

но, что при плотностях  $0,8\text{--}1,5\text{ г/см}^3$  частица может остановиться в диапазоне высот  $70\text{--}100\text{ км}$ , что соответствует области образования серебристых облаков. Оценки начальной скорости, с которой микрометеорит входит в атмосферу, показали (в рамках рассматриваемой модели), что частицы, образующие NLC, входят в атмосферу по касательной.

#### Л и т е р а т у р а

1. Scales G. A., Ganguli G.// New Journal of Physics. 2004. V. 6. P. 12.
2. Turco R. P. et al.// Planet. Space Sci. 1982. V. 30. P. 1147.
3. Mathews J. D.// J. of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. 1998. V. 60. No. 4. P. 413—435.
4. Клунов Б. А., Морфилл Г. Е., Понпель С. И.// ЖЭТФ. 2005. Вып. 127. С. 171.
5. Ландау Л. Д., Лившиц Е. М. Курс теоретической физики// Гидродинамика. Т. VI. — М.: Наука, 1994.
6. Смирнов Б. М.// УФН. 2001. Т. 171. С. 1291.

Статья поступила в редакцию 11 декабря 2008 г.

## Calculation of the height for noctilucent clouds in the atmosphere

*E. M. Apfelbaum, Yu. P. Vlasov, S. A. Trigger*

Joint Institute for High Temperatures RAS, Moscow, Russia

*The process deceleration for micrometeorites is considered in the upper Earth atmosphere. This process can lead to the creation on the height of order  $70\text{--}90\text{ км}$ . So-called the Noctilucent Clouds. These clouds at some conditions can be visualized by the eye. Explanation of the height and the typical structure of these clouds has no systematic solution because the correct description of the essential forces, acting on micrometeorites, as well as the parameters of the micrometeorites was not yet done with the necessary accuracy. The developed model gives a simple and effective way to consider the deceleration of the micrometeorites. The non-stationary solution will be considered in the separate publication. For the stationary solution we found the reasonable agreement between the observations and our calculations.*

PACS: 06.30.-k

УДК 533.9.072

## Численное 1D PIC-моделирование ускорения ионов при взаимодействии релятивистского светового импульса с плазмой: оптимизация структуры двухкомпонентных многослойных мишеней

*И. А. Сидоров*

Институт общей физики РАН им. А. М. Прохорова, Москва, Россия

*А. Б. Савельев*

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

*Моделирование ускорения ионов проведено с использованием одномерного 1D2P PIC-кода. Исследованы зависимости максимальной энергии и ширины энергетического спектра получаемых ионных пучков от длительности и интенсивности используемого излучения, а также от параметров мишени (толщины и количества слоев, видов и концентраций атомов). Найдена оптимальная конфигурация мишени, при которой энергия ускоренных ионов максимальна ( $5\text{--}160\text{ МэВ}$  для интенсивностей  $5\cdot 10^{18}\text{--}5\cdot 10^{20}\text{ Вт/см}^2$ ). Показано, что найденная оптимальная конфигурация мишени зависит от интенсивности и не зависит от длительности лазерных импульсов.*

PACS: 52.38.-r

#### Введение

Достигнутые в последнее время интенсивности лазерного излучения (свыше  $2\cdot 10^{22}\text{ Вт/см}^2$  [1]) поз-

волили получить ряд интересных результатов в экспериментах по получению ионных пучков высоких энергий при облучении тонких фольг интенсивным лазерным излучением. Такой способ

обеспечивает высокую эффективность передачи энергии лазерного пучка ионам, а также малые угловые расходимости и поперечные размеры полученных ионных пучков.

Результаты проведенных экспериментов показывают, что энергия получаемых ионных пучков заметно возрастает при использовании более интенсивного и короткоимпульсного излучения [2—4]. В экспериментах последних лет достигнуты энергии ионных пучков до нескольких сотен мегаэлектронвольт [5]. При этом можно достичь малой угловой расходимости пучка ( $4 \cdot 10^{-3}$  мм·мрад) [2], что делает ионные пучки, полученные таким способом, достойной альтернативой пучкам из ускорителей частиц.

