

Сгустки ускоренных электронов с квазимоноэнергетическим распределением в лазерно-плазменном инжекторе с использованием сильно неоднородной плазмы

В. С. Попов

Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва 125412, Россия

E-mail: SlavaPopov1991@yandex.ru

Статья поступила в редакцию 7 декабря 2020 г.

Аннотация. В работе было проведено исследование зависимости характеристик вылетевших электронов от амплитуды лазерного импульса и пиковой плотности электронов плазмы при взаимодействии лазерного импульса субтераваттной мощности с сильно неоднородной плазмой. Был предложен и апробирован метод получения квазимоноэнергетических сгустков электронов, а также увеличения энергии вылетевших электронов путем варьирования профиля плотности плазмы. <https://doi.org/10.33849/2020202>

1. ВВЕДЕНИЕ

В области лазерно-плазменного ускорения заряженных частиц достигнуто несколько рекордных результатов, в частности, в [1] на лазере петаваттного класса мощности был получен квазимоноэнергетический сгусток электронов с энергией 7.8 ГэВ. При этом дальнейшее увеличение энергий электронов становится всё более затруднительным из-за истощения энергии лазерного импульса и дефазировки сгустка электронов с ускоряющим полем плазменной волны. Эта проблема решается использованием многостадийного ускорения электронов, где в каждой стадии пучок электронов будет ускоряться отдельным лазерным импульсом, а затем выводиться из плазмы и входить в следующую секцию ускорителя. Такой ускоритель разрабатывается в международном проекте EuPRAXIA [2]. При этом для создания многостадийного лазерно-плазменного ускорителя со стабильными характеристиками ускоренных пучков электронов важным условием является метод получения начального сгустка электронов, который затем будет ускоряться в плазменной волне лазерного драйвера высокой мощности. При этом оптимальным методом с точки зрения постоянства характеристик выходного сгустка электронов является использование лазерно-плазменного инжектора электронов, который состоит из относительно слабого лазерного импульса (по сравнению с петаваттным драйвером), а также газовой или плазменной мишени со специально подобранным профилем. Основная задача инжектора состоит в обеспечении стабильных характеристик захваченного из плазмы сгустка электронов, таких как заряд, средняя энергия и разброс по энергии, а также угловой разброс электронов в сгустке. Процесс захвата фоновых электронов плазмы, а также зависимость заряда сгустка ускоренных электронов от интенсивности лазерного импульса и плотности плазмы при пересечении ультрарелятивистским лазерным импульсом границы неоднородной плазмы изучался в работе [3]. В работе [4] авторы предлагают метод получения сгустков электронов с энергией около 10 МэВ с температурным распределением по энергии при взаимодействии лазерного импульса субтераваттной мощности с газовой струей. В работе [5] описывается влияние нелинейных эффектов самофокусировки лазерного импульса на процессы захвата и ускорения сгустка элект-

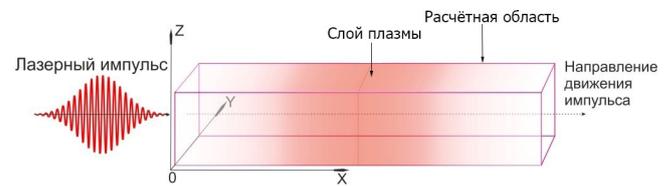


Рисунок 1. Схема численного расчета.

тронов при взаимодействии субтераваттного лазерного импульса с плазменной струей. Данная работа является продолжением работы [5]. В работе проведено исследование влияния таких параметров лазерного импульса, как его интенсивность в максимуме и плотность в центре плазменной мишени, на параметры сгустка электронов, вылетающего из области лазерно-плазменного взаимодействия. Также предложен оригинальный метод оптимизации профиля плазменной мишени при заданных параметрах лазерного импульса, для получения квазимоноэнергетического спектра вылетающих электронов по энергии и для увеличения энергии электронов в сгустке.

2. ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Схема численного моделирования приведена на рисунке 1. Длительность гауссового лазерного импульса, который распространяется вдоль оси OX, на уровне половины амплитуды интенсивности была равна $\tau_L = 30$ фс. Импульс имел поперечную линейную поляризацию вдоль оси OY и гауссову форму в поперечном направлении с диаметром пятна на уровне половины амплитуды интенсивности $d_{FWHM} = 9.7$ мкм. Длина волны лазерного импульса составляла $\lambda = 1$ мкм. Безразмерная амплитуда лазерного импульса $a_0 = eE_0/(m_e c \omega_0)$ (e — абсолютная величина заряда электрона, m — масса электрона, c — скорость света, ω_0 — лазерная частота) в расчетах менялась от значения 1.0 до значения 1.7.

Поперечный размер расчетной области в обоих направлениях (OY и OZ) равен 54 мкм.

В расчетах был использован неоднородный профиль плотности в направлении оси OX и ее однородное распределение в поперечном направлении. Продольный

профиль плотности менялся от изначального гауссового к гауссовому с добавлением плато плотности после продольной координаты, которая определяется точкой захвата электронов в плазменную волну. При этом производная в области перехода от гауссового профиля к плато остается непрерывной. Ширина гауссового распределения ($n = n_0 \exp(-(x-x_0)/l^2)$) была фиксирована и составляла $l = 120$ мкм (x_0 — точка максимума гауссового распределения, которая во всех расчетах была равна 300 мкм). Максимальная плотность n_0 варьировалась от $0.02n_{cr}$ до $0.045n_{cr}$, где $n_{cr} = m_e \omega_0^2 / (4\pi e^2)$ — критическая плотность плазмы, равная 1.1×10^{21} см⁻³ для длины волны $\lambda = 1$ мкм.

Расчеты проведены с помощью трехмерного релятивистского кода VPLP методом частиц в ячейке (3D PIC) [6].

Размер вычислительной ячейки составлял $0.05 \times 0.5 \times 0.5$ мкм по осям OX, OY и OZ соответственно. Шаг по времени составлял $c\Delta t = 0.048$ мкм. Число частиц в вычислительной ячейке составляло 4 для всех расчетов. В начальный момент времени плазма считается холодной, т.е. $T_e = T_i = 0$.

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ НИЖНЕЙ ГРАНИЦЫ ЗАХВАТА ЭЛЕКТРОНОВ

При подборе характеристик лазерно-плазменного инжектора были использованы оценки, что энергия импульса не более 100–130 мДж, а минимальная длительность импульса составляет около 30 фс. Для вычисления параметра a_0 при известной энергии импульса W (в Дж) используется формула:

$$a_0^2 = 6.1 \times 10^{-19} W \frac{(\lambda[\mu m])^2}{d_{FWHM}^2 \tau_L}. \quad (1)$$

С помощью формулы 1 было получено максимальное значение a_0 , которое составляет 1.7. Минимальное значение a_0 равно 1.

С целью определения нижней границы по параметрам a_0 и n_0 , при которых происходит захват фоновых электронов (при гауссовой форме продольного профиля плазмы), по серии трехмерных PIC-расчетов была построена зависимость заряда вылетевших электронов с энергией больше 2 МэВ от параметров a_0 и n_0 (рисунок 2). График был построен с помощью кубической интерполяции по расчетным точкам.

Для каждого значения заряда Q от 10 пКл до 2000 пКл была найдена линия уровня, которая аппроксимируется формулой $n(a_0) = A(Q)a_0^{\kappa(Q)}$. Зависимости $A(Q)$ и $\kappa(Q)$ приведены на рисунке 3.

