

# Лазерно-плазменный инжектор ультракороткого сгустка электронов

С.В.Кузнецов, И.Р.Умаров, Н.Е.Андреев

*Представлены результаты численного моделирования методом частиц в ячейках (PIC) процесса генерации сгустка электронов лазерным импульсом при взаимодействии с разреженной газовой мишенью. Показано, что посредством механизма самоинжекции электронов при опрокидывании кильватерной волны лазерного импульса, распространяющегося по восходящему склону плотности плазменной мишени, можно получать сгустки электронов субфемтосекундной длительности с зарядом в сотни пКл и энергией электронов в сотни МэВ. Рассмотренный механизм образования коротких сгустков является основой для разработки инжектора.*

**Ключевые слова:** лазерный импульс, сгусток электронов, ускоряющее кильватерное поле, генерация, инжекция.

## 1. Введение

Проблема инжекции электронов в лазерно-плазменный ускоритель является одной из главных, ее успешное решение необходимо для качественного ускорения электронных сгустков, поскольку результат ускорения в значительной степени закладывается еще на стадии инжекции. Существует множество методов инжекции электронов в ускоряющее кильватерное поле лазерно-плазменного ускорителя. Среди них важнейшими являются: инжекция электронов при столкновении лазерных импульсов [1], инжекция электронов при ионизации примеси к фоновой плазме [2–5], двухцветная инжекция [6], инжекция на неоднородности профиля плазмы [7], частным случаем которой является инжекция на скачке плотности фронта ударной волны [8].

Фактически основным требованием, предъявляемым к сгустку электронов для его качественного (моноэнергетического, малоэмиттансного) ускорения в кильватерном поле лазерного импульса, является малость его пространственных размеров относительно размеров кильватерного поля при малом исходном разбросе по энергии между электронами в момент инжекции. На практике это означает, что размеры сгустка не должны превышать нескольких микрометров, что соответствует длительности электронного сгустка фемтосекундного масштаба. Чем меньше продольный размер или длительность сгустка, тем менее различается ускоряющее кильватерное поле лазерного

импульса, действующее на электроны сгустка, находящиеся в его головной и хвостовой части, если собственным полем заряда сгустка можно пренебречь [9]. В результате ускорение электронов сгустка будет происходить более моноэнергетически [10–12].

Теоретические исследования в одномерной геометрии [13–15] показывают, что электронные сгустки, формирующиеся при прохождении лазерного импульса по разреженной плазме с восходящим профилем плотности, имеют чрезвычайно короткую длительность, ~100 ас и менее. Данный процесс генерации сгустков имеет пороговый характер и реализуется при условии, что энергия продольных осцилляций электронов, вызванных воздействием лазерного импульса, превышает гамма-фактор кильватерной волны, распространяющейся с релятивистской фазовой скоростью позади лазерного импульса. По этой причине скорости составляющих сгустки электронов изначально близки к фазовой релятивистской скорости кильватерной волны; такие сгустки эффективно захватываются в кильватерное поле лазерного импульса и в дальнейшем могут ускоряться в нем без изменения своей длины до энергии в сотни МэВ и более. Характеристики сгустков (длительность, заряд, разброс по энергии между электронами) зависят от величины надпороговости процесса их генерации и профиля плотности переходного слоя, отделяющего плазму от вакуума, что дает возможность управления параметрами сгустка. Инжектор электронов, разработанный на основе данного физического механизма и генерирующий сгустки электронов сверхкороткой длительности, будет обладать свойствами, позволяющими гибко сочетать его с последующими каскадами лазерно-плазменного ускорителя. При этом на ускорительной стадии малая длительность сгустка не только способствует достижению более высокой степени его моноэнергетичности при ускорении, но и ограничивает тенденцию роста эмиттанса сгустка, поскольку как разброс по энергиям [16], так и эмиттанс [17] пропорциональны длине сгустка.

Кроме того, электронные сгустки субфемтосекундной и аттосекундной длительности также представляют интерес для других разделов экспериментальной и приклад-

**С.В.Кузнецов.** Объединенный институт высоких температур РАН, Россия, 125412 Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2; Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46

**И.Р.Умаров, Н.Е.Андреев.** Объединенный институт высоких температур РАН, Россия, 125412 Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2; Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Россия, 141701 Московская обл., Долгопрудный, Институтский пер., 9; e-mail: iskan1997@yandex.ru

ной физики. Например, сверхкороткие ускоренные лазерным кильватерным полем (Laser Wakefield Acceleration, LWFA) электронные пучки с энергией в несколько ГэВ могут быть использованы для создания источников бета-тронного излучения [18] и источников на основе обратного рассеяния Комптона [19–21] для получения аттосекундных импульсов рентгеновского и гамма-излучения в диапазоне энергий от нескольких кэВ до МэВ, причем монохроматичность излучения увеличивается с уменьшением длины сгустков [22, 23].