Ионные пучки высоких энергий имеют широкие перспективы применения в таких областях, как инжекторы для ионных ускорителей [6], ионная радиотерапия раковых опухолей [7], изготовление радиоизотопов для применения в медицине [8], нейтронной спектроскопии [9], визуализации электромагнитных полей [10] и инициации термоядерной реакции. При этом крайне важно, чтобы используемые пучки не только обладали высокой энергией, но и были моноэнергетичны.

Важнейшей задачей для эффективного применения ионных пучков является оптимизация условий эксперимента для достижения необходимых характеристик пучков.

Теоретические и экспериментальные исследования различных механизмов, отвечающих за ускорение ионов, показали, что для интенсивностей порядка  $10^{18}$ — $10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup> доминирующим механизмом является RSA (rear-surface acceleration) — ускорение ионов электрическим полем разделения зарядов, образованным на задней поверхности мишени вылетающими из нее горячими электронами [11—14]. Для наиболее эффективной реализации этого механизма требуются как можно более тонкие мишени [15—17]. Нижняя граница толщины мишени обуславливается величиной предимпульса, который способен разрушить слишком тонкие мишени до прихода основного импульса, поэтому можно говорить о существовании оптимальной толщины, при которой ускорение наиболее эффективно.

Эксперименты по получению ионных пучков с узким энергетическим спектром показали, что наиболее оптимальной является двухслойная конфигурация мишени [18—20]. При этом первый,

более толстый, слой подложки состоит из более тяжелых атомов, а второй — из легких. При такой конфигурации легкие ионы, ускоряясь, экранируют поле для ионов подложки и образуют локализованный квазимоноэнергетический пучок.

В данной работе проведено численное исследование процессов генерации ионных пучков при взаимодействии релятивистского излучения с многокомпонентной плазмой твердотельной плотности. Для проведения исследований была разработана компьютерная программа, основанная на одномерном методе Particle-in-cell. С ее помощью был произведен поиск параметров мишени и излучения, для которых генерация высокоэнергетичных ионов с узким спектром оптимальна.

### Описание модели

Для проведения численных экспериментов была разработана компьютерная программа, использующая метод PIC (частицы в ячейке). Этот метод основан на замене большого количества одинаковых плазменных частиц макрочастицами с аналогичными свойствами [21]. В данной работе реализована одномерная PIC-модель. Такое упрощение справедливо, если можно пренебречь изменениями интересующих величин по всем координатам, кроме одной. В данном случае рассматриваются процессы, происходящие вдоль оси  $z$ , производные всех рассматриваемых величин по перпендикулярным к  $z$  осям  $x$  и  $y$  равны нулю. В то же время для корректного решения уравнений Максвелла считается, что скорости частиц  $v_x$  и  $v_y$  не равны нулю.

Схема типичного численного эксперимента приведена на рис. 1. Расчетная область имеет размеры  $L = 50$  мкм. На расстоянии 15 мкм от левого края расположена трехслойная мишень толщиной  $l = 600$  нм. Все области плазмы изначально электронейтральны за счет присутствия соответствующего числа ионов. В первом слое толщиной  $d_1$  (типичная величина 10 мкм) электронная плотность нарастает от 0 до  $10 n_{cr}$ . Второй слой (подложка) толщиной  $d_2$  (типичная величина 0,4 мкм) имеет постоянную электронную плотность, равную  $10 n_{cr}$ . Эти два слоя содержат ионы углерода  $^{+4}C_{12}$ . В третьем слое толщиной  $d_3$  (типичная величина 0,1 мкм) электронная плотность также постоянна, а помимо ионов углерода содержатся протоны концентрации  $\eta$ .

