

# Генерация квазимонохроматических пучков ускоренных электронов при взаимодействии слабоконтрастного интенсивного фемтосекундного лазерного излучения с краем металлической фольги

Ю.А.Мальков, А.Н.Степанов, Д.А.Яшунин, Л.П.Пугачев,  
П.Р.Левашов, Н.Е.Андреев, А.А.Андреев

*Экспериментально продемонстрировано формирование монохроматических пучков ускоренных электронов при фокусировке фемтосекундного лазерного излучения интенсивностью  $2 \times 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> на торец алюминиевой фольги. Электроны имели энергетические распределения с пиками в диапазоне 0.2–0.8 МэВ и разбросом по энергии менее 20%. Рассмотрен механизм ускорения, связанный с генерацией плазменной волны в результате самомодуляционной неустойчивости лазерного импульса в докритической плазме, созданной предимпульсом лазерной системы, приходящим за 10 нс до основного импульса. Проведенное одномерное PIC-моделирование взаимодействия лазерного излучения с плазмой с концентрацией  $5 \times 10^{19}$  см<sup>-3</sup> показало, что при наличии неоднородностей плотности на границе плазмы и во временной форме пучка может происходить эффективное возбуждение плазменной волны, захват и ускорение пучков электронов с энергией порядка 1 МэВ.*

**Ключевые слова:** фемтосекундное лазерное излучение, ускорение электронов, самомодуляционная неустойчивость, плазменная волна.

## 1. Введение

Ускорение частиц при возбуждении плазменных волн интенсивным субпикосекундным лазерным излучением [1, 2] является многообещающим направлением развития физики высоких энергий. Огромные ускоряющие поля, на несколько порядков превосходящие достижимые в стандартных высокочастотных ускорителях, позволяют создавать компактные ускорители заряженных частиц для различных применений в фундаментальной науке, медицине, диагностике экстремальных состояний вещества.

Одна из ключевых проблем при лазерно-плазменном ускорении – захват электронов ускоряющей плазменной волной. В последнее время активно исследуется так называемый баббл-режим ускорения электронов в плазменной волне, в котором сильнонелинейная плазменная волна способна захватывать электроны из холодной фоновой плазмы [3]. Условия самозахвата в этом режиме активно изучались в работах [4, 5]. Было предложено большое число разнообразных схем инжекции электронов в ускоряющую кильватерную волну: использование пары встречных пучков [6], острая фокусировка лазерного пучка [7], chirpирование лазерного импульса [8], использование смеси газов, из которых один обладает высоким порогом ионизации [9–11], приложение внешнего сильного

магнитного поля [12], создание различных поперечных неоднородностей [13].

В то же время продолжают работы по ускорению электронов в более стабильной слабонелинейной плазменной волне. В отличие от баббл-режима, в этом режиме из-за низкой амплитуды плазменной волны пороги захвата электронов по энергии заметно выше, и проблема инжекции электронов в плазменную волну стоит особенно остро. Фактически на сегодняшний день она не решена. Несмотря на то что возбуждение слабонелинейных плазменных волн на больших трассах, необходимых для ускорения электронов до энергий в сотни МэВ, уже было продемонстрировано [14, 15], результаты по синхронизованной с лазерным импульсом инжекции электронов в волну практически отсутствуют.

В ряде работ инжекцию пытались осуществить с помощью внешнего высокочастотного ускорителя, однако из-за трудности синхронизации электронного пучка и лазерного импульса, а также относительно большой длительности электронного пучка ускорителя эта схема оказалась малоэффективной. В настоящее время активно ведутся разработки инжектора на основе радиочастотного ускорителя, на фотокатод которого подается фемтосекундный импульс, точно синхронизованный с интенсивным импульсом, возбуждающим плазменную волну [16], однако практических результатов инжекции пока не опубликовано.

Альтернативным способом создания синхронизованного источника электронов является фокусировка высокоинтенсивного излучения на твердое тело. С точки зрения применения источника электронов в качестве инжектора в ускоряющую кильватерную волну важны такие характеристики, как коллимированность и моноэнергетичность электронного пучка. В работах [17–20] наблюдали пучки электронов в зеркальном направлении при

Ю.А.Мальков, А.Н.Степанов, Д.А.Яшунин. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: yashuninda@yandex.ru

Л.П.Пугачев, П.Р.Левашов, Н.Е.Андреев. Объединенный институт высоких температур РАН, Россия, 125412 Москва, ул. Ижорская, 13; e-mail: pugachev@ihed.ras.ru

А.А.Андреев. ФГУП «НПК "ГОИ им.С.И.Вавилова"», Россия, 199034 С.-Петербург, Биржевая линия, 12

Поступила в редакцию 24 декабря 2012 г.

