

Оптимальное ускорение ионов лазерными импульсами с крутым фронтом*

В.В.Кулагин, В.Н.Корниенко, В.А.Черепенин, Х.Сак

Рассматривается ускорение ионов при взаимодействии лазерного импульса с крутым фронтом с нанопленками. При достаточно большой амплитуде импульса все электроны могут быть удалены из пленки, что обеспечивает режим эффективного ускорения ионов. Ограничение максимальной энергии ионов может быть связано как с продольным возвратом электронов к начальному положению, так и с поперечным движением электронов вдоль поверхности нанопленки, что вызывает компенсацию заряда ионов. Получены аналитические оценки характерных параметров динамики ионов и электронов в системе, которые хорошо согласуются с результатами двумерного численного моделирования методом частиц. Оптимизация процесса ускорения с использованием найденных аналитических оценок позволяет выбрать оптимальные значения параметров лазерного импульса и нанопленки. Численное моделирование ускорения ионов при этих параметрах показало, что максимальная энергия ионов может быть существенно увеличена.

Ключевые слова: лазерное ускорение ионов, сверхмощные лазерные импульсы с предельно крутым фронтом, релятивистские электронные зеркала.

1. Введение

В последнее десятилетие лазерное ускорение ионов привлекает огромное внимание. Большое число работ посвящено исследованию различных режимов ускорения линейно поляризованным [1–17] и циркулярно поляризованным [18–29] лазерным импульсным излучением. Это связано с широкими перспективами использования лазерно-ускоренных ионов, например в радиографии переходных процессов, в адронной терапии онкологических заболеваний, для изохорического нагрева мишени и др.

Среди теоретических работ по ускорению ионов линейно поляризованным лазерным импульсным излучением большое число публикаций посвящено исследованию различных механизмов ускорения. Это и ускорение ионов облаком вылетевших из мишени быстрых электронов [3, 5, 6, 14–16] (target normal sheath acceleration, TNSA), характерное для толстых мишеней, и ускорение под действием силы светового давления [8], и ускорение при кулоновском взрыве [9, 13], и комбинированные варианты, когда несколько механизмов ускорения чередуются последовательно при взаимодействии лазерного импульса с

мишенью [11–13]. Во многих схемах ускорения мощность и энергия лазерного импульса должны быть чрезвычайно высокими (см., напр., [8]), что затрудняет применение этих схем в настоящее время.

Теория механизма TNSA достаточно хорошо разработана (см., напр., [3, 6, 14, 15]). Однако характеристики ионных пучков, формируемых при таком ускорении, оказываются неудовлетворительными для многих применений. Численное моделирование показывает, что значительно лучшие результаты при относительно небольшой мощности лазерной установки (не более нескольких петаватт) могут быть достигнуты для ускорения ионов при кулоновском взрыве или при использовании различных комбинированных вариантов [9, 11–13]. Теоретическое описание здесь оказывается более сложным, т. к. адиабатическое приближение, используемое при описании функции распределения электронов, уже неприменимо. Поэтому разработка теории и методов оптимизации ускорения ионов лазерными импульсами с предельно крутым фронтом и умеренной энергией имеет принципиальное значение для эффективной практической реализации этого процесса.

Целью настоящей работы является исследование физических механизмов, ограничивающих максимальную энергию ионов при их ускорении лазерными импульсами с предельно крутым фронтом, и разработка аналитического подхода, позволяющего оптимизировать процесс ускорения. Наиболее эффективно ионы будут ускоряться при полном вытеснении электронов из нанопленки. Именно этот случай реализуется при генерации релятивистских электронных зеркал [30, 31]. Действительно, если продольная компонента силы Лоренца оказывается больше кулоновской силы притяжения между ионами и электронами, то все электроны нанопленки синхронно смещаются в направлении распространения лазерного импульса и вытесняются из нанопленки. Через некоторое время, называемое временем жизни релятивистского электронного зеркала, электроны начинают поворачивать назад, при-

* Доложена на конференции «Оптика лазеров», Россия, С.-Петербург, июнь 2010 г.

В.В.Кулагин. Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова, Россия, 119992 Москва, Университетский просп., 13; e-mail для корреспонденции: victorvkulagin@yandex.ru

В.Н.Корниенко, В.А.Черепенин. Институт радиотехники и электроники РАН, Россия, 125009 Москва, ул. Моховая, 11

Huyong Suk. Advanced Photonics Research Institute, Gwangju Institute of Science and Technology, 261 Cheomdan-Gwagiro (Oryong-Dong), Buk-gu, Gwangju 500-712, Republic of Korea; e-mail for correspondence: hysuk@gist.ac.kr

Поступила в редакцию 25 февраля 2011 г., после доработки – 21 сентября 2011 г.

чем первыми поворачивают те электроны, на которые действует максимальная сила Кулона; в то же время часть электронов продолжает двигаться в прежнем направлении. Для генерации релятивистских электронных зеркал разработана самосогласованная аналитическая теория ускорения, учитывающая коллективное излучение электронов, ослабление лазерного импульса при прохождении через нанопленку, а также кулоновские силы и позволяющая оценить время жизни релятивистского электронного зеркала и другие его параметры [30, 31].