## 2. Постановка эксперимента

Предполагаемые исследования по лазерно-плазменному инжектору будут касаться широкого спектра вопросов, связанных с нелинейным процессом генерации сгустков электронов лазерным импульсом релятивистской интенсивности, взаимодействующим с газовой мишенью, а также разработки прототипа инжектора для многокаскадного лазерного ускорителя с использованием нескольких каналов лазерного излучения мощностью 15 ПВт. Предполагается, что собственно инжектор будет использовать один канал лазерного излучения мощностью 4–15 ПВт в зависимости от выбранной ширины лазерного пятна на мишени, удовлетворяющей условию, что процесс формирования электронных сгустков проходит в режиме, близком к квазиодномерному.

Для обеспечения квазиодномерности режима необходимо осуществить подбор параметров лазерного импульса так, чтобы позади лазерного импульса не образовывалась каверна и движение фоновых электронов плазмы в поле сильно нелинейной плазменной волны было приблизительно одномерным. Условие такого режима имеет вид [24, 25]

$$k_p w \gg 2\sqrt{a_0}, \quad (1)$$

где  $a_0 = |e|A_0/(mc^2)$  – безразмерная амплитуда векторного потенциала  $A_0$  лазерного импульса;  $w$  – его характерная ширина в поперечном направлении;  $k_p$  – волновой вектор плазменной волны. Из этой формулы следует, что при фиксированной мощности лазера увеличение его поперечного размера будет приближать процесс опрокидывания кильватерной волны к квазиодномерному режиму, т.к. при этом уменьшается амплитуда лазерного импульса. Однако процесс генерации сгустка имеет пороговый характер, и он возможен лишь в том случае, если осцилляторная энергия  $\mathcal{E}_{os}$  продольных колебаний электронов после взаимодействия с лазерным импульсом достаточно велика, чтобы привести к опрокидыванию кильватерной волны. В одномерной геометрии это условие имеет простой вид:

$$\mathcal{E}_{os} > mc^2\gamma_{ph}, \quad (2)$$

где  $\gamma_{ph} = \omega/\omega_p$  – гамма-фактор кильватерной волны лазерного импульса;  $\omega$  и  $\omega_p$  – частота высокочастотного заполнения лазерного импульса и плазменная частота. Для кильватерной волны, возбуждаемой сильно релятивистским лазерным импульсом с  $a_0 \gg 1$ , в одномерной геометрии связь между энергией осцилляции электронов в этой волне и максимумом ее потенциала с хорошей точностью задается формулой

$$\mathcal{E}_{os} = mc^2[1 + |e|\varphi_{max}/(mc^2)]/2, \quad (3)$$

в которой, в свою очередь, кильватерный потенциал зависит от амплитуды и длительности лазерного импульса. Связь амплитуды кильватерного потенциала  $\varphi_{max}$  с амплитудой лазерного импульса  $a_0$  является асимптотически линейной,  $|e|\varphi_{max}/(mc^2) \approx \eta a_0$ , в которой коэффициент  $\eta \ll 1$  зависит от длительности лазерного импульса, плотности плазмы (через гамма-фактор кильватерной волны) и должен определяться из численных расчетов.

Уменьшение амплитуды лазерного импульса уменьшает амплитуду кильватерного потенциала и энергию продольных осцилляций электронов, а это означает, что необходимо уменьшать гамма-фактор кильватерной волны, т.е. увеличивать плотность плазмы, чтобы процесс генерации лазерного импульса стал возможным.

Соотношения (1)–(3) с учетом предполагаемой мощности проектируемой лазерной установки XCELS и длительности лазерного импульса ограничивают диапазон возможных параметров эксперимента по генерации электронного сгустка лазерным импульсом, взаимодействующим с полуограниченной плазмой. Посредством одномерных расчетов по генерации сгустка электронов лазерным импульсом с огибающей вида

$$a = a_0 \exp[-(2\ln 2)t^2\tau_{FWHM}^{-2}]$$

с перебором его параметров – амплитуды  $a_0$ , длительности  $\tau_{FWHM}$  и гамма-фактора кильватерной волны  $\gamma_{ph}$  – было установлено, что при  $\gamma_{ph} = 5–10$  пороговое условие генерации в квазиодномерном режиме выполняется при амплитудах  $a_0 \sim 10$  и длительности лазерного импульса  $\tau_{FWHM} \approx 25$  фс. Большое превышение гамма-фактором кильватерной волны пределов допустимого диапазона приводит к необходимости повысить амплитуду лазерного импульса, что при ограниченной мощности лазерной установки требует усиления его фокусировки, а это вызывает нарушение квазиодномерности режима генерации сгустка.