фокусировке лазерного излучения на поверхность твердотельной мишени под углом. В некоторых экспериментах в энергетическом спектре электронов из плазмы при больших углах падения лазерного излучения на поверхность твердотельной мишени наблюдались квазимоноэнергетические ступки ускоренных электронов [21, 22]. Как было показано, критически важным в этом случае является наличие предплазмы, вызванной относительно невысоким контрастом лазерного импульса.

Основная особенность настоящей работы – это фокусировка лазерного излучения на торец алюминиевой фольги перпендикулярно ее плоскости так, чтобы часть лазерного излучения свободно проходила мимо металла. Обнаружена генерация высококоллимированных пучков электронов, распространяющихся по тому же направлению, что и лазерный импульс, и обладающих узким энергетическим распределением с максимумом в диапазоне 0.2–0.8 МэВ. Величина заряда в электронных пучках лежит в пределах 1–10 пКл.

## 2. Методика эксперимента

В эксперименте использовался титан-сапфировый лазер, генерирующий импульсы длительностью 60 фс, с максимальной энергией до 100 мДж и центральной длиной волны 800 нм. В вакуумной камере (рис.1) при помощи сферического зеркала с фокусным расстоянием  $F = 50$  см лазерный пучок фокусировался на границу алюминиевой фольги толщиной 200 мкм перпендикулярно ее поверхности. Максимальная интенсивность в фокусе (при радиусе пучка  $r_0 = 25$  мкм по уровню  $1/e^2$  и энергии в импульсе 100 мДж) составляла  $I = 2 \times 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>. Из-за неидеальностей поляризационных элементов лазерной системы перед основным лазерным импульсом присутствовал предимпульс на уровне  $10^{-4}$  (по энергии) относительно основного с длительностью, примерно равной длительности основного импульса, приходящий за 12 нс до основного импульса. В результате интенсивность лазерного излучения в предимпульсе при фокусировке на мишень

превосходила интенсивность излучения, необходимую для ионизации материала мишени, и основной лазерный импульс взаимодействовал не только с металлом, но и с плазмой, образованной предимпульсом (см. вставку на рис. 1).

Диагностика электронов осуществлялась по люминесценции сцинтилляционного экрана Lanex Medium (Kodak) и регистрировалось установленной на расстоянии 22 см от экрана цифровой камерой Hamamatsu C8484-05G с объективом с фокусным расстоянием 25 мм и  $F/1.4$ . Сцинтилляционный экран был изолирован от оптического излучения при помощи алюминиевой фольги толщиной 10 мкм, плотно прижатой к поверхности экрана. По данным работы [23] была рассчитана чувствительность системы диагностики для электронов с различной энергией. Минимально измеряемая энергия электронов (энергия отсечки) с учетом чувствительности сцинтилляционного экрана и пропускания алюминиевой фольги составила около 140 кэВ.

Для настройки интенсивного лазерного излучения на мишень использовался гелий-неоновый лазер. Для контроля пучка лазерного излучения, прошедшего за мишень после взаимодействия, увеличенное изображение пучка регистрировалось на второй CCD-камере. Энергия электронов измерялась с помощью магнитного спектрометра на основе пары NdFeB-магнитов, размещенных в магнитопроводе диаметром 5 см; однородное магнитное поле в зазоре составляло 0.2 кГс. По свечению экрана с учетом его чувствительности при наличии установленной перед ним фольги рассчитывалась траектория распространения электрона, и восстанавливался энергетический спектр электронов. На входе в спектрограф для коллимации электронного пучка помещалась металлическая щель.

Лазерный импульс фокусировался сферическим зеркалом на торец алюминиевой фольги так, чтобы приблизительно половина лазерного пучка попадала на фольгу, а другая половина проходила мимо. Плоскость фольги была ориентирована перпендикулярно падению лазерного импульса. Смещение фольги осуществлялось по двум координатам парой моторизированных трансляторов.

## 3. Экспериментальные результаты

Исследование пространственного распределения ускоренных электронов проводилось без магнитного спектрометра. Фольга (без смещения) облучалась последовательно несколькими лазерными импульсами.

На сцинтилляционном экране наблюдалось свечение, пространственное распределение которого контролировалось в каждом лазерном импульсе. После облучения данного места фольги четырьмя-пятью лазерными импульсами свечение экрана пропадало. Визуальный анализ фольги показал, что в месте взаимодействия образовалось сквозное отверстие диаметром порядка 100 мкм, при этом лазерный пучок без искажений проходил через область взаимодействия. Затем образец сдвигался, и процесс повторялся на новом участке торца фольги.

Установлено, что пространственное распределение свечения сцинтилляционного экрана для большей части лазерных импульсов соответствует одиночным узкоколлимированным пучкам электронов, характеризующимся угловой расходимостью порядка  $0.5 - 1^\circ$  и направленным близко к направлению распространения лазерного излучения (рис.2). Пучки окружены слабой однородной засветкой.

