

Направленный кулоновский взрыв при релятивистском самозахвате мощного лазерного импульса

А. Х. Кастильо⁺, С. Г. Бочкарев^{†*1)}, М. Г. Лобок⁺*, В. Ю. Быченков^{†*}

⁺ Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

^{*} Центр фундаментальных и прикладных исследований, Федеральное государственное унитарное предприятие “Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова”, 127030 Москва, Россия

Поступила в редакцию 9 июня 2026 г.

После переработки 2 июля 2026 г.

Принята к публикации 2 июля 2026 г.

Показано, что режим релятивистского самозахвата мощного лазерного импульса ультракороткой длительности, распространяющегося в плазме околоритической плотности может быть использован для создания высокоэффективного источника лазерно-ускоренных ионов. С помощью проведенного трехмерного численного моделирования ускорения протонов при релятивистском самозахвате, когда они ускоряются главным образом за счет направленного кулоновского взрыва заряженной каверны при достижении ею задней границы мишени, получены практически значимые характеристики ускоренных протонов. В сравнении с наиболее эффективным способом ускорения протонов при лазерном облучении ультратонких пленок изученный механизм демонстрирует возможность достижения такой же, или даже несколько превосходящей, рекордной энергии ускоренных частиц, не требуя при этом сверхвысокого контраста излучения.

DOI: 10.7868/S3034576626080155

1. Введение. Самофокусировка в режиме самозахвата лазерного излучения в волноводный канал нелинейной среды, открытая еще 60 лет назад [1–3], с появлением технологии получения мощных ультракоротких лазерных импульсов трансформировалась в релятивистский самозахват (РСЗ) лазерного света в плазме. Он, в своих двух крайних проявлениях, получивших названия “пузырь” (bubble) [4] или “лазерная пуля” [5, 6], представляет собой заполненную излучением распространяющуюся каверну плотности в плазме с вытесненными световым давлением электронами. Такая положительно заряженная каверна может быть полностью заполнена лазерным светом (лазерная пуля) [5], с заполнением излучением ее малой передней части (пузырь) [4] или в промежуточных случаях – частично заполнена излучением в зависимости от длительности лазерного импульса. При этом наиболее интересен РСЗ для максимальной возможной плотности плазмы, допускаемый величиной мощности лазерного импульса. В этом случае максимален положительный заряд каверны, способный в результате самоинжекции из окружающей плазмы захватить максимальное число электронов и эффективно их ускорить, что делает такой лазер-

ный ускоритель практически востребованным для радиационно-ядерных приложений [7].

Как и в случае самозахвата лазерных пучков нерелятивистской мощности [1, 2], для РСЗ мощных импульсов требуется определенное согласование лазерно-плазменных параметров, причем оно коренным образом отличается от нерелятивистского случая [8]. Недавние исследования показали, что критически важным для устойчивого РСЗ-распространения релятивистски интенсивных лазерных импульсов является подавление возможных неустойчивостей (филаментационной и самомодуляционной), что реализуется при сферической форме лазерно-плазменной каверны [6, 8–10]. В наиболее интересном случае плазмы околоритической плотности подавление таких неустойчивостей может быть достигнуто при острой фокусировке лазерного импульса ультракороткой длительности, типично при его длительности в пределах 30 фс и фокусировке в пятно в пределах 10 мкм для Дж-уровней энергии импульса. Следует отметить, что с использованием современных технологий укорочения лазерных импульсов стандартной длительностью в несколько десятков фемтосекунд последние могут быть сжаты еще в несколько раз даже для исходных мощностей в сотни ТВт. Напри-

¹⁾ e-mail: bochkarevsg@lebedev.ru

мер, метод CafCA продемонстрировал сжатие 60 фс лазерного импульса в 6 раз без существенной потери энергии, позволив получить практически 1.5 ПВт в 10 фс импульсе [11]. Это открывает многообещающие перспективы практического использования РСЗ для радиационно-ядерных источников на основе лазеров.

Лазерно-плазменная каверна в плазме околоритической плотности даже для лазерных импульсов умеренной энергии, в несколько Дж, заряженная до 10–30 нКл, способна ускорить электроны до нескольких сотен МэВ с полным зарядом на уровне порядка 10–15 нКл [6, 10]. Вместе с тем, следует ожидать, что она также может быть источником ускорения ионов до мульти-МэВных энергий в соответствии со следующим сценарием. Достигнув задней границы мишени, положительно заряженная каверна будет испытывать кулоновский взрыв [12], разгоняя ионы до высоких энергий благодаря большому заряду каверны. Одновременно происходит вылет в вакуум ускоренного в каверне пучка электронов из ее приосевой области, создавая сильное поле разделения заряда на границе мишени, также способное ускорять ионы мишени (см., например, [13, 14]). Дополнительно, при выходе каверны на заднюю границу мишени ожидаема генерация вихревого поля, компонента которого вдоль направления распространения каверны также может способствовать ускорению ионов. Эта компонента поля возникает при выключении магнитного поля каверны и при сильном торможении лазерно-ускоряемых электронов при вылете в вакуум: (1) пондеромоторных – у фронтальной поверхности каверны и (2) кильватерных – внутри каверны, на ее оси, в виде бунчируемого пучка.

В настоящее время наиболее эффективным лазерным методом достижения максимальной энергии ионов при умеренно джоулевой энергии фемтосекундного лазера считается облучение ультратонких пленок импульсами сверхвысокого контраста [15]. Однако, анализ соответствующих экспериментальных данных показывает, что максимальная энергия ионов отнесенная к энергии лазерного импульса, обычно на уровне $\lesssim 5$ МэВ/Дж (см., например, [16]), хотя и имеется рекордный результат работы [17]: $\gtrsim 10$ МэВ/Дж. Подчеркнем, что применение очень тонких фольг налагает жесткие требования к контрасту лазерного излучения, в отличие от здесь предлагаемого нового механизма ускорения ионов. Цель настоящей работы – с помощью массивного 3D численного моделирования с использованием высокопроизводительного вычислительного кластера продемонстрировать новый эффективный меха-

низм ускорения протонов, вполне доступный для существующих коммерческих лазеров.

2. PIC моделирование. Численное моделирование проводилось с использованием трехмерного PIC (“частица-в-ячейке”) кода VSIM. Лазерный импульс линейной поляризации с энергией 2.2 Дж фемтосекундной длительности, $\tau = 6$ и 20 фс, остро сфокусированный в пятно микронного размера, $D_0 \simeq (2 - 3)\lambda$ (λ – длина волны излучения), облучал поверхность плазменной мишени околоритической плотности, $n_e = (0.3 - 0.9)n_c$, (n_c – критическая плотность), состоящей из протонов и электронов. Размер расчетной области типично составлял $70\lambda \times 70\lambda \times 120\lambda$. Пространственное разрешение составляло $\lambda/10$ в поперечных направлениях и $\lambda/20$ – в продольном. Ниже X – направление распространения импульса лазерного света, поляризованного вдоль направления Z . Указанные параметры близки к использовавшимся в работе [10], обеспечивая стабильный РСЗ. Рассматриваемая плазменная мишень с резкой границей отвечает, например, практической реализации гомогенизации и ионизации слоя пены при ее предварительном нагреве наносекундным лазерным импульсом для получения мишени околоритической плотности (см. [18]). Отметим также, что для реализации РСЗ неоднородность плазменной мишени (рампы плотности) на входе лазерного импульса не критична, по крайней мере, в пределах длины рампы на уровне 100λ [7].

