

МОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПУЧКИ ПРОТОНОВ ИЗ ПРОСТРАНСТВЕННО-ОГРАНИЧЕННЫХ МИШЕНЕЙ, ОБЛУЧАЕМЫХ УЛЬТРАКОРОТКИМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

© 2010 г. А. В. Брантов, В. Ю. Быченков

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

Поступила в редакцию 16.06.2009 г.

С использованием трехмерного численного моделирования, исследованы разные режимы ускорения протонов из плоских мишеней (двухслойные и однородные фольги, гомогенные фольги из легких и тяжелых ионов, пространственно-ограниченные мишени), облучаемых лазером умеренной энергии. Показано, что взаимодействие лазерного импульса с энергией порядка 20 Дж с пространственно-ограниченными мишенями, состоящими из тяжелых ионов и протонов, позволяет получить моноэнергетический пучок протонов с энергией порядка 150 МэВ.

1. ВВЕДЕНИЕ

Получение лазерного источника пучков высокоэнергетических ионов привлекает повышенный интерес благодаря возможности их применения в управляемом термоядерном синтезе, в ядерной физике, в радиографии, а также в медицине для получения короткоживущих изотопов и для адронной терапии [1, 2]. В последнем случае одним из наиболее важных требований, предъявляемых к пучку ускоренных протонов, является его высокая моноэнергетичность (ширина энергетического спектра должна быть порядка одного-двух процентов) при высокой (~200 МэВ) энергии. К тому же желательно добиться этого при минимально возможной энергии лазера, чтобы, с одной стороны, иметь возможность для работы лазерной установки в частотном режиме, а с другой — уменьшить ее стоимость.

Один из основных подходов к получению моноэнергетических пучков ионов основан на использовании двухслойной мишени, состоящей из тонкой фольги тяжелых ионов и сверхтонкого и узкого в поперечном направлении слоя легких ионов на ее тыльной стороне, который сначала был предложен в работе [1], подтвержден в результате численного моделирования [2, 3], а затем экспериментально реализован в [4, 5]. Подобный подход для эффективного ускорения требует малой плотности ускоряемого слоя легких ионов, много меньшей, чем твердотельная плотность [6]. Последнее требование связано с тем, что первоначально плотный слой легких ионов подвергается кулоновскому расталкиванию, что приводит к потере его моноэнергетичности. Однако тонкое малоплотное покрытие фольги затруднительно реализовать на практике. К тому же микрострук-

турирование тонких фольг само по себе представляет нетривиальную технологическую задачу.

В то же время моноэнергетические пучки ионов можно получать с использованием однородной мишени, состоящей из тяжелых ионов и легких [6–9], что в ряде случаев позволяет избежать описанных выше трудностей. Формирование пика в энергетическом спектре легких ионов может быть связано с возникновением ударной волны при квазинейтральном разлете плазмы [6, 8, 10, 11], что является основным механизмом в случае малой концентрации легких ионов при облучении мишени лазерным импульсом умеренной интенсивности. В то же время эффект кулоновского поршня при релятивистских лазерных интенсивностях также приводит к возникновению моноэнергетичного пучка легких ионов за счет разлета тяжелого остова как из однородных сложных многокомпонентного ионного состава [9], так и из двухслойных мишеней [12]. Моноэнергетические спектры легких ионов из однородных мишеней (микрокапель тяжелой воды) были получены в эксперименте [13]. Отметим, что для высоких интенсивностей лазерного излучения, способных практически полностью удалить электроны из фокального пятна, последующий разлет ионов приводит к формированию моноэнергетического пучка легких ионов в режиме кулоновского взрыва [14]. Таким образом, моноэнергетические пучки протонов могут быть получены как с использованием двухслойных мишеней, так и из однородных мишеней сложного ионного состава.

В проведенных к настоящему времени исследованиях предлагались различные способы достижения максимальной энергии протонов для