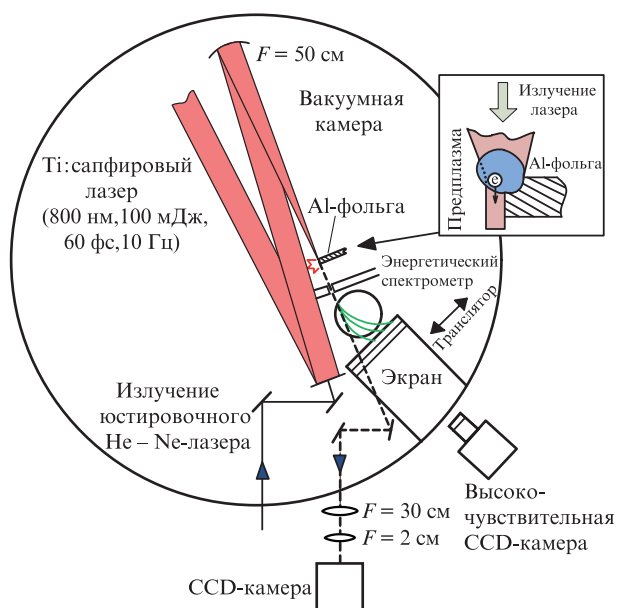


Рис.1. Схема экспериментальной установки. На вставке показана геометрия взаимодействия лазерного импульса с фольгой.

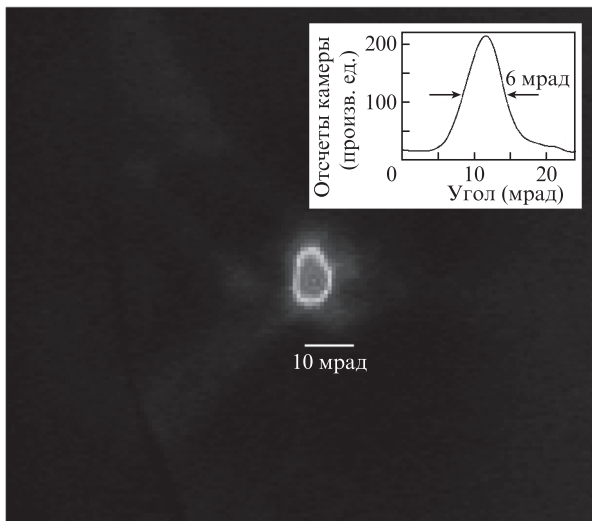


Рис.2. Угловое распределение пучка электронов при фокусировке лазерного излучения на торец фольги.

Энергетический спектр пространственно-коллимированных пучков измерялся магнитным спектрографом с входной щелью, помещавшимся перед сцинтилляционным экраном. Как оказалось, спектр пучков имеет немонотонное распределение по энергии с одним или несколькими максимумами. Для некоторых лазерных импульсов наблюдался одиночный энергетический пик с измеренной шириной спектра по полувысоте менее 20% от максимального значения энергии. Картины свечения экрана для двух таких лазерных импульсов (А и Б) представлены на рис.3. Там же указаны значения энергии, соответствующие отклонению электронов, а также положение границ проекции входной щели спектрографа на экран. Нормированные энергетические спектры электронов, полученные из пространственного распределения свечения экрана, изображены на рис.4 (кривые А и Б). Для части лазерных импульсов наблюдался энергетический спектр электронов с несколькими пиками (рис.4, кривая В). Приведенные спектры соответствуют энергиям лазерных импульсов, лежащим в диапазоне 60–80 мДж.

Отметим, что щель электронного спектрометра шире полученного сечения пучка электронов, поэтому разрешение по энергии определяется размерами пучка, и ре-

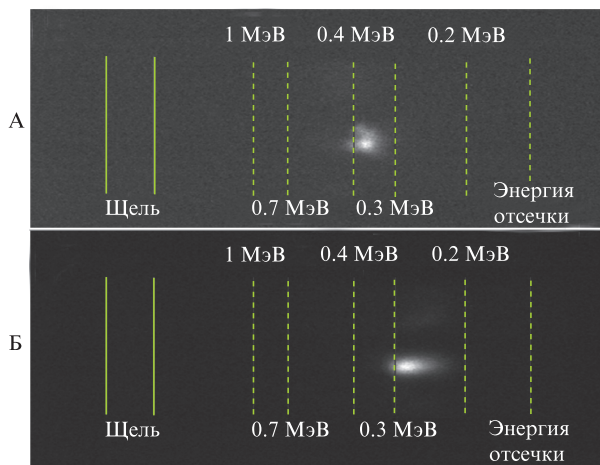


Рис.3. Распределение свечения сцинтилляционного экрана на CCD-камере для двух лазерных импульсов (А, Б).