При генерации релятивистских электронных зеркал наиболее эффективным является использование лазерных импульсов с предельно крутым фронтом, когда уже первая полуволна имеет амплитуду, близкую к максимальной амплитуде импульса (неадиабатические импульсы). В этом случае для минимизации энергии необходимо использовать максимально короткие импульсы с длительностью не более двух-трех периодов лазерных колебаний. Импульсы длительностью 4.5–5 фс при мультигигаваттной мощности экспериментально получены относительно давно [32]; осуществлена также генерация более мощных импульсов с мощностью примерно десять тераватт и длительностью 8.5 фс и менее [33]. Для импульсов петаваттной мощности с энергией в десятки джоулей рассматриваются возможные схемы генерации (шейпинга) [34, 35]. В то же время численное моделирование показывает, что для процесса ускорения ионов крутизна фронта не имеет такого принципиального значения, как для генерации релятивистских электронных зеркал; гораздо важнее энергия и максимальная амплитуда лазерного импульса. Ниже при численном моделировании будут использоваться сверхкороткие лазерные импульсы с мощностью 1–2 ПВт и длительностью в три периода лазерного поля (и соответственно с крутым фронтом). В этом случае энергия импульса составляет не более 20 Дж.

2. Двумерное численное моделирование процесса ускорения ионов лазерными импульсами с крутым фронтом

В двумерном моделировании использовался численный код ХООРИС [36]. Для ускорения ионов применялся линейно поляризованный лазерный импульс, распространяющийся в положительном направлении оси x . Длина волны лазерного излучения в вакууме $\lambda = 1$ мкм, безразмерная амплитуда поля $a_0 = |e|E_0/(m\omega) = 12\text{--}40$, где c – скорость света в вакууме; ω и E_0 – частота и амплитуда лазерного поля в вакууме; e и m – заряд и масса электрона. В поперечном направлении лазерный импульс имел гауссов профиль с радиусом пучка в перетяжке $\omega_0 = 8\lambda$ (по уровню e^{-1}). Длительность прямоугольной огибающей импульса в продольном направлении составляла три периода лазерного поля. Толщина нанопленки $l = 10$ нм, нормированная поверхностная плотность заряда нанопленки $\alpha = \pi(\omega_p^2/\omega^2)(l/\lambda) = 3$ ($\omega_p = (4\pi n_0 e^2/m)^{1/2}$ – плазменная частота, n_0 – концентрация электронов нанопленки), что соответствует $n_0 = 95.5n_{cr}$, где n_{cr} – критическая концентрация электронов для $\lambda = 1$ мкм. Предполагалось, что атомы нанопленки полностью ионизованы (оценки показывают, что для амплитуд поля, использованных при моделировании, это предположение выполняется), а плазма является бесстолкновительной. При моделировании ускорения масса ионов $m_i = 1840m$.

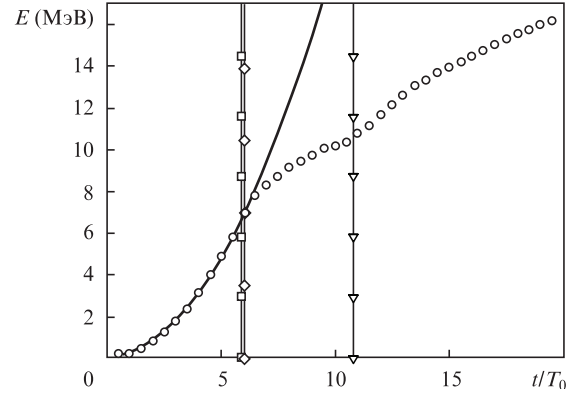


Рис. 1. Зависимость максимальной энергии ионов нанопленки (протонов), находящихся вблизи оси лазерного пучка, от времени для $a_0 = 18$ и $\alpha = 3$ (кривая с кружками). Сплошная кривая соответствует энергии ионов при их ускорении в постоянном поле. Вертикальными линиями отмечены характерные моменты времени при ускорении ионов.

Зависимость от времени максимальной энергии ускоренных ионов вблизи оси лазерного пучка в случае нанопленки с $\alpha = 3$ показана на рис. 1 для $a_0 = 18$ (см. также рис. 5 для $a_0 = 30$; время отсчитывается от начала взаимодействия). Аналогичные кривые для других параметров системы приведены в [17]. Сначала энергия ионов растет так, как будто ускорение происходит в постоянном поле (сплошная кривая на рис. 1). Это означает, что все электроны вытеснены лазерным импульсом из нанопленки. Ионы с максимальной энергией располагаются между слоем остальных ионов и слоем электронов, т. е. их ускорение происходит как бы в поле плоского конденсатора. В этом случае продольное ускоряющее поле является суммой полей, созданных ионами и электронами, а энергия ионов ε растет со временем по следующему закону (здесь и ниже в формулах время \tilde{t} нормировано на период лазерного поля T_0):

$$\varepsilon = \left[\sqrt{1 + (2\zeta\tilde{t})^2} - 1 \right] \varepsilon_{0i} \simeq 2\varepsilon_{0i} (\zeta\tilde{t})^2, \quad (1)$$

где

$$\zeta = \frac{2\pi\alpha m}{M}; \quad (2)$$

ε_{0i} и M – энергия покоя и масса ионов. Из выражения (1) следует, что максимальная энергия ионов в четыре раза больше энергии ионов при ускорении в поле положительно заряженной плоскости с таким же поверхностным зарядом. Кроме того, такое распределение поля вызывает сильно асимметричный разлет ионов, направленный в основном в ту же сторону, в которую распространяется лазерное излучение (см. рис. 2 и рис. 3 ниже). Эти особенности обеспечивают высокий темп ускорения, при котором продолжительность эффективного ускорения составляет не более 10–20 периодов лазерного поля (см. ниже рис. 7 и его обсуждение), а электроны не успевают за это время далеко уйти от своего начального положения.

