

О ГЕНЕРАЦИИ КОЛЛИМИРОВАННЫХ ПУЧКОВ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ИОНОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПЛАЗМОЙ

С.В.Буланов¹⁾, Т.Ж.Есиркепов⁺, Ф.Калифано^{*}, И.Като[□], Т.В.Лисейкина[△],
К.Мима[▽], Н.М.Наумова, К.Нишихара[▽], Ф.Пегораро[#], Х.Руль[°], И.Сентоку[▽],
И.Уешима[■]

Институт общей физики РАН, 117942 Москва, Россия

⁺ *Московский физико-технический институт
141700 Долгопрудный, Московская обл., Россия*

^{*} *INFN Sez. A, 56126 Pisa, Italy*

[□] *APRC JAERI-Kansai, 619-0215 Kizu, Kyoto, Japan*

[△] *Институт вычислительных технологий Сибирского отделения РАН
630090 Новосибирск, Россия*

[▽] *Institute of Laser Engineering, Osaka University, 565-0105 Osaka, Japan*

[#] *Pisa University and INFN, 56126 Pisa, Italy*

[°] *TQE TH-Darmstadt, 64289 Darmstadt, Germany*

[■] *APRC JAERI-Kansai, Neyagawa, Osaka, 572 Japan*

Поступила в редакцию 10 апреля 2000 г.

Предложен метод создания коллимированных пучков быстрых ионов в процессе взаимодействия лазерного излучения с плазмой. С помощью двумерного и трехмерного моделирования методом частиц показано, что пондеромоторная сила вытесняет электроны из области, облучаемой лазерным импульсом. Оставшиеся ионы с некомпенсированным электрическим зарядом ускоряются под действием кулоновского отталкивания одноименных зарядов. Фокусировка ионов достигается профилированием мишени и в результате пинчевания в магнитном поле, создаваемым электрическим током быстрых ионов.

PACS: 52.40.Nk

Выяснение механизмов ускорения ионов при взаимодействии лазерного излучения большой мощности с веществом имеет важные последствия для теории нелинейной динамики плазмы в сверхсильных электромагнитных полях [1] и представляет практический интерес для приложений в области управляемого термоядерного синтеза [2, 3] и адронной терапии онкологических заболеваний [4]. Ионы с энергией в несколько десятков мегаэлектронвольт, ускоренные при взаимодействии лазерного импульса с плазмой, были обнаружены в эксперименте [5]. Механизм ускорения ионов, который привлекался в [6] и [7], – это так называемый “кулоновский взрыв”. Согласно этим работам кулоновский взрыв связан с нарушением квазинейтральности плазмы внутри канала самофокусировки, в котором распространяется лазерный импульс. Квазинейтральность плазмы нарушается вследствие того, что пондеромотор-

¹⁾ e-mail: bulanov@fpl.gpi.ru

ная сила или давление квазистатического магнитного поля [7] вытесняют электроны из канала, а ионы ускоряются в электростатическом поле разделения заряда в радиальном направлении. В этом приближении энергия быстрых ионов пропорциональна величине пондеромоторного потенциала, то есть линейно зависит от амплитуды лазерного излучения $m_e c^2 a$ в пределе $a \gg 1$. Здесь $a = eE/m_e \omega c$ – безразмерная амплитуда лазерного излучения.

В статьях [8–10] было обращено внимание на то, что в поле излучения лазеров петаваттной мощности ускорение ионов более эффективно, а их энергия пропорциональна квадрату амплитуды лазерного излучения $m_e c^2 a^2$. Ускорение ионов происходит преимущественно в направлении распространения лазерного импульса. Интенсивность петаваттного лазерного излучения достигает $\approx 10^{22} \text{ Вт/см}^2$, когда справедливо неравенство $a > (m_i/m_e)^{1/2}$ для водородной плазмы.

Данная работа посвящена исследованию механизма создания высококоллимированных пучков ионов с энергией порядка сотен мегаэлектронвольт в плазме докритической и сверхкритической плотности.