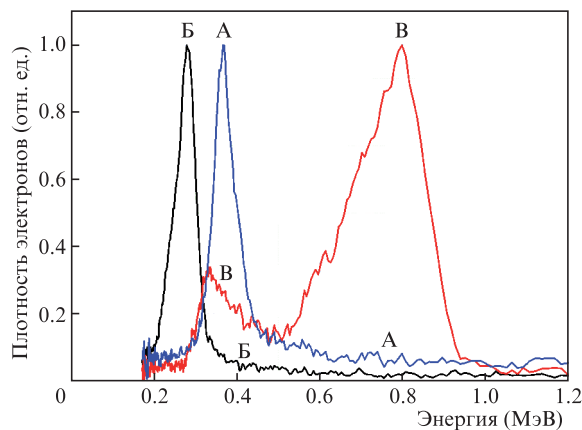


Рис.4. Измеренные энергетические спектры электронов (А, Б и В) для трех различных лазерных импульсов.

альная ширина пиков в энергетическом распределении может быть уже. Как следует из приведенных данных, пики энергии электронов лежат в диапазоне 0.2–0.8 МэВ.

### 4. Теоретическое описание

Одним из возможных механизмов образования ускоренных электронов с квазимонохроматическим спектром является ускорение в поле плазменной волны, которая генерируется в создаваемой предимпульсом плотной плазме за счет самомодуляционной неустойчивости лазерного импульса [24]. Полагая, что предимпульс, приходящий примерно за 10 нс до основного импульса и имеющий интенсивность  $I \sim 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>, ионизирует металл на глубину скин-слоя, а затем возникшая плазма разлетается со скоростью ионного звука, можно получить, что концентрация плазмы лежит в диапазоне  $10^{19} - 10^{20}$  см<sup>-3</sup> и характерный размер плазмы к моменту прихода основного импульса составляет  $\sim 100$  мкм. При распространении лазерного импульса в такой плотной плазме длина кильватерной плазменной волны  $\lambda_p = 2\pi c/\omega_p$  существенно короче фемтосекундного импульса (длиной  $L = ct_L$ ), что может приводить к его самомодуляции и эффективной генерации ускоряющего кильватерного поля. Следует подчеркнуть, что для развития самомодуляционной неустойчивости и генерации кильватерного поля относительно длинным лазерным импульсом ( $L \gg \lambda_p$ ) необходима заметная начальная амплитуда «затравочной» плазменной волны, а также распространение лазерного импульса на значительное расстояние [25].

Для анализа кильватерного ускорения сгустков электронов было проведено пилотное PIC (Particle In Cell) моделирование в одномерно-неоднородной (1D3V) плазме. Моделирование проводилось с помощью одномерной версии кода VLPL [26]. Лазерный импульс длительностью  $\tau_L = 66$  фс распространялся вдоль оси  $x$ . Импульс имел поперечную линейную поляризацию вдоль оси  $y$ . Длина волны лазерного импульса  $\lambda = 1$  мкм и безразмерная амплитуда  $a_0 = eE/(m_e c \omega) = 0.468$ , где  $e$  и  $m_e$  – заряд и масса электрона,  $c$  – скорость света,  $\omega$  – лазерная частота, что соответствует интенсивности  $I_0 = 3 \times 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>. Размер области моделирования  $L = 160$  мкм. В начальный момент центр лазерного импульса находится при  $x = 0$ . В области  $0 \leq x < 40$  мкм плазма имеет неоднородный возрастающий профиль плотности (гауссов или линейный) с характерным размером неоднородности  $l = 15$  мкм. При

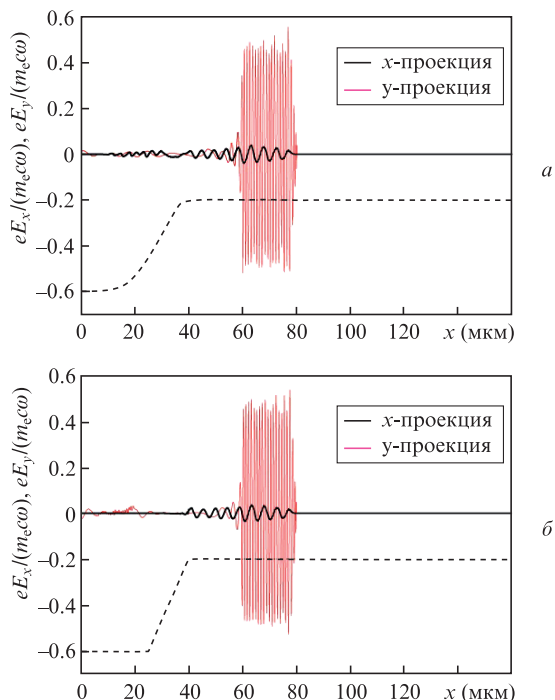


Рис.5. Безразмерные проекции вектора электрического поля при  $t = 233$  фс ( $ct = 70$  мкм) для гауссова (а) и линейного (б) профилей плотности. Профили плотности плазмы показаны пунктирной кривой.