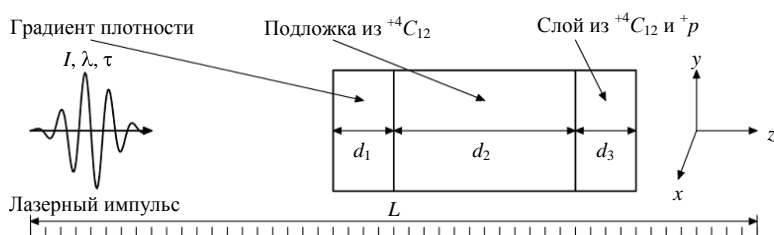


Рис. 1. Структурная схема численного эксперимента

В данной работе моделируется бесстолкновительная плазма с характерными параметрами  $N_{De} \gg 1$  (количество частиц в дебаевской сфере) и  $L \gg \lambda_{De} = \sqrt{T / \omega^2 n m_e}$ . В работе [21] показано, что для одномерной модели достаточно, чтобы  $N_{De} = 10$ . Размер ячейки пространственной сетки разумно выбрать сопоставимым с дебаевским радиусом для корректного моделирования процессов, происходящих в плазме.

Слева на мишень падает линейно поляризованное лазерное излучение с профилем

$$E_y(z, t) = B_x(z, t) = A \cdot \exp\left(-\frac{(t - t_0 - z/c)^2}{2\tau^2}\right) \times \sin(\omega(t - z/c)).$$

Типичные характеристики лазерных импульсов, использованные при расчетах:  $\tau = 50$  фс,  $\lambda = 1$  мкм,  $I = 5 \cdot 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Моделирование проводилось в течение 400 фс после входа лазерного импульса в расчетную область, после чего рассчитывались характеристики (максимальная энергия и ширина спектра) полученных ионных пучков.

### Результаты

В первой части экспериментов исследовалась зависимость максимальной энергии образованных ионных пучков от характеристик мишени и параметров излучения, были рассчитаны также параметры ионных пучков при варьировании толщин каждого из трех слоев: подложки; слоя, содержащего протоны; слоя с градиентом электронной плотности.

На рис. 2 приведены распределения частиц в фазовом пространстве и зависимости  $E_{\max}$  от толщины слоя подложки. Для всех зависимостей определены оптимальные толщины слоев ( $d_1^{opt} = 0,15$  мкм,  $d_2^{opt} = 0,3$  мкм,  $d_3^{opt} = 0,3$  мкм), для которых пучки обладают наибольшей энергией.

В работе [22] была получена оценка максимальной энергии, которую могут приобрести ионы при ускорении по механизму RSA:

$$E_{\max} = 2ZT_h \cdot \ln^2 \left( \frac{\omega_{pi} t}{\sqrt{2e}} + \sqrt{\frac{\omega_{pi}^2 t^2}{2e} + 1} \right),$$

где  $T_h$  — температура горячих электронов;

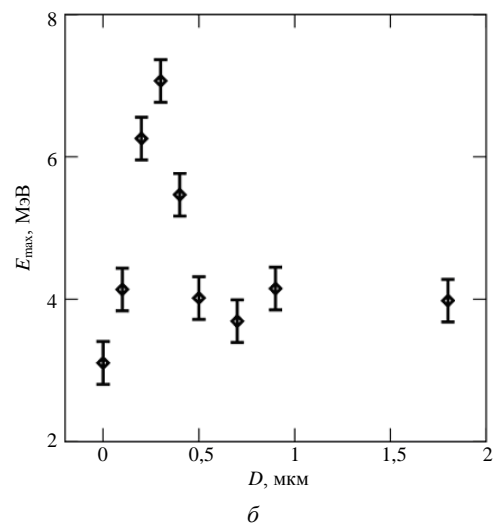
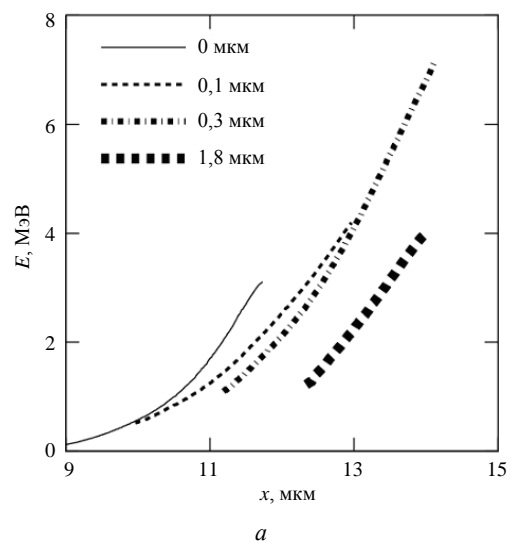
$\omega_{pi}$  — ионная плазменная частота;

$t$  — время ускорения ионов.