заданной энергии лазерного импульса. Прежде всего, эффективность ускорения ионов зависит от толщины мишени и существует оптимальная толщина, приводящая к максимальной энергии частиц [15, 16, 17, 18, 19]. Было показано [17, 18], что оптимальная толщина примерно пропорциональна лазерному полю и обратнопропорциональна плотности мишени. При взаимодействии лазерного импульса с тонкими мишенями (с толщиной $l < \lambda a n_c / n_e$, где a – безразмерная амплитуда электромагнитного поля падающего излучения с длиной волны λ , n_e – плотность электронов мишени и n_c – критическая плотность), оказывающимися прозрачными для лазерного излучения, электроны эффективно вырываются из пятна фокусировки, приводя к ускорению ионов в режиме кулоновского взрыва. В противоположном пределе, более толстых фольг, $l > \lambda a n_c / n_e$, ионы ускоряются электростатическим полем разделения заряда, создающимся за счет нагрева электронов [20, 21] и/или непосредственным давлением света в режиме лазерного поршня [22]. Для мишени с оптимальной толщиной, $l \sim \lambda a n_c / n_e$, все эти механизмы работают совместно, приводя к максимальной энергии ускоренных ионов. Дальнейшего увеличения энергии ускоренных частиц можно достичь, например, за счет использования пространственно-ограниченных мишеней [23, 24] или радиально сглаженного распределения интенсивности в лазерном пучке [25]. При облучении мишеней с поперечными размерами меньше или порядка размеров фокального пятна практически все электроны ускоряются в направлении распространения лазерного импульса, что приводит к увеличению электростатического поля разделения заряда по сравнению со случаем неограниченной в поперечном направлении мишени, в которой некоторая часть первоначально вырванных лазерным полем электронов может возвращаться обратно к мишени. Кроме того, в случае неограниченной в поперечном направлении фольги происходит экранировка поля разделения заряда в фокальной области вследствие обратного радиального тока “холодных” электронов, чего можно избежать с помощью пространственно-ограниченных мишеней. Подобный эффект достигается также с использованием лазерного импульса с радиально сглаженной интенсивностью (подобно супергауссовым лазерным пучкам) [25]. Такие пучки вырывают электроны с большей площади по сравнению с гауссовым лазерным пучком и более эффективно препятствуют радиальному втеканию электронов с периферии мишени, благодаря большей величине пондеромоторной силы. Таким образом, существует несколько возможностей повышения энергии протонов при заданной величине энергии лазерного излучения.

В данной работе на основе трехмерного численного моделирования методом “частица-в-ячейке” мы ставим своей целью выявить условия наиболее эффективного ускорения протонов из различных плоских мишеней: двухслойные и однородные фольги, гомогенные фольги из легких (протонов) и тяжелых ионов, пространственно-ограниченные мишени при воздействии на них коротких ультра-релятивистских лазерных импульсов. Для корректности сравнения характерных энергий ускоренных легких ионов все используемые мишени содержат одинаковое полное число протонов в фокальном пятне. Особое внимание уделено изучению пространственно-ограниченных в поперечном направлении фольг, расположенных в фокусе лазерного излучения и из которых следует ожидать эффективного удаления электронов, в результате чего они начинают взрываться вследствие избыточного положительного заряда. Работа нацелена на получение количественных пространственно-временных и энергетических характеристик ускоряемых протонов для лазеров, не превосходящих по энергии нескольких десятков Дж, а также на обоснование возможности их использования в целях протонной терапии рака.

2. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ УСКОРЕНИЯ ПРОТОНОВ

Моделирование взаимодействия лазерного излучения с веществом выполнено с помощью трехмерного полностью релятивистского кода “частица-в-ячейке” Мандор [26]. В проведенных трехмерных расчетах линейно поляризованный лазерный импульс длительностью 20 фс (с продольным гауссовым распределением интенсивности), с длиной волны 1 мкм и с максимальным значением интенсивности в 5×10^{21} Вт/см² (что соответствует безразмерной амплитуде лазерного поля $a = 60$) нормально падает на плоскую мишень вдоль оси x . Лазерный импульс фокусируется на переднюю поверхность мишени в фокальное пятно с размером 4 мкм с гауссовым или супергауссовым распределением интенсивности по радиусу. В случае гауссового лазерного пучка максимальное значение интенсивности было снижено до 4.3×10^{21} Вт/см², чтобы поддерживать примерно то же значение мощности лазерного излучения, что и для лазерного импульса с супергауссовым распределением интенсивности. При этом энергия лазерного импульса примерно равна 20 Дж. В качестве мишени использовался слой плазмы с оптимальной толщиной [18] в 0.1 мкм, состоящий из электронов, тяжелых ионов ($Zm_e/M = 1/(2 \times 1836)$) и протонов ($Zm_e/M = 1/1836$). Плотность тяжелых ионов $n_i = 2 \times$

