell, PIC) учтены плазменные эффекты. Учёт механизма ускорения для самоподдерживающихся каскадов требует двумерного или даже трёхмерного рассмотрения, что существенно усложняет задачу, тогда как в случае каскадов S-типа такого усложнения не возникает. В работе [30] рассматривалось поле двух сталкивающихся линейно поляризованных лазерных импульсов. Импульсы, имеющие гауссову огибающую, распространялись вдоль оси  $x$ , компоненты поля в момент времени  $t = 0$  выражались в следующем виде:

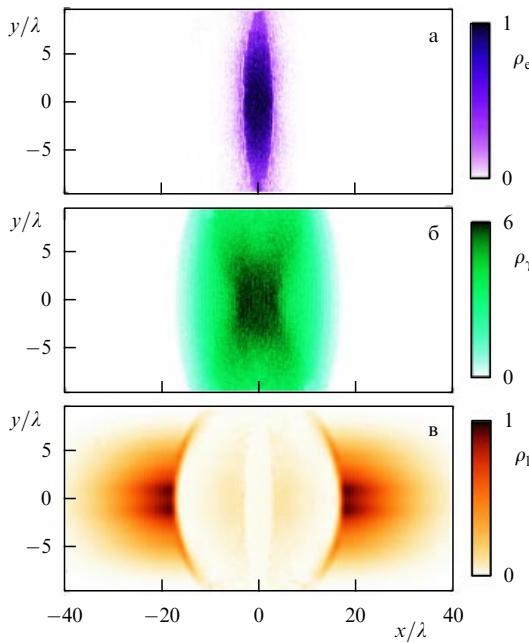
$$\begin{aligned} E_y, H_z = E_0 \exp \left( -\frac{y^2}{\sigma_r^2} \right) \sin (\omega x - \phi) \times \\ \times \left\{ \exp \left[ -\frac{(x + x_0)^2}{\sigma_x^2} \right] \pm \exp \left[ -\frac{(x - x_0)^2}{\sigma_x^2} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (13)$$

где  $E_0$  — амплитуда электрического поля одного импульса,  $2x_0$  — начальное расстояние между импульсами,  $\phi$  — сдвиг фазы. Расчёты были выполнены при следующих значениях параметров:  $\sigma_x = 125/\omega$ ,  $\sigma_r = 40/\omega$ ,  $x_0 = \sigma_x/2$ ,  $\phi = 0,8\pi$ ,  $\xi = 1,2 \times 10^3$ , что при  $\lambda = 0,8$  мкм отвечает пиковой интенсивности  $I = 3 \times 10^{24}$  Вт см<sup>-2</sup>, радиусу фокусировки 10 мкм и длительности 100 фс. Каскад инициировался одиночным электроном, покоявшимся в начале координат.

Расчёты качественно подтверждают описанную выше картину развития каскада. Как и ожидалось, множественность сначала экспоненциально возрастает, однако в момент, когда плотность плазмы достигает значения  $\xi n_{\text{cr}}$  и, следовательно, плазма перестаёт быть оптически прозрачной, начинается поглощение и происходит быстрое "истощение" лазерного поля на хвостах импульсов, при этом число пар достигает насыщения (рис. 5, 6). На рисунке 7 показана эволюция энергий лазерного поля и рожденных частиц. Видно, что примерно половина энергии лазерного импульса поглощается образующейся электрон-позитронно-фотонной плазмой, а затем переизлучается в виде  $\gamma$ -квантов.

### 3. S-каскады. Коллапс и возрождение каскада

Рассмотрим теперь задачу о столкновении ультрарелятивистских электронов с полем двух сталкивающихся



**Рис. 5.** Нормированная плотность электронов  $\rho_e = n_e/\xi n_{cr}$  (а), нормированная плотность фотонов  $\rho_\gamma = n_\gamma/\xi n_{cr}$  (б) и интенсивность лазерного поля, нормированная на максимум начальной интенсивности  $\rho_l$  (в), в момент времени  $t = 25,5\lambda/c$  при столкновении двух линейно поляризованных импульсов. Распределение позитронной плотности примерно такое же, как и электронной.

циркулярно поляризованных фокусированных лазерных импульсов с частотой  $\omega$  и длительностью  $\tau \gg 1/\omega$  [31]. Поляризацию импульсов выберем таким образом, чтобы магнитная составляющая поля в фокусе стоячей волны обратилась в нуль и поле там можно было рассматривать как равномерно вращающееся электрическое поле. Как и в разделе 2, будем считать, что параметр  $\xi \gg 1$ , а напряжённости поля  $E, H \ll E_S$ .

