Письма в ЖЭТФ, том 121, вып. 7, с. 562 – 571

Влияние положения фокуса на формирование преплазмы и ускорение ионов при лазерном облучении плоской мишени

К. В. Сафронов[+], *А. В. Брантов*[*1)], *В. А. Флегентов*[+], *Н. Н. Шамаева*[+], *С. А. Горохов*[+], *А. С. Тищенко*[+], *Д. О. Замураев*[+], *Н. А. Федоров*[+], *С. Ф. Ковалева*[+], *А. Л. Шамраев*[*], *С. И. Глазырин*[*×], *М. А. Ракитина*[*], *В. Ю. Быченков* [*×]

[+]*Федеральное государственное унитарное предприятие "Российский Федеральный Ядерный Центр – Всероссийский научно–исследовательский институт технической физики имени академика Е. И. Забабахина", 456770 Снежинск, Россия*

[*]*Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия*

[×]*Федеральное государственное унитарное предприятие "Всероссийский научно–исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова", 127030 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 27 января 2025 г.
После переработки 3 марта 2025 г.
Принята к публикации 4 марта 2025 г.

Экспериментально и расчетно-теоретически продемонстрирована возможность повышения энергии протонов, ускоряемых фемтосекундным лазерным импульсом мощностью 60 ТВт, за счет выбора оптимального положения пятна фокусировки относительно поверхности облучаемой мишени при заданном наносекундном пьедестале, обусловленном усиленным спонтанным излучением. Это положение определяется как наилучший вариант фокусировки, обеспечивающий достаточно эффективное согласование падающего и захваченного преплазмой лазерного излучения в условиях возникающих самосогласованных пространственных профилей преплазмы и кратера (т.е. оставшейся толщины мишени) на облучаемой поверхности. При этом фокальное пятно не лежит на поверхности мишени, а сдвинуто в преплазму, что позволяет в 1.5 раза поднять максимальную энергию протонов.

DOI: 10.31857/S0370274X25040052, EDN: LMOHZO

1. Введение. Лазерные методы ускорения ионов привлекают внимание исследователей в связи с широкими возможностями применения компактного источника направленного пучка быстрых протонов. Он может использоваться для протонной радиографии, инициирования ядерных реакций, в том числе для наработки медицинских изотопов или получения нейтронов, создания и диагностики вещества в экстремальном состоянии, моделирования астрофизических явлений в лаборатории [1, 2]. Такие применения требуют лазерных установок, обеспечивающих релятивистскую интенсивность излучения, $a_0 \gg 1$ (a_0 – безразмерная амплитуда электрического поля лазерного импульса).

С момента первой демонстрации направленного пучка высокоэнергетических протонов более 20 лет назад [3] идет активная работа по улучшению эффективности ускорения ионов с использованием преплазмы от естественного предымпульса за счет усиленного спонтанного излучения – УСИ (*amplified spontaneous emission* – ASE, англ.) [4–11] или от дополнительного нс/пс импульса [12–16]. При этом, существует понимание, что неуправляемый длительный предымпульс даже невысокой интенсивности может приводить к образованию краевой плазмы ("*skirt*", англ.) или даже к разрушению мишени (особенно тонких фольг, наиболее эффективных для ускорения протонов), тем самым снижая энергию и число ускоренных протонов [5, 7–9, 11, 17]. Действительно, классический механизм ускорения ионов подразумевает выход горячих электронов на тыльную сторону мишени и формирование ускоряющего поля разделения заряда на их характерном дебаевском масштабе, которое и ускоряет протоны (*target normal sheath acceleration* – TNSA, англ.) [18].

Размытие задней стенки мишени на масштабе, большем дебаевского радиуса горячих электронов, приводит к уменьшению этого поля разделения заряда, которое будет определяться размером краевой плазмы, что в конечном счете подавляет ускорение ионов. Вместе с тем, создаваемая предымпульсом плазменная корона на фронте облучаемой мишени может приводить к более эффективному поглощению лазерного импульса, тем самым увеличивая число и энергию горячих электронов, позволяя более

1)e-mail: brantovav@lebedev.ru

эффективно ускорять ионы. Таким образом, встает вопрос о возможности влияния на преплазму, добиваясь ее оптимального размера и определенного положения пятна фокусировки на профиле преплазмы, по возможности препятствуя разрушению тыльной стороны мишени.

Одна из основных причин разрушения мишени связана с запускаемой предымпульсом ударной волной, которая на наносекундных временах успевает пройти сквозь мишень, приводя к ее модификации и даже полному разрушению. Также, в случае менее драматического воздействия слабоинтенсивного предымпульса, он может приводить к перегретому жидкому состоянию вещества [7, 8] и соответствующему фазовому переходу жидкость–газ [19], уже при интенсивностях $10^9 - 10^{10}$ Вт/см^2 [11]. Использовавшееся в [9] гидродинамическое моделирование взаимодействия предымпульса с тонкой фольгой приводило к формированию позади нее небольшого слоя (~ 1 мкм) малоплотной (околокритческой) краевой плазмы.

Кроме того, ударная волна приводит к сдвигу мишени от своего начального положения с формированием кратера, характеристики которого зависят от интенсивности излучения и материала мишени. В общей трехмерной геометрии для гауссова лазерного пучка предымпульса возникают различные сдвиг и кратер мишени в зависимости от интенсивности и ее градиента в поперечном направлении. В результате основной фемтосекундный импульс будет взаимодействовать с модифицированной мишенью, обладающей разлетающимся плазменным факелом на облучаемой стороне. В зависимости от интенсивности и длительности предымпульса можно ожидать различные профили преплазмы с различными значениями плотности в области фокуса основного лазерного импульса. При этом существует дополнительная возможность изменять характерный профиль плотности преплазмы, просто сдвигая мишень относительно точки наилучшей фокусировки, и таким образом несколько уменьшать интенсивность предымпульса на мишени за счет его расфокусировки.