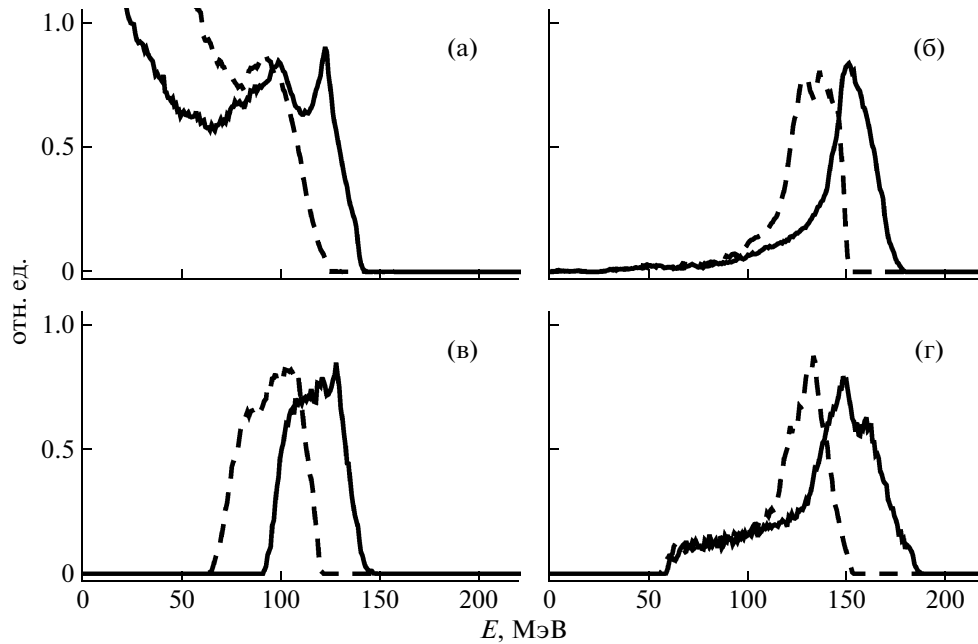


Рис. 1. Спектры протонов при облучении однородных (а, б) и двухслойных мишеней (в, г). Слева показаны спектры протонов для фольги (а) и фольги с ограниченным вторым слоем (в), а справа – для пространственно-ограниченных мишеней (б, г). Сплошные кривые отвечают супергауссовому радиальному распределению интенсивности в фокальном пятне, а пунктирные кривые – гауссовому.

$\times 10^{22} \text{ см}^{-3}$, например для $Z = 10$, соответствует плотности электронов, равной 200 критических плотностей. Плотность протонов в однородной мишени соответствовала двум критическим плотностям ($n_p = 2 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$). При этом рассматривались как однородные мишени, с распределенными в ней по всему объему протонами, так и двухслойные мишени, в которых то же самое количество протонов было сосредоточено на тыльной стороне мишени в тонком слое покрытия толщиной 0.02 мкм с плотностью в 10 критических плотностей ($n_p = 10^{22} \text{ см}^{-3}$). Слой протонов в двухслойной мишени имел ограниченный в поперечном направлении размер, т.е. моделировался диском с радиусом в 1.5 мкм. Это стандартный прием [25], позволяющий отсечь низкоэнергетичные частицы с периферии мишени. В качестве еще одной мишени рассматривалась пространственно-ограниченная тонкая плоская мишень, имеющая форму диска с радиусом в 1.5 мкм. В проведенных трехмерных расчетах использовался пространственный шаг $x \times y \times z = 0.01 \text{ мкм} \times 0.02 \text{ мкм} \times 0.02 \text{ мкм}$, где x (продольное направление) отвечает направлению распространения лазерного импульса, поляризованного в направлении z . Полная расчетная область составляла 20 мкм в продольном направлении и 16 мкм в поперечном направлениях. Использование 12 макрочастиц каждого сорта в одной ячейке приводило к полному числу частиц порядка 10^5 для

пространственно-ограниченных мишеней и 10^7 частиц для неограниченных фольг (фольг, полностью перекрывающих расчетную область в поперечном направлении). Численное моделирование проводилось на рабочей станции “Supermicro” (2.5 ГГц \times 8 ЦП, 48 Гб ОЗУ). Один расчет длился несколько суток.

