

Ускорение ионов ультрамощными ультракороткими лазерными импульсами

А.В.Брантов, В.Ю.Быченков, В.Розмус

Проведено двумерное и трехмерное численное моделирование генерации быстрых ионов при воздействии мощных лазерных импульсов ультракороткой длительности на слоистые мишени различной плотности и толщины с помощью метода «частица-в-ячейке». Целью расчетов являлось нахождение оптимальной мишени для получения ионов с максимальной энергией при заданной энергии лазерного импульса. Расчеты выполнены для рекордных на сегодняшний день интенсивностей излучения лазера.

Ключевые слова: метод «частица-в-ячейке», лазерное ускорение ионов, разделение заряда.

1. Введение

Ускорение ионов до высоких энергий при взаимодействии лазерного излучения с мишенями привлекает повышенный интерес благодаря возможности применения пучков быстрых ионов в управляемом термоядерном синтезе для так называемого быстрого поджига (fast ignition) термоядерной мишени [1–3], в ядерной физике для изучения ядерных реакций [4], в медицине для получения короткоживущих изотопов [6, 7] и адронной терапии [8–10], а также в радиографии [11].

В последнее время, в связи с масштабным внедрением мощных лазерных короткоимпульсных установок, особое внимание уделяется экспериментам с использованием релятивистски сильных лазерных импульсов [12–17]. В полях таких импульсов электроны, которым в основном передается энергия лазера, оказываются ультрарелятивистскими. Соответственно, чем выше их энергия, тем до более высоких энергий горячие электроны ускоряют ионы. Получение максимально высокой энергии ускоряемых ионов является основной целью современных экспериментов с мощными лазерными импульсами. В работах [12–17] были получены энергии, достигающие мультимегавольтовых значений. Современные технологии позволяют получать короткие мощные лазерные импульсы с высоким контрастом по интенсивности (вплоть до $\sim 10^{11}$ [10]) и с мощностью до 100 ТВт [18]. Такой высокий контраст способствует непосредственному взаимодействию лазерного импульса с твердотельной плазмой, а не с плазмой короны, обычно возникающей из-за предимпульса. При этом максимальная интенсивность в фокусе достигает 10^{22} Вт/см² [18].

Численное моделирование генерации ионов при взаимодействии мощных лазерных импульсов со слоистыми плазменными мишенями являлось предметом исследований многих научных групп. Так, взаимодействие лазер-

ного излучения с газовыми мишенями показало, что генерация быстрых ионов наиболее эффективна в случае слоя определенной толщины [19–21]. Основным механизмом ускорения ионов при этом связан с разделением заряда, обусловленным индукционными электрическими полями, которые в свою очередь генерируются сильными магнитными полями на границе плазма–вакуум [20, 21]. Была получена зависимость максимальной энергии ионов от толщины плазменного слоя для интенсивностей излучения 10^{19} Вт/см² [20].

Подобные исследования, направленные на изучение механизмов генерации ионов и оптимизацию параметров мишени при взаимодействии мощных импульсов интенсивностью до 10^{21} Вт/см² с плазмой, были проведены и для мишеней со сверхкритической плотностью [22, 23]. При этом анализировались стандартный механизм генерации ионов квазистационарным электрическим полем разделения заряда, создаваемым горячими электронами на тыльной стороне мишени [24], и ускорение ионов бесстолкновительными ударными волнами, наиболее эффективное для умеренных интенсивностей и плотностей мишеней, несколько превышающих критическую плотность [25].

В работе [22] была обнаружена немонотонная зависимость максимальной энергии ускоренных ионов от толщины мишени и найдена ее оптимальная толщина. Одновременно было показано, что оптимальная толщина зависит от концентрации (плотности) мишени, которая менялась от 10 до $40n_c$, где $n_c = m\omega^2/(4\pi e^2)$ – концентрация, соответствующая критической плотности мишени; m и e – масса и заряд электрона; ω – частота лазерного излучения. Это не позволяло непосредственно использовать результаты работы [22] для планирования реальных экспериментов, поскольку использованная модельная плотность была в 3–10 раз меньше твердотельной плотности. Кроме того, при взаимодействии мощных лазерных импульсов высокого контраста с тонкими фольгами можно ожидать проявления эффекта кулоновского взрыва, заключающегося в том, что сильное лазерное поле вырывает существенную долю электронов из тонкой мишени и создает условия для последующего взрыва положительно заряженного слоя плазмы, определяющего ускорение ионов [26]. Целенаправленное изучение этого

А.В.Брантов, В.Ю.Быченков. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: brantov@sci.lebedev.ru

W.Rozmus. Department of Physics, University of Alberta, Edmonton T6G 2J1, Alberta, Canada

Поступила в редакцию 23 ноября 2006 г.