Каковы условия фокусировки и какой профиль преплазмы оптимальны для максимально эффективного ускорения ионов – все еще не до конца исследованная проблема. Именно демонстрации возможности повышения эффективности ускорения протонов из плоской металлической мишени за счет ее сдвига относительно положения фокального пятна посвящена данная работа, объединяющая результаты эксперимента (раздел 2) с численным гидродинамическим моделированием (раздел 3) и PIC ("частица-в-ячейке": *particle-in-cell*, англ.) моделированием (раздел 4).

2. Экспериментальные результаты. Эксперименты проводились на фемтосекундной Ti:Sa лазерной установке с длительностью лазерного импульса (измеренной на полувысоте интенсивности) 25–30 фс, длиной волны порядка 800 нм, и полной энергией до 2 Дж. Лазерный импульс фокусировался по нормали к мишени внеосевым параболическим зеркалом с фокусным расстоянием $f = 160$ мм (диафрагменное число $f\# = 2$), что, по оценкам, может обеспечивать максимальную интенсивность на мишени порядка $(3-5) \times 10^{20}$ Вт/см^2 при пятне фокусировки порядка $(3-4)\lambda$. Диаметр фокального пятна измеренный по его изображению в пучке юстировочного лазера на диагностической ПЗС-камере, составлял $d = (3.5 \pm 0.7)$ мкм на полувысоте. В качестве мишени использовалась алюминиевая фольга толщиной 6 мкм. Спектр и максимальная энергия (энергия отсечки) протонов восстанавливались времяпролетным методом с использованием полупроводникового кремниевого детектора ФДУК 1УВСКМ (производства "Техноэксан", временное разрешение ~ 2.5 нс). Детектор устанавливался на расстоянии 1449 мм от мишени под углом 0° к ее нормали. Входная диафрагма детектора имела диаметр 0.49 мм и была закрыта алюминиевой фольгой, толщиной 6 мкм, которая пропускает протоны с энергиями более 0.55 МэВ. Наведение на мишень осуществлялось перед каждым выстрелом посредством пучка юстировочного лазера непрерывного действия с длиной волны 632.8 нм, который предварительно был совмещен с пучком основного лазера на мишени с точностью не хуже 3 мкм.

При фокусировке лазерного импульса на поверхность мишени была получена зависимость максимальной энергии протонов от энергии падающего лазерного излучения (см. рис. 1). Хорошо видно, что максимальная энергия растет с энергией лазерного импульса несколько быстрее, чем часто используемая корневая зависимость для ускорения ионов полем разделения заряда с тыльной стороны мишени в предположении пондеромоторного скейлинга энергии горячих электронов, определяющих ускоряющее электростатическое поле. Наблюдаемый более быстрый, чем пондеромоторный, рост энергии ионов с энергией лазерного импульса может быть объяснен повышенным нагревом электронов (повышенной трансформацией энергии лазерного излучения в энергию электронов) за счет генерации так называемых суперпондеромоторных электронов при стохастическом нагреве последних. Это, например,

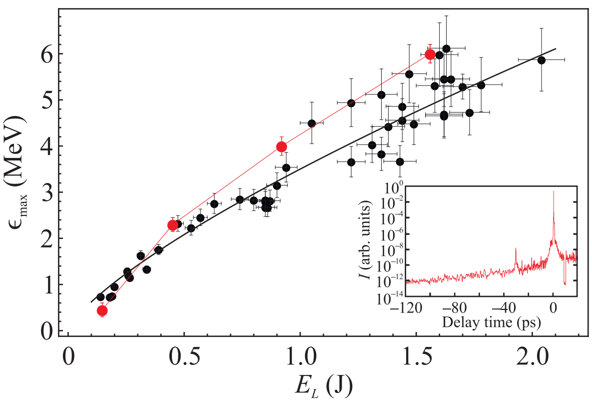


Рис. 1. (Цветной онлайн) Зависимость максимальной энергии протонов от энергии лазерного импульса. Черная кривая представляет зависимость $\mathcal{E}_{\max} \sim E_L^{0.75}$. Красная кривая отвечает результатам PIC моделирования (см. раздел 3). Погрешность измеренной энергии протонов определяется приборной погрешностью времяпролетного спектрометра, которая, в свою очередь, определяется временным разрешением полупроводникового детектора, и составляет $\sim 10\,\%$. Энергия лазерного импульса измеряется с точностью $\sim 5\,\%$. На вставке показан временной профиль лазерной интенсивности, измеренный коррелятором 3-го порядка

было установлено в численном моделировании ускорения протонов из ультратонких фольг оптимальной толщины [20].

В рассматриваемом случае такой более эффективный нагрев связан с преплазмой, образующейся на фронтальной стороне мишени вследствие конечного контраста излучения (C). Заметим, что контраст излучения лазерного импульса на временном интервале в несколько сотен пикосекунд, порядка 10^{-12}, намного лучше наносекундного контраста, отвечающего импульсу УСИ, порядка 10^{-8}, что связано с чирпированием импульса, забирающего большую долю излучения – см. вставку на рис. 1. Именно импульс УСИ определяет характерный размер преплазмы, а влиянием пикосекундного предымпульса можно пренебречь (см. также [21]). Действительно, для контраста на уровне не хуже $C = 10^{-8}$ оценка характерной интенсивности наносекундного УСИ-пьедестала длительностью 5 нс дает $\gtrsim 10^{12}$ Вт/см^2 для максимальной энергии 2 Дж. Такой предымпульс способен создать протяженный плазменный факел на облучаемой стороне мишени, что может существенно поднять энергию горячих электронов, увеличивая эффективность ускорения ионов. Вместе с тем он также способен разрушить заднюю поверхность мишени, негативно влияя на ускорение протонов. Уменьшение полной энергии основного, фемтосекундного импульса сказывается на и на параметрах предымпульса, уменьшая эффекты, связанные с формированием преплазмы, и предотвращая разрушение тыльной стороны мишени.