Проведенные расчеты позволяют сравнить максимальную энергию пучков ионов, получаемых при облучении различных мишеней (однородных фольг и пространственно-ограниченных мишеней, состоящих из двух сортов ионов, а также двухслойных мишеней) импульсами с гауссовым и супергауссовым распределениями интенсивности по фокальному пятну. Соответствующие спектры протонов представлены на рис. 1. Результаты свидетельствуют, что использование более равномерного распределения интенсивности по фокальному пятну (реализуемому с помощью супергауссового распределения) приводит к более эффективному ускорению ионов для всех типов мишеней, используемых в численном эксперименте. При этом в случае использования пространственно-ограниченных мишеней энергия протонов увеличивается примерно на 15%, а для неограниченных фольг энергия пучка протонов возрастает на 30%. Дополнительное увеличение энергии для фольг связано с более эффективной эвакуацией электронов из фокального пятна и подавлением обратного радиального тока элект-

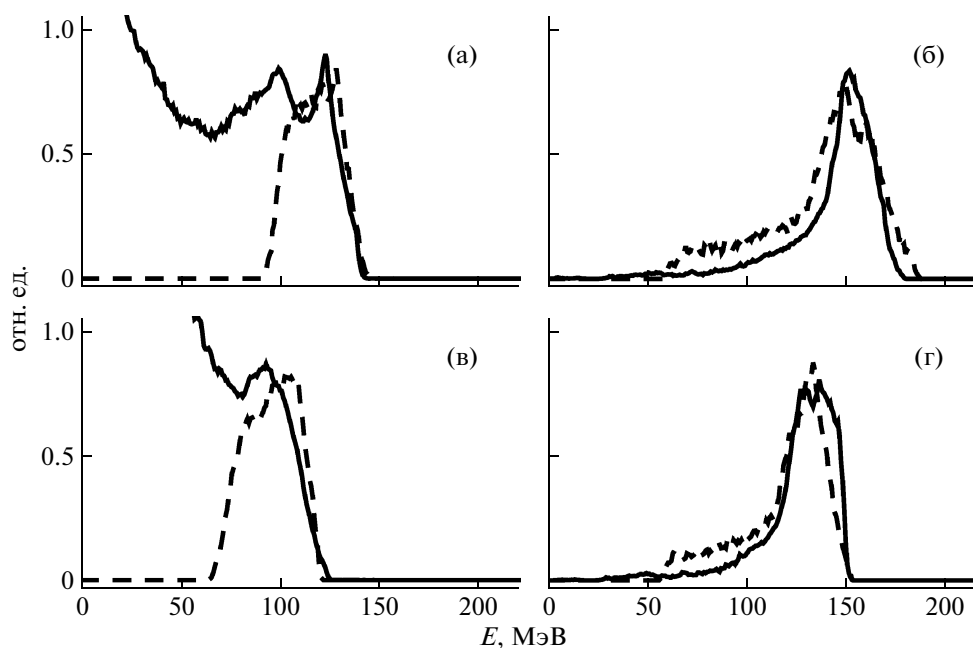


Рис. 2. Спектры протонов при облучении импульсом с супергауссовым (а, б) и гауссовым (в, г) радиальными распределениями интенсивности в фокальном пятне однородных мишеней (сплошные кривые) и двухслойных мишеней (пунктирные кривые). Слева показаны спектры протонов для фольги в случае однородной мишени и фольги с ограниченным вторым слоем для двухслойной мишени (а, в), а справа — для пространственно-ограниченных мишеней (б, г).

тронов в область взаимодействия лазер-плазма вследствие большей величины поперечной ponderomotive силы для супергауссового импульса по сравнению с гауссовым пучком. Подобное увеличение эффективности ускорения ионов было продемонстрировано в работе [25] с помощью двумерного моделирования для случая двухслойной мишени.

Сравнение спектров протонов, полученных из двухслойных мишеней (с тонким слоем протонов на задней стенке) или однородных мишеней, где тоже самое число протонов равномерно распределено по всей мишени, показывает, что использование двухслойной мишени не дает выигрыша в энергии ускоренных частиц (см. рис. 2). Это продемонстрировано для лазерных импульсов как с гауссовым, так и супергауссовым распределениями интенсивности в поперечном направлении, как для пространственно-ограниченных мишеней, с поперечными размерами сравнимыми с размером фокального пятна, так и для бесконечных в поперечном направлении фольг. Таким образом, наши расчеты выступают в пользу более простых в изготовлении однородных двухкомпонентных мишеней. Отметим, что проведенные трехмерные расчеты подтверждают ранее полученный для двухслойных мишеней результат [17, 12] о зависимости максимальной энергии протонов от погонной плотности протонов в слое (произведения толщины слоя на плот-

ность протонов). Так, например, использование слоев толщиной 10 нм с плотностью протонов $n_p = 2 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$ и толщиной 20 нм с плотностью $n_p = 10^{22} \text{ см}^{-3}$ приводит к практически одинаковым спектрам ускоренных протонов.

