

## Об ускорении протонов и легких ионов до энергий ГэВ при взаимодействии сверхсильного лазерного излучения со структурированной плазменной мишенью

А. В. Коржиманов<sup>1)</sup>, А. А. Гоносков, А. В. Ким, А. М. Сергеев

Институт прикладной физики РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 6 сентября 2007 г.

Формулируется новое предложение по ускорению протонов и легких ионов до релятивистских энергий при взаимодействии сверхсильного лазерного излучения со структурированной плазменной мишенью. Предложение основано на использовании двухкомпонентных мишеней, состоящих из тяжелых и легких ионов, в которых ускоряющее амбиполярное поле формируется под действием пондеромоторной силы падающего излучения, и ускорение в отличие от традиционных схем происходит с передней границы слоя. Показано, что при оптимальном выборе параметров мишени возможно получение моноэнергетических пучков ионов с энергиями на уровне ГэВ при интенсивностях облучающего импульса порядка  $10^{21} - 10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup>.

PACS: 52.35.Mw, 52.38.Kd, 52.59.-f

Современный уровень развития лазерных технологий открывает широкие возможности по проведению исследований в области взаимодействия сверхсильного лазерного излучения с веществом [1]. Это нашло свое отражение в большом количестве работ, посвященных данной проблеме и появившихся в последнее время (см., например, [2] и цитированную там литературу). В этих работах обсуждались как фундаментальные аспекты проблемы, так и ее прикладное значение. Особый интерес с точки зрения биомедицинских приложений вызывает возможность создания компактных источников моноэнергетических пучков ионов с энергиями порядка сотен МэВ [3]. Кроме того, еще одной важной областью применения высокоэнергетических пучков ионов является управляемый термоядерный синтез. В схеме “быстрого поджига” [4] пучки ионов могут быть использованы в качестве ионитора [5, 6].

В проводившихся исследованиях были предложены различные схемы ускорения ионов. Однако большинство из них основано на одном и том же принципе, заключающемся в возможности посредством лазерного излучения воздействовать на электроны мишени, тем самым создавая поля разделения зарядов, которые в свою очередь и ускоряют ионы. При этом существует два механизма создания таких полей. Первый заключается в нагреве электронов и их разлете в вакуум. При этом возможно создание благоприятных условий для вытягивания этими электро-

нами ионов из мишени [7–9]. Второй механизм требует очень высоких интенсивностей излучения [10]. В этом случае при нормальном облучении тонкой мишени возможно ее разрушение лазерным импульсом, сопровождающееся вырыванием электронного сгустка на значительное расстояние. Таким образом, создается своеобразный конденсатор, в поле которого и происходит ускорение ионов.

Нами рассматривается схема ускорения протонов или легких ионов, основанная на квазистационарном перераспределении электронов внутри мишени, состоящей из тяжелых ионов, под действием пондеромоторной силы со стороны лазерного излучения. При этом задача заключается в создании максимально возможного перепада потенциала на слое, который и используется для ускорения легких пробных ионов, пролетающих через весь слой. То есть в отличие от традиционных схем ускоряемые ионы изначально должны помещаться в начале слоя. Ниже будет показано, что при оптимальном выборе параметров мишени максимальная энергия ионов, ускоренных в такой мишени, связана с интенсивностью излучения следующим образом:

$$\varepsilon_i [\text{МэВ}] = 0.40 Z_i \times \left( I \left[ 10^{18} \text{Вт/см}^2 \right] (\lambda [\text{мкм}])^2 \right)^{3/4}, \quad (1)$$

где  $Z_i$  – заряд ионов.

Хорошо известно, что при интенсивностях излучения порядка  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> энергия колебаний электрона в поле волны сравнивается с его энергией покоя. Таким образом, движение электрона приобрета-

<sup>1)</sup>e-mail: kav@ufp.appl.sci-nnov.ru

ет существенно релятивистский характер, что приводит к значительным изменениям динамики плазмы в целом. Во-первых, вследствие лоренцевского увеличения массы электрона, уменьшается плазменная частота  $\omega_p = (4\pi e^2 N_e/m)^{1/2}$  (здесь  $e$  – элементарный заряд,  $N_e$  – концентрация электронов,  $m_e$  – масса электрона). Это отражается, в частности, на оптических свойствах плазмы. Первоначально непрозрачная на данной частоте излучения плазма может стать прозрачной [11]. Другим важным аспектом релятивистского движения электрона становится возрастающее значение магнитной составляющей силы Лоренца, действующей на электрон со стороны лазерного поля. Эта сила составляет порядка  $v_e/c$  от электрической составляющей ( $v_e$  – скорость электрона) и становится существенной при скоростях электронов, близких к скорости света. С другой стороны, именно магнитная составляющая силы Лоренца ответственна за пондеромоторное действие, оказываемое на плазму лазерным излучением, и, следовательно, в релятивистском случае пондеромоторная сила играет определяющую роль в динамике плазмы. В частности, при нормальном облучении за критической плазмы релятивистски сильным лазерным импульсом одним из основных эффектов взаимодействия будет перераспределение электронной концентрации внутри слоя под действием пондеромоторной силы. Более подробно этот процесс был рассмотрен в работах [12–18], в которых проводилось исследование взаимодействия плоской циркулярно поляризованной электромагнитной волны со слоем за критической плазмы при нормальном облучении.