При проникновении лазерного импульса в плазму формируется распространяющаяся почти со скоростью света (с групповой скоростью импульса) каверна, свободная от электронов, вначале почти заполненная лазерным излучением, а по мере истощения его энергии – частично, с передней стороны каверны. Диаметр формирующейся каверны, D , примерно удовлетворяет условию самосогласования для РСЗ см. [8]:

$$D \sim \frac{\lambda}{2} \sqrt{a_0 \omega_{pe}} / \omega, \quad (1)$$

где ω_{pe} – электронная плазменная частота, а a_0 – стандартная безразмерная амплитуда лазерного поля, обезразмериваемая на $E_0 = m_e c \omega / e$. Отметим, что два предельных случая для РСЗ отвечают “лазерной пуле”, $D \simeq st$, и “пузырю”, $D \gg st$. Здесь реализуется промежуточный случай $D \gtrsim st$. Во всех случаях реализация устойчивого распространения в режиме РСЗ осуществляется при сферической форме каверны [6, 10]. Характерное электрическое поле в каверне, ускоряющее электроны, оценивается как

$$E_x \sim en_e D. \quad (2)$$

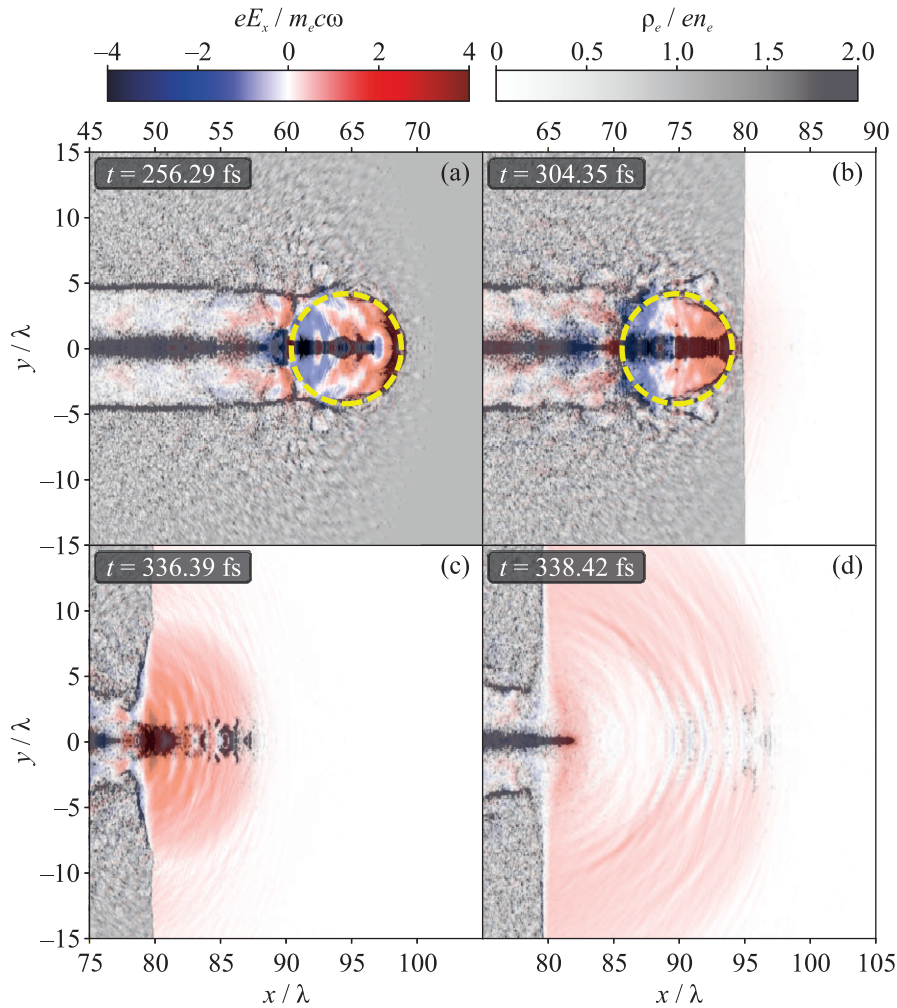


Рис. 1. (Цветной онлайн) Динамика распространения РСЗ-каверны и эволюции генерируемого электрического поля (E_x) для 6 фс импульса, в плазменном слое $35\lambda \leq x \leq 80\lambda$ с плотностью $n_e = 0.5n_c$ на четырех последовательных по времени кадрах

Длина истощения лазерного импульса составляет [10] $l_{\text{dpl}} \propto \tau a_0 n_c / n_e$, где n_c – критическая плотность плазмы. На таком расстоянии от передней поверхности мишени ($\gtrsim 100\lambda$) ускоренный ступок высокоэнергетичных электронов набирает максимальный заряд [10]. Однако для ускорения ионов определяющим является величина положительного заряда каверны и на более коротком, чем l_{dpl} , расстоянии (для более тонкой мишени), можно несколько поднять плотность плазмы до использовавшейся в расчетах ($n_e = (0.3–0.9)n_c$), сохранив устойчивость РСЗ при увеличенном заряде каверны.

Толщина мишени околоритической плотности должна как минимум вдвое превышать размер каверны, определяемой формулой (1), для обеспечения выхода на режим РСЗ с полной электронной кавитацией для последующего эффективного кулоновского

взрыва. С учетом возможного вклада электронов в ускорение ионов, толщину целесообразно увеличить до длины, позволяющей электронам набирать энергию выше кулоновского потенциала каверны; при этом она должна оставаться меньше длины истощения лазерного импульса. С учетом этого здесь выбрана толщина мишени $\approx 45\lambda$, которая, как видно ниже, обеспечивала устойчивое формирование каверны с мульти-нКл электронным пучком.

Динамика РСЗ-каверны (электронная плотность – серым, поля – цветом) иллюстрируется рис. 1a–d. Сразу после входа в плазму каверна несколько расширяется от размера D_0 до самосогласованного размера $D \simeq 9\lambda$ (1), что типично для режима РСЗ [5, 7]. Внутри плазмы, (a), каверна устойчиво распространяется вплоть до ее задней границы, (b), сохраняя сферическую форму,

подчеркнутую оконтуриванием каверны желтым пунктиром. В каверне в направлении X возникает сильное (ускоряющее электроны) электростатическое поле E_x , достигающее величины ≈ 10 ТВ/м, в соответствии с оценкой (2). При этом азимутальное магнитное поле релятивистски движущейся каверны достигает величины ≈ 30 кТл у границы каверны.