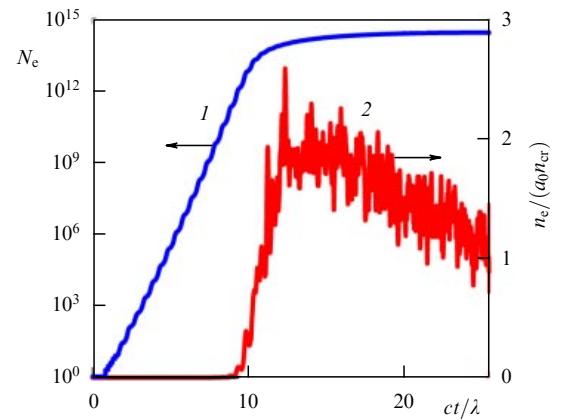
Оценим сначала продолжительность S-каскада  $\tau_S$ . Начальное значение параметра  $\chi$  для первичного ультраквантавистского электрона можно оценить как  $\chi_0 \sim \sim (e_0/mc^2)(E_0/E_S)$ , где  $E_0$  — пиковое значение напряжённости суммарного электрического поля двух сталкивающихся импульсов в фокальной области,  $e_0$  — начальная энергия электрона. В результате каждого события любая частица превращается в две, так что множественность каскада можно оценить так же, как в работе [23]:

$$2^n = \frac{\chi_0}{\chi_f}, \quad (14)$$

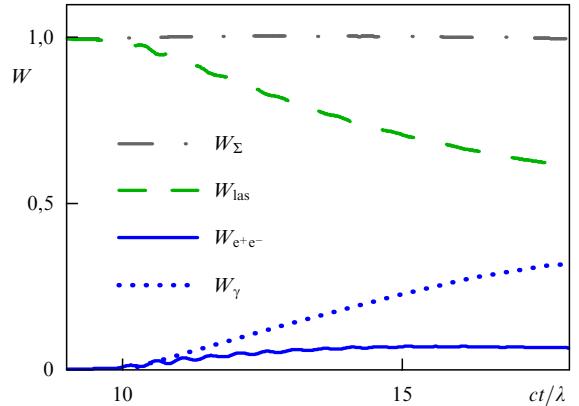
где  $n$  — число поколений вторичных частиц,  $\chi_f$  — значение динамического квантового параметра конечных электронов. Для  $\tau_S$  имеем  $\tau_S \sim t_c n$ , где  $t_c \sim \sim W_e^{-1}(e_0, \chi_0)$  — среднее время жизни начального электрона по отношению к излучению жёсткого фотона. Окончательно получаем

$$\tau_S \sim \tau_C \frac{e_0}{\omega mc^2} \chi_0^{-2/3} \log_2 \left( \frac{\chi_0}{\chi_f} \right). \quad (15)$$

Начальные электроны предполагаются ультраквантавистскими, так что  $\chi_0 > 1$ . Очевидно, что каскад S-типа затухает ("коллапсирует"), когда  $\chi_f < 1$ . Мы примем значение  $\chi_f \sim 0,1$ . При таком  $\chi_f$  развитие S-каскада не может продолжаться, так как время жизни фотона по



**Рис. 6.** Число  $N_e$  электронов, образованных в процессе каскада (кривая 1) и плотность электрон-позитронной плазмы, нормированная на критическую релятивистскую плотность (кривая 2), как функции времени.



**Рис. 7.** Энергия электронов и позитронов (сплошная кривая), энергия фотонов (пунктирная кривая), энергия лазерного поля (штриховая кривая) и полная энергия всей системы (штрихпунктирная кривая) как функции времени. Все энергии нормированы на начальную энергию лазерного поля.

отношению к рождению пары  $t_\gamma \sim W_\gamma^{-1} \sim \exp(8/3\chi_0)$  становится экспоненциально большим.