На ускорительной кривой (рис. 1) имеется точка, в которой рост темпа ускорения сменяется его убыванием, а ускорительная кривая отклоняется от теоретической зависимости для ускорения в постоянном поле. Эту точку естественно называть временем эффективного ускорения ионов t_{ea} . Сначала t_{ea} растет при увеличении амплитуды поля (см. рис. 1 и ниже рис. 5). Однако при увеличении ам-

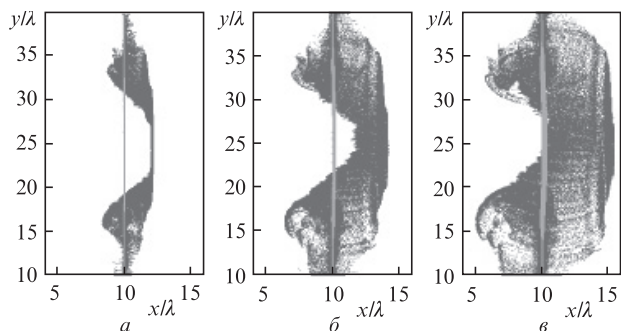


Рис.2. Фазовые пространства x, y электронов (темные области) и ионов (светлые области) в моменты времени $t = 2.5T_0$ (а), $4.5T_0$ (б) и $5.9T_0$ (в) от начала взаимодействия при $\alpha = 3$. Ускорение осуществляется лазерным импульсом с нормированными амплитудой поля $a_0 = 18$ и радиусом перетяжки $\omega_0 = 8$.

плитуды от 30 до 40 (для $\alpha = 3$) время эффективного ускорения практически не увеличивается. Таким образом, есть два физических процесса, которые обуславливают, во-первых, наличие точки перегиба у ускорительной кривой, а во-вторых, ограничивают длительность эффективного ускорения при росте амплитуды поля. Оба механизма будут детально исследованы ниже.

3. Время эффективного ускорения ионов лазерными импульсами с предельно крутым фронтом

3.1. Ограничение максимальной энергии ионов из-за продольного возврата электронов к начальному положению

Закономерности эволюции релятивистского электронного зеркала подробно исследованы в [30,31]. Фазовые пространства x, y электронов и ионов для нанопленки с $\alpha = 3$ представлены на рис.2 в различные моменты времени от начала взаимодействия (см. также [17]). Ускорение осуществляется лазерным импульсом с $a_0 = 18$. В момент времени $t = 2.5T_0$ релятивистское зеркало еще не разрушилось и находится в точке $x \approx 12\lambda$ (перед началом взаимодействия нанопленка располагалась в точке $x \approx 10\lambda$), а электроны вблизи оси ($y = 25\lambda$) двигаются синхронно в направлении распространения лазерного импульса. В то же время вдали от оси электроны начинают поворачивать назад, т.к. там поле лазерного импульса убывает по гауссову закону. При $t = 4.5T_0$ электроны на левой границе релятивистского электронного зеркала уже повернули назад, в то время как электроны на правой границе продолжают двигаться вперед. Наконец, в момент времени $t = 5.9T_0$ повернувшиеся первыми электроны достигают правой границы ионного слоя, где и находятся ионы с максимальной энергией. С этого момента поле, ускоряющее эти ионы, начинает уменьшаться. Таким образом, время эффективного ускорения t_{ea} оказывается равным времени продольного возврата электронов t_r и может быть приближенно оценено как удвоенное время жизни t_1 релятивистского электронного зеркала: $t_{\text{ea}} = t_r \approx 2t_1$. Более точную оценку можно получить, учитывая продольное смещение ионов с максимальной энергией:

$$\tilde{t}_r = \frac{\sqrt{1 + 8\zeta\tilde{t}_1} - 1}{2\zeta}. \quad (3)$$

На рис.1 приведены вертикальные линии, отмечающие характерные моменты времени при ускорении ионов. Вертикальная линия с квадратами соответствует оценке времени эффективного ускорения по результатам двумерного численного моделирования, а линия с ромбами – оценке из уравнения (3) с временем жизни зеркала, полученным при моделировании. Показан также момент времени, когда электроны с периферии нанопленки компенсируют заряд ионов на оси из-за своего поперечного движения вдоль поверхности пленки (линия с треугольниками). Линии с квадратами и ромбами практически совпадают и лежат вблизи точки перегиба ускорительной кривой, а линия с треугольниками располагается значительно правее, где отсутствуют какие-либо особенности на ускорительной кривой. Таким образом, в данном случае время эффективного ускорения полностью определяется возвратом электронов, находящихся на левой границе релятивистского электронного зеркала.