механизма и его учет с целью оптимизации толщины мишени до сих пор не проводились.

В настоящей работе исследуется генерация высокоэнергетических ионов (протонов) при воздействии лазерного импульса с максимальной интенсивностью $I = 10^{22}$ Вт/см² и длительностью 35 фс на сверхтонкие плоские мишени высокой плотности, близкой к реальной. Была проведена целая серия двумерных расчетов с целью оптимизации толщины мишени для получения наиболее энергетических протонов. Для оценки точности двумерного приближения был осуществлен контрольный трехмерный расчет. Изучены также энергетические спектры протонов, возникающих при использовании лазерного импульса такой же длительности и интенсивности для облучения предварительно подготовленного слоя плазмы той же массы, что и сверхтонкая фольга.

2. Численная модель

Для моделирования взаимодействия лазерного излучения с плазмой использовался трехмерный релятивистский код «Мандор» [27], с помощью которого система уравнений Максвелла – Власова решалась методом «частица-в-ячейке». Во всех расчетах предполагалось, что лазерный импульс имеет прямоугольную форму, длительность 35 фс при длине волны 1 мкм и максимальную интенсивность $I = 10^{22}$ Вт/см², что отвечает безразмерной амплитуде лазерного поля $a = eE/(m\omega c) = 85.5$. Лазерный импульс задавался в виде пакета электромагнитных волн, характеризуемого определенными амплитудой, поляризацией (во всех расчетах использовалась линейная поляризация), длительностью и поперечным размером. Лазерный импульс предварительно записывался на интерфейс и проигрывался в обратном порядке таким образом, чтобы центр фокусировки находился на передней поверхности плазменного слоя. При этом в фокусе поперечное распределение амплитуды лазерного поля выбиралось в гауссовой форме: $E = E_0 \exp(-r^2/D^2)$, где величина $D = r_0\sqrt{2 \ln 2}$ определяется по задаваемой пространственной полуширине импульса r_0 . В проведенных расчетах использовалось пятно фокусировки радиусом $r_0 = 2$ мкм. В продольном направлении (направлении распространения) длина лазерного импульса составляла 10 мкм. В качестве мишени использовались состоящие из электронов и протонов ($m/M = 1/1836$) высокой плотности ($n = 100n_c$) слои плазмы различной толщины – от сверхтонких пленок (толщиной в несколько десятков нанометров) до пленок, толщины которых превышали длину волны лазера. Кроме того, рассматривался слой заранее приготовленной однородной плазмы докритической плотности и слой слабонеоднородной плазмы с плотностью, в несколько раз превышающей критическую плотность в его центре и спадающей к периферии.

Во всех двумерных расчетах при моделировании взаимодействия с плотной плазмой шаг пространственной сетки составлял 0.01 мкм, расчетная область была равна 36 мкм в продольном направлении и 24 мкм в поперечном. Число модельных частиц (квазичастиц) [28] каждого сорта в ячейке изменялось в зависимости от толщины фольги от 10 до 100, при этом общее число квазичастиц каждого сорта составляло от 5×10^5 для сверхтонких мишеней до 3×10^6 для фольг толщиной порядка длины волны.

3. Взаимодействие релятивистски сильных лазерных импульсов с тонкими фольгами

Остановимся сначала на моделировании взаимодействия мощного лазерного импульса с тонкими плотными фольгами. В настоящее время разработаны технологии, позволяющие получать фольги высокого качества, толщины которых много меньше длины волны λ излучения лазера. В проведенных расчетах толщина мишени изменялась от 0.05λ до 5λ (что для $\lambda = 1$ мкм составляет от 50 нм до 5 мкм).