Сравнение полученных авторами результатов с оценками по этой формуле показало, что предска-

занная максимальная энергия достигается только при оптимальной конфигурации мишени. Этот факт, вероятно, можно объяснить тем, что при неоптимальной толщине мишени нагрев электронов происходит недостаточно эффективно, и горячие электроны обладают меньшей температурой, чем температура, которую дает следующая оценочная формула:

$$T_h = \left( \sqrt{1 + \frac{I_{laser}}{1,37 \cdot 10^{18} \text{ Вт/см}^2}} - 1 \right) \cdot 0,511 \text{ МэВ}.$$



**Рис. 2. Зависимости  $E$  от структуры мишени:**  
 а — распределение протонов в фазовом пространстве;  
 б — максимальная энергия протонов в зависимости от толщины слоя подложки

Опыты с подложкой из другого материала ( $^{47}\text{Ag}_{108}$ ) при сохранении концентрации электронов показали, что оптимальная конфигурация изменяется незначительно. Это связано скорее всего с тем, что в ускорении протонов ионы играют незначительную роль из-за их большой массы, в то

время как электронная плотность для подложек из  $^{12}\text{C}$  и  $^{108}\text{Ag}$  была одинакова.

Кроме изменения конфигурации мишени, эффективностью процесса ускорения протонов можно также управлять, варьируя параметры излучения. Эксперименты с изменением интенсивности  $I$  и длительности  $\tau$  при постоянной энергии  $I \times \tau$  импульсов показали, что энергия ионных пучков растет при использовании более интенсивных и коротких импульсов.

Также было изучено влияние длительности и интенсивности импульса на оптимальную конфигурацию мишени (рис. 3). Оказалось, что  $d_3^{opt}$  от длительности не зависит. В то же время с ростом интенсивности оптимальная толщина  $d_3^{opt}$  возрастает. Такой результат можно объяснить тем, что при увеличении интенсивности мишень становится более прозрачной для излучения из-за релятивистского возрастания массы электронов, и толщина слоев должна быть больше для более эффективного поглощения энергии излучения. При этом длительность излучения не сказывается на оптимальной конфигурации мишени, а только на величине переданной ионам энергии.

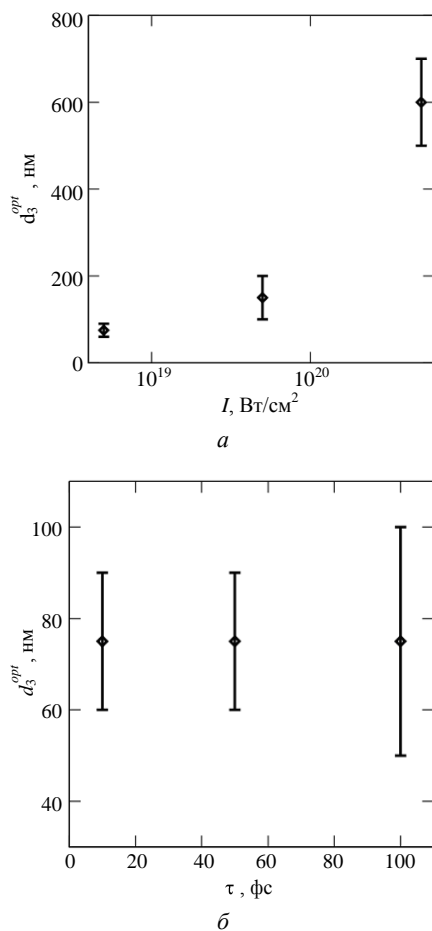


Рис. 3. Зависимость оптимальной толщины протонного слоя  $d_3^{opt}$  от:

а — интенсивности излучения; б — длительности излучения

Увеличивая длительность импульсов при постоянной интенсивности, можно получить ионы пучков с большей энергией ионов. В работе [5] было сделано предположение о том, что  $E_{\max} \sim \sqrt{\tau}$ . Это было подтверждено экспериментами, проведенными при  $I = 10^{18}$   $\text{W}/\text{cm}^2$ , однако при  $I = 10^{20}$   $\text{W}/\text{cm}^2$  зависимость имеет максимум для  $\tau \approx 60$  фс. Такой эффект, вероятно, можно объяснить тем, что при больших интенсивностях передний фронт импульса может сильно изменить ("размыть") тонкую пленку до взаимодействия с полем максимальной интенсивности. Для проверки этого утверждения был проведен численный эксперимент с импульсами "прямоугольной" формы и таких же длительностей. Результат показал ожидаемую картину роста  $E_{\max} \sim \sqrt{\tau}$ .