При гамма-факторе кильватерной волны  $\gamma_{ph} = 8$  процесс генерации электронного сгустка при условии его квазиодномерности возможен, если размер фокального пятна лазерного импульса  $w \approx 40$  мкм и требуемая при этом мощность импульса  $P \sim 4$  ПВт. Если увеличить  $w$  до уровня  $\sim 77$  мкм, то можно использовать полную мощность одного канала,  $P \sim 15$  ПВт, установки XCELS. Более точный выбор параметров процесса генерации электронных сгустков требует расчетов в 3D геометрии.

В качестве мишени в предполагаемом эксперименте можно использовать газовую струю, ионизируемую на переднем фронте лазерного импульса и образующую прозрачную разреженную плазму с рекомендуемой плотностью (соответствующей  $\gamma_{ph} = 5–10$  на плато плотности), отделенную от вакуума переходным слоем. Результаты исследования, проведенные в одномерной геометрии [15], свидетельствуют, что толщина переходного слоя принципиально не влияет на процесс генерации сгустка, но позволяет оптимизировать его параметры, что может быть сделано в дальнейшем. Оптимальная характерная толщина размытого слоя у границы плазмы зависит от интенсивности лазерного излучения и может находиться в пределах 10–100 мкм [15].

На основе этих оценок в настоящей работе в качестве начального этапа исследований лазерно-плазменного инжектора представлены результаты численного моделирования методом частиц в ячейках (particle-in-cell, PIC) процесса генерации сгустка электронов лазерным импульсом при взаимодействии с разреженной газовой мишенью.

### 3. Моделирование эксперимента

Трехмерное численное моделирование процесса генерации электронного сгустка при взаимодействии лазерного импульса с газовой струей было проведено методом PIC. Лазерный импульс, огибающая высокочастотного заполнения которого имеет вид

$$a = a_0 \exp\left(-2 \ln 2 \frac{t^2}{\tau_{\text{FWHM}}^2}\right) \exp\left(-\frac{r^2}{w^2}\right),$$

характеризуется безразмерной амплитудой

$$a_0 = |e| A_0 / (mc^2) = |e| E_{\text{max}} / (mc\omega),$$

где  $A_0$  и  $E_{\text{max}}$  – амплитуды векторного потенциала и электрического поля лазерного импульса, длительностью на половине высоты по интенсивности  $\tau_{\text{FWHM}}$  и шириной в поперечном направлении  $w$ . В моделировании использовались следующие параметры линейно поляризованного лазерного импульса: длительность  $\tau_{\text{FWHM}} = 25$  фс, размер фокального пятна  $w = 40$  мкм (полуширина по уровню  $1/e^2$  по интенсивности), энергия в импульсе  $\varepsilon = 102$  Дж, что соответствует пиковой мощности 3.8 ПВт и амплитуде огибающей  $a_0 = 10.6$ , длина волны лазерного излучения  $\lambda = 1$  мкм. Лазерный импульс взаимодействовал с водородной плазмой с максимальной концентрацией электронов  $n_0 = 1.72 \times 10^{19} \text{ см}^{-3} = 0.0156 n_{\text{cr}}$  ( $n_{\text{cr}}$  – критическая концентрация плазмы).

Для моделирования использовался программный комплекс PIConGPU, реализующий метод частиц в ячейках. Размер области моделирования составлял  $720 \Delta x \times 1300 \Delta y \times 720 \Delta z$  с пространственными шагами  $\Delta x = \Delta z = \lambda/4$  поперек направления распространения лазерного импульса и  $\Delta y = \lambda/24$  вдоль направления его распространения. Поляризация лазерного импульса была направлена вдоль оси  $x$ . Число частиц в ячейке равно двум для электронов и единице для ионов. В моделировании использовался метод адаптивного движущегося окна, позволяющий перемещать область моделирования со скоростью распространения лазерного импульса в плазме.

Целью проведенного численного моделирования было выяснение перспектив создания инжектора на основе изучаемого механизма самоинжекции при учете влияния поперечных эффектов на генерацию и ускорение электронного сгустка.