Вместе с тем существует и другой способ управления параметрами преплазмы – путем сдвига мишени относительно точки наилучшей фокусировки. Сдвиг мишени (FP) навстречу лазерному импульсу (положительный сдвиг, $FP > 0$, где $FP = 0$ отвечает фокусировке на поверхность мишени) на $FP = 20$ мкм, приводит к уменьшению энергии протонов, что связано с расфокусировкой лазерного импульса на мишени. Это видно на рис. 2 – при положительном

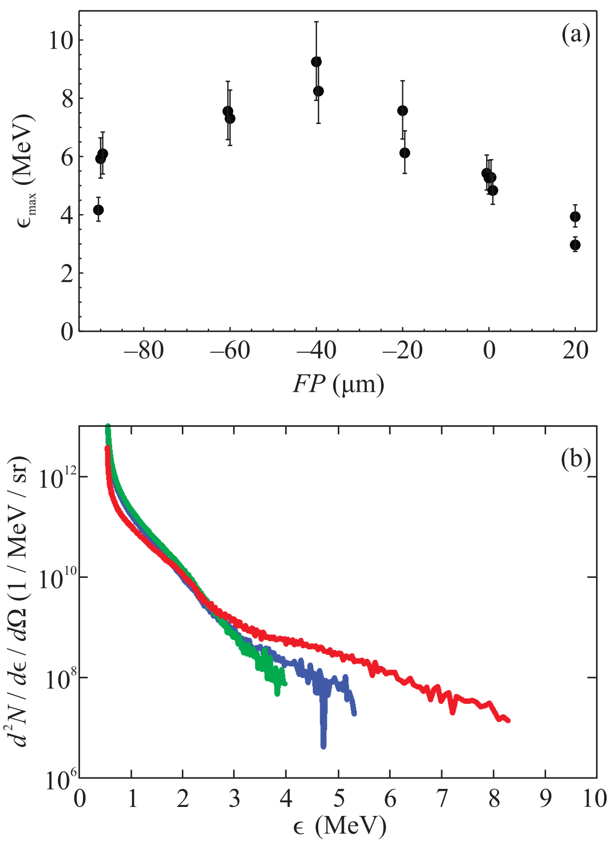


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость максимальной энергии протонов от величины сдвига мишени относительно положения наилучшей фокусировки (a). Во всех выстрелах (точках) энергия лазерного импульса на мишени была на уровне 1.5–1.6 Дж. (b) – Экспериментально измеренный спектр протонов в случаях фокусировки на мишень (синяя кривая), за мишень $FP = 20$ мкм (зеленая кривая) и перед мишенью $FP = -40$ мкм (красная кривая)

сдвиге энергия отсечки падает примерно в 1.5 раза. Действительно, величина сдвига мишени оказывается сравнимой с длиной Рэлея, что приводит к падению интенсивности примерно в $\sim 1.5-2$ раза. Одновременно снижается и интенсивность предымпульса, что приводит к формированию менее плотной преплазмы по сравнению со случаем фокусировки лазерного импульса на мишень, что также может негативно сказываться на ускорении протонов.

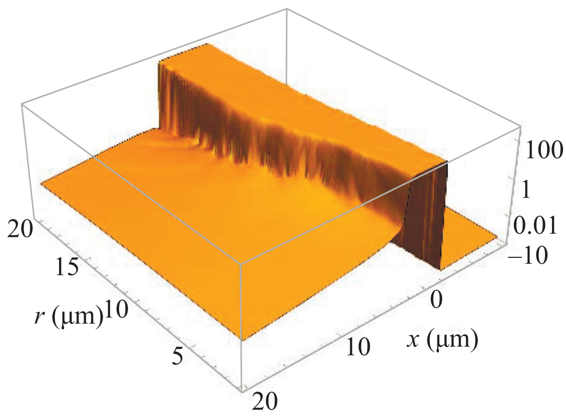
Сдвиг мишени за область фокуса (отрицательные сдвиги, $FP < 0$) также приводит к некоторому падению интенсивности предымпульса на мишени одновременно с увеличением пятна фокусировки. Однако в этом случае основной импульс фокусируется в формируемую преплазму и даже способен эффективно каналироваться на увеличенной длине. Именно такие сдвиги, как показано экспериментально, позволяют поднять максимальную энергию протонов в 1.5 раза с 6 до 9 МэВ (см. рис. 2). При этом, оптимальная величина сдвига составляет 40 мкм. Увеличение энергии протонов, видимо, связано с устойчивым каналированием лазерного импульса при самофокусировке в докритической преплазме, когда достигается согласование дифракционного угла расходимости лазерного излучения из фокального пятна с апертурой нелинейного релятивистского плазменного волновода, что приводит к более эффективному нагреву электронов. Для проверки этого предположения были проведены численные расчеты ускорения протонов из мишеней с преплазмой, формируемой в результате воздействия предымпульса.

3. Гидродинамическое моделирование разлета мишени под действием предымпульса. Для объяснения полученных экспериментальных результатов было проведено моделирование ускорения протонов коротким лазерным импульсом. Ключевой момент моделирования состоял в проведении предварительных гидродинамических расчетов разлета мишени под действием наносекундного предымпульса. Расчеты проводились кодом FRONT [21] в трехмерной геометрии с цилиндрической симметрией. В коде использовалась собственная реализация двухтемпературного уравнения состояния QEOS [22], включающая модель Томаса–Ферми с поправками для электронной компоненты и модель Кована для ионной компоненты. Данное уравнение состояния верифицировалось на данных по ударному сжатию алюминия, а также при больших температурах на соответствие уравнению состояния идеальной плазмы с переменной ионизацией по модели Саха. Теплоперенос описывался классической плазменной моделью с ограничением, в которую был добавлен переход к пределу табличной теплопроводности нормального алюминия при низких температурах. Область энерговыделения определялась интегрированием вдоль траекторий лазерных лучей уравнения на интенсивность излучения с коэффициентом поглощения, вычисленным на основе диэлектрической проницаемости, рассчитанной в рамках модели Друде.