Нас интересует случай, в котором  $n > 1$  и время  $\tau_S$  меньше длительности лазерного импульса  $\tau_L$ . Для этого должны выполняться следующие условия:

$$t_{e,\gamma} < \tau_C \frac{e_0}{\omega mc^2} \chi_0^{-2/3} \log_2 (10\chi_0) < \tau_L. \quad (16)$$

Пусть  $e_0 = 3$  ГэВ и  $E_0 = 3,2 \times 10^{-3} E_S$ . Тогда  $\chi_0 \approx 20$  и левое неравенство в (16) выполняется благодаря большому логарифму,  $\log_2 (10\chi_0) \approx 8$ . Правое неравенство в (16) при  $\tau_L \gtrsim 10$  фс выполняется с хорошим запасом.

Как упоминалось в разделе 2, под действием врачающегося электрического поля заряженная частица приобретает очень большой импульс, поперечный по отношению к направлению распространения лазерных импульсов, так что динамический квантовый параметр  $\chi$  частицы возрастает на значительную величину,  $\Delta\chi \sim 1$ , за малое время  $t_{acc} \sim (E_S/E_0)\sqrt{mc^2/(\hbar\omega)}\tau_C$ ,  $\omega t_{acc} \ll 1$ . Если траектория частицы искривляется настолько сильно, что частица может излучить в поперечном направлении достаточно жёсткий фотон, который в свою очередь может родить пару, то возникает каскад А-типа. В нашем случае

начальная частица имеет большой продольный импульс и, следовательно, большое значение  $\chi$ . Поэтому значительное искривление траектории является необходимым условием для развития А-каскада при столкновении ультраквантитативистского электрона с лазерным импульсом.

Поясним последнее утверждение подробнее. Продольная компонента импульса частицы  $\mathbf{p}_\parallel(t)$  в поле двух сталкивающихся импульсов может изменяться только вследствие излучения фотонов, и характерное время её изменения  $t_\parallel \sim t_s \lesssim \tau_L$ . Изменение поперечной компоненты  $\mathbf{p}_\perp(t)$  определяется вращающимся электрическим полем  $\mathbf{E}(t) = \{E_0 \cos(\omega t), E_0 \sin(\omega t), 0\}$ ,

$$\dot{\mathbf{p}}_\perp(t) = e\mathbf{E}(t),$$

и характерное время её изменения  $t_\perp \sim 1/\omega$ . Мы подразумеваем, что заряженная частица попадает в фокальную область в момент времени  $t = 0$  с нулевым поперечным импульсом,  $\mathbf{p}_\perp(0) = 0$ . Тогда, принимая во внимание соотношение  $t_\parallel/t_\perp \sim \omega\tau_L \gg 1$ , для  $\chi(t)$  получим формулу

$$\chi(t) \approx \sqrt{\chi_\parallel^2(t) + (\Delta\chi_\perp(t))^2}, \quad (17)$$

справедливую на временному интервале  $\Delta t \lesssim 1/\omega$ . Здесь  $\chi_\parallel = \chi(0) = (E_0/E_S)(1 + p_\parallel^2/m^2)^{1/2}$  имеет смысл динамического квантового параметра в отсутствие ускоряющего поля, а  $\chi_\perp$  увеличивается в соответствии с (6) на величину  $\Delta\chi_\perp \sim 1$  за время  $t_{\text{acc}} \ll 1/\omega$ . В результате, как видно из (17), существенное искривление траектории, а следовательно, и начало каскада А-типа могут наступить, только если  $\chi_\parallel \sim 1$ . Следовательно, А-каскад начинается с задержкой по отношению к S-каскаду, и время задержки  $\tau_R$  можно оценить с помощью формулы (15), где нужно положить  $\chi_f = 1$ . Для длительности А-каскада  $\tau_A$  получим  $\tau_A \sim \tau_L - \tau_R$ . Конечно, при этом должны быть выполнены условия  $t_{\text{acc}} \ll t_{e,\gamma} < \tau_A$ . Легко проверить, что для принятых выше значений  $\varepsilon_0$ ,  $E_0$  и  $\tau_L$  эти условия выполняются.