Как видно из рис. 1а, б, в осевой области каверны формируется плотный, $n_e \sim n_c$ электронный сгусток цилиндрической формы (с диаметром $\simeq 2\lambda$ и с энергией, достигающей до $\gtrsim 100$ МэВ), с собственным магнитным полем достигающим до 40 кТл. Достигнув задней границы мишени, каверна разрушается взрывным образом с генерацией на границе сильного электромагнитного поля, см. рис. 1с, д. Часть его энергии уносится в вакуум (в виде излучения) в виде сферической волны [19], (д). Генерируемое на границе плазма-вакуум поле способно эффективно ускорять ионы в направлении вперед, что обсуждается ниже.

Для количественного анализа вкладов электростатических и вихревых составляющих электромагнитного поля на задней границе мишени, обуславливающих ускорение ионов, мы воспользовались разложением Гельмгольца – теоремой Гельмгольца (ср. [20]). Согласно ей, произвольное векторное поле может быть представлено в виде суммы вихревой и электростатической составляющих:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_v + \mathbf{E}_{es}. \quad (3)$$

Здесь $\mathbf{E}_v$ – вихревая (бездивергентная, соленоидальная), а $\mathbf{E}_{es}$ – электростатическая (потенциальная/безвихревая) составляющие поля. Для обработки данных трехмерного численного моделирования указанный подход реализован с использованием преобразования Фурье [20]:

$$\mathbf{E}_v(t, \mathbf{r}) = - \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \frac{\mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \mathbf{G}(t, \mathbf{k}))}{k^2}, \quad (4)$$

$$\mathbf{E}_{es}(t, \mathbf{r}) = \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \frac{\mathbf{k}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{G}(t, \mathbf{k}))}{k^2}, \quad (5)$$

где $\mathbf{G}(t, \mathbf{k}) = \int d\mathbf{r} \mathbf{E}(t, \mathbf{r}) e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}}$ – пространственный спектр электрического поля. Именно эти интегралы (4)–(5) вычислялись по данным PIC-кода, чтобы выделить из полного поля, представленного на рис. 1с, д, электростатическую и вихревую компоненты.

3. Ускорение протонов. Достигая задней границы мишени, заряженная каверна инициирует ускорение протонов. На рисунке 2а представлены спек-

тры вылетающих вперед протонов для двух длительностей импульса, $\tau = 6$ фс и $\tau = 20$ фс при $n_e/n_c = 0.5$, а также эволюция максимальных энергий протонов (энергии отсечки спектров). Они достигают значений $\epsilon_{\max} \approx 30$ МэВ для $\tau = 6$ фс и ≈ 35 МэВ – для $\tau = 20$ фс. Эти значения определялись как те, при которых начиналось резкое уменьшение числа крупных частиц. Ниже, в разделе 4 обсуждается вероятная причина обнаружения в расчетах весьма малого числа частиц с энергией, несколько превосходящей соответственно 30 и 35 МэВ, причем из приосевой области.

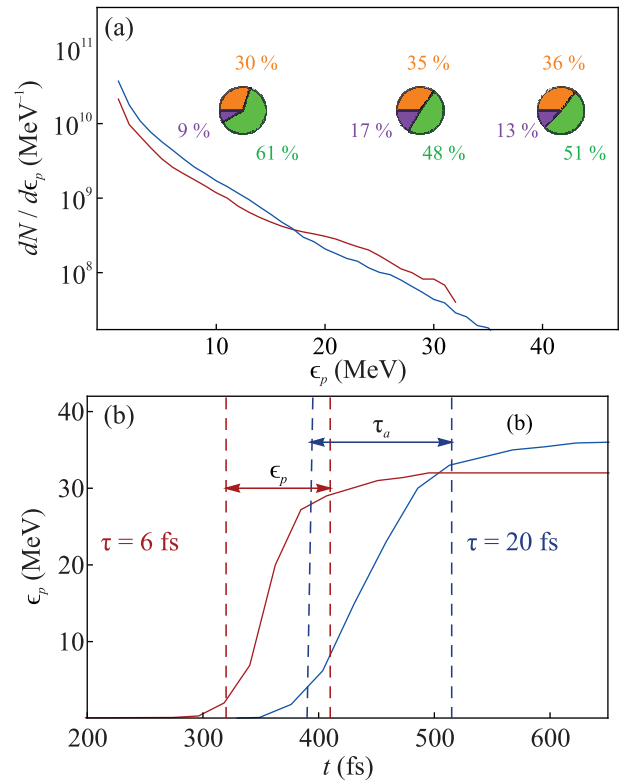


Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектры протонов с энергией > 1 МэВ (а) для 6-фс импульса. Зависимости максимальной энергии протонов от времени (б): темно-красным – для 6 фс, синим – для 20 фс. Здесь же оценочно показано время ускорения протонов, τ_a

Из рисунка 2б следует, что в случае 6 фс импульса время ускорения протонов, τ_a , оказывается порядка 90 фс, а для 20 фс импульса – примерно 130 фс. Максимальные энергии (см. рис. 2а) и число МэВных протонов (см. рис. 2б) в этих двух случаях примерно одинаковы с небольшим превышением и того и другого в пользу 20 фс импульса.

Чтобы понять, из каких областей мишени ускоренные протоны дают вклады в разные участки спектра (рис. 2а), мы на примере 6 фс импульса выбрали три его характерных интервала: (1) $1 \text{ МэВ} < \epsilon_p <$