Основной результат серии двумерных расчетов приведен на рис. 1, где представлена зависимость максимальной энергии протонов ε_{\max} в момент времени 70 фс от толщины мишени l . Максимум энергии протонов достигается при $l = 0.4$ мкм и составляет 320 МэВ.

Один из основных механизмов ускорения протонов, хорошо работающий для толстых мишеней (больших длины волны лазера) и интенсивностей лазерного излучения $I < 10^{22}$ Вт/см², состоит в следующем. Горячие электроны, генерируемые при взаимодействии лазерного излучения с передней стенкой мишени (в основном за счет «вакуумного нагрева» благодаря $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ -компоненте силы Лоренца), проникают в глубь мишени, пронизывают ее насквозь и создают электростатическое поле, имеющее максимум на задней стенке мишени. Это поле и ускоряет находящиеся вблизи нее протоны. Ускорение протонов продолжается в процессе разлета слоя плотной плазмы в результате трансформации энергии горячих электронов в энергию электростатического поля, которое продолжает ускорять протоны до полного остывания электронов.

Если энергия лазера достаточно велика, а мишень достаточно тонкая, лазерное поле способно ускорить значительное число электронов и вырвать их из мишени. Это приводит к возникновению нескомпенсированного положительного заряда и создает условия для разлета положительного сгустка частиц под действием кулоновского поля. При этом протоны могут ускоряться до значительных энергий. Однако чистого кулоновского взрыва с симметричным разлетом частиц в обе стороны не наблюдается даже для очень тонких фольг. В момент ускорения электронов создается сильное статическое поле и практически все протоны получают начальный импульс в направлении распространения лазерного излуче-

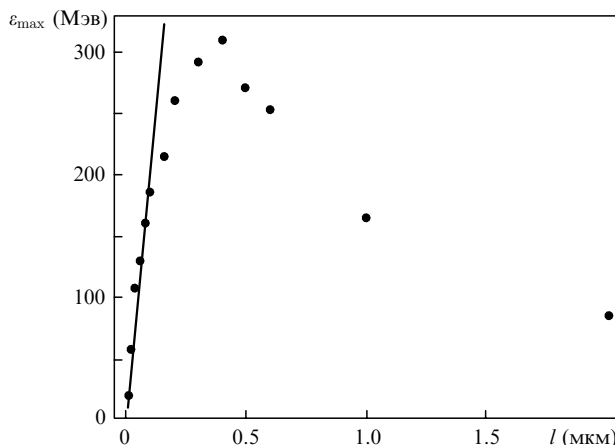


Рис. 1. Зависимость максимальной энергии протонов ε_{\max} от толщины фольги l (точки). Сплошная линия – результат расчета по модели кулоновского взрыва.

ния. И только после этого начинается разлет протонов в разные стороны благодаря кулоновскому взрыву (на характерном временном масштабе порядка $1/\omega_{pp}$, где ω_{pp} – плазменная частота протонов). Таким образом, оба механизма ускорения протонов действуют совместно, а их относительный вклад в конечную энергию протонов во многом зависит от толщины фольги. Так, для сверхтонких фольг ($l < 0.16$ мкм) энергия протонов определяется в основном кулоновским разлетом. Как видно из рис.1, максимальная энергия протонов линейно растет с толщиной мишени и хорошо согласуется с моделью кулоновского взрыва, согласно которой [26]

$$\epsilon_{\max} = 4\pi^2 \frac{lD}{\lambda^2} \frac{n}{n_c} mc^2. \quad (1)$$

Для достаточно толстых мишеней энергия протонов определяется в основном характеристиками горячих электронов. В области максимально возможной энергии протонов оба механизма вносят сопоставимый вклад в ускорение частиц. Отметим, что ускорение протонов продолжается и по прошествии 70 фс, хотя и медленнее. Для самой эффективной толщины мишени (0.4 мкм) был проведен более длительный расчет (до времени 140 фс), позволяющий оценить максимальную энергию протонов в 400 МэВ.

Характерный энергетический спектр протонов, приведенный на рис.2, представляет собой экспоненциальное, теплового типа, распределение, резко обрывающееся на максимальной энергии, типичное для большинства численных расчетов и экспериментов. Пространственное распределение концентрации протонов на момент окончания численного счета приведено на рис.3. Если вначале ускорение протонов носит характер одномерного, то на конечной стадии разлета оно является уже многомерным, а поперечный размер протонного сгустка составляет ~ 20 мкм. При этом полное число протонов с энергией свыше 200 МэВ равно 2×10^{11} частиц.