Предымпульс моделировался импульсом гауссовой поперечной формы с временной огибающей, растущей за 1.5 нс до своего максимального значения и остающейся постоянной следующие 3.5 нс. Именно в момент времени 5 нс регистрировался профиль плотности мишени. Максимальная интенсивность предымпульса изменялась от 10^{11} Вт/см^2 до 5×10^{12} Вт/см^2. Характерный поперечный размер предыимпульса составлял 5 мкм. Использованные параметры отвечают изменению полной энергии предымпульса от ~ 0.23 мкДж до ~ 10 мДж, что не превышает 0.6 % от полной энергии импульса. Мишень представляла собой алюминиевую фольгу толщиной 6 мкм.

Проведенные расчеты показывают, что воздействие на мишень предымпульса приводит к сдвигу мишени внутри фокального пятна на $x_0 \sim \sim 0.1-12$ мкм, что ожидаемо меньше результатов одномерного моделирования, предсказывающих скорость сдвига алюминиевой мишени при интенсивности $\sim 10^{12}$ Вт/см^2 ~ 3 мкм/нс [7]. Одновременно уменьшается толщина мишени до 1–5 мкм и формируется протяженный плазменный факел на фронтальной стороне мишени. При этом, даже для максимальной интенсивности в 5×10^{12} Вт/см^2 под действием предымпульса мишень полностью не прорывалась и ее задняя поверхность не разрушалась. Однако дальнейшее увеличение интенсивности предымпульса приводит к разрушению мишени за время порядка 5 нс. Кроме того, можно ожидать модификации слоя загрязнения на задней поверхности мишени под действием серии ударных волн, как в случае воздействия на чисто алюминиевую мишень наносекундного импульса с пикосекундным всплеском [21]. Это может приводить к размытию и отлету слоя загрязнения, содержащего ускоряемые протоны.

Извлеченная из гидродинамических расчетов плотность вещества пересчитывалась на плотность электронов для дальнейшего использования в PIC моделировании в предположении, что атомы алюминия могут быть ионизованы до состояния Al^{+11} фемтосекундным лазерным импульсом. Характерные пространственные профили плотности электронов мишени в координатах x, r представлены на рис. 3. Ось лазерного пучка соответствует $r = 0$. До прихода импульса на мишень она располагалась в области $0 < x < 6$ мкм. Хорошо видны сдвиг мишени в направлении распространения лазерного



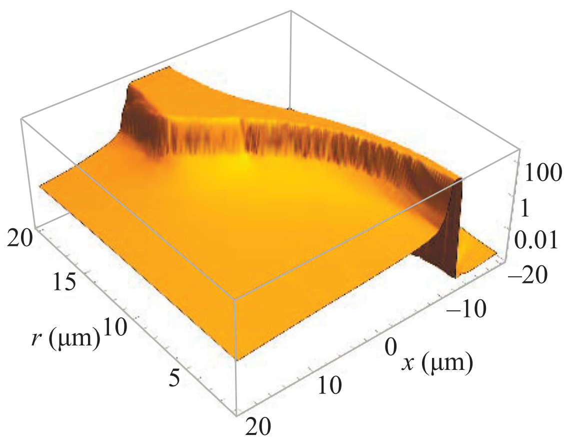


Рис. 3. (Цветной онлайн) Характерные расчетно-гидродинамические профили плотности электронов мишени (в критических плотностях) в логарифмическом масштабе после воздействия предымпульса интенсивностью 10^{11} Вт/см^2 (сверху) и 10^{12} Вт/см^2 (снизу). Размеры даны в мкм

пучка и уменьшение ее толщины. Для всех использовавшихся интенсивностей внутри фокального пятна профиль плотности электронов преплазмы вдоль оси лазерного пучка хорошо аппроксимируется двух-экспоненциальной функцией:

$$n_e \simeq n_c \left(9.3 \exp\left\{-\frac{(x-x_0)}{l_1}\right\} + 0.7 \exp\left\{-\frac{(x-x_0)}{l_2}\right\}\right), \quad (1)$$

где n_0 – плотность электронов мишени, x_0 – текущее положение фронта мишени, l_1 и l_2 – величины характерных градиентов плотности вблизи критической плотности, n_c, и вдали от поверхности мишени, соответственно. Входящие в соотношение (1) характерные параметры, x_0, l_1, l_2, вместе с толщиной мишени, l, приведены в табл. 1 в зависимости от интенсивности предымпульса, I, для длины волны лазерного излучения $\lambda = 0.8$ мкм.

Таблица 1. Характерные параметры плотности плазменного факела и мишени после воздействия предымпульса длительностью 5 нс

$I, 10^{12}$ Вт/см^2	l_1/λ	l_2/λ	x_0/λ	l/λ
5	0.5	28	24	2.
2	0.5	24	20	3.
1	0.45	20	15	5.
0.5	0.45	12	8	5.5
0.2	0.4	9	4.5	6.5
0.1	0.4	8	2	7.5

Профили мишени и преплазмы, полученные в гидродинамических расчетах, использовались в моделировании воздействия основного фемтосекундного импульса с модифицированной предымпульсом мишенью.

4. PIC моделирование ускорения протонов. Расчеты проводились с использованием кода VSim, решающим систему уравнений Власова–Максвелла методом "частица-в-ячейке", в расчетной области размером $X \times Y \times Z = 90\lambda \times 28\lambda \times 28\lambda$ с разрешением $\lambda/100 \times \lambda/20 \times \lambda/20$. Здесь лазерный импульс, падающий нормально на мишень, распространяется в направлении x. В расчетах, для упрощения, использовалось только продольное распределение плотности плазмы из гидродинамических расчетов внутри светового канала (см., выражение (1)) без учета поперечной неоднородности плазмы. Это достаточно для поставленной цели – исследования поведения максимальной энергии ускоренных протонов для сопоставления с экспериментом. Основная мишень толщиной 5λ имела плотность электронов $200 n_c$. Толщина слоя преплазмы составляла 45λ. Была также проведена серия расчетов с большей толщиной преплазмы (до 80λ), но меньшим продольным разрешением $\lambda/50$. Использовалось 8 расчетных частиц в одной ячейке как для электронов, так и для ионов основной мишени и преплазмы. Для моделирования органического слоя загрязнения на тыльной стороне мишени был добавлен слой протонов (и электронов) толщиной $l_p = 0.1\lambda$ и плотностью $n_p = 20 n_c$. Для него использовалось 30 частиц в ячейке (для протонов и электронов).