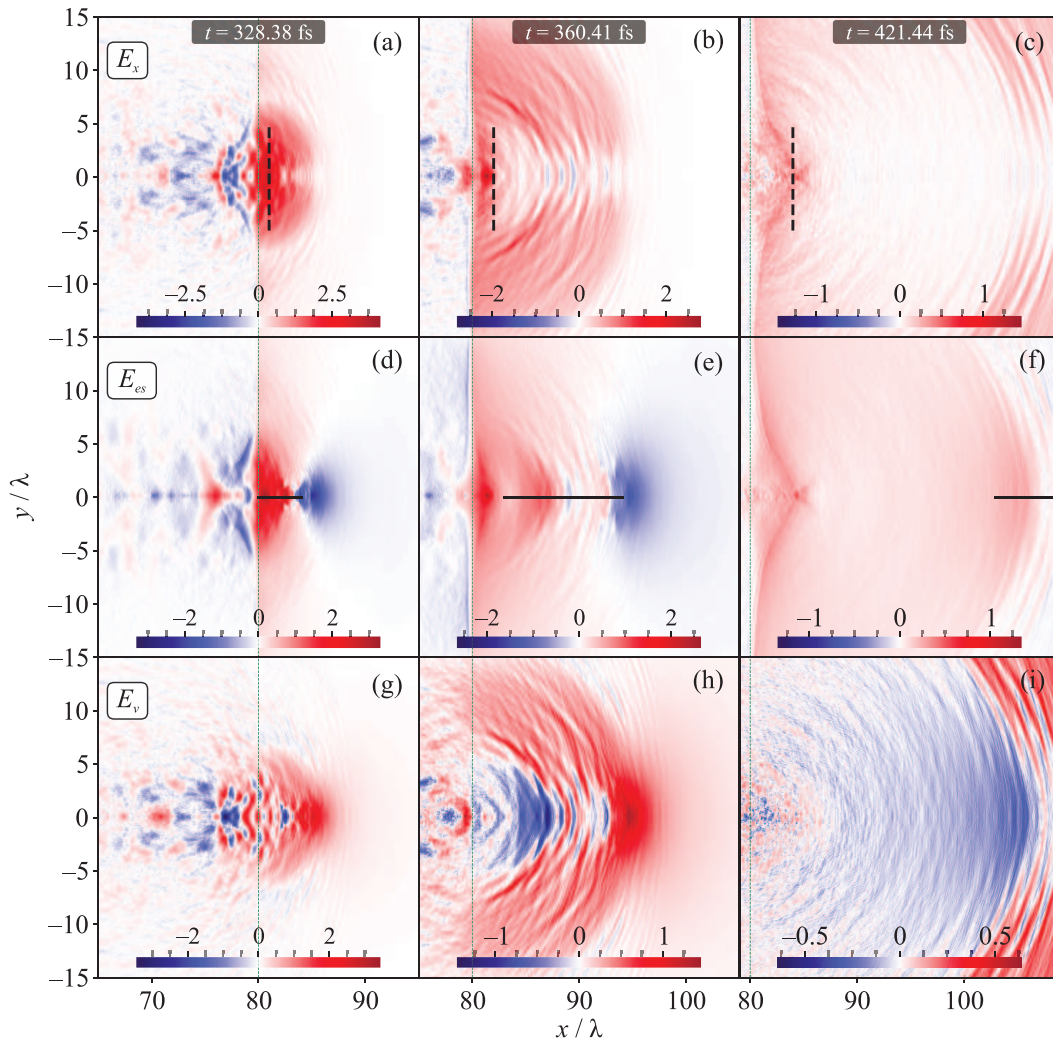


Рис. 3. (Цветной онлайн) Динамика генерируемого поля E_x в единицах E_0 у задней границы мишени для импульса длительностью 6 фс: (a)–(c) – полное поле, (d)–(f) – его потенциальная и (g)–(i) – вихревая составляющая

< 10 МэВ, (2) $10 \text{ МэВ} < \epsilon_p < 20 \text{ МэВ}$, (3) $20 \text{ МэВ} < \epsilon_p < 30 \text{ МэВ}$ и проследили, откуда пришли частицы с такими энергиями. При $t = 335$ фс (начало ускорения ионов) из пространственной области в виде параллельного границе цилиндрического диска толщиной $\approx 0.5\lambda$ с диаметром, равным диаметру каверны, случайным образом были отобраны примерно 20 тысяч крупных частиц с энергией > 1 МэВ и прослежено их ускорение до момента времени, отвечающего рис. 2а, $t = 500$ фс. Отметим, что на момент выборки таких представительских частиц доля протонов с энергией > 5 МэВ была пренебрежимо мала. Три круговые диаграммы на рис. 2а дают вклады протонов в указанные энергетические диапазоны 1–3 (слева направо) из трех областей плазмы, равноудаленных от оси: (I) периферийной ($3 < r/\lambda \leq 4.5$, фио-

летовый), (II) срединной ($1.5 < r/\lambda \leq 3$, зеленый) и (III) осевой ($0 < r/\lambda \leq 1.5$, оранжевый).

Из диаграмм (рис. 2а) видно, что во всех рассматриваемых энергетических диапазонах доминируют ионы, ускоренные из срединной области плазмы (II), с вкладом ~ 50 – 60% , тогда как ионы из приосевой области (III) дают сопоставимый по величине, но несколько меньший вклад ~ 30 – 40% . В то же время периферийные ионы вносят наименьший вклад ~ 10 – 15% .

Отметим также, что частицы, ускоренные из срединной и приосевой областей каверны, вносят сопоставимый вклад в рассчитанную эффективность преобразования энергии лазера и доминируют по сравнению с вкладом протонов из периферийной области. Полный коэффициент преобразования энергии лазера в МэВные протоны составляет $\approx 2\%$. Незначи-

тельный вклад периферийных ионов связан с быстрой нейтрализацией каверны, которая происходит на временной шкале $\sim D/c$, за счет электронов, затекающих в нее со всех сторон и в первую очередь нейтрализующих периферийную область плазмы.

Понимание механизмов ускорения ионов требует анализа возникающих на задней границе мишени электромагнитных полей. Типично ускорение связывается с сильными электростатическими полями [21–25], хотя сообщалось и о возможности доминирующей роли вихревых полей [26, 27]. На рисунке 3 представлена динамическая картина полной (a)–(c), потенциальной (d)–(f) и вихревой (g)–(i) x -компонент электрического поля у границы мишени для 6 фс лазерного импульса. Кадры (сверху вниз) соответствуют трем последовательным (слева направо) моментам времени во временном интервале ≈ 90 фс. На этом рисунке вертикальной пунктирной линией в верхнем ряду отмечено положение фронта ускоренных протонов, находящегося на оси, горизонтальная сплошная кривая среднего ряда обозначает длину той части осевого пучка электронов, который оказывается в вакууме в пределах продольного размера представленных кадров, а тонкой зеленой вертикальной линией отмечена граница плазма-вакуум. Поскольку вылетающий из мишени пучок лазерно-ускоренных электронов глубоко промодулирован по длине, что характерно для РСЗ [5] и объясняется в работе [28]. Из-за такой бунчировки, как следствие, приосевое вихревое поле, им инициируемое, также сильно промодулировано. Это значительно снижает его способность ускорять протоны. Возникающее на периферии (относительно оси каверны) вихревое поле еще меньше, чем приосевое.

Рисунок 4 характеризует пространственно-временные распределения электростатического и вихревого полей. Генерация электростатической компоненты поля (рис. 4а, красным) сопровождается быстрым начальным нарастанием поля до величины $\approx 5E_0$, после чего за время ≈ 60 фс (порядка времени релаксации каверны и ускорения протонов) она медленно падает до величины $\approx E_0$. Ускоряющая вихревая же компонента ($E_v > 0$) за это время демонстрирует импульсную динамику с уменьшением амплитуды от $\approx 3E_0$ до нуля, что свидетельствует о ее малом вкладе в ускорение протонов.

Это же следует из сравнения соответствующих кривых для полей на рис. 4б, где приведены зависимости x -компонент вихревого и электростатического полей на оси в момент времени, когда фронт ускоряемых ионов удалился на расстояние 3λ от мишени.