Численное моделирование рассматриваемого процесса проведено методом Монте-Карло в работе [31]. При этом для описания поля фокусированного лазерного импульса использовалась реалистическая трёхмерная модель фокусированного поля, описанная в работе [32]. Результаты представлены на рис. 8–10. Все распределения нормированы в предположении, что каскад генерируется одним электроном. Скорость рождения пар  $dN_{e^-e^+}/dt$  в зависимости от времени представлена на рис. 8 для случая  $E_0 = 3,2 \times 10^{-3} E_S$ ,  $\varepsilon_0 = 3$  ГэВ. Предположим, что сила Лоренца "выключена" и электроны не ускоряются полем. Тогда они теряют энергию лишь за счёт излучения фотонов и развивается только S-каскад. Скорость рождения пар без учёта действия силы Лоренца представлена штриховой кривой. Каскад начинает развиваться сразу же, как только электрон попадает в лазерное поле, и затухает за время  $t_s \approx 0,6\tau_L$ . Сплошная кривая представляет полную скорость рождения пар. Видно, что на начальной стадии сплошная кривая совпадает со штриховой кривой, а это означает, что вначале развивается только S-каскад. В полном согласии с нашими оценками примерно через  $0,3\tau_L$  полная скорость рождения пар начинает превышать скорость без учёта силы Лоренца. Наконец, появляется второй пик на сплошной кривой, который сигнализирует о "возрождении" каскадного процесса за счёт развития А-каскада. Штрихпунктирная кривая на рис. 8, представ-

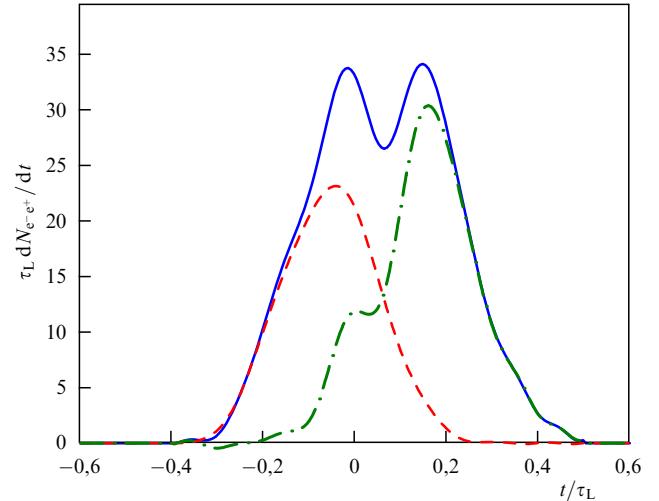


Рис. 8. Скорость рождения пар как функция времени. Сплошная кривая — результат моделирования с учётом силы Лоренца, штриховая кривая — результат моделирования без учёта силы Лоренца, штрихпунктирная кривая — разность этих результатов. Начальные параметры:  $E_0 = 3,2 \times 10^{-3} E_S$ ,  $\varepsilon_0 = 3$  ГэВ.

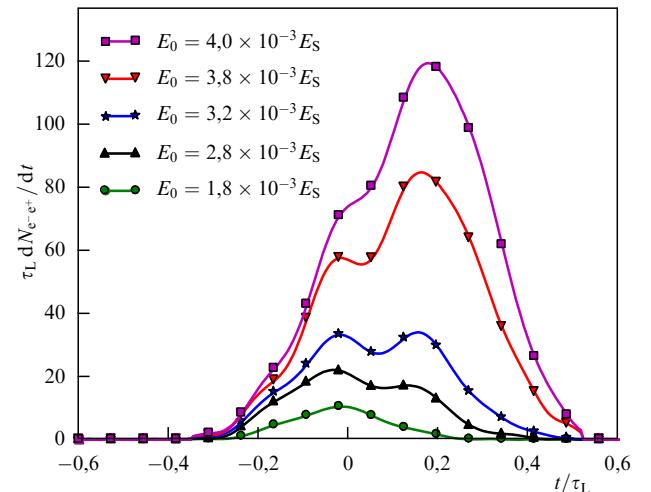


Рис. 9. Скорости рождения пар в зависимости от времени при различных значениях  $E_0$ . Начальная энергия электронов  $\varepsilon_0 = 3$  ГэВ.

ляющая собой разность между двумя кривыми, соответствует каскаду А-типа, который развивается вследствие ускорения электронов полем в направлении, перпендикулярном направлению распространения лазерных импульсов. Скорости рождения пар при различных значениях  $E_0$  приведены на рис. 9. Видно, что "возрождение" каскада А-типа (представленное вторым пиком) возникает только в достаточно сильном поле. Для выбранных параметров лазерных импульсов и электронного пучка это происходит при  $E_0 > 2,8 \times 10^{-3} E_S$ .