### 4. Полученные результаты

Профиль концентрации плазмы, с которой взаимодействовал лазерный импульс с указанными выше параметрами, показан на рис.1. Как видно из рисунка, он состоит из участка роста гауссовой формы  $\exp[-(y-100)^2/(2\sigma^2)]$ , где  $\sigma = 25$  мкм, из участка спада гауссовой формы  $\exp[-(y-250)^2/(2\sigma^2)]$  и горизонтального плато протяженностью 150 мкм в интервале 100–250 мкм по координате  $y$ , вдоль которой в положительном направлении распространялся

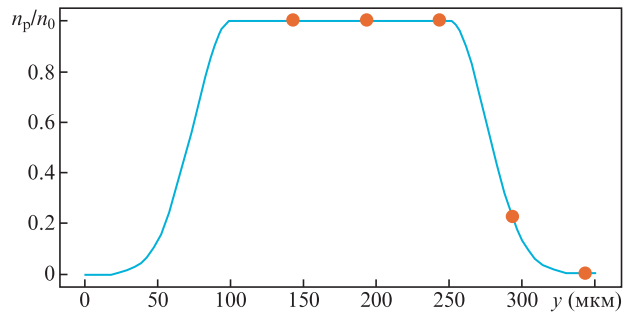


Рис.1. Профиль концентрации неоднородной плазмы мишени  $n_p$ .

ся лазерный импульс. Подобный профиль плазмы в общих чертах отражает результат взаимодействия лазерного импульса со сверхзвуковой газовой струей, ионизация которой происходит на переднем фронте лазерного импульса. Точками на профиле отмечено положение электронного сгустка в те моменты времени, которым соответствуют распределения концентрации плазмы и энергии электронов на рис.2 и 3.

Распределение концентрации электронов плазмы, представленное на рис.2 для различных моментов времени ( $T_0 = 2\pi/\omega$ ), свидетельствует о генерации сильно релятивистской кильватерной волны, возмущающей плазму позади лазерного импульса. Наибольший интерес представляет область, в которой концентрация электронов значительно отличается от фоновой. Из сопоставления рис.2 и 3 становится ясным, что эта область соответствует электронам плазмы, которые самоинжектировались в кильватерную волну лазерного импульса и ускоряются в ней, поскольку их энергия растет по мере распространения лазерного импульса в мишени. Из анализа рис.2 следует, что для выбранных параметров лазерного импульса и плазмы режим генерации электронного сгустка близок к квазиодномерному. С увеличением расстояния от оси электрическое поле лазерного импульса уменьшается, соответственно, становится меньше и длина нелинейной плазменной волны, что вызывает изогнутость линии, проходящей через максимумы концентрации электронов при фиксированном расстоянии до оси импульса. Обращает на себя внимание и то, что толщина слоя захваченных и ускоряемых электронов при каждом фиксированном значении расстояния до оси лазерного импульса мала в сравнении с поперечными размерами сгустка, что согласуется с характерными особенностями механизма генерации лазерным импульсом электронных сгустков, выявленными в случае одномерной геометрии.

Однако на рис.2 и 3 заметно также и влияние поперечных эффектов, проявляющихся в 3D исследовании и существенно определяющих параметры сгустка. Самоинжекция фоновых электронов плазмы в кильватерное поле лазерного импульса происходит в области его дефокусирующей фазы, которая для сильно нелинейной волны в сравнении с фокусирующей областью. Далее по мере продвижения в область сильной фокусировки кильватерного поля сгусток начинает быстро сжиматься в поперечном направлении. По факту наблюдается фокусировка сгустка в поперечном направлении до размера  $\sim 1$  мкм при заданных выше параметрах лазерного импульса. При этом длительность сгустка в продольном направлении, измеряемая при любом фиксированном расстоянии до оси,