$40 \text{ мкм} < x \leq 160 \text{ мкм}$  плазма однородна с плотностью  $n_0 = 0.045n_{cr} = 5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , где  $n_{cr} = m_e\omega^2/(4\pi e^2)$  (рис.5, пунктирная линия). Размер ячейки  $\Delta x = 0.01$  мкм, а число частиц на ячейку равно 500. Ионы в моделировании неподвижны и образуют нейтрализующий фон. В начальный момент плазма считается холодной.

Расчеты, проведенные с гауссовым временным профилем лазерного импульса, показали, что для рассмотренных параметров плазмы и импульса при его гладкой огибающей и относительно низкой интенсивности «затравоочная» амплитуда плазменной волны недостаточна для развития самомодуляционной неустойчивости и генерации ускоряющего кильватерного поля.

Иная ситуация реализуется при генерации кильватерной волны и ускорении в ней электронов в случае резкого переднего фронта при прямоугольной (или гипергауссовой) форме огибающей лазерного импульса (рис.5–8). Отметим, что обострение переднего фронта лазерного импульса в условиях эксперимента может быть обусловлено ионизационной нелинейностью [27]. На этих рисунках представлены результаты расчетов для гауссового и линейного профилей плотности плазмы с характерным размером неоднородности  $l = 15$  мкм на входе в плазменный слой.

Как видно из рис.5 и 7, процессы самомодуляции лазерного импульса и генерации кильватерной волны по мере распространения импульса в слое плазмы не зависят от ее профиля плотности на входе в слой. Однако, как показывают изображения фазового пространства (рис.6), динамика небольшой части электронов в области резкого изменения пространственной зависимости плотности плазмы на входе в слой (в случае линейного профиля) качественно отличается от случая гладкого гауссова профиля плотности, переходящего в однородный слой без скачков производной.

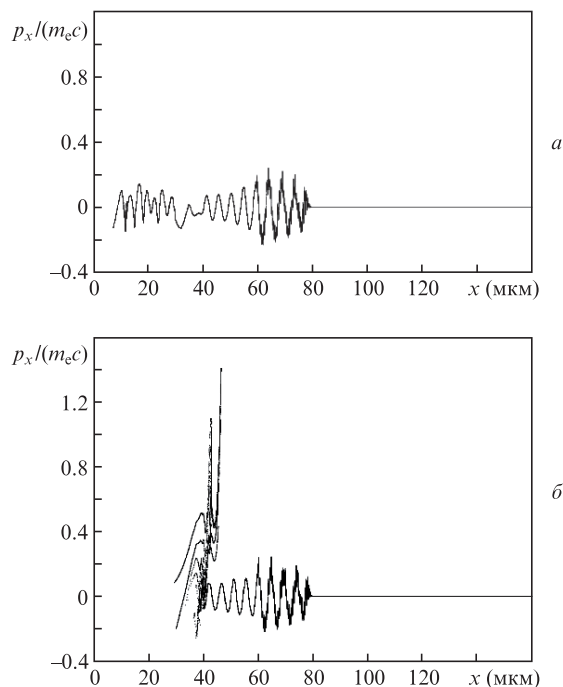


Рис.6. Фазовая плоскость электронов при  $t = 233$  фс ( $ct = 70$  мкм) для гауссова (а) и линейного (б) профилей плотности плазмы.

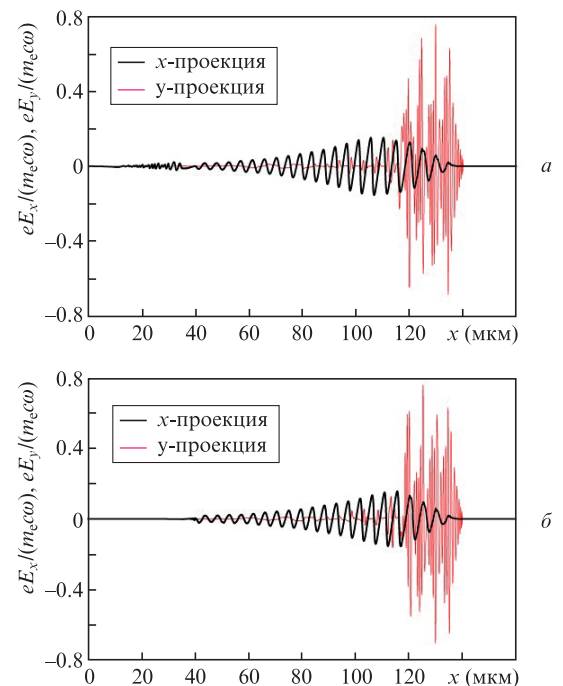


Рис.7. Безразмерные проекции вектора электрического поля при  $t = 433$  фс ( $ct = 130$  мкм) для гауссова (а) и линейного (б) профилей плотности плазмы.