Поскольку наша гидродинамическая модель не охватывает описание перегретого состояния жидкой фазы, которое может возникать на масштабах времени порядка длительности УСИ-пьедестала в слое загрязнения и не описывает его размытие и отлет от поверхности алюминиевой мишени, мы учли такую возможность следующим образом. Для моделирования возможной деградации слоя загрязнения с плотностью $20 n_c$ предполагалось, что он расплывается до толщины $l_p = 2\lambda$, имея экспоненциальный профиль плотности с характерным градиентом 0.5λ. Соответствующее уменьшение плотности определялось условием сохранения вещества $n_p \times l_p = \text{const}$. Также учитывалось, что загрязнение может отлетать от задней поверхности мишени на расстояние до 2λ. Во всех расчетах брался лазерный импульс длительностью 30 фс, сфокусированный в пятно с гауссовым распределением по r размером 5λ (по полувысоте). Один расчет с использованием HPC (*high-performance computing*) кластера длился порядка 7 дней на 1500 ядрах.

Была проведена серия расчетов ускорения протонов для лазерной интенсивности $\sim 3 \times 10^{20}$ Вт/см^2 (отвечающей безразмерной амплитуде лазерного света $a_0 = 13$ и полной энергией 1.56 Дж) из мишеней с разными градиентами преплазмы (разными значениями градиентной длины l_2). Последнее отвечает определенным значениям контраста лазерного импульса по интенсивности в соответствии с табл. 1. Проведенные расчеты (показанные на рис. 4) показывают, что учет преплазмы модифицированной мишени приводит к ускорению протонов до энергий порядка 5–10 МэВ для достаточно пологих профилей плотности преплазмы, что находится в хорошем согласии с экспериментальными данными (см. рис. 1 и 2). При этом наблюдается заметный рост энергии ускоренных протонов с увеличением характерной градиентной длины преплазмы (l_2), что отвечает возникновению более расширенной короны с увеличением интенсивности предымпульса. Наилучшее согласие с измеренными энергиями протонов получено для параметров преплазмы и мишени, отвечающих предымпульсам с интенсивностью (10^{12}–5×10^{12}) Вт/см^2, которая, действительно, примерно соответствует экспериментально оцененному контрасту излучения $\sim 10^{-8}$. Поскольку для больших градиентных длин преплазмы (больших интенсивностей предымпульса) следует ожидать разрушения слоя загрязнения и его отлета от тыльной поверхности алюминиевой мишени, с учетом последнего в случае $I \gtrsim 10^{12}$ Вт/см^2 была проведена еще одна серия расчетов. Иллюстрацией служат синие точки на рис. 4. Рассматриваемый эффект приводит к уменьшению энергии протонов, что может объяснять наблюдаемые в экспериментах вариации энергии протонов, наиболее существенные именно при больших вложенных энергиях падающего излучения.

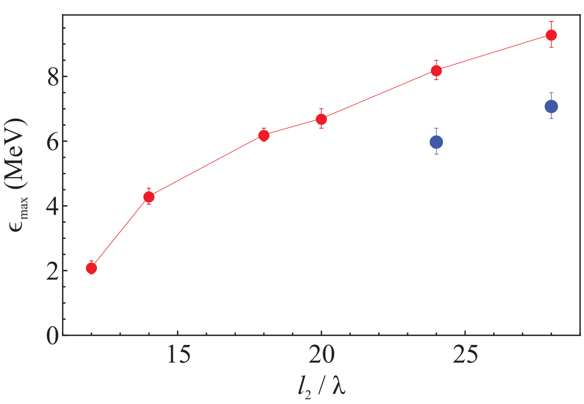


Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимость максимальной энергии протонов от градиентой длины преплазмы (l_2 в выражении (1)) при фокусировке лазерного импульса на мишень (красные точки). Синие точки отвечают учету деградации заднего слоя загрязнения. Погрешности расчетных данных связаны с конечным временем расчетов и численным разрешением

Использование мишеней с различными профилями плотности преплазмы, которые отвечают соответствующим энергиям нс предымпульса и самосогласованными энергиями основного фс импульса, демонстрирует согласие с экспериментом зависимости максимальной энергии протонов от полной энергии (интенсивности) лазерного излучения. Это иллюстрируется красными точками (красной кривой) из PIC расчетов на рис. 1. Расчетные результаты хорошо аппроксимируют экспериментальные данные для верхнего предела максимальных энергий протонов. В этих расчетах предполагался контраст по лазерной интенсивности на уровне 10^{-8} и использовались соответствующие профили преплазмы из (1) для каждой энергии импульса. Кроме того, для максимальной интенсивности предполагалась деградация слоя загрязнения на задней поверхности мишени – последняя красная точка на рис. 1 отвечает первой синей точке на рис. 4.

Получаемая в расчетах энергия протонов для максимальной энергии лазерного импульса, ≈ 2 Дж, и максимального размера преплазмы ($l_2 \simeq 28\lambda$) при фокусировке на профиль преплазмы вблизи поверхности мишени, $-20 < FP < 0$ мкм, и идеальном слое загрязнения задней поверхности, оказываются 9–10 МэВ, т.е. выше, чем наблюдается в эксперименте, ≈ 6 МэВ. Ожидаемо, что последнее связано с деградацией слоя загрязнения на тыльной поверхности мишени. Сдвиг положения наилучшей фокусировки лазерного света от поверхности мишени приводит к уменьшению интенсивности предымпульса, что позволяет избежать разрушения тыльной стороны мишени. Так, оценивая рэлеевскую длину на уровне ~ 25 мкм, получаем, что отрицательный сдвиг на 40 мкм приводит к падению интенсивности предымпульса примерно в три раза. Для такой интенсивности характерная градиентная длина преплазмы снижается до 24λ. Для возникающих параметров была получена зависимость максимальной энергии протонов от положения точки фокусировки основного лазерного импульса на профиль преплазмы, представленная на рис. 5.