Для исследования ускорения ионов в плазме с докритической концентрацией было проведено двумерное моделирование методом частиц взаимодействия короткого лазерного импульса со слоем плазмы длиной 150λ . Отношение массы ионов к массе электронов равно $m_i/m_e = 1840$. Лазерный импульс гауссовой формы с длиной $l_{\parallel} = 20\lambda$ и шириной $l_{\perp} = 10\lambda$ имеет циркулярную поляризацию и амплитуду $a = 50$. Концентрация плазмы соответствует отношению плазменной частоты к частоте лазерного излучения $\omega_{pe}/\omega = 0.45$.

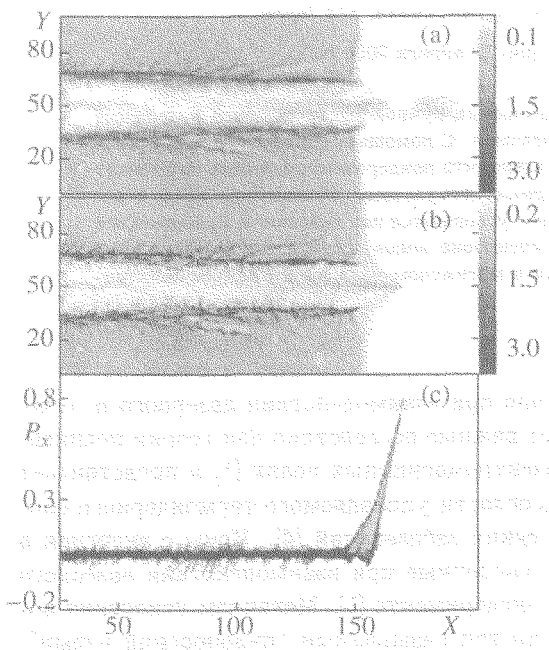


Рис. 1. Распределение электронной (а) и ионной (б) плотностей в плоскости x, y и фазовая плоскость ионов p_{xi}, x (с) в момент времени $t = 230(2\pi/\omega)$

Результаты двумерного моделирования представлены на рис.1 и 2. На рис.1а и б показано распределение электронной (рис.1а) и ионной (рис.1б) концентрации в плоскости xy при $t = 230(2\pi/\omega)$. К этому моменту времени лазерный импульс проник

сквозь слой плазмы и сформировал канал, видимый как в распределении электронной, так и ионной концентрации. В основном электроны и ионы вытесняются из канала в радиальном направлении. Однако канал не является пустым. На его оси образуется плотное волокно. Механизм формирования волокна связан с явлением "обращенной короны", который обсуждался в работе [11]. В данном случае возникновение обращенной короны происходит, благодаря тому, что лазерное излучение, взаимодействуя со стенками канала, приводит не только к движению плазмы наружу, но и к ее эффективному нагреву и сжатию потока горячей плазмы к оси канала. Волокно в дальнейшем удерживается за счет пинчевания плазмы в самосогласованном квазистатическом магнитном поле, поскольку внутри канала течет электрический ток (см. работу [12]). На выходе канала электроны покидают область локализации волокна, а оставшееся облако ионов с некомпенсированным электрическим зарядом расширяется в основном в продольном направлении. В результате ионы приобретают кинетическую энергию, соответствующую электростатическому потенциалу волокна. На рис. 1с приведена фазовая плоскость ионов $((p_{xi}, x))$. Мы видим, что максимальный импульс ионов равен $(p_x = 0.8m_i c)$.

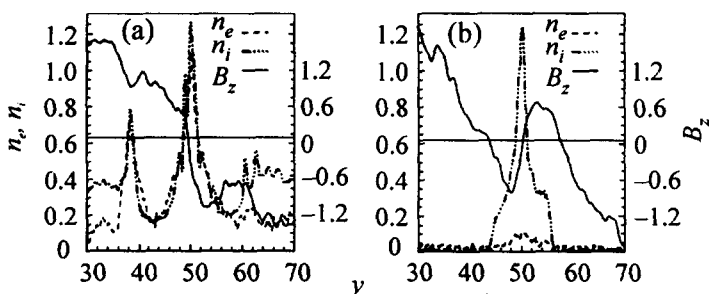


Рис.2. Зависимости концентрации электронов (пунктирная линия), ионов (штрих-пунктирная линия) и z -компоненты магнитного поля (сплошная линия) от координаты y при $x = 155.5$ (a) и $x = 168.5$ (b)