Картина распределения электростатической ком-

поненты поля за задней границей мишени явно указывает на его доминирование в ускорении ионов. Электростатическое ускоряющее поле, хотя и монотонно спадает от границы, оказывается большим в течение достаточно длительного времени $\sim \tau_a$, тогда как из-за коротко-импульсного (импульсы длительностью $\tau_v \sim 10$ фс $\ll \tau_a$) характера вихревого поля (рис. 3g–i) эффективная величина последнего сильно снижается. В случае 20 фс лазерного импульса величина τ_v по-прежнему составляет ~ 10 фс, тогда как характерное время ускорения протонов $A - t_a \approx 130$ фс (см. рис. 2b).

Таким образом, проведенные РС расчеты показывают значительную малость вклада вихревого поля по сравнению с электростатическим в силу доминирования последнего по величине и импульсного короткодействия первого.

4. Анализ и обсуждение результатов. Оценим максимальную энергию ионов, набираемую при кулоновском взрыве каверны [12]:

$$\epsilon_p^{\text{CE}} \approx \frac{2eQ}{D}, \quad (6)$$

где Q – заряд каверны диаметром D . Подставляя его значение для сферической каверны $Q = e\pi n_i D^3/6$, получаем оценку для максимальной энергии (энергии отсечки) ускоренных протонов $\epsilon_p^{\text{CE}} \approx (\pi^2/6)(D/\lambda)^2(n_i/n_c)m_e c^2$. Эта оценка, с учетом $n_i/n_c = 0.5$, дает $\epsilon_p^{\text{CE}} \approx 67$ МэВ, что является завышенной, поскольку время релаксации каверны порядка $D/c \simeq 30$ фс соизмеримо с характерным временем набора энергии ионами при кулоновском взрыве [12], $\sim 1/\omega_{pi} \simeq 30$ фс, где ω_{pi} – ионная плазменная частота. С учетом такой скорости нейтрализации каверны ионная плотность заряда за время кулоновского взрыва оказывается малой по сравнению с начальной, т.е. в процессе ускорения протонов ее эффективное (среднее) значение можно примерно оценить как в два раза меньшее исходного. Соответственно, вместо оценки энергии отсечки $\simeq 67$ МэВ следует ожидать в два раза меньше, ~ 30 МэВ, что согласуется с рис. 2а. Примерно такая же величина следует из простой оценки набора энергии протонами в поле E_{es} на рис. 4а.

Помимо ускорения ионов электростатическим механизмом кулоновского взрыва следует отметить и роль узкого осевого пучка ускоренных в каверне электронов, вылетающих в вакуум. Ускорение ионов плазмы релятивистским электронным пучком рассматривалось еще в классических ускорительных системах [29], в рамках идеи коллективного ускорения частиц [30]. Такой подход в исследованиях лазерно-

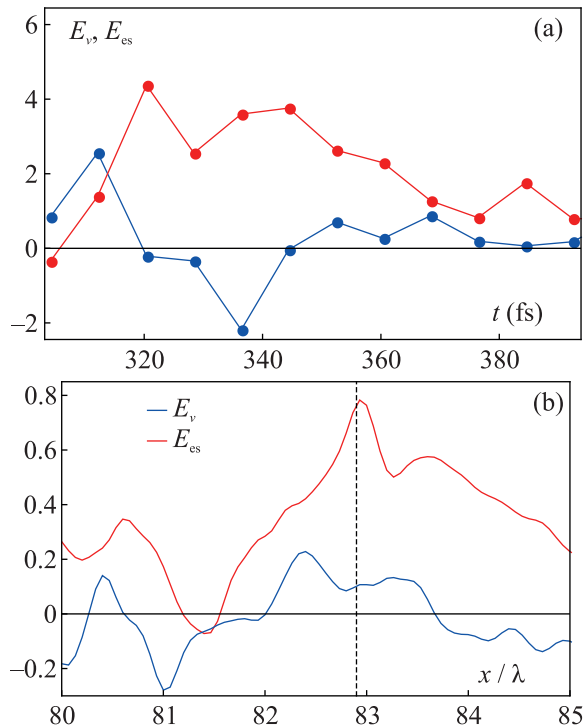


Рис. 4. (Цветной онлайн) (а) Электростатическая, E_{es} , и вихревая, E_v , E_x - компоненты на фронте ускоряемых протонов и (б) – их пространственные распределения на последний момент времени, отвечающий верхнему рисунку (395 фс), в единицах E_0 для случая $\tau = 6$ фс. Положение фронта ускоренных протонов показано вертикальной пунктирной линией

го ускорения ионов основан на так называемом механизме TNSA (Target Normal Sheath Acceleration), сначала базирующемся на ускорении ионов из мишени лазерно-нагретыми электронами, а потом и с использованием пучков кильватерно ускоренных электронов или пучков, генерируемых при прямом лазерном ускорении электронов, [18, 31, 32]. Однако здесь, в отличие от этих работ, роль электронного пучка в ускорении протонов, хотя и обнаруживается, но не столь существенна. Так, например, в случае 6 фс импульса заряд ускоренного электронного банча (3 нКл) много меньше заряда каверны (30 нКл) и электронный пучок не способен существенно влиять на энергосодержание ускоряемых протонов. Вместе с тем, его наличие может объяснить наблюдаемое ускорение малого числа протонов до энергий, несколько превосходящих 30 МэВ, и обнаруженный эффект коллимации ионов, демонстрируемый рис. 5 для 6 фс лазерного импульса.

На рисунке 5 изображены случайно выбранные траектории протонов из числа тех, которые вылетали в вакуум из приосевой области, $r/\lambda <$

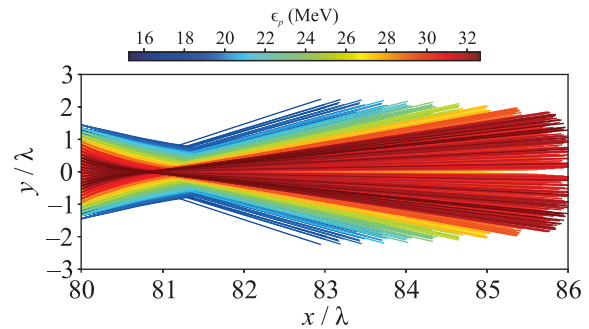


Рис. 5. (Цветной онлайн) Случайно выбранные траектории протонов с энергиями выше 15 МэВ на временном промежутке 320–420 фс в плоскости (X, Y)

< 1.5 , т.е. диаметром 3λ (тогда как диаметр ультрарелятивистского пучка $\approx 1\lambda$) и имели энергии выше 15 МэВ на временном интервале 320–420 фс. Отчетливо видно притяжение протонов к оси, вдоль которой вылетает несколько электронных банчей ускоренного в каверне пучка. Переносимый ими заряд позволяет поднять энергию взрывно-ускоренных протонов лишь в пределах нескольких МэВ.