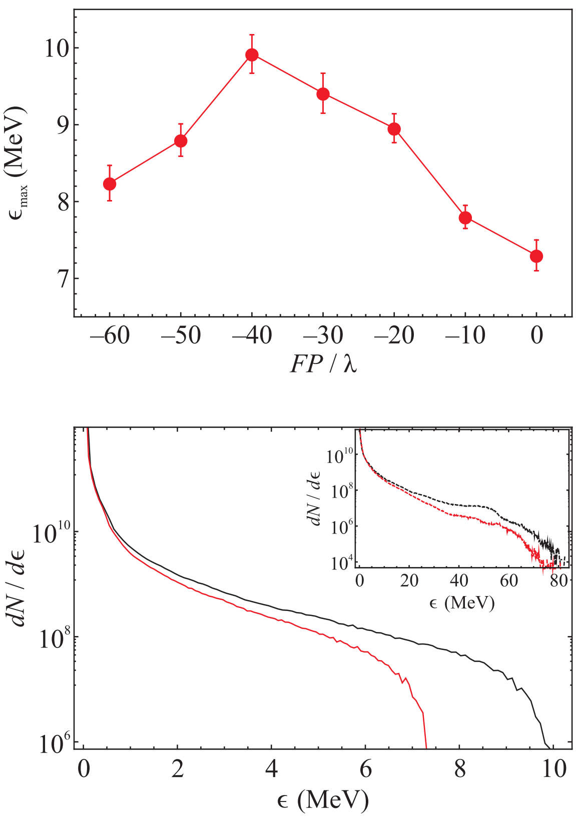


Рис. 5. (Цветной онлайн) Зависимость максимальной энергии протонов от положения точки фокусировки лазерного импульса с энергией 1.8 Дж на профиль преплазмы с $l_2 = 24\lambda$ – сверху. Спектры протонов (сплошные линии) и электронов (пунктирные линии) для $FP = 0$ (красные кривые) и $FP = -40\lambda$ (черные кривые) – снизу. Во всех расчетах толщина твердотельной мишени составляла 5λ

Проведенное моделирование показывает, что протонная энергия отсечки возрастает, если лазерный импульс фокусируется перед мишенью. Так, фокусировка на расстоянии 40λ от мишени приводит к увеличению энергии протонов с 7 до 10 МэВ, что качественно совпадает с экспериментальным результатом (см. рис. 2). Спектр протонов имеет характерную спадающую форму с отсечкой на максимальной энергии, которая примерно отвечает эффективной "температуре" горячих электронов (характерный наклон кривой спектра в области энергий от 10 до 40 МэВ на вставке рис. 5). Повышение последней и, соответственно, максимальной энергии протонов связано с устойчивой фокусировкой в виде протяженного каналирования лазерного импульса, начинающегося в области пониженной плотности преплазмы при фокальном пятне, позволяющем избежать филаментации пучка. Недавно было обосновано [23], что условие самозахвата лазерного импульса, сопровождающегося каналированным распространением в виде каверны плотности, заполненной лазерным светом, достигается при определенном согласовании диаметра каверны с плотностью плазмы и интенсивностью лазерного излучения, $D \simeq \simeq 0.5\lambda\sqrt{a_0 n_c/n_e}$. В нашем случае именно на расстоянии $\simeq 40\lambda$ плотность преплазмы составляет $\simeq 0.13 n_c$ (см. (1) с $l_2 = 24\lambda$), что отвечает значению $D \simeq 5.2\lambda$ порядка размера пятна фокусировки лазерного импульса и порядка поперечного размера наблюдаемого плазменного канала. Это видно на рис. 6 (из численного PIC моделирования), представленном для момента времени, когда лазерно-плазменная каверна достигает поверхности мишени. На этом рисунке справа у мишени хорошо видна каверна электронной плотности (белым) с лазерным излучением (сине-красным) и ускоренными электронами (черным) внутри нее. В работе [24] уже отмечалось, что локальное выполнение условия согласования на нарастающем профиле преплазмы позволяет реализовать режим самозахвата лазерного излучения с эффективным ускорением электронов внутри каверны.

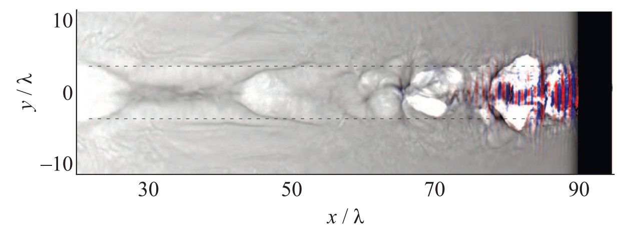


Рис. 6. (Цветной онлайн) Канал плотности в преплазме на момент достижения лазерным импульсом поверхности мишени

На самом деле, как отмечалось выше, профиль преплазмы также меняется самосогласованным образом при изменении пятна фокусировки. Так, дальнейшая расфокусировка предымпульса и уменьшение его интенсивности (при увеличении сдвига пятна фокусировки от мишени) уже начинает негативно сказываться на энергии ускоренных протонов. Это связано с уменьшением градиента профиля преплазмы, от величины которого энергия отсечки зависит довольно сильно (см. рис. 4). Таким образом, оптимальное положение пятна фокусировки отвечает наилучшему лазер-плазменному согласованию для устойчивой самофокусировки волноводного типа, обеспечивающей эффективное ускорение электронов в преплазме, и одновременно условию не разрушения поверхностного слоя загрязнений на задней поверхности мишени. И то, и другое способствует генерации протонов с максимальной энергией.