Параметры A_0 и κ_0 для формулы границы захвата $n(a_0) = A_0 a_0^{\kappa_0}$ определяются следующим образом: $A_0 = \lim_{Q \rightarrow 0} A(Q) = 0.03$, $\kappa_0 = \lim_{Q \rightarrow 0} \kappa(Q) = -1.7$. Таким образом, условие захвата электронов в плазменной струе определяется следующим выражением:

$$n(a_0) > 0.03 a_0^{-1.7}. \quad (2)$$

Таким образом, для заданных размеров плазменной струи интенсивность лазерного импульса и электронная плотность должны удовлетворять формуле 2 для обес-

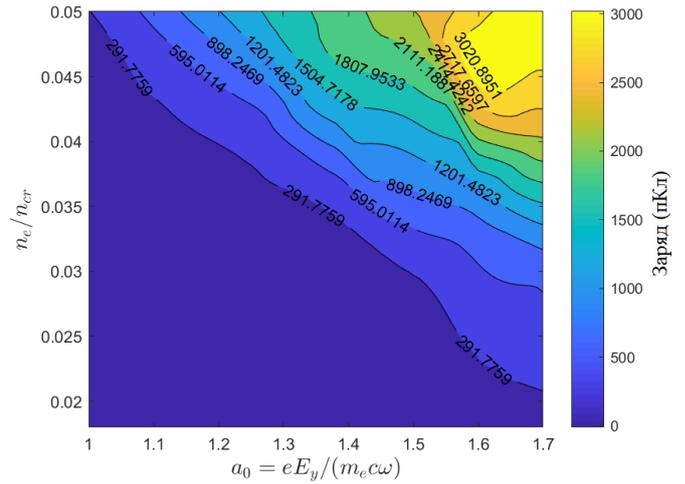


Рисунок 2. Зависимость заряда вылетевших электронов с энергией больше 2 МэВ от a_0 и n_0 . Заряд выражен в пикокулонах.

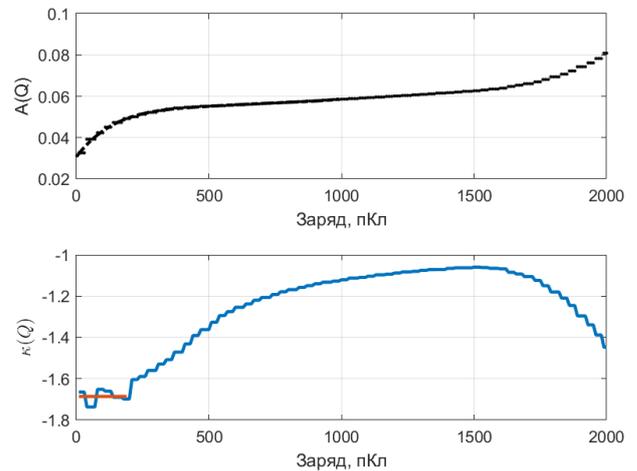


Рисунок 3. Зависимости $A(Q)$ и $\kappa(Q)$

печения захвата фоновых электронов плазмы. Следует отметить, что зависимость заряда электронов от параметров a_0 и n_0 хорошо описывается с помощью приближений, описанных выше, только для относительно малых значений заряда (менее 1000 пКл), так как при увеличении интенсивности лазерного импульса и плотности плазмы линии уровня заряда сильно искажаются, что связано с возрастающим влиянием нелинейных эффектов и перехода к режиму плазменного пузыря. При этом режиме в плотной плазме ускоренные электроны быстро выходят из ускоряющего поля, так как, во-первых, длина ускоряющей плазменной волны уменьшается с увеличением концентрации электронов плазмы, а во-вторых, в плотной плазме падает фазовая скорость плазменной волны по сравнению со скоростью света. Это приводит к перемешиванию электронов в фазовом пространстве, что сильно затрудняет анализ зависимостей параметров электронного сгустка от интенсивности лазерного импульса и плотности плазмы.