Установленная в разделе 3 малость вклада в ускорение протонов вихревого поля по сравнению с электростатическим количественно обосновывается рис. 4а. Из него следует, что несмотря на сопоставимость по величине характерных значений вихревого и электростатического полей, $E_v \sim E_{es}$, из-за короткодействия первого оно может обеспечить лишь малый вклад в энергию протонов, пропорциональный $\propto (E_v \tau_v)^2$, где τ_v – длительность вихревого импульса, составляющая ~ 10 фс. В то же время электростатическое поле существует время $\tau_a \sim 90$ фс (см. рис. 2б) и, соответственно, относительная малость вклада вихревого поля в энергию ионов оценивается как $(E_v \tau_v)^2 / (E_{es} \tau_a)^2 \sim 0.01$.

Остановимся более подробно на простых оценках вкладов двух возможных каналов генерации вихревого поля, что оправдано интересом к нему как механизму генерации ионов (см., например, [26, 21, 22]). Во-первых, хорошо известно, что лазерно-плазменная каверна несет с собой магнитное поле, B_ϕ^{cav} , сосредоточенное на радиальной границе канала ее распространения [33]. Тогда при выходе каверны на границу плазма-вакуум по закону электромагнитной индукции за время $\sim D/c$ генерируется вихревое электрическое поле, имеющее ускорительную для ионов компоненту. Во-вторых, узкий осевой пучок ускоренных электронов, несущий собственное магнитное поле, испытывая сильное торможение при вылете в вакуум, также генерирует ускоряющую ионы компоненту электрического вихревого поля. Вих-

реву компоненту поля, связанную с релаксацией магнитного поля каверны, из закона электромагнитной индукции можно оценить как $E_v \approx B_\phi^{\text{cav}}$, где $B_\phi^{\text{cav}} \simeq m_e \omega_{pe}^2 D/8$ [33].

Оценим теперь ускорительную x -компоненту вихревого электрического поля, генерируемую при вылете за границу плазмы ускоренным релятивистским пучком электронов. Фактически задача сводится к учету первого банча кильватерных осевых электронов, согласно рис. 1b, где приведен момент времени перед самым пересечением границы плазма–вакуум. Если заряд банча радиусом R_b и длиной l_b равен Q_b , то его собственное магнитное поле оценочно равно $B_\phi^b \approx \frac{Q_b}{l_b R_b}$. По аналогии с законом индукции для каверны, получаем: $E_v \approx B_\phi^b$. Для характерных значений $R_b \sim l_b \sim \lambda$, $Q_b \approx 3 \text{ нКл}$, имеем $B_\phi^b \approx B_\phi^{\text{cav}}$, что согласуется с результатом моделирования, как это видно на рис. 3г, с сопоставимыми вихревыми полями у оси, $y \simeq 0$ и на периферии, $y \simeq D/2$. Относительный вклад вихревого поля от пучка в ускорение протонов по сравнению с вкладом от релаксации каверны оказывается в $D/(c\tau_v) \approx 3$ раза больше, т.е. вклад пучка доминирует.

Таким образом обнаруженный сценарий ускорения протонов для предложенного механизма РСЗ кратко описывается следующим образом. Заряженная РСЗ-каверна, распространяясь в малоплотной мишени и выходя на границу плазмы, инициирует направленный кулоновский взрыв с некоторой долей максимально ускоренных протонов благодаря полю разделения заряда от вылетающего вдоль оси сгустка лазерно-ускоренных электронов. При этом возникающее у границы плазма–вакуум вихревое поле не вносит заметного вклада в ускорение ионов и распространяется в дальней зоне в виде сферической волны (см. рис. 3i).

Представляет интерес сравнить эффективность ускорения ионов в предложенной здесь схеме с эффективностью в других используемых вариантах для значительно более тонких мишеней: (I) малоплотных, с плотностью, близкой к критической, и (II) твердотельных. Вариант (I) – это тонкая малоплотная мишень с толщиной, меньшей длины лазерного импульса. В этом случае формируемый положительный кулоновский заряд оказывается меньше, чем в режиме РСЗ, и рассчитывать на эффективное ускорение ионов нельзя. Вариант (II) – это тонкие плотные мишени субмикронной и выше толщины и ультратонкие пленки с толщиной до 100 нм, допускающие частичное просачивание лазерного импульса сквозь мишень. В первом случае основную роль играет стандартный механизм TNSA (target normal

sheath acceleration) ускорения ионов полем разделения заряда на задней поверхности мишени, создаваемым проникающими горячими электронами. Во втором случае, в плотной полупрозрачной мишени, проникающий сквозь нее импульс способен почти полностью выбросить в вакуум электроны мишени и реализовать, как и в нашем случае, направленный кулоновский взрыв. Если в TNSA случае энергия ускоренных ионов заметно меньше, чем получено в данной работе, хотя коэффициент трансформации в МэВные ионы может быть сопоставимым, то во втором случае сверхтонкой фольги энергия ионов оказывается выше, чем в режиме TNSA (но все же ниже, чем в рассматриваемой нами РСЗ-схеме). Экспериментальные коэффициенты конверсии в МэВные протоны для ультратонких пленок, облучаемых лазером джоульного уровня энергии, оказываются на уровне порядка 1 % [17, 34, 35], что несколько ниже, чем в расчетах, допускающих “идеальную оптимизацию” толщины мишени – 3 % [36]. Для рассмотренного РСЗ-режима здесь предсказывается сопоставимый по порядку величины коэффициент конверсии, 2–3 %. Однако максимальная энергия протонов выше, чем в [17, 34, 35], причем даже в сравнении с [17], где благодаря сверхвысокому контрасту демонстрируется максимальная энергия протонов до 20 МэВ при сопоставимой энергии лазера. Достигнутое в нашей работе рекордное значение энергии отсечки близко к результату расчета [36] в случае лазерного облучения плотной, оптимизированной по толщине, сверхтонкой фольги лазерным импульсом “идеального контраста”.

5. Заключение. Проведенное исследование показало, что механизм кулоновского взрыва на стадии выхода формирующейся заряженной каверны при распространении в режиме РСЗ фемтосекундного лазерного импульса джоульной энергии в плазме околкритической плотности обеспечивает ускорение протонов с рекордной эффективностью. Она характеризуется максимальной энергией генерируемых протонов, превышающей 10 МэВ на Дж вложенной лазерной энергии (20–40 МэВ для рассмотренного 2.2 Дж лазерного импульса). Такая эффективность не уступает лучшему достижению по лазерному ускорению протонов из свертонких плотных мишеней импульсами с энергиями, не превосходящими 1 Дж (см. [17, 36]). Таким образом, в предложенном режиме ускорения протонов одновременно возможно достижение, как рекордного значения максимальной энергии протонов, так и сохранение известных максимальных значений коэффициента трансформации в МэВные протоны [17, 34–36], но без жестких тре-

бований к контрасту лазерного излучения. Высокий полный заряд взрывно-ускоренных протонов МэВ-ной энергии, > 5 нКл/Дж, достигаемый в результате направленного кулоновского взрыва при РСЗ, создает основу для создания компактных источников протонов, нейтронов и разнообразных продуктов ядерных реакций. Полное число протонов с МэВными энергиями для 2.2 Дж лазерного импульса длительностью 20 фс составляет примерно 10^{11} , из которых около 10^{10} имеют энергию свыше 10 МэВ, что открывает перспективы для применений в протонной радиографии, радиобиологии, ядерной фармакологии и других областях.