5. Заключение. Представленная работа выполнена в рамках ведущихся до настоящего времени экспериментальных исследований по изучению возможностей повышения эффективности лазерного ускорения ионов (протонов, прежде всего) с точки зрения достижения максимальных значений выхода или/и энергии генерируемых частиц с использованием оптимального позиционирования мишени относительно положения фокуса [25–31]. Для мишеней из диэлектрика максимальные энергии протонов наблюдались как для фокусировки на мишень [28, 29], так и при небольших сдвигах фокуса, в пределах рэлеевской длины, либо в преплазму, либо за мишень [31]. Вероятно, что причиной последнего являлась самофокусировка в преплазме, способствовавшая эффективному ускорению электронов (см., например, [32, 33]) при $FP < 0$ или эффективный стохастический нагрев электронов на фронтальной стороне мишени ($FP > 0$) [4]. При этом отметим достаточно существенное увеличение протонной энергии отсечки по сравнению со случаем фокусировки на мишень ($FP = 0$) – примерно двукратное [31]. Примерно такие же результаты получены для мишеней высокой проводимости (металлы, графены). Так в эксперименте с тонкой фольгой (7 мкм) из восстановленного оксида графена с напылением золота на фронтальной поверхности обнаружено двукратное увеличение максимальной энергии лазерно-ускоренных протонов при оптимальной фокусировке импульса за мишень $FP = +340$ мкм [30]. Экспериментально полученная зависимость энергии отсечки от положения фокуса демонстрирует еще один умеренно выраженный максимум при $FP = -25$ мкм для фокусировки в преплазму, отвечающий примерно 40 % увеличению энергии протонов [30], качественно подобный представленному нами на рис. 5. Для двух предельных случаев низкого ($\sim 10^{-6}$) [25] и высокого ($\sim 10^{-10}$) [26, 27] контрастов излучения с использованием тонких Al мишеней (2–3 мкм) было установлено отсутствие эффекта повышения энергии протонов при фокусировке за мишень [25] при низком контрасте, наблюдавшегося в работе [30] при умеренном контрасте ($\sim 10^{-8}$), и достижение максимальной энергии отсечки при фокусировке на мишень ($FP \approx 0$) [26, 27]. И то, и другое легко понять, поскольку для уширенной при низком контрасте преплазмы, слишком малая доля лазерной энергии попадает на мишень (ср. $C = 10^{-6}$ и $C = 10^{-8}$), а при высоком контрасте (ср. $C = 10^{-10}$ и $C = 10^{-8}$) преплазма вообще подавлена.

Таким образом, среди известных на сегодняшний день результатов по увеличению максимальной энергии ионов при лазерном облучении тонких фольг с преплазмой наиболее перспективным выглядит метод, экспериментально реализованный в работе [30]. При этом с очевидностью обнаруживается нехватка расчетно-теоретической поддержки проведенных экспериментов, что могло бы устраняться с использованием численной модели, наподобие нашей, для полной верификации эффекта значительного повышения энергии ускоренных ионов путем управления лазерно-плазменным взаимодействием с помощью оптимизации мишень–преплазма. Рассматривая представленный нами эксперимент, сопровождавшийся численным моделированием, согласующимся с измерениями, как основу для более существенного повышения энергии ускоренных ионов и выхода высокоэнергетических частиц без увеличения энергии лазерного импульса, мы ставим своей целью на будущее поиск наиболее эффективной схемы лазерного ускорения ионов с использованием более совершенной и доступной мишени типа предложенной в [30].

В отличие от большинства предыдущих работ, в нашей статье экспериментально и теоретически показано, что есть возможность, с одной стороны, использовать преимущества для ускорения ионов преплазмы, образованной на фронтальной стороне, а с другой стороны, избежать негативного влияния разрушения тыльной стороны мишени. Это достигается простым сдвигом точки наилучшей фокусировки лазерного импульса на определенное расстояние от мишени, что позволяет уменьшить величину интенсивности предымпульса на мишени (за счет его расфокусировки), не подавляя благодаря самофокусировке эффективности взаимодействия основного лазерного импульса с плазмой, но избежать разрушения тыльной стороны мишени. Именно, фемтосекундный лазерный импульс, испытывая самофокусировку, достигает основной мишени без потери интенсивности, при этом эффективно ускоряя электроны преплазмы, что и позволяет поднять энергию протонов. Такой простой способ повышения эффективности ускорения протонов применим к достаточно толстым мишеням (мульти-мкм толщины) и не препятствует его использованию в высокочастотном режиме работы лазерных импульсов, когда затруднительна быстрая смена сверхтонких мишеней, считающихся наилучшими. Например, подобные энергии протонов (порядка 10 МэВ) получались ранее на похожих лазерных установках (с энергией порядка 2 Дж) только с использованием ультратонких фольг (порядка 1–2 мкм) [27], для облучения которых необходим сложно получаемый высококонтрастный лазерный импульс.

Как краткий итог, отметим, что полученные экспериментальные и теоретические результаты показывают возможность управления параметрами преплазмы при фиксированной энергии предымпульса за счет сдвига мишени относительно точки наилучшей фокусировки, способствующего увеличению эффективности ускорения протонов. Так, простой сдвиг мишени вглубь от точки фокусировки может приводить к существенному увеличению максимальной энергии протонов. Для рассматриваемых параметров лазерной установки и мишени оптимальная величина сдвига составляет 40 мкм, что, с одной стороны, отвечает оптимальным условиям фокусировки лазерного импульса на профиль плотности преплазмы, а, с другой стороны, позволяет избежать прогорания мишени или нарушения ее задней поверхности при максимально вложенной энергии. На основе физических представлений о реализации режима каналированного распространения лазерного импульса в режиме самозахвата дано объяснение возможности увеличения энергии протонов без повышения энергии лазера.