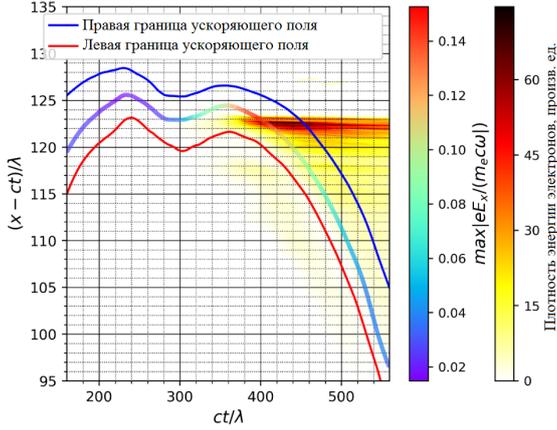


Рисунок 4. Объединенный график зависимости сопутствующих координат левой (красная кривая) и правой границы (синяя кривая) ускоряющего поля первого (основного) периода плазменной волны от времени, а также плотности энергии ускоренных электронов. Также на графике цветной линией обозначен максимум ускоряющего поля (цвет показывает значение максимума).

4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГРАНИЦ УСКОРЯЮЩЕГО ПОЛЯ И ДЛИНЫ УСКОРЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОГО СГУСТКА

Для определения границ ускоряющего поля, а также определения точки, где начинается захват фоновых электронов, для всех РИС-расчетов был построен объединенный график, где нанесены левая и правая граница первого (основного) периода ускоряющего поля плазменной волны в зависимости от времени, а также показана плотность энергии электронов, ускоренных в основном периоде плазменной волны. Пример объединенного графика для расчета с гауссовым продольным распределением плазмы приведен на рисунке 4.

Область ускорения электронов на этом графике находится между красной и синей линией. На данном графике захват электронов начинается в момент времени $ct = 360$ мкм, а выход сгустка из зоны ускорения происходит в момент времени $ct = 460$ мкм. После этого момента времени пучок электронов переходит в замедляющую фазу поля плазменной волны и начинает терять энергию.

5. МОДИФИКАЦИЯ ПРОФИЛЯ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ ДЛЯ УВЕЛИЧЕНИЯ ДЛИНЫ УСКОРЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

На рисунке 4 видно, что при гауссовой форме плазменной струи захваченный пучок электронов быстро выходит из ускоряющего поля, так как фазовая скорость плазменной волны на отрицательном градиенте плотности существенно уменьшается по сравнению со скоростью света. После выхода электронного сгустка из ускоряющего поля электроны перемешиваются в фазовом пространстве и образуется температурное распределение электронов по энергии. Во избежание этого был предложен метод увеличения длины ускорения сгустка ускоряемых электронов путем модификации профи-

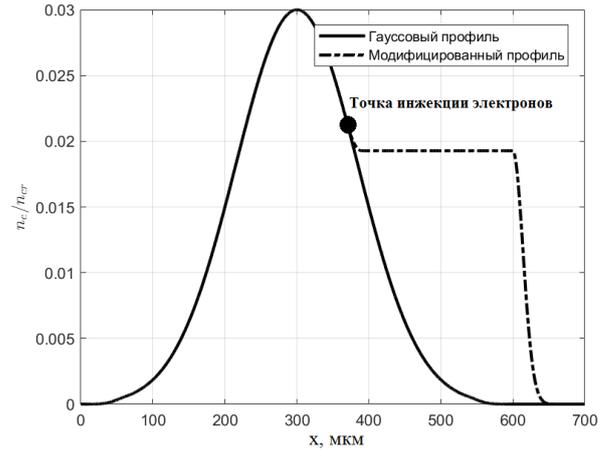


Рисунок 5. Пример модификации профиля плазмы для увеличения длины ускорения и энергии электронов.