Вместе с тем следует подчеркнуть, что использование пространственно-ограниченных мишеней приводит к генерации протонов с большими энергиями по сравнению со случаем ускорения частиц из неограниченной фольги. Это хорошо видно из рис. 3. При взаимодействии лазерного импульса с супергауссовым распределением интенсивности в фокальном пятне с однородными мишенями, состоящими из протонов и тяжелых ионов, энергия протонного пучка, ускоренного из пространственно-ограниченной мишени, оказывается больше на 25% по сравнению с энергией пучка протонов, ускоренного из неограниченной фольги (150 МэВ в сравнении с 125 МэВ). Такая же ситуация наблюдается и для лазерных импульсов с гауссовым распределением интенсивности и для двухслойных мишеней (см. рис. 3).

Остановимся более детально на результатах моделирования ускорения протонов при взаимодействии лазерного импульса с пространственно-ограниченной мишенью. На начальном этапе такого взаимодействия отчетливо наблюдается формирование струй ускоренных электронов.

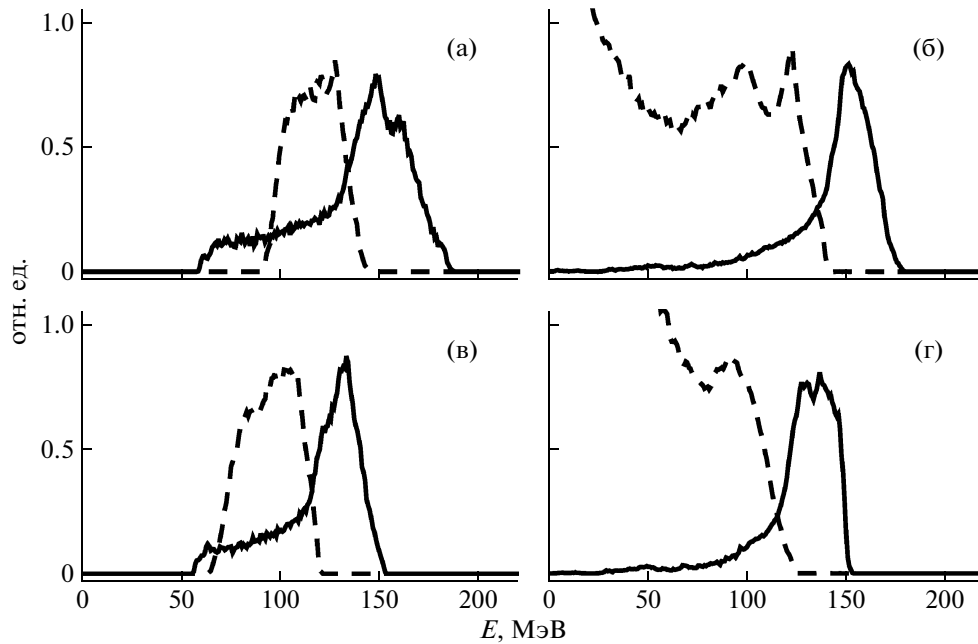


Рис. 3. Спектры протонов при облучении импульсом с супергауссовым (а, б) и с гауссовым (в, г) радиальным распределениями интенсивности в фокальном пятне двухслойных (а, в) и однородных мишеней (б, г). Сплошные кривые отвечают пространственно-ограниченной мишени, а пунктирные кривые – фольге в случае однородной мишени и фольге с ограниченным вторым слоем в случае использования двухслойной мишени.

При этом хорошо видна асимметрия в пространственном распределении электронов (см. рис. 4а–б), ускоренных из пространственно-ограниченной мишени, связанная с выделенным направлением поляризации лазерного излучения (линейная поляризация). Действительно, в плоскости поляризации лазерного излучения, x – z электроны, осциллирующие в поперечном лазерном поле, могут покинуть мишень и затем ускоряться продольным электрическим полем, формирующимся в фокальном пятне лазерного импульса и имеющим максимум на границе фокального пятна [27, 28]. При этом образуются слабо расходящиеся пучки электронов, идущие с периферии мишени, с глубокой продольной модуляцией, соответствующей периоду лазерного поля, подобной наблюдавшимся в численном моделировании при острой фокусировке света на фольгу для размера фокального пятна близкого к дифракционному пределу [28]. В плоскости x – y , перпендикулярной плоскости поляризации, электроны ускоряются за счет нарушения адиабатичности при движении в скрещенных электрическом и магнитном лазерных полях (так называемый $[\mathbf{v} \times \mathbf{B}]$ – нагрев электронов [29]), образуя струю с продольной модуляцией в половину длины волны. Эти два механизма ускорения электронов приводят к отсутствию симметрии в поперечном направлении, что свидетельствует о необходимости трехмерного моделирования. Отметим,

что в случае взаимодействия лазерного импульса с неограниченными в поперечном направлении фольгами ускорение электронов продольным электрическим полем сильно подавлено (вследствие скинирования лазерного поля внутри мишени). Электроны ускоряются в основном благодаря $[\mathbf{v} \times \mathbf{B}]$ – механизму в обеих плоскостях, что не приводит к отмеченной выше асимметрии.