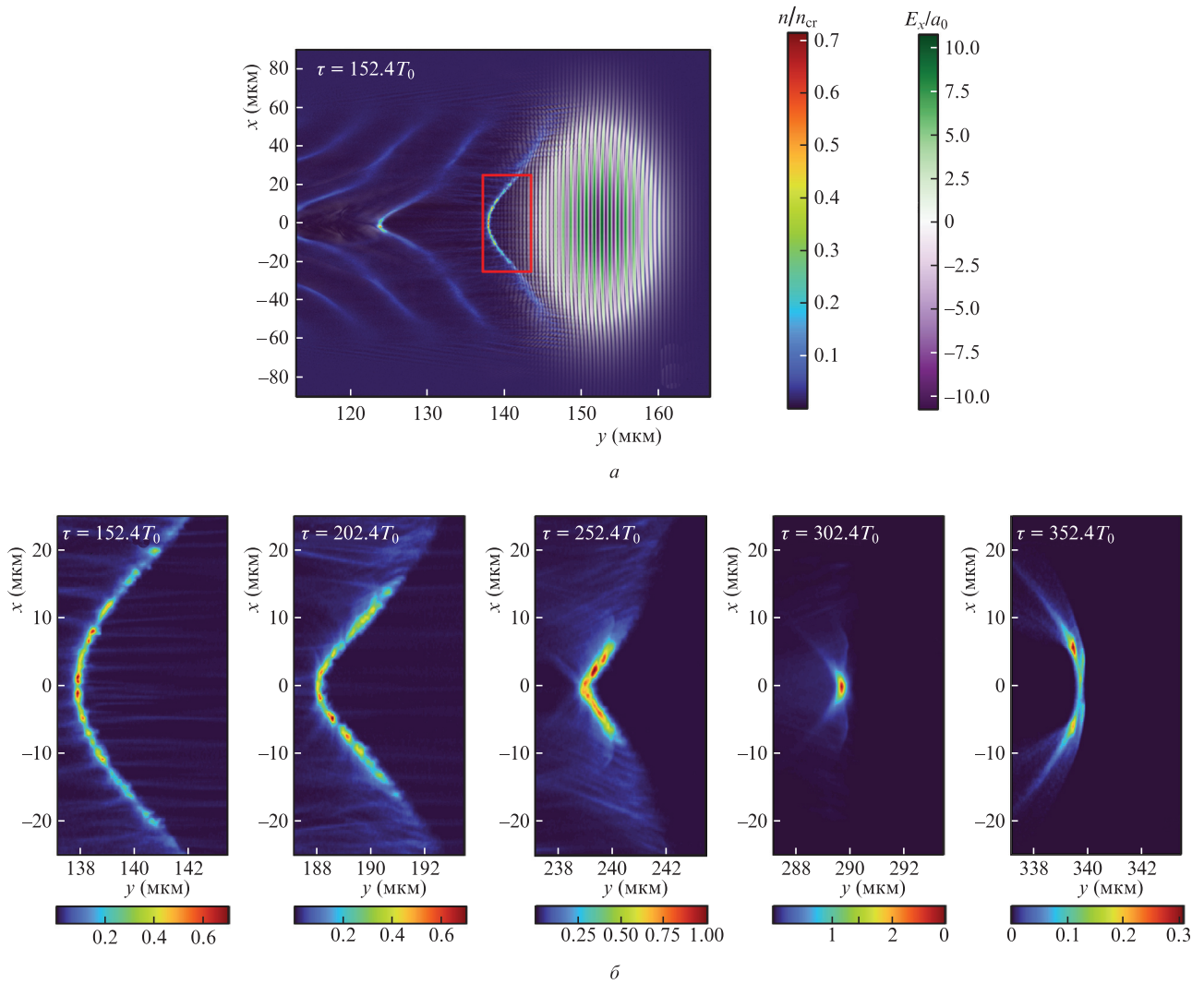


Рис.2. Распределения концентрации электронов плазмы, нормированной на критическую концентрацию, и безразмерного электрического поля лазерного импульса (в единицах  $a_0$ ) во всей области расчета в первый момент времени, отмеченный на рис.1 (а); распределения  $n/n_{cr}$  в различные моменты времени в плоскости  $(x, y)$  в области, выделенной красной рамкой на рис.2,а (б).

практически не изменяется и составляет менее фемто-секунды.

В итоге при параметрах лазерного импульса и плазмы, указанных выше, получается довольно компактный в

пространстве сгусток электронов субфемтосекундной длительности,  $\sim 0.5$  фс. Такой сгусток формируется кильватерным полем лазерного импульса из фоновых электронов плазмы подобно механизму самоинжекции и