Чтобы оценить, насколько применима двумерная модель, нами был проведен трехмерный расчет оптимального режима ускорения протонов, отвечающий случаю взаимодействия лазерного импульса с фольгой толщиной 0.4 мкм. Расчетная область составляла 6 мкм в по-

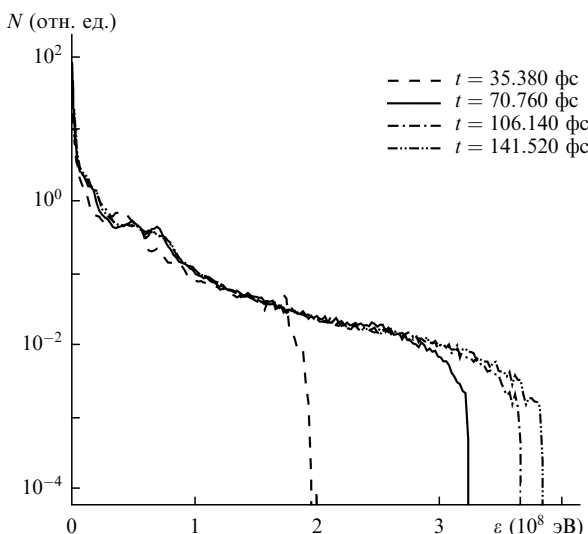


Рис.2. Характерный спектр протонов для оптимальной толщины фольги (0.4 мкм).

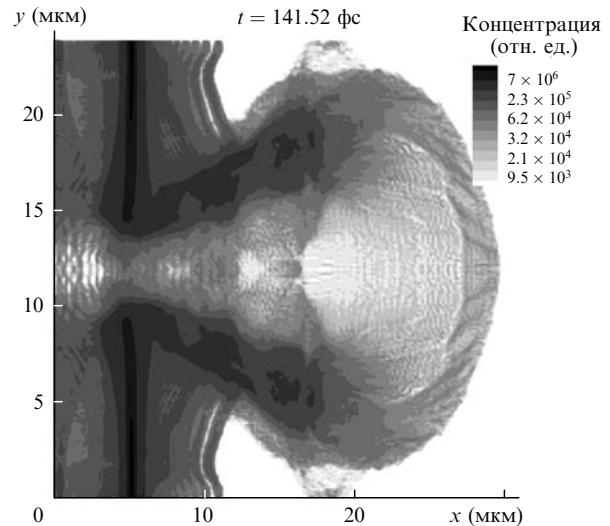


Рис.3. Пространственное распределение концентрации протонов, ускоренных из тонкой фольги, в момент времени $t = 141.52$ фс.

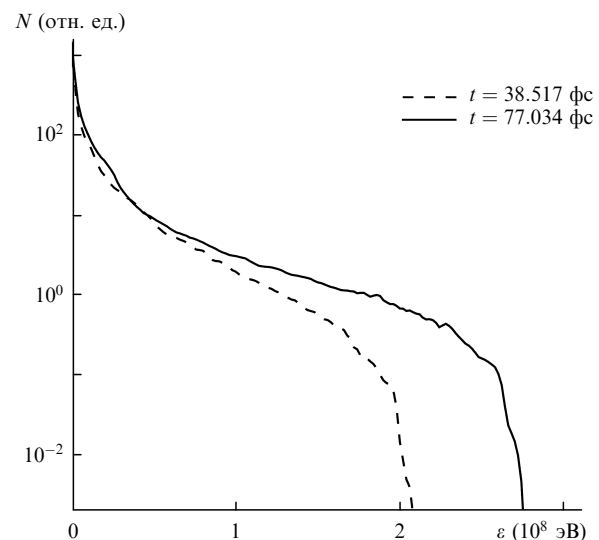


Рис.4. Спектр протонов для фольги толщиной 0.4 мкм, полученный в результате трехмерного расчета.