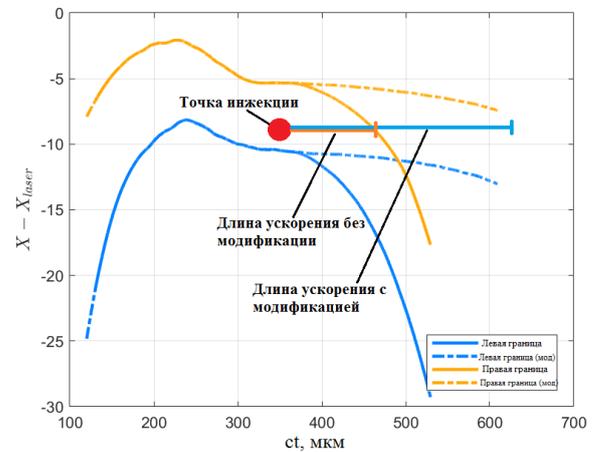


Рисунок 6. Эффект увеличения длины ускорения захваченных электронов путем модификации профиля плазмы за точкой инжекции ($a_0 = 1.6$, $n_0 = 0.02n_{cr}$).

ля плазмы, которая заключается в замене спадающего участка плотности после точки захвата электронов на плато плотности со сглаживающим переходом порядка 2-х длин лазерного импульса. Пример модификации плотности показан на рисунке 5. На рисунке 6 продемонстрирован эффект увеличения длины ускорения электронов при модификации плотности плазмы.

Для сравнения эффективности метода модификации профиля плазмы при разных параметрах лазерного импульса и плазмы была проведена серия расчетов с параметрами: $a_0 = 1.125, 1.375, 1.6$; $n_0 = 0.02n_{cr}, 0.035n_{cr}, 0.045n_{cr}$. Для каждого a_0 и n_0 был проведен расчет с гауссовым профилем плазмы, а также расчет с модифицированным профилем плазмы (см. рисунок 5). Во всех расчетах начало области перехода от гауссового профиля к плато располагается в $x_M = 350$ мкм относительно начала расчетной области по продольной координате. Длина области перехода во всех расчетах равна 20 мкм. На рисунке 7 проиллюстрировано сравнение длины ускорения электронов для гауссового профиля и модифицированного гауссового профиля при различ-

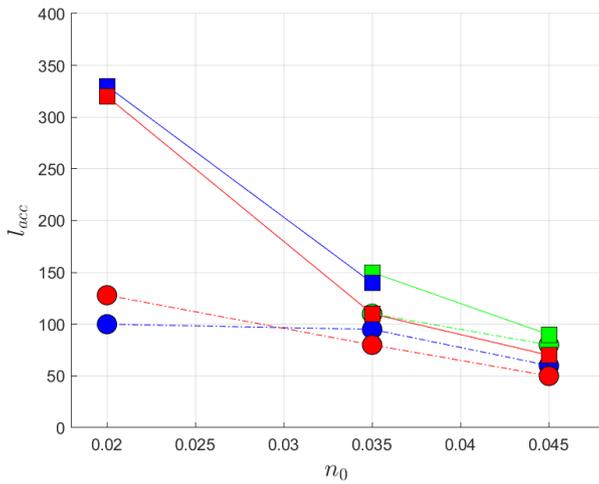


Рисунок 7. Эффект увеличения длины ускорения электронного сгустка при модификации плотности плазмы при различных n_0 и a_0 . Зеленый цвет — $a_0 = 1.125$, синий цвет — $a_0 = 1.375$, красный цвет — $a_0 = 1.6$. Штришпунктирные линии — использован гауссов профиль, сплошные линии — использован гауссов профиль с модификацией плотности.