Другим признаком возрождения каскада служит угловое распределение фотонов. Ультраквантитативистские электроны, генерирующие каскад S-типа, излучают фотоны в направлении своего движения. Каскад А-типа возникает только тогда, когда появляются быстрые частицы, ускоренные в поперечном направлении. Эти электроны излучают фотоны преимущественно в том же направлении. На рисунке 10 представлено полное число фотонов  $N_\gamma$ , излучаемых вдоль и поперёк электронного пучка, в зависимости от времени. Число фотонов

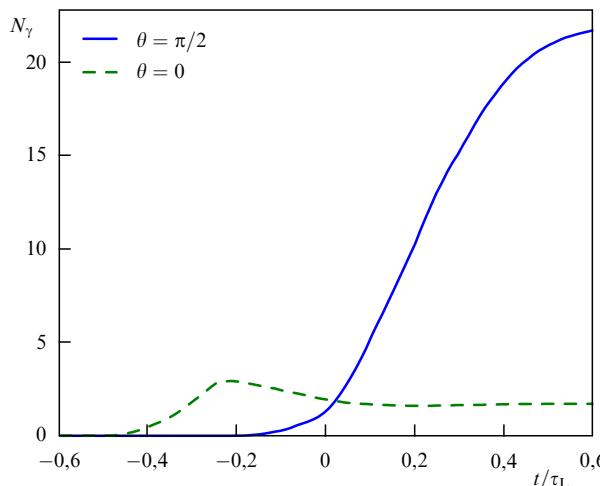


Рис. 10. Полное число фотонов, излучаемых в направлении начального электронного пучка ( $\theta \in [0, 0,1]$  рад — штриховая кривая) и в перпендикулярном направлении ( $\theta \in [\pi/2 - 0,05, \pi/2 + 0,05]$  рад — сплошная кривая), в зависимости от времени.  $E_0 = 3,2 \times 10^{-3} E_S$ ,  $e_0 = 3$  ГэВ.

нов, излучаемых в направлении  $\theta = 0$ , сначала увеличивается при  $t < 0$ , а затем начинает уменьшаться в результате "коллапса" S-каскада, хотя некоторые ранее излучённые электроны продолжают рождать пары и при  $t > 0$ . В то же время число фотонов, излучаемых в направлении  $\theta = \pi/2$ , начинает значительно возрастать при  $t \geq 0$ . Оценки времён затухания S-каскада и его трансформации в A-каскад хорошо согласуются с результатами, представленными на рис. 8. Значительная разница в числе фотонов, испущенных в этих двух направлениях, объясняется разным числом вовлечённых в каскады частиц. S-каскад генерируется одним электроном, тогда как в развитии A-каскада принимает участие большое число вторичных частиц.

#### 4. Заключение

Квантовая электродинамика к настоящему времени вполне разработана теоретически и хорошо проверена экспериментально. Однако непосредственной экспериментальной проверке до сих пор почти не подвергалась область сильных полей. В то же время эта область представляет особый интерес, поскольку соответствует существенно непертурбативным квантовым эффектам. Одним из наиболее значимых является процесс рождения электрон-позитронных пар из вакуума сильным полем. Более того, в сильных полях этот эффект может стать доминирующим и, в частности, может препятствовать достижению характеристического для квантовой электродинамики поля  $E_S$ . Наконец, в свете проектов ELI и XCELS возникает перспектива провести с помощью оптических лазеров всестороннюю экспериментальную проверку наших представлений о квантовой электродинамике в сильном внешнем поле.

В недавних работах [13, 14, 25, 30] был открыт ещё один эффект, существенно меняющий характер взаимодействия излучения с веществом при экстремальных интенсивностях, — квантово-электродинамические каскады А-типа. В отличие от "обычных" каскадов S-типа, А-каскады черпают энергию непосредственно из лазерного поля и потому также препятствуют достижению  $E_S$ . Учёт квантово-электродинамических каскадов требует существенной модернизации программных кодов, используемых для расчёта динамики лазерной плазмы в

полях сверхвысокой интенсивности, без которых, в частности, невозможно планирование соответствующих экспериментов. В работе [31] предложена экспериментальная схема, позволяющая реализовать и изучить каскады обоих типов в рамках единого эксперимента при интенсивности  $I \sim 5 \times 10^{24}$  Вт см<sup>-2</sup>. Согласно этой схеме происходит трансформация S-каскада в A-каскад, причём оба каскада могут быть чётко идентифицированы как по времени своего возникновения, так и по угловому распределению излучаемых жёстких фотонов. Необходимый уровень интенсивности, как ожидается, в ближайшее время будет достигнут на строящихся сейчас лазерных установках следующего поколения.