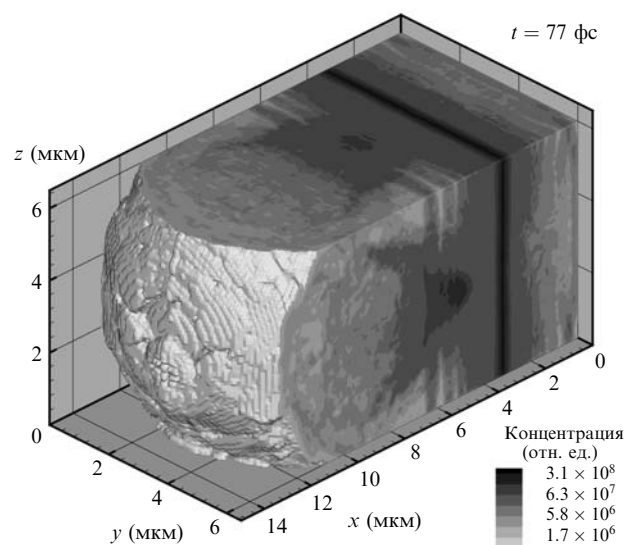


Рис.5. Пространственное трехмерное распределение концентрации протонов, ускоренных из тонкой фольги, в момент времени $t = 77$ фс.

перечных направлениях и 24 мкм в продольном, шаг пространственной сетки был равен 0.02 мкм, число квазичастиц в ячейке равнялось 27, а общее число квазичастиц достигало 10^8 . Данный расчет требовал памяти 15 Гб, и расчетное время на 32 процессорах составляло ~ 40 ч.

Энергетический спектр ускоренных протонов приведен на рис.4. Сравнение результатов двумерного и трехмерного расчетов показывает, что двумерный расчет дает несколько завышенную максимальную энергию протонов – примерно на 20 % (330 МэВ вместо 275 МэВ для времени $t = 75$ фс). Трехмерное распределение концентрации протонов приведено на рис.5. Таким образом, при использовании результатов, полученных с помощью двумерного моделирования, следует примерно на 20 % снижать эффективность ускорения протонов.

4. Ускорение протонов при взаимодействии лазерного излучения с заранее притовленной плазмой

При моделировании взаимодействия лазерного импульса с заранее приготовленной плазмой (например, предварительным импульсом) мы исходили из того, что она получена из тонкой фольги оптимальной толщины – 0.4 мкм. Сначала мы рассмотрели случай плазмы с плотностью несколько выше критической, а именно, использовался слой плазмы, имеющий треугольный профиль плотности с концентрацией в центре $3n_c$, спадающей до нуля в обоих направлениях. Полная толщина слоя составляла 26.6 мкм, шаг пространственной сетки – 0.05 мкм, область моделирования была равна 200 мкм в продольном направлении и 40 мкм в поперечном. При этом полное число квазичастиц составляло 7.5×10^6 .

Подобная плазма является прозрачной для распространения лазерного импульса с $a = 85.5$ благодаря эффекту релятивистской прозрачности. При распространении света в ней формируется канал, заполненный разреженной плазмой, плотность которой в несколько раз меньше плотности невозмущенной плазмы. Электроны ускоряются в основном кильватерным полем и достигают максимальных энергий ~ 450 МэВ. При этом опрокидывания кильватерной волны не происходит и общее число ускоренных электронов невелико. Ускорение протонов начинается с задней границы плазменного слоя. Максимальная энергия ускоренных протонов составляет 230 МэВ (рис.6), что говорит о менее эффективном их ускорении из такой мишени по сравнению с их ускорением из плотной плазмы той же массы. Уменьшение энергии протонов связано, по-видимому, с размытостью задней границы плазмы, приводящей к уменьшению ускоряющего поля по сравнению со случаем резкой границы. Последнее экспериментально подтверждено в работе [29]. Протоны ускоряются как электростатическим полем, создаваемым электронным облаком на задней границе плазмы, так и индуцированным вихревым полем, наведенным генерирующимся магнитным полем [20, 21]. Сложная двумерная структура распределения концентрации ускоренных протонов хорошо видна на рис.7.