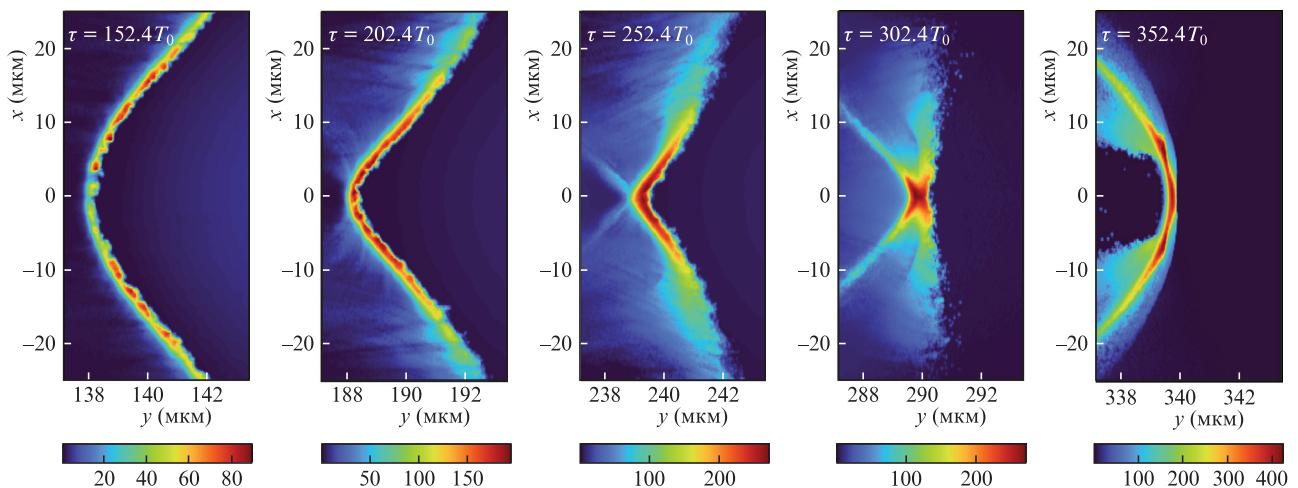


Рис.3. Энергия электронов плазмы в различные моменты времени в зависимости от их положения на плоскости  $(x, y)$ , выраженная через гамма-фактор  $\gamma_e = \mathcal{E}/(mc^2)$ .

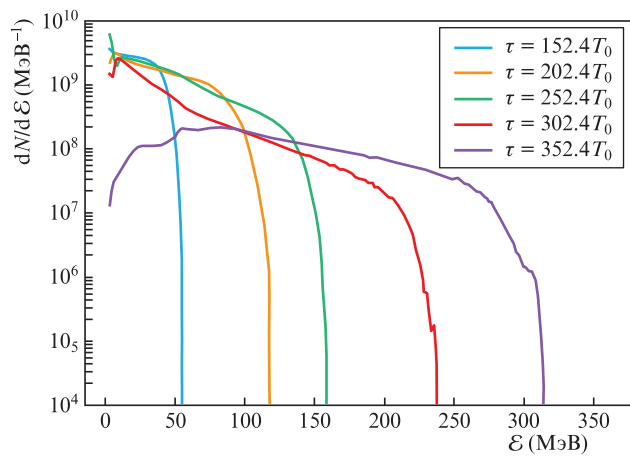


Рис.4. Энергетические спектры электронов сгустка в различные моменты времени по мере ускорения электронов.

захвата электронов, исследованному в одномерной геометрии в работах [13–15], но при учете влияния поперечного движения электронов. В целом, данный результат коррелирует с результатами исследований в одномерной геометрии, хотя и приводит к большей длительности сгустка, чем предсказывает одномерная теория.

Динамика энергетического спектра электронов сгустка по мере его ускорения и фокусировки в поперечном направлении показана на рис.4. Поначалу в спектре относительно велика доля электронов, энергия которых значительно меньше максимальной энергии в спектре. Это связано с тем, что основная масса захваченных электронов ускоряется, находясь на значительном расстоянии от оси лазерного импульса, где ускоряющее кильватерное поле меньше. Затем по мере схлопывания сгустка в поперечном направлении электроны перемещаются в область с примерно одинаковым значением ускоряющего поля, и большая часть электронов начинает отделяться по энергии от шлейфа малоэнергетических электронов. При этом формируется платообразный энергетический спектр, схожий с тем, какой получается в одномерном исследовании. Однако следует заметить, что в процессе его образования существенную роль играют эффекты 3D геометрии.

Эмиттанс такого сфокусированного сгустка в данном расчете оказался довольно большим,  $\sim 100$  мм·мрад. Возможности его корректировки будут исследованы в дальнейшем. Предполагаемыми направлениями поиска являются увеличение ширины фокального пятна лазерного импульса за счет использования полной мощности лазерного излучения (в одном канале установки XCELS) и уменьшение надпороговости процесса генерации электронного сгустка. Однако следует отметить, что более внимательное изучение рис.3, показывающего распределения энергии захваченных и ускоренных электронов, обнаруживает существование группы электронов, движущихся с энергией, близкой к максимальной в спектре, и расположенных вблизи оси лазерного импульса. Эмиттанс этой группы электронов оценивается величиной  $\sim 8$  мм·мрад. На рис.5 показано распределение интегрального заряда всех электронов из области, ограниченной поперечным радиусом 3 мкм, которые имеют энергию в диапазоне от максимальной в спектре до заданного значения энергии отсечки. Из рис.5 следует, что заряд такого сгустка в момент времени  $\tau = 352.4T_0$  оценивается