Быстрые ионы на выходе канала появляются в виде коллимированного пучка большой плотности. На рис.2 представлены зависимости концентрации электронов (штриховая линия), ионов (штрих-пунктирная линия) и z -компоненты магнитного поля (сплошная линия) от координаты y при $x = 155.5$ (рис.2a) и $x = 168.5$ (рис.2b). Мы видим, что в непосредственной близости к концу канала при $x = 155.5$ (рис.2a) волокно квазинейтрально, поскольку концентрация электронов совпадает с концентрацией ионов. Концентрация плазмы в волокне в шесть раз превышает значение концентрации плазмы вдали от канала. Магнитное поле обращается в нуль на оси канала и его зависимость от координаты y отвечает тому, что электрический ток в плазме переносится электронами (отрицательный градиент магнитного поля). Совершенно иное распределение электронов, ионов и магнитного поля мы видим при $x = 168.5$ (рис.2b) в области локализации быстрых ионов. Здесь концентрация ионов в десять раз выше, чем концентрация электронов. Тем не менее, плотный ионный пучок остается локализованным в поперечном направлении размером в несколько микрон. Это связано с пинчеванием ионов в магнитном поле, создаваемом ионным электрическим током. То, что в непосредственной близости к оси ионного пучка магнитное поле создается ионным током, видно на рис.2b, где градиент магнитного поля положителен.

Ускорение ионов при взаимодействии лазерного импульса с тонким слоем плотной плазмы (фольги) с концентрацией выше критической обсуждалось в работе [9].

Механизм ускорения ионов также связан с кулоновским взрывом области фольги, из которой под действием пондеромоторного давления света удаляются электроны. В [9] было продемонстрировано, что в процессе расширения облака ускоренных ионов развивается электромагнитная неустойчивость, приводящая к филаментации. Мы предлагаем усилить тенденцию к образованию филаментов, используя деформированную нужным образом мишень. А именно, мы моделируем случай, когда слой плотной плазмы толщиной 2λ находится вначале в области $5\lambda < x < 7\lambda$, а его центральная часть имеет вид параболы с вершиной в направлении падающего на слой лазерного импульса. Концентрация плазмы внутри слоя равна $n = 30n_{cr}$. Отношение массы иона к массе электрона равно 1840. Лазерный импульс с амплитудой $a = 89$ — p -поляризован.

Деформация фольги приводит к более эффективному ускорению ионов и дополнительной фокусировке проходящего лазерного излучения и фокусировке потоков плазмы, расширяющихся в направлении распространения лазерного импульса. Отметим, что фокусировка потоков плазмы в процессе взаимодействия лазерного излучения умеренной мощности с полу-цилиндрической фольгой изучалась ранее в работе [13].