Небольшая часть электронов, захваченных кильватерной волной на границе однородного слоя плазмы из-за резкого изменения фазовой скорости волны [28] (рис.6,б), далее приобретает значительную энергию, ускоряясь в нарастающей при развитии самомодуляции лазерного импульса кильватерной волне (рис.8.б). Соответствующий энергетический спектр электронов изображен на рис.9 в логарифмическом (до энергии  $\sim 5$  МэВ) и линейном (до энергии 1 МэВ) масштабах.

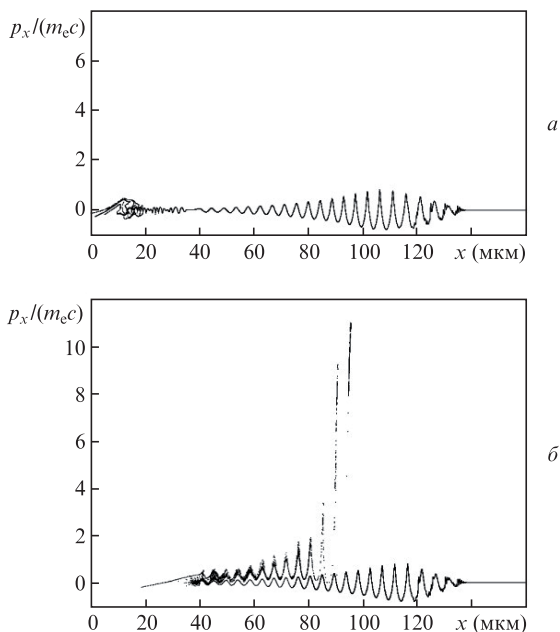


Рис.8. Фазовая плоскость электронов при  $t = 433$  фс ( $ct = 130$  мкм) для гауссова (а) и линейного (б) профилей плотности.

На рис.9,а представлен спектр электронов во всем диапазоне энергий, до которых происходит ускорение (примерно до 5 МэВ, см. рис.8,б); видно, что имеется несколько групп ускоренных электронов. Однако число ускорен-

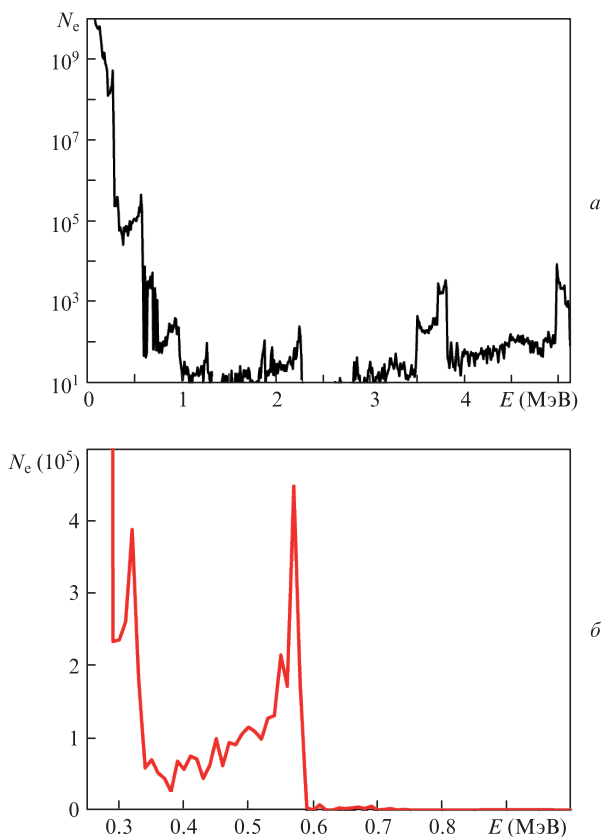


Рис.9. Энергетические спектры электронов при  $t = 433$  фс ( $ct = 130$  мкм) в логарифмическом (а) и линейном (б) масштабах в случае линейного профиля плотности плазмы на входе в слой. По вертикальным осям отложено число электронов, приходящееся на поперечное к оси  $x$  сечение площадью  $\lambda^2 = 1$  мкм<sup>2</sup> на единицу энергии в МэВ.

ных электронов с энергией, превышающей 0.6 МэВ, существенно меньше числа электронов в основном максимуме распределения ускоренных электронов с энергиями от 0.5 до 0.6 МэВ. Это отчетливо видно на рис.9,б, на котором также заметен второй максимум в окрестности  $\sim 0.3$  МэВ. Образование нескольких групп ускоренных электронов обусловлено захватом и ускорением электронов в различных периодах кильватерной плазменной волны (см. рис.8,б).