3.2. Ограничение максимальной энергии ионов из-за поперечного движения электронов вдоль поверхности нанопленки

Фазовые пространства x, y ионов и электронов нанопленки ($\alpha = 3$) при их ускорении лазерным импульсом с $a_0 = 30$ представлены на рис.3 в различные моменты времени от начала взаимодействия. Динамика движения электронов здесь существенно отличается от таковой на рис.2, т.к. движение вдоль поверхности нанопленки оказывается явно выраженным. Смещаясь к центру, электроны компенсируют заряд положительных ионов и уменьшают ускоряющее поле. В результате в момент времени $t = 12.5T_0$ электроны смыкаются, и амплитуда поля существенно уменьшается. Вблизи оси электроны в этот момент времени уже повернули назад, но еще не достигли правой границы ионного слоя, так что их влияние на динамику ионов несущественно.

Простые оценки показывают, что кулоновское поле ионов нанопленки пропорционально α и настолько велико, что движущиеся вдоль пленки электроны приобретают релятивистскую скорость уже за время, намного меньшее периода лазерного импульса [17]. Подтверждением этого является и вид фазового пространства p_y, y электронов (p_y – проекция импульса на ось y), представленного на рис.4 в момент времени $t = 6.5T_0$ (см. также рис.3,а). В этом случае время смыкания t_c электронов в плоскости нанопленки

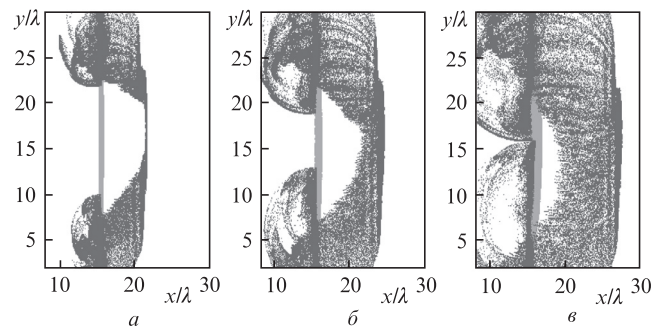


Рис.3. Фазовые пространства x, y электронов (темные области) и ионов (светлые области) в моменты времени $t = 6.5T_0$ (а), $9.5T_0$ (б) и $12.5T_0$ (в) от начала взаимодействия. Ускорение осуществляется лазерным импульсом с $a_0 = 30$ при $\alpha = 3$.

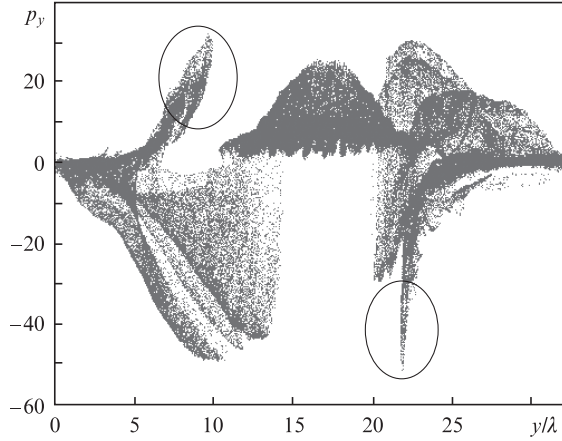


Рис.4. Фазовое пространство p_y, y электронов в момент времени $t = 6.5T_0$. Электроны, движущиеся вдоль поверхности, обведены эллипсами (см. также рис.3,а).

$$\tilde{t}_c \simeq R_0, \quad (4)$$

где R_0 – начальный диаметр (нормированный на длину волны) «положительного окна» в нанопленке, из которого полностью эвакуированы электроны. Учитывая, что эвакуация электронов возможна при выполнении условия $a_0 > \alpha$ [37] (которое может быть получено также из сравнения электростатического и электромагнитного давлений [19, 22]), а поперечный профиль поля является гауссовым, для R_0 найдем выражение (радиус пучка в перетяжке w_0 также нормирован на длину волны)

$$R_0 \simeq w_0 \sqrt{\ln \frac{a_0}{\alpha}}. \quad (5)$$

Проведенное в [17] сравнение аналитических оценок времени смыкания, полученных из уравнений (4) и (5), с данными численного моделирования для различных значений w_0 показало их хорошее совпадение.

На рис.5 приведена ускорительная кривая для ионов при $a_0 = 30$ и $\alpha = 3$. Момент времени, когда происходит смыкание электронов, отмечен линией с треугольниками. Оценки времени возврата электронов также отображены на этом рисунке, и соответствующие им вертикальные линии (отмечены квадратами и ромбами) расположены дальше от точки перегиба ускорительной кривой, чем линия для времени смыкания электронов.

Зная динамику поперечного движения электронов при компенсации положительного ионного окна, можно улучшить оценку времени эффективного ускорения по

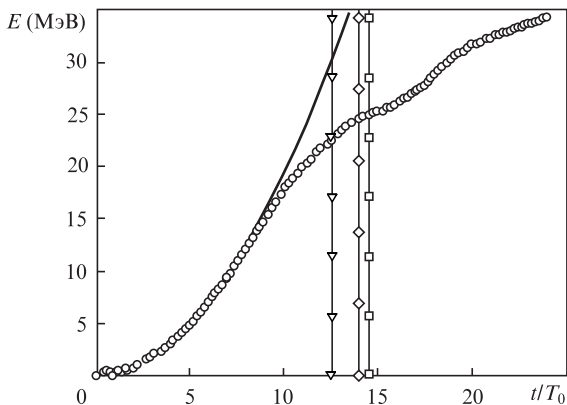


Рис.5. То же, что и на рис.1, но при $a_0 = 30$.