Вторым исследуемым в работе вопросом было получение пучков с узким квазиодноэнергетическим спектром. Одним из способов достижения этой цели является снижение концентрации протонов в третьем слое. При уменьшении концентрации до 10 % (рис. 4) ширина спектра резко снижается. Подобные результаты были также получены в работе [19].

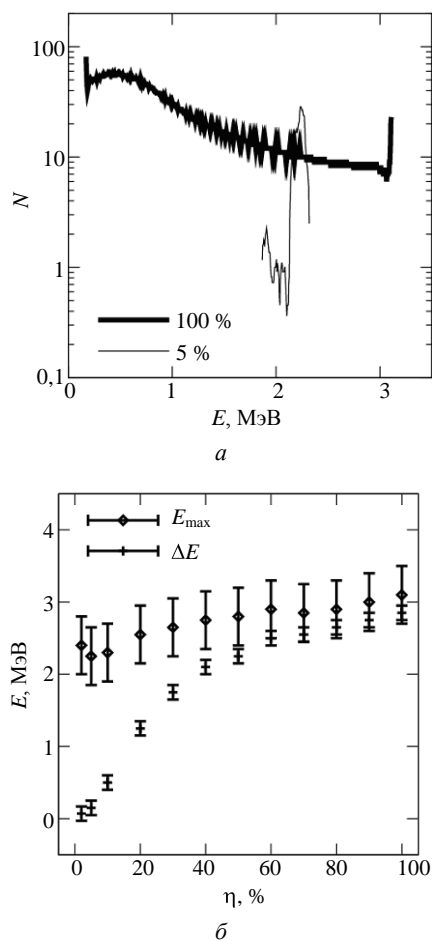


Рис. 4. Пучки с узким энергетическим спектром:

а — спектр протонов; б — зависимость  $\Delta E$  и  $E_{\max}$  от концентрации протонов

Кроме того, пучки с узким энергетическим спектром можно получить уменьшением толщины  $d_3$  протонного слоя. На рис. 5 приведены графики максимальной энергии и ширины спектра протонов для нескольких значений интенсивности излучения. Из них видно, что при надлежащем подборе  $d_3$  можно добиться значительного уменьшения ширины протонных спектров. При использовании рассмотренных методов снижается количество частиц в получаемых ионных пучках. Эффективность конверсии лазерной энергии также падает, что можно видеть на рис. 5. Это говорит о том, что необходимо достижение компромисса между желаемой величиной энергии ионного пучка и шириной его спектра.