Финансирование работы. Работа выполнялась в рамках госзадания Физического института имени П. Н. Лебедева Российской академии наук (# FFMR-2024-0009).

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

1. В. И. Таланов, “О самофокусировке электромагнитных волн в нелинейных средах”, Изв. вузов. Радиофизика **7**, 564 (1964) [V. I. Talanov, “On self-focusing of electromagnetic waves in nonlinear media”, *Izvestiya VUZ. Radiofizika* **7**, 564 (1964)].
2. R. Y. Chiao, E. Garmire, and C. Townes, “Self-trapping of optical beams”, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 479 (1964).
3. С. А. Ахманов, А. П. Сухоруков, Р. В. Хохлов, “О самофокусировке и самоканализации интенсивных световых пучков в нелинейной среде”, ЖЭТФ **50**, 1537 (1966) [S. A. Akhmanov, A. P. Sukhorukov, and R. V. Khokhlov, “Self-focusing and self-trapping of intense light beams in a nonlinear medium”, *Sov. Phys. JETP* **23**, 1025 (1966)].
4. A. Pukhov and J. Meyer-ter-Vehn, “Laser wake field acceleration: the highly non-linear broken-wave regime”, *Appl. Phys. B* **74**, 355 (2002).
5. M. G. Lobok, A. V. Brantov, D. A. Gozhev, and V. Yu. Bychenkov, “Optimization of electron acceleration by short laser pulses from low-density targets”, *Plasma Phys. Contr. Fus.* **60**, 084010 (2018).
6. O. E. Vais, M. G. Lobok, and V. Yu. Bychenkov, “Compression of high-power laser pulse leads to increase of electron acceleration efficiency”, *Phys. Rev. E* **110**, 065202 (2024).
7. В. Ю. Быченков, “Лазерно-плазменная физика высоких энергий при релятивистском самозахвате экстремального света”, Квантовая электроника **54**, 265 (2024) [V. Yu. Bychenkov, “Laser-plasma high energy physics in relativistic self-trapping of extreme light”, *Bull. Lebedev Phys. Inst.* **51**, S617 (2024)].
8. В. Ф. Ковалев, В. Ю. Быченков, “Аналитическая теория релятивистского самозахвата лазерного излучения в плазме и условие его реализации”, Квантовая электроника **55**, 708 (2025) [V. F. Kovalev and V. Yu. Bychenkov, “Analytical Theory of Relativistic Self-Trapping of Laser Light in Plasmas and Conditions for Its Implementation”, *Bull. Lebedev Phys. Inst.* **52**, S1334 (2025)].
9. О. Е. Вайс, М. Г. Лобок, А. А. Соловьев, С. Ю. Миронов, Е. А. Хазанов, В. Ю. Быченков, “Эффективное ускорение электронов фемтосекундными лазерными импульсами умеренной мощности”, Письма в ЖЭТФ **118**, 871 (2023) [O. E. Vais, M. G. Lobok, A. A. Soloviev, S. Yu. Mironov, E. A. Khazanov, and V. Yu. Bychenkov, “Efficient acceleration of electrons by moderate-power femtosecond laser pulses”, *JETP Lett.* **118**, 865 (2023)].
10. В. Ю. Быченков, А. Х. Кастильо, С. Г. Бочкарев, М. Г. Лобок, “Лазерное ускорение электронов: “лазерная пуля” или “пузырь”?”, Письма в ЖЭТФ **121**, 536 (2025) [V. Yu. Bychenkov, A. J. Castillo, S. G. Bochkarev, and M. G. Lobok, “Laser acceleration of electrons: ‘laser bullet’ or ‘bubble’?”, *JETP Lett.* **121**, 512 (2025)].
11. A. Shaykin, V. Ginzburg, I. Yakovlev, A. Kochetkov, A. Kuzmin, S. Mironov, I. Shaikin, S. Stukachev, V. Lozhkarev, A. Prokhorov, and E. Khazanov, “Use of KDP crystal as a Kerr nonlinear medium for compressing PW laser pulses down to 10 fs”, *High Power Laser Sci. Eng.* **9**, e54 (2021).
12. И. А. Андрияш, В. Ю. Быченков, В. Ф. Ковалев, “Кулоновский взрыв кластера сложного ионного состава”, Письма в ЖЭТФ **87**, 720 (2008) [I. A. Andriyash, V. Yu. Bychenkov, and V. F. Kovalev, “Coulomb explosion of a cluster with a complex ion composition”, *JETP Lett.* **87**, 623 (2008)].
13. В. М. Быстрицкий, А. Н. Диденко, “Коллективное ускорение ионов в прямых релятивистских электронных пучках”, Физика элементарных частиц и атомного ядра **14**, 181 (1983) [V. M. Bystritski and A. N. Didenko, “Collective acceleration of ions in straight relativistic electron beams”, *Fiz. Ehlem. Chastits At. Yadra* **14**(1), 181 (1983)].
14. X. Liu, H. Fan, J. Qu, P. Liu, G. Zhao, L. Yin, X. Li, Q. Yu, L. Zhang, and Q. Kong, “High-energy proton beam acceleration driven by an intense ultrarelativistic electron beam in plasma”, *J. Plasma Phys.* **88**, 175880302 (2022).
15. A. V. Brantov, E. A. Govras, V. Yu. Bychenkov, and W. Rozmus, “Ion energy scaling under optimum conditions of laser plasma acceleration from solid density targets”, *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **18**, 021301 (2015).
16. A. Soloviev, K. Burdonov, S. N. Chen et al. (Collaboration), “Experimental evidence for short-pulse laser heating of solid-density target to high bulk temperatures”, *Sci. Rep.* **7**, 12144 (2017).
17. F. Dollar, S. A. Reed, T. Matsuoka, S. S. Bulanov, V. Chvykov, G. Kalintchenko, C. McGuffey, P. Rousseau, A. G. R. Thomas, L. Willingale, V. Yanovsky, D. W. Litzenberg, K. Krushelnick, and A. Maksimchuk, “High-intensity laser-driven