Если считать ионы неподвижными, волну однородной в поперечном направлении и пренебречь температурой электронов, полагая ее малой по сравнению с энергией осцилляторного движения, тогда систему уравнений Максвелла и релятивистских гидродинамических уравнений в стационарном случае можно свести к виду (см., например, [13, 18])

$$\frac{d^2 a}{d\zeta^2} - \frac{s^2}{a^3} + \left(1 - \frac{n_0 n}{\gamma}\right) a = 0, \quad (2)$$

$$\frac{d^2 \phi}{d\zeta^2} = n_0(n - 1), \quad (3)$$

$$\frac{d\phi}{d\zeta} = \frac{d\gamma}{d\zeta}, \quad \gamma = \sqrt{1 + a^2}, \quad (4)$$

здесь введены безразмерные величины  $a = eA/mc^2$  – амплитуда векторного потенциала;  $\phi = e\varphi/mc^2$  – скалярный потенциал;  $n = N_e/N_i$  – концентрация электронов, отнесенная к ионной концентрации;  $\gamma$  – релятивистский фактор;  $s$  – плотность потока электромагнитной энергии, являющаяся пара-

метром задачи;  $n_0 = 4\pi e^2 N_i/m\omega^2$  – параметр за критичности плазмы, равный отношению невозмущенной концентрации электронов к ее критическому значению на данной частоте излучения  $\omega$ , если параметр  $n_0 > 1$ , плазма изначально непрозрачна, в обратном случае – прозрачна;  $\zeta = \omega z/c$  – координата вдоль направления распространения излучения. Таким образом, уравнение (2) является нелинейным уравнением Гельмгольца для модуля амплитуды векторного потенциала, описывающего поперечную составляющую электромагнитного поля, связанную с лазерным излучением, уравнение (3) представляет собой уравнение Пуассона, описывающее продольное электрическое поле, связанное с разделением зарядов в плазме, а уравнение (4) выражает собой равенство пондеромоторной и электростатической сил, действующих на электроны, в стационарном распределении. Отметим также, что выражение (4) для релятивистского фактора справедливо только в одномерном случае и только для циркулярно поляризованной волны.

В работах [12–14, 18] было показано, что в рамках приведенных уравнений возможно построение стационарных распределений поля и электронной концентрации, при которой во всех точках выполняется баланс сил, действующих на электроны. При этом при высоких интенсивностях излучения происходит образование областей, полностью лишенных электронов. Такие распределения электронов представляют собой по сути конденсаторы, в которых создаются поля порядка лазерных, то есть порядка 100 ТВ/м при максимально доступных интенсивностях излучения, на расстояниях порядка длины волны, то есть порядка 1 мкм. Несложно оценить, что при этом имеется разность потенциалов порядка  $10^8$  В. Если эту разность потенциалов пройдет пробный протон, то он приобретет энергию порядка 100 МэВ. Нашей задачей является выбор оптимальной мишени для получения максимально возможной разности потенциалов с целью ускорения в ней протонов и других легких ионов.

На рис.1а,б приведены характерные стационарные распределения поля и плазмы в тонких слоях (толщины слоев  $L \approx 0.1\lambda$ ) высокой плотности (твердотельные мишени  $n_0 = 100$ ) при двух различных интенсивностях падающего излучения. Видно, что под действием пондеромоторной силы электроны отжимаются от передней границы, стремясь при больших интенсивностях образовать сверхтонкий электронный слой (рис.1б). Подчеркнем, что в рамках стационарной модели холодные электроны не могут вылететь за пределы плазменного слоя, но их можно практически полностью отжать к задней границе.