сравнению с его значением, получаемым из уравнений (4) и (5). Действительно, в течение времени t_c ионы с максимальной энергией успевают сместиться от своего положения равновесия (см. рис.3,б), поэтому ускоряющее поле начинает уменьшаться раньше, чем полностью закроется положительное ионное окно (рис.5). Для учета этого эффекта можно ввести параметр χ с помощью следующего соотношения (a_i – нормированное ускорение ионов на правой границе нанопленки):

$$R_0 - \tilde{t}_{ca} \simeq \chi S_i \simeq \chi \frac{a_i \tilde{t}_{ca}^2}{2}. \quad (6)$$

Этот параметр описывает, при каком соотношении смещения ионов с максимальной энергией от положения равновесия S_i и размера положительного окна $2(R_0 - \tilde{t}_{ca})$ происходит уменьшение ускоряющего поля (считается, что для $\chi = 0$ поле начинает уменьшаться только при полном закрытии положительного окна, при $\chi = 0.5$ это происходит, когда смещение ионов с максимальной энергией равно размеру окна, и при $\chi = 1$ смещение в два раза меньше размера положительного окна). В результате для улучшенной оценки времени эффективного ускорения имеем выражение

$$\tilde{t}_{ca} = \frac{\sqrt{1 + 4\zeta\chi R_0} - 1}{2\zeta\chi}. \quad (7)$$

Численные оценки с использованием уравнений (4) и (5) дают $t_{ca} = 12.16T_0$, а из численного моделирования получаем оценку $t_{ca} = 12.5T_0$ (см. рис.3,б). Из уравнения (7) имеем $t_{ca} = 11.5T_0$ при $\chi = 0.5$ и $t_{ca} = 10.9T_0$ при $\chi = 1$. Последние две оценки дают лучшее приближение для t_{ca} , исходя из рис.5.

4. Оптимизация процесса ускорения ионов лазерными импульсами с предельно крутым фронтом

Исходя из полученных выше выражений, можно определить оптимальные значения параметров лазерного импульса и нанопленки для эффективного ускорения. Строго говоря, оптимизация зависит от конкретных требований, которые предъявляются к пучку ионов. Это могут быть требования к ширине энергетического спектра ионов в пучке, к угловой расходимости пучка, общему числу ионов и др. В настоящей статье оптимизация проведена для максимальной энергии ионов (cut-off energy) как одного из важнейших параметров, характеризующих пучок и легко измеряемых в эксперименте.

Энергия на этапе эффективного ускорения определяется выражением (1), где для \tilde{t} надо использовать оценку в соответствии с уравнением (3) или (7). В результате максимальная энергия определяется величиной $\zeta\tilde{t}_1$, если энергия ограничивается продольным возвратом электронов релятивистского электронного зеркала, или ζR_0 , если ее ограничение связано с поперечным движением электронов вдоль поверхности нанопленки (параметр χ считаем постоянным и заданным).

Предположим сначала, что продолжительность этапа эффективного ускорения ограничивается продольным возвратом электронов (см. рис.1 и 2). Для времени жизни релятивистского электронного зеркала используем аналитическое выражение, полученное в [31]: $\tilde{t}_1 = a_0^2/(8\alpha^2)$. Тогда

$\zeta \tilde{t}_1 \propto a_0^2/\alpha$, и максимум энергии может быть достигнут только на левой границе интервала для параметра α , т. е. при постоянной амплитуде поля a_0 величину α надо уменьшать насколько возможно. При таком уменьшении время эффективного ускорения растет, и обязательно наступит момент, когда будет доминировать уже ограничение энергии, связанное с поперечным движением электронов вдоль поверхности нанопленки (рис.3 и 5). Здесь $\zeta R_0 \propto \alpha w_0 \times [\ln(a_0/\alpha)]^{1/2}$. Максимум этого выражения по α при постоянных w_0 и a_0 определяется уравнением

$$\alpha_{\text{opt}} = \frac{a_0}{\sqrt{e}} = 0.61a_0. \quad (8)$$

В результате имеем

$$\zeta R_0 \propto \frac{a_0 w_0}{\sqrt{2e}} = \frac{1}{\sqrt{2e}} \sqrt{\frac{P}{P_1}}, \quad (9)$$

где P – мощность лазерного импульса; P_1 – мощность, необходимая для создания поля с амплитудой $a_0 = 1$ при фокусировке в пятно радиусом $w_0 = 1$ ($P_1 = 21.6$ ГВт при $\lambda = 1$ мкм для гауссова поперечного профиля).