Вслед за электронами протоны также вырываются из мишени в основном в направлении лазерного импульса и ускоряются электростатическим полем, создаваемым как улетающим облаком электронов, так и кулоновским полем взрывающегося остова из тяжелых ионов. Это приводит к формированию хорошо направленного пучка протонов, имеющего среднюю энергию порядка 150 МэВ. Вместе с тем асимметрия в пространственном распределении электронов приводит к асимметрии и ускоренного протонного пучка (ср. рис. 4в и рис. 4г, см. также рис. 5). Расходящийся в плоскости x – z электронный пучок вызывает возникновение крыльев в распределении протонов в этой же плоскости (рис. 4г). Соответственно, более сконцентрированный пучок электронов в плоскости x – y способствует более равномерному распределению протонов в этой же плоскости (рис. 4в), хотя поперечный размер возникающего сгустка частиц в плоскости x – y оказывается несколько шире, чем в плоскости поляризации, x – z . В целом можно утверждать о

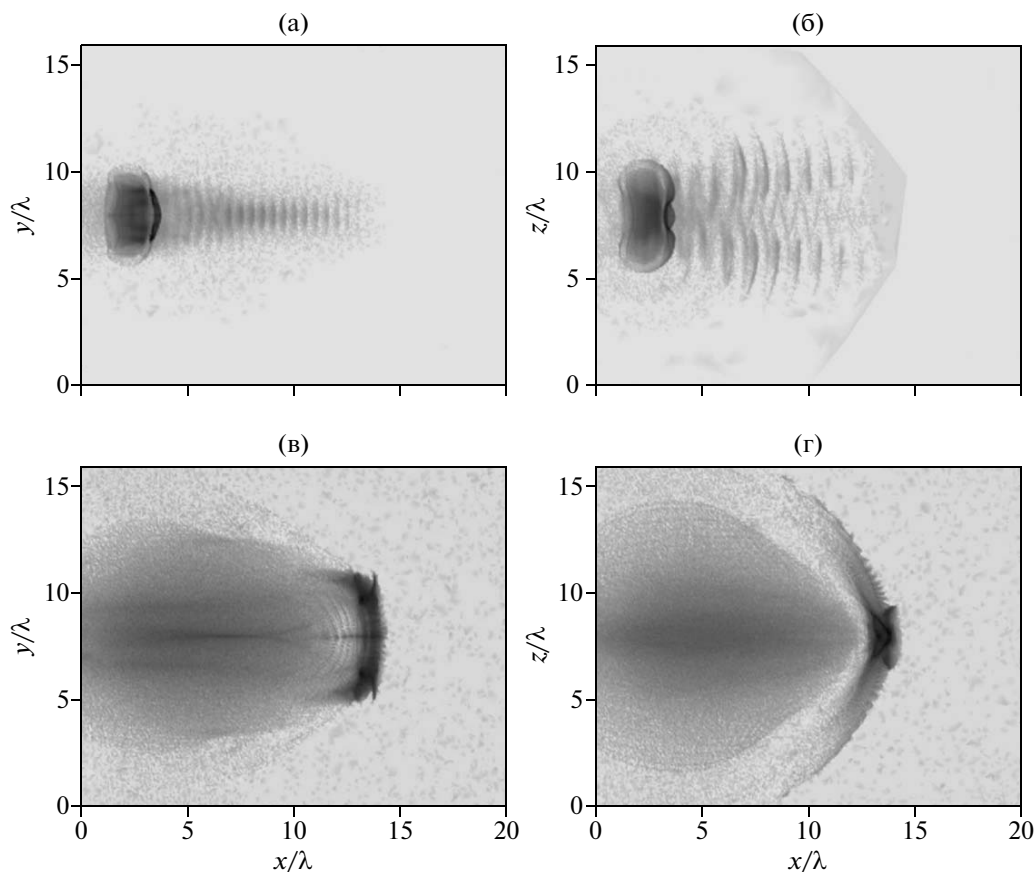


Рис. 4. Пространственное распределение плотности частиц (электронов, протонов и тяжелых ионов) в плоскости поляризации лазерного импульса (б, г) и перпендикулярной плоскости (а, в) при облучении пространственно-ограниченной однородной мишени импульсом с супергауссовым распределением интенсивности в фокальном пятне в момент времени 48.7 фс (а, б) и 122 фс (в, г).