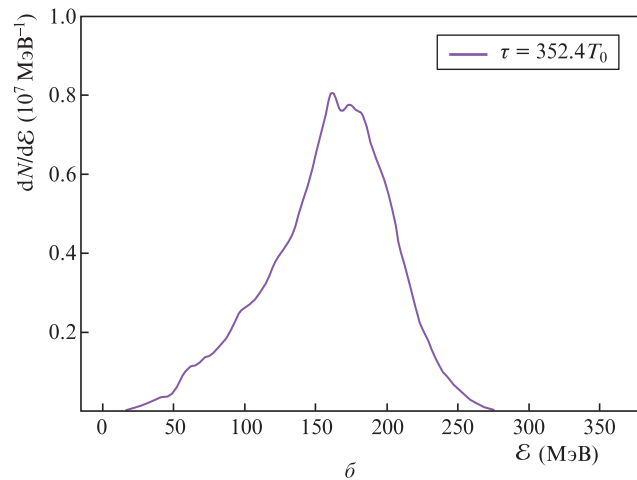
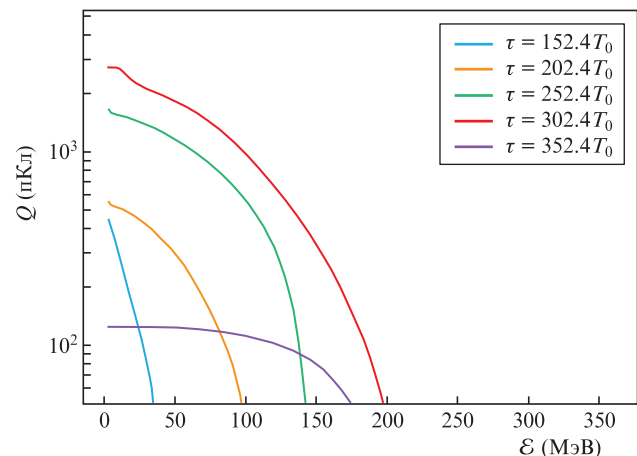


Рис.5. Распределение в различные моменты времени интегрального заряда всех электронов, имеющих энергию в диапазоне от максимальной в спектре до заданного значения энергии отсечки  $E$ , при пространственном ограничении расстояния электронов до оси лазерного импульса 3 мкм (а); спектр электронного сгустка при том же пространственном ограничении расстояния электронов, соответствующий моменту времени  $352.4T_0$  (б).

как 100 пКл при энергии отсечки 150 МэВ, что является обнадеживающим результатом для дальнейших исследований.

## 5. Заключение

Выполнено поисковое исследование по разработке инжектора электронов для лазерно-плазменного коллайдера. Предлагаемый способ генерации сгустков электронов использует механизм самоинъекции электронов в кильватерную волну лазерного импульса, взаимодействующего с мишенью в виде газовой струи, ионизируемой тем же лазерным импульсом и образующей разреженную плазму. Установлено, что для исследования и разработки прототипа такого инжектора могут быть использованы в разумных пределах основные выводы и предсказания теоретического исследования процесса генерации сгустков электронов лазерным импульсом в одномерной геометрии. Проведенное моделирование показало, что основным условием ограничения применимости результатов и выводов одномерной теории к исследованию в 3D геометрии является степень квазиодномерности режима генерации сгустка. Обнаружено, что поперечное движение электронов, неизбежно присутствующее в 3D

геометрии, может существенно влиять на процесс формирования генерируемого лазерным импульсом сгустка электронов. Тем не менее даже в этих условиях, как показывает численное моделирование, есть возможность получать сгустки электронов субфемтосекундной длительности с зарядом в сотни пКл и энергией электронов в сотни МэВ. Необходимо дальнейшее исследование инжектора посредством модификации и оптимизации исходных параметров с целью повышения качества генерируемых электронных сгустков.

Исследование выполнено при частичной финансовой поддержке РФФИ и Госкорпорации «Росатом» в рамках научного проекта № 20-21-00150.