Рассмотрим теперь взаимодействие лазерного излучения с заранее приготовленной плазмой с плотностью ниже критической. При этом использовался прямоугольный слой плазмы протяженностью 80 мкм, шаг пространственной сетки составлял 0.1 мкм, область моделирования была равна 350 мкм в продольном направлении

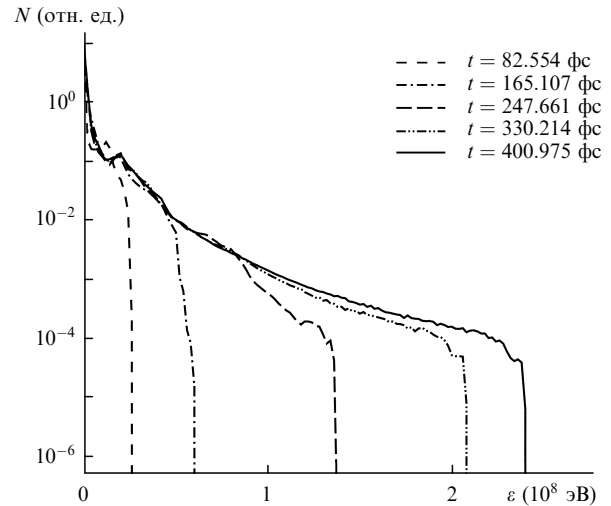


Рис.6. Энергетический спектр протонов, ускоренных из заранее приготовленной плазмы с начальным треугольным профилем плотности.

и 80 мкм в поперечном. Число квазичастиц каждого сорта в ячейке равнялось 9, а общее число квазичастиц каждого сорта составляло 2.5×10^7 . Лазерный импульс фокусировался на переднюю стенку плазменного слоя.

При распространении импульса в плазме происходит релятивистская самофокусировка передней части лазерного импульса, который практически сохраняет свой поперечный размер. При этом наблюдается филаментация импульса: на рис.8 четко видны три филамента позади переднего фронта. Электроны ускоряются кильватерным полем, которое эффективно генерируется благодаря крутому переднему фронту импульса, и происходит опрокидывание плазменной кильватерной волны. В результате значительного продольного размера плазмы электроны набирают энергию ~ 700 МэВ.

Наиболее эффективное ускорение протонов наблюдается, как и прежде, с тыльной стороны плазменного слоя, когда лазерный импульс полностью проходит сквозь всю плазму. Горячие электроны, ускоренные в создаваемом лазером канале, достигают задней границы практи-

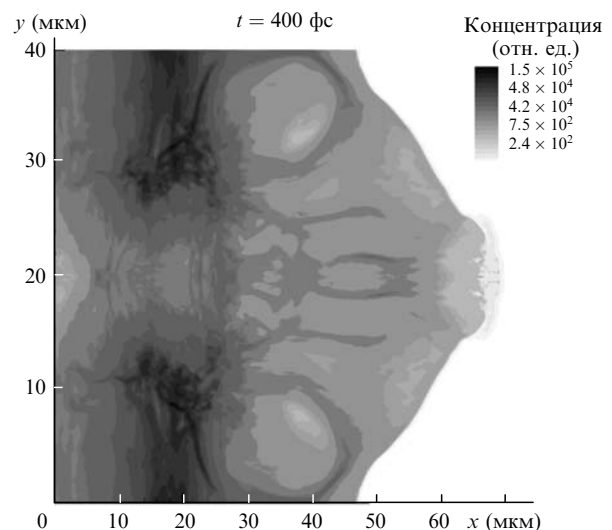


Рис.7. Пространственное распределение концентрации протонов, полученное при взаимодействии лазерного импульса с заранее приготовленным слоем плазмы с начальным треугольным профилем плотности, на момент окончания численного счета.

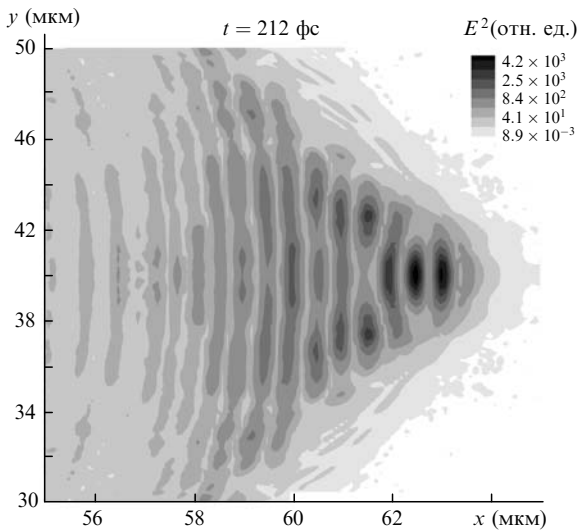


Рис.8. Квадрат электрического поля E^2 лазерного импульса, распространяющегося в малоплотной плазме с концентрацией $0.5n_c$, в момент времени $t = 212$ фс.