Результаты моделирования (рис.8 и 9) указывают на возможность реализации кильватерного механизма ускорения и образования направленных сгустков высокоэнергетических электронов в условиях обсуждаемых экспериментов (см. рис.4) при наличии резко изменяющегося профиля плотности плазмы на входе в слой плазмы, созданной предимпульсом лазерной системы, а также при достаточно резком переднем фронте лазерного импульса, который может возникать под действием ионизационной нелинейности при распространении основного фемтосекундного лазерного импульса в неп полностью ионизованной плазме, созданной предимпульсом. Заряд ускоренных электронов в квазимоноэнергетическом сгустке с энергиями от 0.5 до 0.6 МэВ (рис.9,б), генерируемых с площади, определяемой пятном фокусировки лазерного импульса с радиусом  $r_0 \approx 25$  мкм, составляет 5 пКл, что лежит в диапазоне измеренных в эксперименте значений. Отметим, что возможность использования одномерно неоднородной (вдоль направления распространения лазерного импульса) модели плазмы в пилотном одномерном (1D3V) PIC-моделировании результатов эксперимента обусловлена относительно большим характерным размером поперечной неоднородности плазмы к моменту прихода основного импульса ( $\sim 100$  мкм) по сравнению с радиусом пятна фокусировки лазерного импульса (определяющим характерный поперечный размер кильватерной волны, в которой происходит ускорение электронов).

## 5. Заключение

В работе представлены результаты экспериментального и теоретического исследования источника быстрых электронов, который может быть использован для инжекции в схемах лазерно-плазменного ускорения электронов в плазменной волне [14, 15]. В эксперименте при облучении края алюминиевой фольги сфокусированным высокоинтенсивным фемтосекундным лазерным излучением наблюдалась генерация узкоколлимированных квазимонохроматических пучков электронов, направление которых совпадало с направлением распространения лазерного импульса. Энергия электронов в максимуме энергетического распределения составляла 0.2–0.8 МэВ с шириной менее 20%, расходимость пучка была 0.5–1°.

Высокая направленность пучка электронов и его узкий энергетический спектр могут быть объяснены ускорением электронов плазменной волной, которая генерируется в результате самомодуляционной неустойчивости интенсивного лазерного импульса в плазме, созданной предимпульсом, приходящим на мишень примерно за 10 нс до основного импульса. В работе приведены результаты одномерного (1D3V) PIC-моделирования взаимодействия лазерного излучения с плотной докритической плазмой. Моделирование показало, что при наличии неоднородностей на границе плазмы и во временной форме пучка может происходить эффективное возбуждение плаз-

менной волны, захват и ускорение пучков электронов с энергией порядка 1 МэВ. В условиях обсуждаемых экспериментов неоднородности во временной структуре пучка могут быть обусловлены ионизационной нелинейностью плазмы, созданной предимпульсом, а пространственные неоднородности плотности могут быть связаны с резкими границами фольги и сложной конфигурацией разлета плазмы.

Анализ влияния поперечной неоднородности плазмы на процесс ускорения сгустков электронов, который планируется провести с помощью полностью трехмерного PIC-моделирования, позволит более детально сравнить предсказания теории с результатами экспериментов и оптимизировать процесс генерации узконаправленных квазимоноэнергетических сгустков электронов, пригодных для инжекции в лазерно-плазменный ускоритель на кильватерной волне.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 10-02-93121-НЦНИЛ\_а) и программы Президиума РАН «Экстремальные световые поля и их приложения».