Из выражений (1) и (9) следует, что максимальная энергия ионов растет пропорционально мощности лазерного импульса P , пока ионы не достигнут релятивистских энергий, а затем рост продолжается пропорционально \sqrt{P} . Такая зависимость справедлива, если общее время ускорения не превышает времени эффективного ускорения, определяемого уравнением (7). При фиксированной мощности лазера максимальная энергия будет достигнута, если параметр α определяется выражением (8), а ограничение продолжительности ускорения – временем \tilde{t}_{ca} из уравнения (7), т. е. должно выполняться условие

$$\frac{\sqrt{1 + 8\zeta \tilde{t}_1} - 1}{2\zeta} = \tilde{t}_1 \geq \tilde{t}_{\text{ca}} = \frac{\sqrt{1 + 4\zeta \chi R_0} - 1}{2\zeta \chi}. \quad (10)$$

Для нерелятивистской энергии ионов или при $\chi = 1$ неравенство (10) упрощается и принимает вид $2\tilde{t}_1 \geq R_0$. Это неравенство должно выполняться не для произвольных значений параметра α , а только вблизи α_{opt} (8), что для максимального радиуса перетяжки лазерного пучка дает

$$w_0^{\text{max}} \leq \frac{e}{\sqrt{8}} = 0.961. \quad (11)$$

Такое универсальное соотношение справедливо только для гауссова поперечного профиля лазерного пучка, для супергауссова или другого профиля условие (11) будет другим. Уменьшение радиуса перетяжки по сравнению с его оптимальным значением (11) (и соответствующее увеличение амплитуды ускоряющего поля a_0) не приводит к увеличению максимальной энергии ускоренных ионов (в отличие от [13]), а только увеличивает требуемое значение параметра α для сохранения оптимальности ускорения.

Развитый выше подход позволяет оптимизировать энергию ионов в момент времени t_{ca} . Однако само это время зависит от параметров системы, т. е. при изменении, например, параметра α меняется и t_{ca} . Обычно интерес представляет энергия ионов в какой-то определенный момент времени t_m . Тогда в общем случае процесс ускорения будет состоять из двух этапов: эффективного ускорения ионов в течение времени t_{ca} , а затем их ускорения в

течение времени $t_m - t_{\text{ca}}$ со снижающимся темпом ускорения (см. рис.1 и 5). Полная энергия ионов будет определяться суммой энергий, набранных ионами на каждом этапе. Но поскольку ускоряющие импульсы имеют крутой фронт и темп ускорения на начальном этапе максимальный, то естественно ожидать, что общая энергия будет наибольшей, когда энергия, набранная на этапе эффективного ускорения, также максимальна.

С целью проверки этого утверждения приведенные выше теоретические оценки оптимальных параметров системы были сопоставлены с данными двумерного численного моделирования для двух моментов времени. Для определенности были выбраны параметры системы $a_0 = 240$ и $w_0 = 1$, т. е. мощность лазерного импульса была равна ~ 1 ПВт, что можно достичь на современных установках. Длительность лазерного импульса составляла три периода поля, поэтому можно было ожидать, что эффекты обратного влияния излучения не будут играть существенной роли [38]. Параметр α изменялся вблизи оптимального значения, определяемого уравнением (8), от 100 до 140, что соответствует толщине мишени от 100 до 140 нм при концентрации электронов порядка твердотельной ($n_0 \approx 320n_{\text{cr}}$). Зависимости максимальной энергии ионов от параметра α приведены на рис.6 для $t_m = 10T_0$ и $50T_0$. На кривых имеются два близких локальных максимума, что связано с выбранным значением $w_0 = 1$, несколько превышающим оптимальное значение (11). Максимальное значение энергии в обоих случаях достигается вблизи $\alpha = 135$, что соответствует $\alpha/a_0 = 0.56$. Это значение отличается от оптимального отношения (8) менее чем на 10%, т. е. разработанный подход может применяться для оптимизации параметров системы в реальном эксперименте.

В работе [10] представлены результаты мультипараметрического численного моделирования ускорения ионов лазерными импульсами с помощью двумерного кода. При этом было показано, что максимальная энергия ионов достигается при выполнении соотношения

$$\frac{n_0 l}{n_{\text{cr}} \lambda} \simeq 3 + 0.4a_0. \quad (12)$$

Используя выражение (8), можно получить следующее уравнение:

$$\frac{n_0 l}{n_{\text{cr}} \lambda} = (\pi \sqrt{e})^{-1} a_0 \simeq 0.2a_0. \quad (13)$$

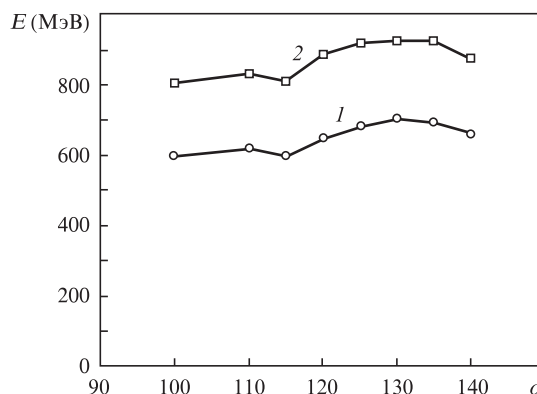


Рис.6. Максимальная энергия ионов в зависимости от параметра α для времени ускорения $t_m = 10T_0$ (1) и $50T_0$ (2) при $a_0 = 240$ и $w_0 = 1$ (мощность ~ 1 ПВт).