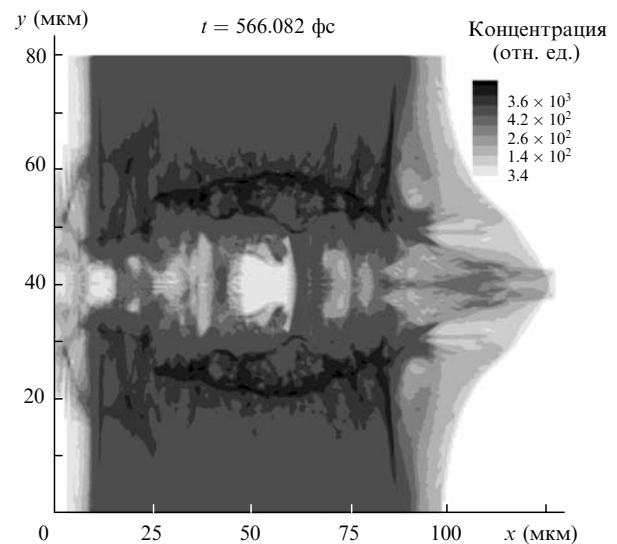


Рис.10. Пространственное распределение концентрации протонов в случае взаимодействия лазерного импульса с малоплотной плазмой с концентрацией $0.5n_c$ и толщиной 80 мкм.

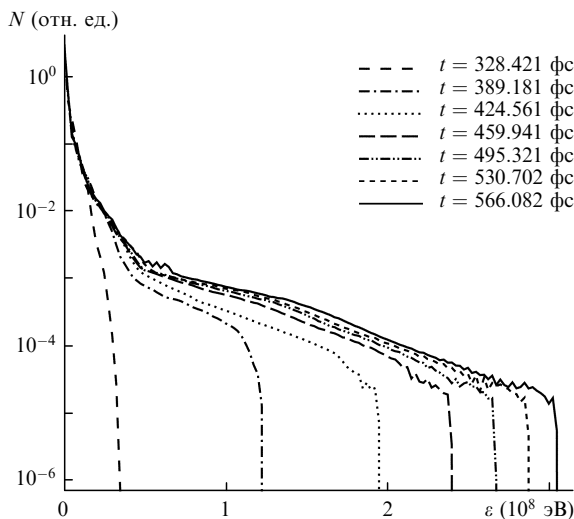


Рис.9. Спектр протонов, ускоренных из плазменного слоя с концентрацией $0.5n_c$ и толщиной 80 мкм.

чески одновременно с электромагнитным полем и вырываются наружу; часть из них возвращается назад под действием кулоновской силы. Создается квазистатическое магнитное поле, которое проникает глубоко внутрь плазмы, смещает электроны в значительном объеме и таким образом создает статическое индуцированное электрическое поле, ускоряющее протоны [20, 21].

Максимальная энергия ускоренных протонов через 200 фс после начала их ускорения с задней стенки составляет ~ 300 МэВ (рис.9). При этом наблюдается довольно хорошо направленный пучок протонов с поперечным размером менее 10 мкм, что свидетельствует о его лучшей коллимации по сравнению с предыдущими примерами. Однако полное число ускоренных частиц значительно меньше, чем в случае взаимодействия лазерного импульса с плотной тонкой фольгой. Полное число протонов с энергией свыше 200 МэВ не превышает 10^{10} . Пространственное распределение концентрации протонов приведено на рис.10, из которого видно, что пучок ускоренных протонов имеет довольно малый поперечный размер.