1. Tajima T., Dawson J.M. *Phys. Rev. Lett.*, **43**, 267 (1979).
2. Esarey E., Schroeder C.B., Leemans W.P. *Rev. Mod. Phys.*, **81**, 1229 (2009).
3. Pukhov A., Meyer-ter-Vehn J. *Appl. Phys. B*, **74**, 355 (2002).
4. Mangles S.P.D., Genoud G., Bloom M.S., Burza M., Najmudin Z., Persson A., Svensson K., Thomas A.G.R., Wahlström C.G. *Phys. Rev. Spec. Top. – Accel. Beams*, **15**, 011302 (2012).
5. Ma Y.Y., Kawata S., Yu T.P., Gu Y.Q., Sheng Z.M., Yu M.Y., Zhuo H.B., Liu H.J., Yin Y., Takahashi K., Xie X.Y., Liu J.X., Tian C.L., Shao F.Q. *Phys. Rev. E*, **85**, 046403 (2012).
6. Faure J., Rechatin C., Norlin A., Lifschitz A., Glinec Y., Malka V. *Nature*, **444**, 737 (2006).
7. Xu H., Yu W., Lu P., Senecha V.K., He F., Shen B., Qian L., Li R., Xu Z. *Phys. Plasmas*, **12**, 013105 (2005).
8. Pathak V.B., Vieira J., Fonseca R.A., Silva L.O. *New J. Phys.*, **14**, 023057 (2012).
9. Pollock B.B., Clayton C.E., Ralph J.E., Albert F., Davidson A., Divol L., Filip C., Glenzer S.H., Herpoldt K., Lu W., Marsh K.A., Meinecke J., Mori W.B., Pak A., Rensink T.C., Ross J.S., Shaw J., Tynan G.R., Joshi C., Froula D.H. *Phys. Rev. Lett.*, **107**, 045001 (2011).
10. Liu J.S., Xia C.Q., Wang W.T., Lu H.Y., Wang C., Deng A.H., Li W.T., Zhang H., Liang X.Y., Leng Y.X., Lu X.M., Wang C., Wang J.Z., Nakajima K., Li R.X., Xu Z.Z. *Phys. Rev. Lett.*, **107**, 035001 (2011).
11. Ho Y.C., Hung T.S., Yen C.P., Chen S.Y., Chu H.H., Lin J.Y., Wang J., Chou M.C. *Phys. Plasmas*, **18**, 063102 (2011).
12. Vieira J., Martins S.F., Pathak V.B., Fonseca R.A., Mori W.B., Silva L.O. *Phys. Rev. Lett.*, **106**, 225001 (2011).
13. Shen B., Li Y., Nemeth K., Shang H., Chae Y.-c., Soliday R., Crowell R., Frank E., Groppe W., Cary J. *Phys. Plasmas*, **14**, 053115 (2007).
14. Wojda F., Cassou K., Genoud G., Burza M., Glinec Y., Lundh O., Persson A., Vieux G., Brunetti E., Shanks R.P., Jaroszynski D., Andreev N.E., Wahlström C.G., Cros B. *Phys. Rev. E*, **80**, 066403 (2009).
15. Eremin V., Malkov Y., Korolikhin V., Kiselev A., Skobelev S., Stepanov A., Andreev N. *Phys. Plasmas*, **19**, 093121 (2012).
16. Stragier X.F.D., Luiten O.J., van der Geer S.B., van der Wiel M.J., Brussaard G.J.H. *J. Appl. Phys.*, **110**, 024910 (2011).
17. Bastiani S., Rousse A., Geindre J.P., Audebert P., Quiox C., Hamoniaux G., Antonetti A., Gauthier J.C. *Phys. Rev. E*, **56**, 7179 (1997).
18. Sentoku Y., Ruhl H., Mima K., Kodama R., Tanaka K.A., Kishimoto Y. *Phys. Plasmas*, **6**, 2855 (1999).
19. Chen L.M., Zhang J., Li Y.T., Teng H., Liang T.J., Sheng Z.M., Dong Q.L., Zhao L.Z., Wei Z.Y., Tang X.W. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 225001 (2001).
20. Wang W., Liu J., Cai Y., Wang C., Liu L., Xia C., Deng A., Xu Y., Leng Y., Li R., Xu Z. *Phys. Plasmas*, **17**, 023108 (2010).
21. Mordovanakis A.G., Easter J., Naumova N., Popov K., Masson-Laborde P.-E., Hou B., Sokolov I., Mourou G., Glazyrin I.V., Rozmus W., Bychenkov V., Nees J., Krushelnick K. *Phys. Rev. Lett.*, **103**, 235001 (2009).
22. Mao J.Y., Chen L.M., Ge X.L., Zhang L., Yan W.C., Li D.Z., Liao G.Q., Ma J.L., Huang K., Li Y.T., Lu X., Dong Q.L., Wei Z.Y., Sheng Z.M., Zhang J. *Phys. Rev. E*, **85**, 025401 (2012).
23. Glinec Y., Faure J., Guemnie-Tafo A., Malka V., Monard H., Larbre J.P., De Waele V., Marignier J.L., Mostafavi M. *Rev. Sci. Instrum.*, **77**, 103301 (2006).
24. Andreev N.E., Gorbunov L.M., Kirsanov V.I., Pogosova A.A., Ramazashvili R.R. *Physica Scripta*, **49**, 101 (1994).
25. Andreev N.E., Kirsanov V.I., Gorbunov L.M. *Phys. Plasmas*, **2**, 2573 (1995).
26. Pukhov A. *J. Plasma Phys.*, **61**, 425 (1999).
27. Андреев Н.Е., Чеготов М.В., Погосова А.А. *ЖЭТФ*, **123**, 1006 (2003).
28. Буланов С.В., Иновенков И.Н., Наумова Н.М., Сахаров А.С. *Физика плазмы*, **16**, 764 (1990).