Финансирование работы. Моделирование разлета мишени и ускорения протонов из мишеней с преплазмой выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда # 24-22-00119, https://rscf.ru/project/24-22-00119/.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. H. Daido, M. Nishiuchi, and A. S. Pirozhkov Rep. Prog. Phys. **75**, 056401 (2002).
2. A. Macchi, M. Borghesi, and M. Passoni, Rev. Mod. Phys. **85**, 751 (2013).
3. A. Maksimchuk, S. Gu, K. Flippo, D. Umstadter, and V. Y. Bychenkov, Phys. Rev. Lett. **84**, 4108 (2000).
4. Y. Sentoku, V. Y. Bychenkov, K. Flippo, A. Maksimchuk, K. Mima, G. Mourou, Z. M. Sheng, and D. Umstadter, Appl. Phys. B. **74**, 207 (2002).
5. M. Kaluza, J. Schreiber, M. I. K. Santala, G. D. Tsakiris, K. Eidmann, J. Meyer-ter-Vehn, and K. J. Witte, Phys. Rev. Lett. **93**, 045003 (2004).
6. A. Yogo, H. Daido, A. Fukumi et al. (Collaboration), Phys. Plasmas. **14**, 043104 (2007).
7. O. Lundh, F. Lindau, A. Persson, C.-G. Wahlstr?m, P. McKenna, and D. Batani, Phys. Rev. E. **76**, 026404 (2007).
8. D. Batani, R. Jafer, M. Veltcheva, R. Dezulian, O. Lundh, F. Lindau, A. Persson, K. Osvay, C.-G. Wahlström, D. C. Carroll, P. McKenna, A. Flacco, and V. Malka, New J. Phys. **12**, 045018 (2010).
9. T. Zh. Esirkepov, J. K. Koga, A. Sunahara et al. (Collaboration) Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **745**, 150 (2014).
10. D. Wang, Y. Shou, P. Wang, J. Liu, Ch. Li, Zh. Gong, R. Hu, W. Ma, and X. Yan, Sci. Rep. **8**, 2536 (2018).
11. P. Hadjisolomou, I. P. Tsygvintsev, P. Sasorov, V. Gasilov, G. Korn, and S. V. Bulanov, Phys. Plasmas **27**, 013107 (2020).
12. P. McKenna, D. C. Carroll, O. Lundh, F. Nürnberg, K. Markey, S. Bandyopadhyay, D. Batani, R. G. Evans, R. Jafer, and S. Kar, Laser and Particle Beams **26**, 591 (2008).
13. Y. Glinec, G. Genoud, O. Lundh, A. Persson, and C.-G. Wahlström, Appl. Phys. B **93**, 317 (2008).
14. Q. Liao, M. J. Wu, Z. Gong et al. (Collaboration), Phys. Plasmas **25**, 063109 (2018).
15. P. Wang, Y. Gao, Y. Shou, Z. Pan, S. Xu, D. Wang, J. Liu, Z. Cao, Za. Mei, D. Kong, Y. Geng, Y. Zhao, H. Lu, C. Lin, X. Yan, and W. Ma, J. Phys. Conf. Ser. **1350**, 012063 (2019).
16. L. A. Gizzi, E. Boella, L. Labate, F. Baffigi, P. J. Bilbao, F. Brandi, G. Cristoforetti, A. Fazzi, L. Fulgentini, D. Giove, P. Koester, D. Palla, and P. Tomassini, Sci Rep. **11**, 13728 (2021).
17. A. Higginson, R. Wilson, J. Goodman, M. King, R. J. Dance, N. M. H. Butler, C. D. Armstrong, M. Notley, D. C. Carroll, Y. Fang, X. H. Yuan, D. Neely, R. J. Gray, and P. McKenna, Plasma Phys. Control Fusion **63**, 114001 (2021).
18. S. C. Wilks, A. B. Langdon, T. E. Cowan, M. Roth, M. Singh, S. Hatchett, M. H. Key, D. Pennington, A. MacKinnon, and R. A. Snavely, Phys. Plasmas **8**, 542 (2001).
19. M. M. Basko, Phys. Plasmas **8**, 542 (2018).
20. A. V. Brantov, E. A. Govras, V. Yu. Bychenkov, and W. Rozmus, Phys. Rev. Accel. Beams ST **30**, 123306 (2015).
21. С. И. Глазырин, М. А. Ракитина, А. В. Брантов, Физика плазмы **51**(1) (2025), в печати.
22. R. M. More, K. H. Warren, D. A. Young, and G. B. Zimmerman, Phys. Fluids **31**, 3059 (1988)
23. В. Ю. Быченков, В. Ф. Ковалев, Письма в ЖЭТФ **120**, 346 (2024).
24. В. Ю. Быченков, М. Г. Лобок, Письма в ЖЭТФ **114**, 650 (2021).

25. M. H. Xu, Y. T. Li, D. C. Carroll et al. (Collaboration), Appl. Phys. Lett **100**, 084101 (2012).
26. B. Aurand, L. Senje, K. Svensson, M. Hansson, A. Higginson, A. Gonoskov, M. Marklund, A. Persson, O. Lundh, D. Neely, P. McKenna, and C.-G. Wahlström, Phys. Plasmas **23**, 023113 (2016).
27. Y.-X. Geng, Q. Liao, Y.-R. Shou et al. (Collaboration), Chin. Phys. Lett. **35**, 092901 (2018).
28. M. Noaman-ul-Haq, H. Ahmed, T. Sokollik, Y. Fang, X. Ge, X. Yuan, and L. Chen, Nuclear Instr. Meth. Phys. Res. A **909**, 164 (2018).
29. Y. R. Shou, D. H. Wang, P. J. Wang, J. B. Liu, Z. X. Cao, Z. S. Mei, Y. X. Geng, J. G. Zhu, Q. Liao, Y. Y. Zhao, K. Zhu, C. Lin, H. Y. Lu, W. J. Ma, and X. Q. Yan, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **927**, 236 (2019).
30. L. Torrisi, M. Cutroneo, A. Torrisi, L. Silipigni, G. Costa, M. Rosinski, J. Badziak, J. Wołowski, A. Zaraś-Szydłowska, and P. Parys, Phys. Rev. Accel. Beams **22**, 021302 (2019).
31. B. Loughran, M. J. V. Streeter, H. Ahmed et al. (Collaboration), High Power Laser Science and Engineering **11**, e35 (2023).
32. S. A. Shulyapov, I. N. Tsymbalov, K. A. Ivanov, G. A. Gospodinov, R. V. Volkov, and A. B. Savel'ev, J. Phys.: Conf. Ser. **1692**, 012023 (2020).
33. K. A. Ivanov, I. N. Tsymbalov, S. A. Shulyapov, D. A. Krestovskikh, A. V. Brantov, V. Yu. Bychenkov, R. V. Volkov, and A. B. Savel'ev, Phys. Plasmas, **24**, 063109 (2017).