5. Заключение

Таким образом, для релятивистски сильного лазерного импульса ($a \gg 1$) наиболее эффективное ускорение протонов наблюдается в случае очень тонких фольг с твердотельной плотностью. Для лазерного импульса, используемого в расчетах, их оптимальная толщина равняется 0.4 мкм. При этом максимальная энергия протонов составляет 300 МэВ, а полное число ускоренных протонов с энергией, превышающей 200 МэВ, равно $\sim 10^{11}$. В случае заранее приготовленной малоплотной ($n < n_c$) плазмы – фольги, расплывшейся до значительной толщины, энергия ускоренных протонов немного меньше (~ 250 МэВ), чем в случае твердотельной мишени. Также меньше и полное число ускоренных частиц, хотя для сильно разреженной плазмы коллимация пучка улучшается. При взаимодействии лазерного импульса с более плотным и менее толстым слоем плазмы максимальная энергия ускоренных протонов ниже (менее 200 МэВ), чем в двух указанных случаях. В целом можно сделать вывод о меньшей эффективности ускорения протонов в малоплотной плазме.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №06-02-16103) и МНТЦ (грант №2289). Авторы благодарны разработчику кода «Мандор» Д.Романову за полезные консультации при выполнении численных расчетов.

1. Roth M., Cowan T. E., Key M. H., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 436 (2001).
2. Быченков В.Ю., Розмус В., Максимчук А. и др. *Физика плазмы*, **27**, 1076 (2001).
3. Temporal M., Honrubia J.J., Atzeni S. *Phys. Plasmas*, **9**, 3098 (2002).
4. Быченков В.Ю., Тихончук В.Т., Толоконников С.В. *ЖЭТФ*, **115**, 2080 (1999).
5. Быченков В.Ю., Сентоку Я., Буланов С.В. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **74**, 664 (2001).
6. Spencer I., Ledingham K.W.D., Singhal R. P., et al. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B*, **183**, 449 (2001).
7. Fritzier S., Malka V., Grillon G., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 3039 (2003).
8. Буланов С. В., Хорошков В. С. *Физика плазмы*, **28**, 453 (2003).
9. Fourcal E., Shahine B., Ding M., et al. *Med. Phys.*, **29**, 2788 (2002).
10. Maksimchuk A., Bulanov S., Chvykov V., et al. *Med. Phys.*, **33**, 2272 (2006).

11. Borghesi M., Campbell D.H., Schiavi A., et al. *Phys. Plasmas*, **9**, 2214 (2002).
12. Borghesi M., Mackinnon A.J., Campbell D.H., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 055003 (2004).
13. Cowan T.E., Fuchs J., Ruhl H., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 204801 (2004).
14. Kaluza M., Schreiber J., Santala M.I. K., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 045003 (2004).
15. Beg F.N., Wei M.S., Clark E.L., et al. *Phys. Plasmas*, **11**, 2806 (2004).
16. Fuchs J., Sentoku Y., Karsch S., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 045004 (2005).
17. Hegelich B.M., Albright B., Audebert P., et al. *Phys. Plasmas*, **12**, 056314 (2005).
18. Hercules laser system, <http://www.eecs.umich.edu/CUOS/>
19. Sentoku Y., Liseikina T.V., Esirkepov T.Zh., et al. *Phys. Rev. E*, **5**, 7271 (2000).
20. Кузнецов А.В., Есиркепов Т.Ж., Каменец Ф.Ф., Буланов С.В. *Физика плазмы*, **27**, 225 (2001).
21. Буланов С.В., Дылов Д.В., Есиркепов Т.Ж. и др. *Физика плазмы*, **31**, 409 (2005).
22. d'Humieres E., Lefebvre E., Gremillet L., Malka V. *Phys. Plasma*, **12**, 062704 (2005).
23. Fuchs J., Antici P., d'Humieres E., et al. *Nature Phys.*, **2**, 48, (2006).
24. Wilks S.C., Langdon A.B., Cowan T.E., et al. *Phys. Plasmas*, **8**, 542 (2001).
25. Zhidkov A., Uesaka M., Sasaki A., Daido H. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 215002 (2002).
26. Быченков В.Ю., Ковалёв В.Ф. *Физика плазмы*, **31**, 203 (2005).
27. Romanov D.V., Bychenkov V.Yu., Rozmus W., Carjack C.E., Fedosejevs R. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 215004 (2004).
28. Григорьев Ю.Н., Вшивков В.А. *Численные методы «частицы-в-ячейках»* (Новосибирск: Наука, Сибирская изд. фирма РАН, 2000).
29. Mackinnon A.J., Borghesi M., Hatchet S.P., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 1769 (2001).