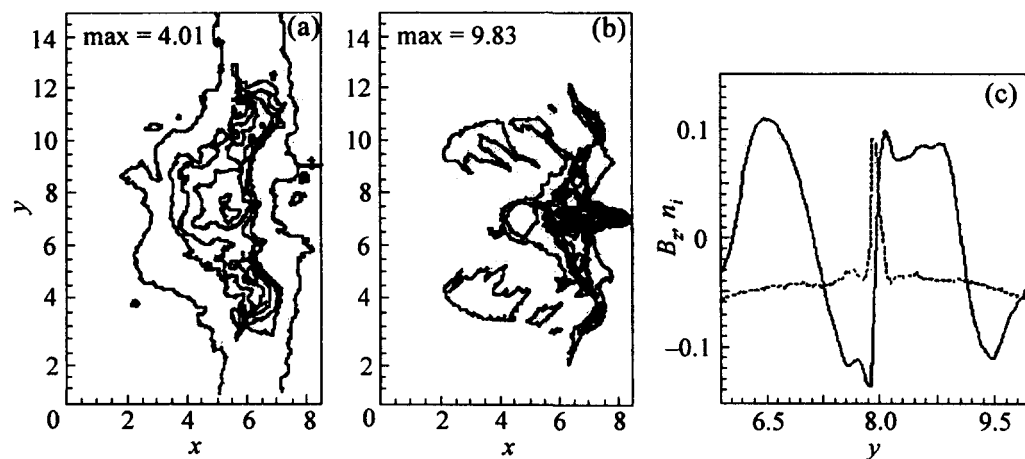


Рис.3. Распределение плотности электронов (а) и ионов (б) в плоскости xu и распределение плотности энергии ионов (пунктирная линия) и квазистатического магнитного поля (сплошная линия) внутри ионного пучка (д) при $t = 15(2\pi/\omega)$

Лазерный импульс распространяется вдоль оси x ; он имеет гауссову форму в поперечном и продольном направлениях, и его длина и ширина равны 5.5λ и $R = 5\lambda$. Для выбранных параметров плазменный слой не прозрачен для лазерного излучения. В результате взаимодействия излучения с мишенью электроны покидают плазменный слой и возникает сильное электрическое поле вследствие разделения электрического заряда. Энергия быстрых электронов достигает значения 200 МэВ, а ускорение ионов происходит преимущественно в направлении распространения лазерного импульса. Быстрые ионы движутся вдоль оси x в виде тонкого плотного волокна. На рис.3 показано распределение плотности электронов (а) и ионов (б) в плоскости x, y при $t = 15(2\pi/\omega)$. На рис.3б отчетливо виден тонкий пучок ионов. На рис.3с представлено распределение вдоль y плотности энергии ионов (пунктирная линия) и