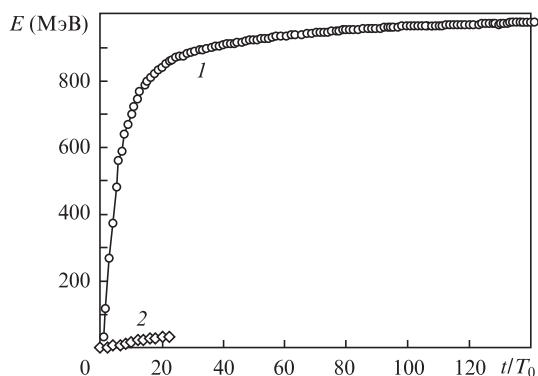


Рис. 7. Зависимость энергии ионов от времени при $a_0 = 240$, $w_0 = 1$, $\alpha = 135$ (1) и $a_0 = 30$, $w_0 = 8$, $\alpha = 3$ (2).

Различия условий оптимальности (12) и (13) можно объяснить существенно разными формой и длительностью лазерных импульсов, использованных в [10] (гауссов импульс с минимальной длительностью $10T_0$) и в нашей работе (импульс с прямоугольной огибающей длительностью $3T_0$). Такое различие длительностей и форм импульса предполагает и несколько различающиеся механизмы ускорения: более близкий к механизму TNSA в [10] (по крайнем мере, на начальном этапе) и ускорение лазерным импульсом с крутым передним фронтом при полном вытеснении электронов уже на самом раннем этапе взаимодействия в настоящей работе.

Зависимость энергии ионов от времени для параметра α_{opt} приведена на рис. 7 (кривая 1). Общее время ускорения составляет $140T_0$, т. е. ~ 0.5 пс. При этом ускорение имеет наибольший темп в течение первых 10 периодов, а 90% максимальной энергии (по рис. 7) ионы набирают в течение $30T_0$ (~ 100 фс), после чего зависимость энергии от времени практически выходит на насыщение. Такой характер ускорения ионов связан с достаточно малой длительностью ускоряющего импульса – всего три периода лазерного поля. В результате через 20–30 периодов большинство электронов выходят из области сильного лазерного поля и релаксируют к равновесному состоянию. Таким образом, можно сделать вывод о том, что этап существенного разделения зарядов дает наибольший вклад в максимальную энергию ионов. На рис. 7 для сравнения показана ускорительная кривая для той же мощности лазерного импульса, но без оптимизации (кривая 2) с параметрами $a_0 = 30$, $\alpha = 3$ и $w_0 = 8$, использованная выше для аналитических оценок (см. рис. 5). Выигрыш в максимальной энергии ионов составляет в данном случае почти 30 раз.

5. Обсуждение результатов и выводы

В описанном выше подходе энергия лазерного импульса не играет существенной роли. Это связано с тем, что рассматривается фактически только ускорение, обеспечиваемое крутым фронтом импульса при образовании релятивистских электронных зеркал и происходящее в течение времени t_{ca} . Очевидно, что полная теория должна включать и второй этап, который характеризуется снижающимся темпом ускорения. В этом случае конечная энергия ионов после двух этапов ускорения будет зависеть также и от энергии лазерного импульса.

Численное моделирование показывает, что приведенные выше закономерности ускорения характерны не толь-

ко для лазерных импульсов, для которых амплитуда первой полуволны близка к максимальной амплитуде импульса, но также и для импульсов с гауссовым временным профилем и со сравнимыми максимальной амплитудой и энергией. Это связано с тем, что при выполнении условия оптимизации (8) только полуволна с максимальной амплитудой может существенно сместить большую часть электронов от положения равновесия, а роль предшествующих полуволн с меньшей амплитудой сводится к нагреву электронов [31, 34, 37]. В результате при определенных условиях разработанный подход может быть использован и в случае ускорения ионов короткими лазерными импульсами гауссовой формы. Более детальное исследование этой проблемы будет приведено в последующих публикациях.

Для проверки полученных аналитических результатов использовалось численное моделирование с помощью двумерного кода. Применение двумерного кода представляется полностью оправданным, пока смещение электронов от ионов не превышает существенно размера фокального пятна. Именно такой случай реализуется для параметров системы, использованных при получении кривых на рис. 1–5. Если указанное выше условие не выполняется, то результаты моделирования могут не соответствовать экспериментальным данным из-за различной зависимости поля от расстояния для двумерной и трехмерной геометрий. При моделировании, результаты которого представлены на рис. 6 и 7, диаметр фокального пятна был выбран равным 2λ . Однако для $\alpha = 100$ –140 и амплитуды импульса $a_0 = 240$, использованных при моделировании, максимальное смещение электронов от ионов оказывается меньше 2λ , т. е. и в этом случае применение двумерного кода вместо трехмерного не приводит к значительным ошибкам.