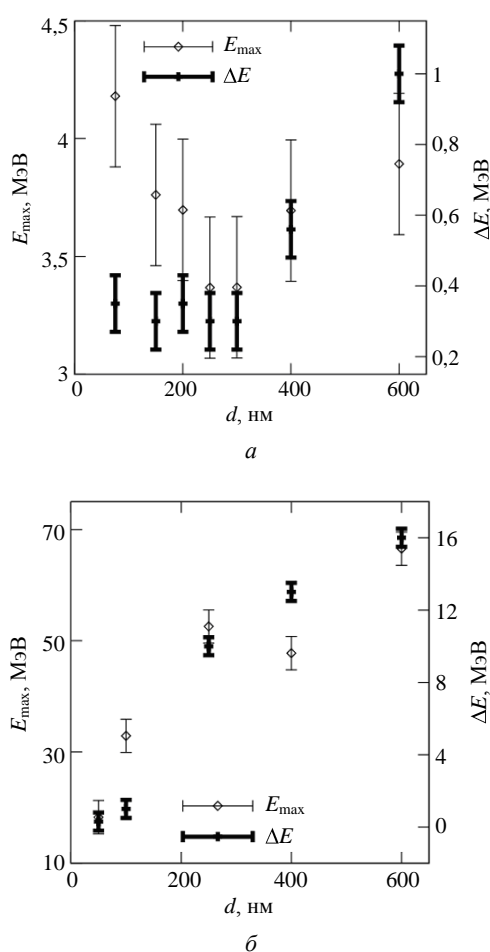


Рис. 5. Зависимость  $\Delta E$  и  $E_{\max}$  от толщины слоя протонов:  
 а —  $I = 5 \cdot 10^{18} \text{ Вт/см}^2$ ; б —  $I = 5 \cdot 10^{20} \text{ Вт/см}^2$

### Заключение

В настоящей работе представлены результаты исследования особенностей ускорения ионов в многослойных многокомпонентных мишенях при различных интенсивностях и длительностях лазерного импульса. На основании проделанных вычислений представляется возможным дать реко-

мендации о структуре мишени и соответствующих им параметрах лазерного импульса, обеспечивающие требуемые характеристики ионного пучка.

По результатам работы можно сделать следующие выводы:

1. С помощью построенной модели исследованы зависимости температуры и максимальной энергии ускоренных ионов, получаемых при взаимодействии лазерного излучения с многослойной многокомпонентной плазмой:

- для параметров ( $n = 10 n_{cr}$ ,  $I = 5 \cdot 10^{18} \text{ Вт/см}^2$ ) рассчитана оптимальная толщина углеродной подложки, равная 0,3 мкм. При этом значении толщины подложки ускоренные протоны имеют наибольшую квазитемпературу и энергию;

- исследование зависимостей квазитемпературы и максимальной энергии протонов от свойств слоя, сформированного предимпульсом на передней границе мишени и имеющего плавный профиль плотности, показало, что существует оптимальная толщина этого слоя, равная 0,15 мкм;

- измерена оптимальная толщина протонного слоя  $d_3^{opt}$ , равная 0,2 мкм. Дополнительные расчеты показали, что эта толщина не зависит от структуры мишени и слабо зависит от вида атомов, из которых изготовлена мишень. Поиск оптимальной толщины протонного слоя при изменении длительности лазерных импульсов  $\tau$  в пределах 10—100 фс показал отсутствие зависимости  $d_3^{opt}$  от  $\tau$  в этом диапазоне. В то же время при увеличении интенсивности излучения с  $I = 5 \cdot 10^{18}$  до  $5 \cdot 10^{20} \text{ Вт/см}^2$  оптимальная толщина увеличилась с 75 до 600 нм;

- исследование зависимости максимальной энергии от параметров лазерного излучения показало, что она в большей степени зависит от интенсивности, нежели чем от длительности;

- сравнение с аналитическими моделями зависимости максимальной энергии от длительности импульса ( $E_{\max} \sim \sqrt{\tau}$ ) показало, что эта модель справедлива только в случае большого контраста импульса. Эксперимент для "прямоугольного" профиля импульса с резкой границей подтвердил эту зависимость, в то время как для гауссовского импульса зависимость не была степенной, а имела максимум при  $\tau \approx 60$  фс.

2. Исследования зависимости ширины спектра ускоренных ионов от параметров мишени показали, что:

- концентрация протонов  $\eta$  является ключевым параметром при получении моноэнергетических ионных пучков. При  $\eta \approx 10\%$  спектр резко сужается и становится сосредоточенным в высокоэнергетической области спектра;

• из зависимости спектра протонов от толщины протонного слоя следует, что существует оптимальная толщина  $d_3^{opt}$ , с которой берутся наиболее энергетические протоны. При увеличении толщины протонного слоя более  $d_3^{opt}$  спектр расширяется, а при уменьшении в результирующем протонном пучке будет содержаться малое количество частиц. Исследование зависимости оптимальной толщины протонного слоя от характеристик излучения показало, что при росте интенсивности с  $I = 5 \cdot 10^{18}$  до  $5 \cdot 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup> оптимальная толщина уменьшилась с 200 до 25 нм.

Работа выполнена при поддержке гранта  
РФФИ 07-02-00724а.