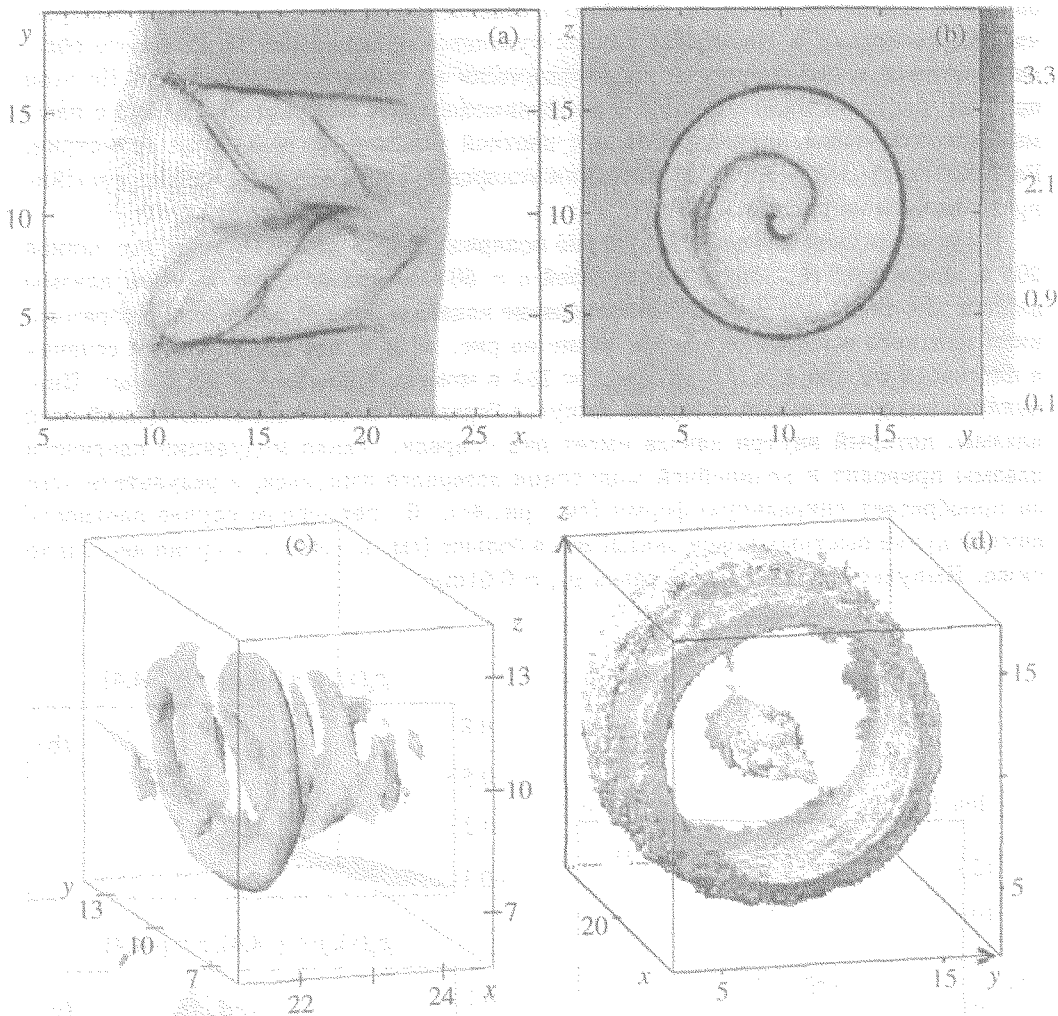


Рис.4. Распределение плотности ионов в плоскости x, y при $z = 0$ (а) и y, z при $x = 15\lambda$ (б), изоповерхность $\sqrt{(E^2 + B^2)/2} = 40$ (с), пучок быстрых ионов на оси канала (изоповерхность $n_i = 1.8$) (д)

квазистатического магнитного поля (сплошная линия) внутри ионного пучка для при $x = 4.65$ в момент времени $t = 12(2\pi/\omega)$. Мы видим, что магнитное поле создается электрическим током ионов. Максимальное значение импульса быстрых ионов равно $p_{zi}/m_i c \sim 1$. Также в этом случае механизмом ускорения является кулоновский взрыв, а квазистатическое магнитное поле замедляет расширение пучка в поперечном направлении. Толщина ионного пучка равна 0.2λ , а его плотность существенно превышает локальное значение плотности электронов, что соответствует 10^{22} см^{-3} .

Двумерное приближение, использованное выше, дает качественно правильное описание ускорения ионов, но приводит к завышенному значению энергии быстрых частиц, поскольку в двумерном случае кулоновский потенциал заряженного облака стремится к бесконечности логарифмически на больших расстояниях. По этой причине мы выполнили моделирование взаимодействия лазерного импульса с плазмой докритической концентрации и с плотной плазмой в трехмерной геометрии. Результаты трехмерного моделирования ускорения ионов методом частиц в ячейке представлены на рис.4 и 5.

В случае редкой плазмы циркулярно поляризованный лазерный импульс длиной 20λ и диаметром $R = 10\lambda$ и амплитудой $a = 50$ взаимодействует со слоем плазмы длиной 15λ для $\omega_{pe}/\omega = 0.45$. Формирование канала в ионной плотности с образованием плотного волокна на его оси видно на рис. 4а и b, где представлены сечения в плоскости xy при $z = 0$ и yz при $x = 15\lambda$ в момент времени $t = 30 (2\pi/\omega)$. Циркулярно поляризованный лазерный импульс "срезает" со стенок канала тонкий слой плазмы, который внутри канала имеет вид спирали. Такая модуляция плотности плазмы приводит к нелинейной модуляции лазерного импульса, в результате чего он приобретает спиральную форму (см. рис.4с). В трехмерном случае плотность внутри пучка быстрых ионов оказывается больше (см. рис.4d), а энергия несколько ниже. Импульс быстрых ионов равен $p_{zi} = 0.61m_i c$.