Таким образом, в работе были исследованы процессы ограничения максимальной энергии ионов при их ускорении лазерными импульсами с крутым фронтом. Были получены аналитические оценки характерных параметров динамики ионов и электронов, позволяющие оптимизировать параметры лазера и нанопленки. При ускорении короткими импульсами с гауссовым поперечным профилем максимальная энергия ионов достигается, если $\alpha_{\text{opt}} = a_0 e^{-1/2}$ при фокусировке в пятно радиусом $w_0 \lesssim 8^{-1/2}e$. Показано, что примененный подход дает возможность существенно увеличить конечную энергию ионов после их ускорения. В результате при использовании лазерных импульсов мощностью 1–2 ТВт с энергией 10–20 мДж протоны могут быть ускорены до энергий 10–15 МэВ, а лазерные установки с мощностью импульса ~ 1 ПВт и его энергией не более 10 Дж позволяют осуществлять лазерное ускорение протонов до релятивистских энергий. Соответственно лазеры с мощностью 100–300 ТВт могут генерировать ионные пучки с энергией 150–250 МэВ, необходимые для практической реализации адронной терапии онкологических заболеваний. Такие установки являются в настоящее время уже коммерческими, что существенно упрощает их внедрение в лечебную практику.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 09-02-01483-а, 09-02-12322-офи-м и 11-02-12259-офи-м-2011) и Азиатского лазерного центра (APRI GIST, South Korea). Х. Сак благодарен Национальному исследовательскому фонду Кореи за финансовую поддержку по проекту Challenge Research Project (грант № 2011-0000337).

1. Snavely R.A., Key M.H., Hatchett S.P., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 2945 (2000).
2. Maksimchuk A., Gu S., Flippo K., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 4108 (2000).
3. Andreev A., Levy A., Ceccotti T., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 155002 (2008).
4. Henig A., Kiefer D., Markey K., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **103**, 045002 (2009).
5. Esirkepov T.Zh., Bulanov S.V., Nishihara K., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 175003 (2002).
6. Sentoku Y., Cowan T.E., Kemp A., et al. *Phys. Plasmas*, **10**, 2009 (2003).
7. Буланов С.В., Есиркепов Т.Ж., Кога Д. и др. *Физика плазмы*, **30**, 21 (2004).
8. Esirkepov T., Borghesi M., Bulanov S.V., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 175003 (2004).
9. Fourkal E., Velchev I., Ma C.-M. *Phys. Rev. E*, **71**, 036412 (2005).
10. Esirkepov T., Yamagiwa M., Tajima T. *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 105001 (2006).
11. Yin L., Albright B.J., Hegelich B.M., et al. *Laser Part. Beams*, **24**, 291 (2006).
12. Yin L., Albright B.J., Hegelich B.M., et al. *Phys. Plasmas*, **14**, 056706 (2007).
13. Bulanov S.S., Brantov A., Bychenkov V.Yu., et al. *Phys. Rev. E*, **78**, 026412 (2008).
14. Passoni M., Lontano M. *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 115001 (2008).
15. Brantov A.V., Tikhonchuk V.T., Bychenkov V.Yu., et al. *Phys. Plasmas*, **16**, 043107 (2009).
16. Davis J., Petrov G.M. *Phys. Plasmas*, **16**, 023105 (2009).
17. Kulagin V.V., Cherepenin V.A., Kornienko V.N., et al. *Phys. Lett. A*, **375**, 1135 (2011).
18. Henig A., Steinke S., Schnurer M., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **103**, 245003 (2009).
19. Macchi A., Cattani F., Liseykina T.V., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 165003 (2005).
20. Коржиманов А.В., Гоносков А.А., Ким А.В. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **86**, 662 (2007).
21. Zhang X., Shen B., Li X., et al. *Phys. Plasmas*, **14**, 073101 (2007).
22. Klimo O., Psikal J., Limpouch J., et al. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, **11**, 031301 (2008).
23. Yan X.Q., Lin C., Sheng Z.M., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 135003 (2008).
24. Robinson A.P.L., Zepf M., Kar S., et al. *New J. Phys.*, **10**, 013021 (2008).
25. Gonoskov A.A., Korzhimanov A.V., Eremin V.I., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **102**, 184801 (2009).
26. Qiao B., Zepf M., Borghesi M., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **102**, 145002 (2009).
27. Schlegel T., Naumova N., Tikhonchuk V.T., et al. *Phys. Plasmas*, **16**, 083103 (2009).
28. Macchi A., Veghini S., Pegoraro F. *Phys. Rev. Lett.*, **103**, 085003 (2009).
29. Grech M., Skupin S., Nuter R., et al. *New J. Phys.*, **11**, 093035 (2009).
30. Kulagin V.V., Cherepenin V.A., Hur M.S., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **99**, 124801 (2007).
31. Kulagin V.V., Cherepenin V.A., Gulyaev Y.V., et al. *Phys. Rev. E*, **80**, 016404 (2009).
32. Nisoli M., De Silvestri S., Svelto O., et al. *Opt. Lett.*, **22**, 522 (1997).
33. Tavella F., Nomura Y., Veisz L., et al. *Opt. Lett.*, **32**, 2227 (2007).
34. Kulagin V.V., Cherepenin V.A., Hur M.S., Suk H. *Phys. Plasmas*, **11**, 113102 (2007).
35. Ji L.L., Shen B.F., Zhang X.M., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **103**, 215005 (2009).
36. Verboncoeur J.P., Langdon A.B., Gladd N.T. *Comput. Phys. Commun.*, **87**, 199 (1995).
37. Kulagin V.V., Cherepenin V.A., Hur M.S., Suk H. *Phys. Plasmas*, **11**, 113101 (2007).
38. Chen M., Pukhov A., Yu T.-P., et al. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **53**, 014004 (2011).