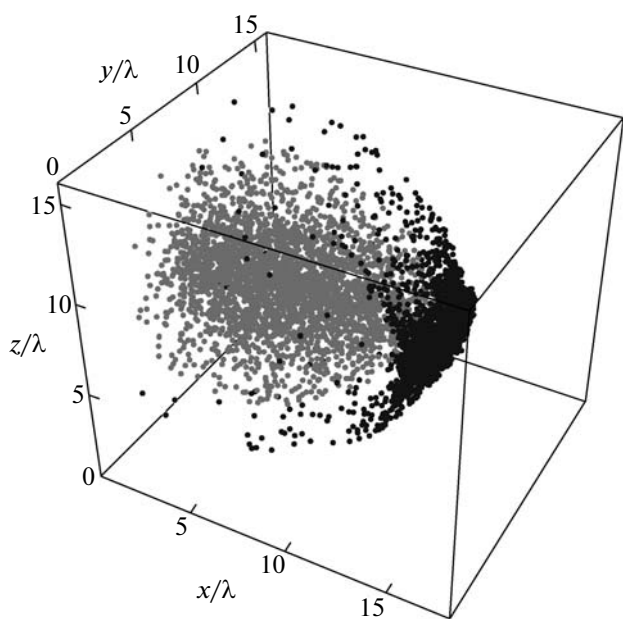


Рис. 5. Пространственное распределение протонов (черные точки) и тяжелых ионов (серые точки) в момент времени 122 фс.

возможности генерации моноэнергетичного направленного пучка ионов из пространственно-ограниченных однородных мишеней сложного состава.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С привлечением численного эксперимента, моделирующего взаимодействие лазерного импульса с твердотельными мишенями, состоящими из двух сортов ионов, легких (протонов) и тяжелых, проведено исследование генерации высокоэнергетичных пучков протонов и найдены оптимальные параметры системы лазер-мишень для получения протонов с максимальными энергиями при заданной энергии лазерного импульса с линейной поляризацией в 20 Дж. Использование пространственно-ограниченных в поперечном направлении фольг, расположенных в фокусе лазерного излучения, позволяет значительно повысить эффективность ускорения. В результате воздействия лазерного излучения на мишень оптимальной толщины значительная часть электронов покидает мишень, которая начинает взры-

ваться вследствие избыточного положительного заряда. В том случае, когда число протонов мало по сравнению с числом тяжелых частиц, практически все легкие ионы вырываются из мишени вслед за электронами в направлении распространения лазерного излучения с тыльной стороны мишени и эффективно ускоряются электрическим полем, создаваемым как улетающим вперед электронным облаком, там и взрывающимся позади остовом тяжелых ионов. Не исключено, что профилирование распределения плотности примесных легких ионов по толщине фольги может способствовать улучшению качества пучка протонов [30], что могло бы стимулировать проведение соответствующих трехмерных расчетов.