ных a_0 и n_0 . Заметно, что при небольшой плотности модификация профиля плазмы оказывает существенное влияние на длину ускорения электронов, а при увеличении плотности плазмы влияние модифицированного профиля значительно уменьшается. Это объясняется тем, что при большей плотности плазмы групповая скорость лазерного импульса (которая оценивается согласно дисперсионному уравнению $v_g/c = \sqrt{1 - n_e(x)/n_{cr}}$) уменьшается, и вместе с ней уменьшается и фазовая скорость плазменной волны, что ведет к быстрой дефазировке ускоренного сгустка с ускоряющим полем. Помимо этого, при большей плотности на уменьшение фазовой скорости плазменной волны влияют нелинейные эффекты самофокусировки и самомодуляции лазерного импульса (см. [5]). Также на рисунке 7 видно, что амплитуда лазерного импульса a_0 при фиксированной плотности слабо влияет на длину ускорения электронов. Из этого можно сделать вывод о том, что длину ускорения электронов, а значит, и энергию сгустка электронов можно увеличивать варьированием только профиля плазмы, что проще осуществить в экспериментальных условиях, чем перестраивать параметры лазерного импульса.

Для достижения высоких энергий электронов в сгустке, а также уменьшения разброса электронов по энергии имеет большое значение величина ускоряющего поля $-eE_x/(m_e c \omega_0)$, которая пропорциональна плотности плазмы. Однако при увеличении плотности плазмы фазовая скорость плазменной волны падает, что приводит к быстрому выходу сгустка из ускоряющего поля. Поэтому можно подобрать оптимальное значение плотности, при которой параметры сгустка ускоренных электронов являются наилучшими. Была проведена оптимизация характеристик сгустка ускоренных электронов для параметров $a_0 = 1$, $n_0 = 0.04n_{cr}$ (эти параметры соответствуют умеренно-нелинейному режиму генерации плазменной волны и заряду ускоренных электронов несколько десятков пикокулон), которая осуществляет-

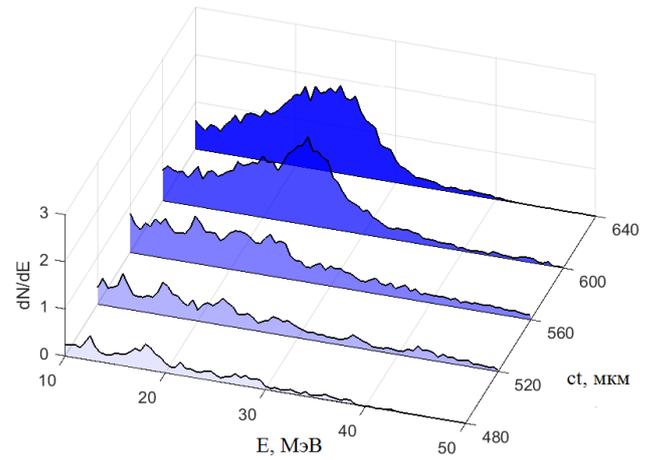


Рисунок 8. Зависимость распределения энергии электронов от времени для $a_0 = 1$, $n_0 = 0.04n_{cr}$, $x_M = 350$ мкм.

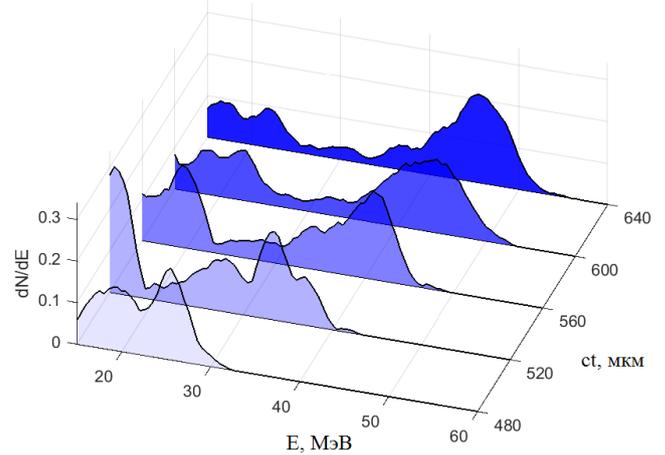


Рисунок 9. Зависимость распределения энергии электронов от времени для $a_0 = 1$, $n_0 = 0.04n_{cr}$, $x_M = 390$ мкм.