1. Kotaki H., Daito I., Kando M., Hayashi Y., Kawase K., Kameshima T., Fukuda Y., Homma T., Ma J., Chen L.-M., Esirkepov T.Z., Pirozhkov A.S., Koga J.K., Faenov A., Pikuz T., Kiriyama H., Okada H., Shimomura T., Nakai Y., Tanoue M., Sasao H., Wakai D., Matsuura H., Kondo S., Kanazawa S., Sugiyama A., Daido H., Bulanov S.V. *Phys. Rev. Lett.*, **103** (19), 194803 (2009).
2. Chen M., Sheng Z.-M., Ma Y.-Y., Zhang J. *J. Appl. Phys.*, **99**, 056109 (2006).
3. Pak A., Marsh K.A., Martins S.F., Lu W., Mori W.B., Joshi C. *Phys. Rev. Lett.*, **104** (2), 025003 (2010).
4. McGuffey C., Thomas A.G.R., Schumaker W., Matsuoka T., Chvykov V., Dollar F.J., Kalintchenko G., Yanovsky V., Maksimchuk A., Krushelnick K., Bychenkov V.Y., Glazyrin I.V., Karpeev A.V. *Phys. Rev. Lett.*, **104** (2), 025004 (2010).
5. Clayton C.E., Ralph J.E., Albert F., Fonseca R.A., Glenzer S.H., Joshi C., Lu W., Marsh K.A., Martins S.F., Mori W.B., Pak A., Tsung F.S., Pollock B.B., Ross J.S., Silva L.O., Froula D.H. *Phys. Rev. Lett.*, **105** (10), 105003 (2010).
6. Yu L.-L., Esarey E., Schroeder C.B., Vay J.-L., Benedetti C., Geddes C.G.R., Chen M., Leemans W.P. *Phys. Rev. Lett.*, **112** (12), 125001 (2014).
7. Bulanov S., Naumova N., Pegoraro F., Sakai J. *Phys. Rev. E*, **58** (5), R5257 (1998).
8. Buck A., Wenz J., Xu J., Khrennikov K., Schmid K., Heigoldt M., Mikhailova J.M., Geissler M., Shen B., Krausz F., Karsch S., Veisz L. *Phys. Rev. Lett.*, **110** (18), 185006 (2013).
9. Andreev N.E., Kuznetsov S.V. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **36**, 1765 (2008).
10. Andreev N.E., Kuznetsov S.V., Pogorelsky I.V. *Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams*, **3** (2), 021301 (2000).
11. Andreev N., Kuznetsov S. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **28**, 1211 (2000).
12. Andreev N.E., Kuznetsov S.V. *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **45**, A39 (2003).
13. Кузнецов С.В. *ЖЭТФ*, **150** (2), 195 (2016) [*JETP*, **123**, 169 (2016)].
14. Кузнецов С.В. *Письма в ЖТФ*, **45** (13), 48 (2019) [*Tech. Phys. Lett.*, **45** (7), 683 (2019)].
15. Кузнецов С.В. *Письма в ЖТФ*, **48** (16), 21 (2022).
16. Li X., Nghiem P.A.P., Mosnier A. *Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams*, **21** (11), 111301 (2018).
17. Вейсман М., Андреев Н. *Квантовая электроника*, **50**, 392 (2020) [*Quantum Electron.*, **50**, 392 (2020)].
18. Wenz J., Schleede S., Khrennikov, Bch K.M., Thibault P., Heigoldt M., Pfeiffer F., Karsch S. *Nat. Commun.*, **6**, 7568 (2015).
19. Sarri G., Corvan D.J., Schumaker W., Cole J.M., Di Piazza A., Ahmed H., Harvey C., Keitel C.H., Krushelnick K., Mangles S.P.D., Najmudin Z., Symes D., Thomas A.G.R., Yeung M., Zhao Z., Zepf M. *Phys. Rev. Lett.*, **113** (22), 224801 (2014).
20. Chen S., Powers N.D., Ghebregziabher I., Maharjan C.M., Liu C., Golovin G., Banerjee S., Zhang J., Cunningham N., Moorti A., Clarke S., Pozzi S., Umstadter D.P. *Phys. Rev. Lett.*, **110** (15), 155003 (2013).
21. Wen L., Zhuo H., Ma Y.-Y., Song Y., Zhu Z., Tong-Pu Y., Yu M. *Appl. Phys. Lett.*, **103** (10), 174103 (2013).
22. Zhuang J., Wang Y., Wang C., Cai Y., Tian Y. *Laser Phys.*, **31**, 065403 (2021).
23. Fruhling C., Golovin G., Umstadter D. *Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams*, **23** (7), 072802 (2020).
24. Костюков И., Пухов А. *ВФН*, **185** (1), 89 (2015) [*Phys. Usp.*, **58** (1), 81 (2015)].
25. Lu W., Tzoufras M., Joshi C., Tsung F.S., Mori W.B., Vieira J., Fonseca R.A., Silva L.O. *Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams*, **10** (6), 061301 (2007).