**Благодарности.** Авторы приносят глубокую благодарность С.С. Буланову, Н.В. Ёлкиной, Г. Корну, И.Ю. Костюкову, А.А. Миронову, Ж. Муру, В.Д. Муру, Е.Н. Нерушу, В.С. Попову, в содружестве с которыми были получены результаты, представленные в этой работе, а также А. Беллу, С.В. Буланову, Дж. Кирку, Н.М. Наумовой, А.М. Сергееву, И.В. Соколову за полезные обсуждения. Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 13-02-00372) и грантом НШ-4829.2014.2 Президента РФ для государственной поддержки ведущих научных школ Российской Федерации.

#### Список литературы

1. Strickland D, Mourou G *Opt. Commun.* **56** 219 (1985)
2. Yanovsky V et al. *Opt. Express* **16** 2109 (2008)
3. Mourou G, Tajima T *Opt. Photon. News* **22** (7) 47 (2011); Extreme Light Infrastructure, <http://www.eli-laser.eu/>
4. Exawatt Center for Extreme Light Studies (XCELS), <http://www.xcels.iapras.ru>
5. Никишов А И, Ритус В И *Труды ФИАН* **111** 3 (1979)
6. Никишов А И, Ритус В И *Труды ФИАН* **168** 232 (1986)
7. Bula C et al. *Phys. Rev. Lett.* **76** 3116 (1996)
8. Burke D L et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 1626 (1997)
9. Bamber C et al. *Phys. Rev. D* **60** 092004 (1999)
10. Sokolov I V et al. *Phys. Rev. Lett.* **105** 195005 (2010)
11. Bulanov S S et al. *Phys. Rev. A* **87** 062110 (2013)
12. Narozhny N B *Phys. Rev. D* **21** 1176 (1980)
13. Bell A R, Kirk J G *Phys. Rev. Lett.* **101** 200403 (2008)
14. Fedotov A M, Narozhny N B, in *Extreme Light Infrastructure: Report on the Grand Challenges Meeting, 27–28 April 2009, Paris* (Eds G Korn, P Antici) (Paris: Extreme Light Infrastructure, 2009) p. 17
15. Fedotov A M et al. *Phys. Rev. Lett.* **105** 080402 (2010)
16. Sauter F Z. *Phys.* **69** 742 (1931)
17. Sauter F Z. *Phys.* **73** 547 (1931)
18. Narozhny N B et al. *Phys. Lett. A* **330** 1 (2004)
19. Буланов С С и др. *ЖЭТФ* **129** 14 (2006); Bulanov S S et al. *JETP* **102** 9 (2006)
20. Fedotov A M *Laser Phys.* **19** 214 (2009)
21. Sommerfeld A *Atombau und Spektrallinien* Vol. 2 (Braunschweig: F. Vieweg, 1951); *Atomic Structure and Spectral Lines* (London: Methuen, 1934); Зоммерфельд А *Строение атома и спектры* Т.2 (М.: Гостехиздат, 1956)
22. Auger P et al. *Rev. Mod. Phys.* **11** 288 (1939)
23. Akhiezer A I, Merenkov N P, Rekalo A P J. *Phys. G Nucl. Part. Phys.* **20** 1499 (1994)
24. Anguelov V, Vankov H J. *Phys. G Nucl. Part. Phys.* **25** 1755 (1999)
25. Elkina N V et al. *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **14** 054401 (2011)
26. Gaisser T K *Cosmic Rays and Particle Physics* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1990)
27. Bharucha-Reid A T *Elements of the Theory of Markov Processes and Their Applications* (New York: McGraw-Hill, 1960)
28. Di Piazza A, Hatsagortsyan K Z, Keitel C H *Phys. Rev. Lett.* **105** 220403 (2010)
29. Neitz N, Di Piazza A *Phys. Rev. Lett.* **111** 054802 (2013)
30. Nerush E N et al. *Phys. Rev. Lett.* **106** 035001 (2011)
31. Mironov A A, Narozhny N B, Fedotov A M *Phys. Lett. A* **378** 3254 (2014)
32. Нарожный Н Б, Фофанов М С *ЖЭТФ* **117** 867 (2000); Narozhny N B, Fofanov M S *JETP* **90** 753 (2000)