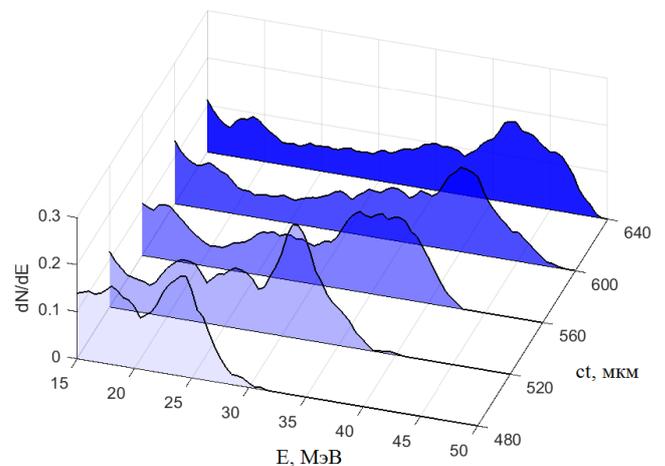


Рисунок 10. Зависимость распределения энергии электронов от времени для $a_0 = 1$, $n_0 = 0.04n_{cr}$, $x_M = 400$ мкм.

ся варьированием точки x_M (координата точки x_M варьируется от 350 до 410 мкм). Энергетические распределения электронов для различных x_M для разных моментов времени от $ct = 480$ мкм до $ct = 640$ мкм показаны на рисунках 8, 9, 10. На этих рисунках видно, что при фиксированных параметрах a_0 и n_0 существует оптимальное значение x_M , при котором пучок ускоренных электронов имеет минимальный разброс по энергии. Для данных параметров это число составляет $x_M = 390$ мкм. Если увеличивать x_M , то максимальная энергия частиц в сгустке незначительно растет (так как растет длина ускорения), но при этом сильно увеличивается разброс ускоренных электронов по энергии. Увеличение разброса частиц по энергии объясняется тем, что при большом значении параметра x_M плотность плазмы убывает, и значение ускоряющего поля также уменьшается. Малая величина ускоряющего поля становится недостаточной для сжатия электронного сгустка по энергии (этот эффект показан, например, в PIC-расчетах в [7]).

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Было проведено исследование зависимости характеристик вылетевших электронов от амплитуды лазерного импульса и пиковой плотности электронов плазмы при взаимодействии лазерного импульса субтераваттной мощности с неоднородной плазмой. Найдена граница по амплитуде лазерного импульса и плотности плазмы в центре плазменной мишени, начиная с которых

осуществляется захват электронов в плазменную волну. Также предложен и апробирован метод оптимизации характеристик ускоренного сгустка электронов путем варьирования профиля плотности плазмы после точки захвата электронов. Показано, что можно увеличить энергию электронного сгустка и минимизировать энергетический разброс электронов в сгустке путем варьирования координаты точки перехода от спадающего участка гауссового профиля к плато плотности плазмы.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Проекта РФФИ № 19-02-00908, а также при поддержке Проекта РФФИ № 20-21-00150 и Госкорпорации «Росатом».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gonsales A *et al* 2019 *Physical Review Letters* **122**
2. Walker P A, Alesini P D, Alexandrova A S *et al* 2017 *Journal of Physics: Conference Series* **874** 012029
3. Кузнецов С В 2020 *Квантовая электроника* **50** 929–933
4. Goers A, Hine G, Feder L, Miao B, Salehi F and Milchberg H 2015 *Physical Review Letters* **115**
5. Popov V S and Andreev N E 2019 *Quantum Electronics* **49** 307–313
6. Pukhov A 1999 *Journal of Plasma Physics* **61** 425–433
7. Hansson M, Aurand B, Davoine X, Ekerfelt H, Svensson K, Persson A, Wahlström C G and Lundh O 2015 *Physical Review Special Topics — Accelerators and Beams* **18**