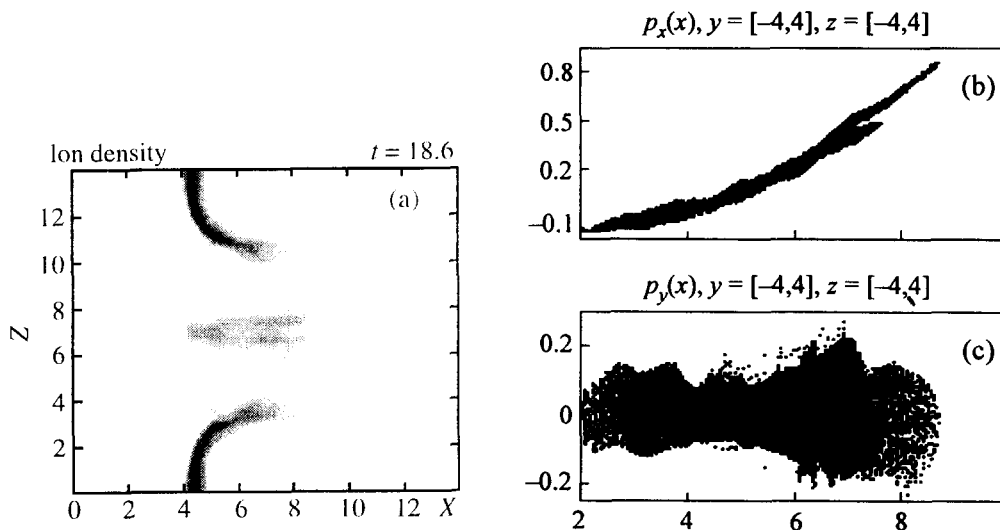


Рис.5. Пучок быстрых ионов на оси (а), фазовая плоскость p_{zi}, x (b) и p_{\perp}, x (с)

Результаты моделирования взаимодействия линейно поляризованного лазерного импульса с деформированной мишенью в трехмерной геометрии (параболоид вращения) показаны на рис.5. Концентрация плазмы равна $n = 25n_{cr}$, а ее толщина равна 0.5λ . Полубесконечный лазерный импульс диаметром 5λ имеет амплитуду $a = 25$. Под действием лазерного излучения на оси формируется тонкий пучок быстрых ионов (рис. 5а). Ионы имеют продольную компоненту импульса $p_{zi} = 0.8m_i c$ существенно большую, чем поперечную $p_{\perp} = 0.2m_i c$, как это следует из рис.5b, с.

В заключение: лазерный импульс петаваттной мощности взаимодействуя с плазмой, создает тонкие коллимированные пучки быстрых ионов с энергией порядка сотен мегаэлектронвольт и с относительно небольшой расходимостью. Полное число ускоренных ионов в одном импульсе порядка 10^{12} .

-
1. G.A.Mourou, C.P.J.Barty, and M.D.Perry, *Physics Today* **51**, 22 (1998).
 2. M.Tabak, J.Hammer, M.E.Glinsky et al., *Phys. Plasmas* **1**, 1626 (1994).
 3. A.P.Fews, P.A.Norreys, F.N.Beg et al., *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1801 (1994).
 4. V.S.Khoroshkov and E.I.Minakova, *Eur. J. Phys.* **19**, 523 (1998).
 5. K.Krushelnik, E.L.Clark, M.Zepf et al., *Phys. Plasmas* **7**, 2055 (2000).
 6. G.S.Sarkisov, V.Yu.Bychenkov, V.N.Novikov et al., *Phys. Rev.* **E59**, 7042 (1999).
 7. А.В.Гордеев, Т.В.Лосева, Письма в ЖЭТФ **70**, 669 (1999).
 8. С.В.Буланов, И.А.Вшивков, Г.И.Дудникова и др., *Физика плазмы* **25**, 748 (1999).
 9. Т.Ж.Есиркепов, И.Сентоку, К.Мима и др., Письма в ЖЭТФ **70**, 80 (1999).
 10. F.Pegoraro, S.V.Bulanov, F.Califano et al., *IEEE Trans. Plasma Sci.* (2000) in press.
 11. Г.А.Аскарьян, С.В.Буланов, И.В.Соколов, *Физика плазмы* **25**, 800 (1999).
 12. Г.А.Аскарьян, С.В.Буланов, Ф.Пегораро, А.М.Пухов, Письма в ЖЭТФ **60**, 251 (1994).
 13. Г.А.Аскарьян, М.Г.Королев, Л.Л.Бкушкин, Письма в ЖЭТФ **57**, 167 (1993).