#### Л и т е р а т у р а

1. Yanovsky V., Chvykov V., Kalinchenko G. et al.// Optic Express. 2008. V. 16. No. 3. P. 2109.
2. Cowan T. E., Fuchs J., Ruhl H. et al.// Phys. Rev. Lett. 2004. V. 92. No. 20. P. 204801.
3. Borghesi M., Mackinnon A. J., Campbell D. H. et al.// Ibid. No. 5. P. 055003.
4. Gitomer S., Jones R., Begay F., Ehler A., Kephart J., Kristal R.// Phys. Fluids, 1986. V. 29. No. 8. P. 2679.
5. Hegelich B. M., Albright B., Audebert P. et al.// Phys. Plasmas. 2005. V. 12. No. 5. P. 056314.
6. Krushelnick K., Clark E. L., Allott R. et al.// IEEE Trans. Plasma Sci. 2000. V. 28. No. 4. P. 1184.
7. Bulanov S. V., Khoroshkov V. S.// Plasma Phys. Rep. 2002. V. 28. No. 5. P. 453.
8. Ledingham K. W. D., McKenna P., McCanny T. et al.// J. Phys. D: Appl. Phys. 2004. V. 37. P. 2341.
9. Habara H., Lancaster K. L., Karsch S. et al.// Phys. Rev. E. 2004. V. 70. No. 4. P. 046414.
10. Borghesi M., Bulanov S., Campbell D. H. et al.// Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. P.135002.
11. Fuchs J., Sentoku Y., d'Humieres E. et al.// Phys. Plasmas. 2007. V. 14. No. 5. P. 053105.
12. Kaluza M., Schreiber J., Santala M. I. K. et al.// Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. No. 4. P. 045003.
13. Allen M., Patel P. K., Mackinnon A. et al.// Ibid. No. 26. P. 265004.
14. Fuchs J., Sentoku Y., Karsch S. et al.// Ibid. No. 4. P. 265004.
15. Antici P., Fuchs J., d'Humieres E. et al.// Phys. Plasmas. 2007. V. 14. P. 030701.
16. Neely D., Foster P., Robinson A. et al.// Appl. Phys. Lett. 2006. V. 89. No. 2. P. 021502.
17. Lundh O., Lindau F., Persson A. et al.// Phys. Rev. E. 2007. V. 76. No. 2. P. 026404.
18. Albright B. J., Yon L., Hegelich B.M. et al.// Phys. Rev. Lett. 2006. V. 97. No. 11. P. 115005.
19. Robinson A. P. L., Bell A. R., Kingham R. J.// Ibid. V. 96. No. 3. P. 035005.
20. Zhang X., Shen B., Li X. et al.// Phys. Plasmas. 2007. V. 14. No. 7. P. 073101.
21. Бэдсел Ч., Ленгдон А. Физика плазмы и численное моделирование. — М.: Энергоатомиздат, 1989.
22. Mora P.// Phys. Rev. E. 2005. V. 72. No. 5. P. 056401.

Статья поступила в редакцию 11 декабря 2008 г.

## Numerical 1D PIC simulations of ion acceleration by laser-plasma interaction: multilayered multicomponent target structure optimization

I. A. Sidorov

A. M. Prokhorov General Physics Institute, Moscow, Russia

A. B. Savelev

M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

*This work investigates process of high-energy ion beam acceleration by ultrarelativistic ultrashort laser pulses interaction with multilayered multicomponent dense plasma. Numerical simulations were performed using one-dimensional 1D2P PIC code. Ion beam spectrum width and energy maximum dependencies from target parameters (layer width, atom species and light ions density) and laser characteristics (pulse length and intensity) were studied. Optimal light ions layer width was found, for which accelerated ions have maximal energy exceeding 5 to 160 MeV for intensities  $5 \cdot 10^{18}$  to  $5 \cdot 10^{20}$  W/cm<sup>2</sup>. Optimal target configuration appeared to depend from intensity only (not from pulse duration). Simulations showed that to achieve monoenergetic beams one has to decrease light ion layer width and concentration. This leads to beam particle number and energy decrease pointing that compromise between spectrum width and maximum energy has to be reached.*

PACS: 52.38.-r