- proton acceleration enhancement from hydrogen containing ultrathin targets”, *Appl. Phys. Lett.* **103**, 141117 (2013).
18. O.N. Rosmej, N.E. Andreev, S. Zaechter, N. Zahn, P. Christ, B. Borm, T. Radon, A. Sokolov, L.P. Pugachev, D. Khaghani, F. Horst, N.G. Borisenko, G. Sklizkov, and V.G. Pimenov, “Interaction of relativistically intense laser pulses with long-scale near critical plasmas for optimization of laser based sources of MeV electrons and gamma-rays”, *New J. Phys.* **21**, 043044 (2019).
 19. V.Yu. Bychenkov, A.V. Brantov, M.G. Lobok, and A.S. Kuratov, “Laser-triggered terahertz emission from near-critical-density targets”, *Phys. Rev. E* **110**, 065203 (2024).
 20. H. Bhatia, G. Norgard, V. Pascucci, and P.T. Bremer, “The Helmholtz-Hodge decomposition—a survey”, *IEEE Trans. Vis. Comput. Graph.* **19**, 1386 (2012).
 21. L. Willingale, S.P.D. Mangles, P.M. Nilson, R.J. Clarke, A.E. Dangor, M.C. Kaluza, S. Karsch, K.L. Lancaster, W.B. Mori, Z. Najmudin, J. Schreiber, A.G.R. Thomas, M.S. Wei, and K. Krushelnick, “Collimated multi-MeV ion beams from high-intensity laser interactions with underdense plasma”, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 245002 (2006).
 22. L. Willingale, S.P.D. Mangles, P.M. Nilson, R.J. Clarke, A.E. Dangor, M.C. Kaluza, S. Karsch, K.L. Lancaster, W.B. Mori, Z. Najmudin, J. Schreiber, A.G.R. Thomas, M.S. Wei, and K. Krushelnick, “Willingale et al. Reply:”, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 049504 (2007).
 23. P.K. Singh, V.B. Pathak, J.H. Shin et al. (Collaboration), “Electrostatic shock acceleration of ions in near-critical-density plasma driven by a femtosecond petawatt laser”, *Sci. Rep.* **10**, 18452 (2020).
 24. A.B. Брантов, В.Ю. Быченков, В. Розмус, “Ускорение ионов ультрамощными ультракороткими лазерными импульсами”, *Квантовая электроника* **37**, 863 (2007) [A.V. Brantov, V.Yu. Bychenkov, and V. Rozmus, “Ion acceleration by ultrahigh-power ultrashort laser pulses”, *Quantum Electron.* **37**, 863 (2007)].
 25. S.S. Bulanov, V.Yu. Bychenkov, V. Chvykov, G. Kalinchenko, D.W. Litzenberg, T. Thomas, L. Willingale, V. Yanovsky, K. Krushelnick, and A. Maksimchuk, “Generation of GeV protons from 1 PW laser interaction with near critical density targets”, *Phys. Plasmas* **17**, 043105 (2010).
 26. С.В. Буланов, Д.В. Дылов, Т.Ж. Есиркепов, Ф.Ф. Каменец, Д.В. Соколов, “Ускорение ионов в дипольном вихре в короне лазерной плазмы”, *Физика плазмы* **31**, 409 (2005) [S.V. Bulanov, D.V. Dylov, T. Zh. Esirkepov, F.F. Kamenets, and D.V. Sokolov, “Ion acceleration in a dipole vortex in a laser plasma corona”, *Plasma Phys. Rep.* **31**, 369 (2005)].
 27. S.S. Bulanov, E. Esarey, C.B. Schroeder, W.P. Leemans, S.V. Bulanov, D. Margarone, G. Korn, and T. Haberer, “Helium-3 and helium-4 acceleration by high power laser pulses for hadron therapy”, *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **18**, 061302 (2015).
 28. E.N. Nerush and I.Yu. Kostyukov, “Carrier-envelope phase effects in plasma-based electron acceleration with few-cycle laser pulses”, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 035001 (2009).
 29. А.А. Плютто, П.Е. Беленсов, Е.Д. Короп, Г.П. Мхеидзе, В.Н. Рыжков, К.В. Суладзе, С.М. Темчин, “Ускорение ионов в электронных пучках”, *Письма в ЖЭТФ* **6**, 540 (1967) [A.A. Plyutto, P.E. Belensov, E.D. Korop, G.P. Mkheidze, V.N. Ryzhkov, K.V. Suladze, and S.M. Temchin, “Acceleration of ions in electron beams”, *JETP Lett.* **6**, 545 (1967)].
 30. В.И. Векслер, “Когерентный принцип ускорения заряженных частиц”, *Атомная энергия* **2**, 427 (1957) [V.I. Veksler, “Kogerentnyi printsip uskoreniya zaryazhennykh chastits (Coherent Method of Charged Particle Acceleration)”, *Atomnaya energiya* **5**, 427 (1957)].
 31. Y.J. Gu, Q. Kong, S. Kawata, T. Izumiyama, X.F. Li, Q. Yu, P.X. Wang, and Y.Y. Ma, “Enhancement of proton acceleration field in laser double-layer target interaction”, *Phys. Plasmas* **20**, 070703 (2013).
 32. J.W. Wang, W. Yu, M.Y. Yu, H. Xu, J.J. Ju, S.X. Luan, M. Murakami, M. Zepf, and S. Rykovanov, “High-energy-density electron beam from interaction of two successive laser pulses with subcritical-density plasma”, *Phys. Rev. Accel. Beams* **19**, 021301 (2016).
 33. I. Kostyukov, A. Pukhov, and S. Kiselev, “Phenomenological theory of laser-plasma interaction in “bubble” regime”, *Phys. Plasmas* **11**, 5256 (2004).
 34. D. Neely, P. Foster, A. Robinson, F. Lindau, O. Lundh, A. Persson, C.-G. Wahlström, and P. McKenna, “Enhanced proton beams from ultrathin targets driven by high contrast laser pulses”, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 021502 (2006).
 35. А.П. Бушухин, К.В. Сафронов, С.А. Горохов, В.А. Флегентов, Д.О. Замураев, А.Л. Шамраев, С.Ф. Ковалёва, Н.А. Фёдоров, А.В. Потапов, “Повышение эффективности лазерного ускорения протонов с использованием сверхтонких мишеней”, *Физика плазмы* **51**, 78 (2025) [A.P. Bushukhin, K.V. Safronov, S.A. Gorokhov, V.A. Flegentov, D.O. Zamuraev, A.L. Shamraev, S.F. Kovaleva, N.A. Fedorov, and A.V. Potapov, “Increasing the efficiency of laser acceleration of protons using ultra-thin targets”, *Plasma Phys. Rep.* **51**, 72 (2025)].
 36. А.В. Брантов, С.Г. Бочкарев, О.Е. Вайс, М.Г. Лобок, В.Ю. Быченков, “Источник медицинских изотопов и нейтронов на основе лазерно-ускоренных ионов”, *Физика плазмы* **48**, 1010 (2022) [A.V. Brantov, S.G. Bochkarev, O.E. Vais, M.G. Lobok, and V.Yu. Bychenkov, “The source of medical isotopes and neutrons based on laser-accelerated ions”, *Plasma Phys. Rep.* **48**, 1142 (2022)].