Показано, что максимальная энергия пучка протонов (порядка 150 МэВ) достигается при реализации в фокальной плоскости выположенного (супергауссова) распределения интенсивности лазерного импульса, взаимодействующего с пространственно-ограниченными мишенями, состоящими из тяжелых ионов и легких ионов примеси. Использование двухслойной мишени не дает заметного выигрыша ни в энергии ускоренных протонов, ни в их количестве по сравнению с однородной мишенью, где то же количество протонов равномерно распределено по всей мишени. Полное число ускоренных протонов в пучке составляет порядка 10^9 частиц, что дает эффективность вклада энергии в протоны порядка 0.2%. Хотя такой коэффициент преобразования и мал, подобные пучки протонов интересны для лучевой терапии онкологических заболеваний, где на него нет таких жестких требований, как, например, для быстрого поджига (fast ignition) в лазерном термоядерном синтезе, а необходимая доза радиации достигается высокой повторяемостью лазерных импульсов. Отметим, что для использования протонного пучка в радиационной терапии необходимо несколько увеличить его энергию, например, за счет увеличения энергии лазера, и добиться значительно лучшей моноэнергетичности. Последнее можно достичь с помощью дополнительной системы отбора частиц для уменьшения их разброса по энергии [31]. Для осуществления описанного сценария ускорения протонов необходимы короткие мощные лазерные импульсы с высоким контрастом по интенсивности, что позволяет добиться непосредственного взаимодействия лазерного импульса с твердотельной плазмой, а не с плазмой короны, обычно возникающей из-за предыдущего импульса. Современные технологии позволяют получать такие импульсы с мощностью в сотни тераватт [32].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 09-02-00187-а, 09-02-12201-офи-м) и гранта МНТЦ (№ 2289).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Буланов С.В., Хорошков В.С. // Физика плазмы. 2002. Т. 28. С. 493.
2. Bulanov S.V., Esirkepov T.Zh., Khoroshkov V.S. et al. // Phys. Lett. A. 2002. V. 299. P. 240.
3. Esirkepov T.Z., Bulanov S.V., Nishihara K. et al. // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. P. 175003.
4. Hegelich B.M., Albright B.J., Cobble J. et al. // Nature. 2006. V. 439. P. 441.
5. Schwoerer H., Pfotenhauer S., Jackel O. et al. // Nature. 2006. V. 439. P. 445.
6. Robinson A.P.L., Bell A.R., Kingham R. J. // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 035005.
7. Last I., Scheck I., and Jortner J. // J. Chem. Phys. 1997. V. 107. P. 6685.
8. Бочкарев С.Г., Быченков В.Ю., Тихончук В.Т. // Физика плазмы. 2006. Т. 32. С. 230.
9. Brantov A.V., Tikhonchuk V.T., Klimo O. et al. // Phys. Plasmas. 2006. V. 13. P. 122705.
10. Ковалев В.Ф., Быченков В.Ю., Тихончук В.Т. // ЖЭТФ. 2002. V. 122. P. 264.
11. Tikhonchuk V.T., Andreev A.A., Bochkarev S.G., Bychenkov V.Yu. // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2005. V. 47. P. B869.
12. Brantov A.V., Tikhonchuk V.T., Bychenkov V.Y., Bochkarev S. // Phys. Plasmas. 2009. V. 16. P. 043107.
13. Ter-Avetisyan S., Schnurer M., Nickles P.V. et al. // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 145006.
14. Андрияш И.А., Быченков В.Ю., Ковалев В.Ф. // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 87. С. 720.
15. Matsukado K., Esirkepov T., Kinoshita K. et al. // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. P. 215001.
16. d'Humieres E., Lefebvre E., Gremillet L., Malka V. // Phys. Plasma. 2005. V. 12. P. 062704.
17. Esirkepov T., Yamagiwa M., Tajima T. // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 105001.
18. Брантов А.В., Быченков В.Ю., Розмус В. // Квантовая электроника. 2007. Т. 37. С. 863.
19. Bulanov S.V., Brantov A., Bychenkov V.Yu. et al. // Med. Phys. 2008. V. 35. P. 1770.
20. Hatchett S.P., Brown C.G., Cowan T.E. et al. // Phys. Plasmas. 2000. V. 7. P. 2076.
21. Wilks S.C., Langdon A.B., Cowan T.E. et al. // Phys. Plasmas. 2001. V. 8. P. 542.
22. Esirkepov T., Borghesi M., Bulanov S.V. et al. // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 92. P. 175003.
23. Psikal J., Tikhonchuk V.T., Limpouch J. et al. // Phys. Plasmas. 2008. V. 15. P. 053102.
24. Limpouch J., Psikal J., Andreev A.A. et al. // Laser Part. Beams. 2008. V. 26. P. 225.

25. *Bulanov S.V., Brantov A., Bychenkov V.Yu. et al.* // Phys. Rev. E. 2008. V. 78. P. 026412.
26. *Romanov D.V., Bychenkov V.Yu., Rozmus W. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. P. 215004.
27. *Quesnel B. and Mora P.* // Phys. Rev. E. 1998. V. 58. P. 3719.
28. *Popov K.I., Bychenkov V.Yu., Rozmus W. et al.* // Phys. Plasma. 2009. V. 16. P. 053106.
29. *Kruer W.L. and Estabrook K.* // Phys. Fluids. 1985. V. 28. P. 430.
30. *Андряши И.А., Быченков В.Ю., Ковалев В.Ф.* // Физика плазмы. 2010. Т. 36. № 1. С. 81.
31. *Ma C.-M., Veltchev I., Fourkal E. et al.* // Laser Physics. 2006. V. 16. P. 639.
32. *Chvykov V., Rousseau P., Reed S. et al.* // Opt. Lett. 2006. V. 31. P. 1456.