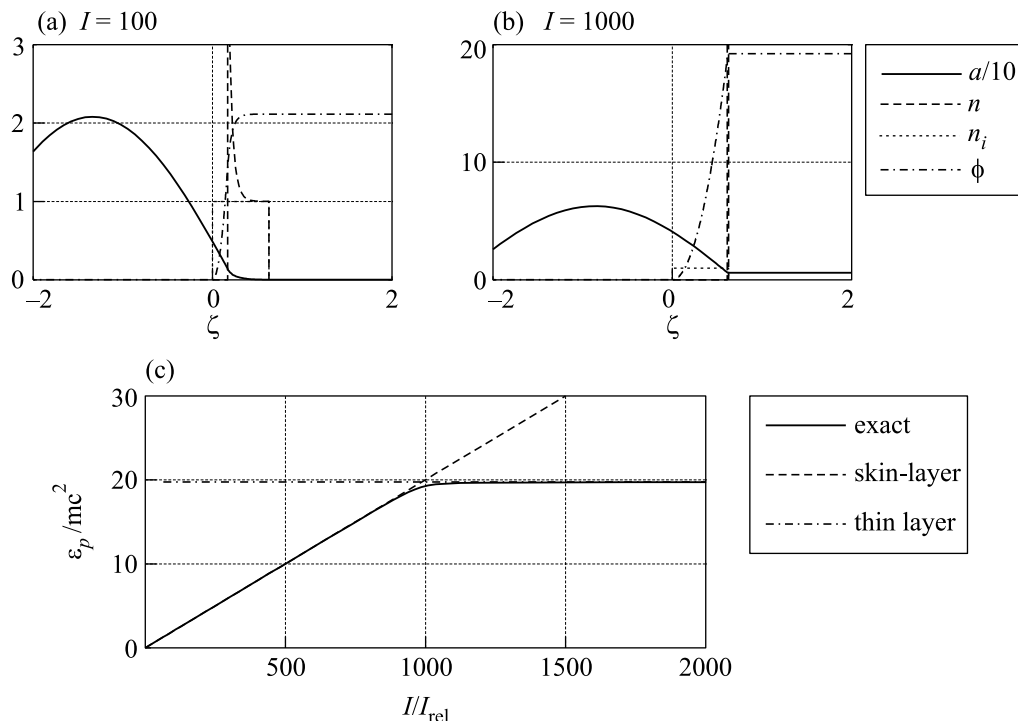


Рис.1. Результат решения системы уравнений (2)–(4). (а) Стационарное распределение поля, электронной и ионной концентраций, а также скалярного потенциала в тонком слое твердотельной плазмы ( $n_0 = 100$ ,  $L = 0.1\lambda$ ) при падающей интенсивности излучения  $I = 100I_{rel}$  ( $I_{rel}[\text{Вт}/\text{см}^2] = m^2\omega^2c^3/4\pi e^2 \approx 2.75 \cdot 10^{18}\lambda^{-2}[\text{мкм}]$ ). (б) То же при  $I = 1000I_{rel}$ . (с) Зависимость максимальной энергии, которую способен приобрести пробный протон, помещенный в плазменный слой, от интенсивности падающего излучения. Сплошной линией изображена точная зависимость, получаемая из системы (2)–(4), штриховой линией – полученная в приближении скин-слоя в полуограниченной плазме, штрих-пунктирной – в приближении ультратонкого слоя полностью отжатых электронов

Из этих графиков видно, что при увеличении интенсивности излучения степень разделения зарядов в плазме повышается, следовательно, повышается разность потенциалов, создаваемая в слое, и, следовательно, повышается максимальная энергия, которую может набрать пробный протон, помещенный в этот слой. На рис.1с приведена зависимость этой энергии от интенсивности излучения при фиксированной толщине и плотности слоя. Анализируя данный график, можно сделать вывод, что существует два характерных режима взаимодействия, один из которых отвечает линейно возрастающему участку графика, а второй – выходу его на постоянное значение. При этом область интенсивностей, отвечающих переходу от одного режима к другому, очень мала. Действительно, при изучении распределений поля в плазменном слое можно выделить два характерных случая.

Первый – при достаточно толстых электронных слоях, когда интенсивности излучения не хватает, чтобы полностью отжать электроны к дальней границе. В этом случае внутри электронного слоя формируется скин-слой, который, вообще говоря, явля-

ется нелинейным. Тогда для описания этого режима можно пользоваться приближением полуограниченного слоя, которое было рассмотрено в работах [12, 14]. Исходя из данных соображений, мы можем связать разность потенциалов, создаваемую в слое, с основными параметрами задачи: интенсивностью падающего излучения, плотностью плазмы и толщиной слоя. Для этого запишем зависимость амплитуды векторного потенциала внутри скин-слоя от продольной координаты (см. [14]):

$$a(\zeta) = A_m \frac{\cosh [(\zeta - \zeta_0) \sqrt{n_0 - 1}]}{1 + n_0 [\cosh^2 [(\zeta - \zeta_0) \sqrt{n_0 - 1}] - 1]}, \quad (5)$$

где  $\zeta_0$  и  $A_m$  – некоторые константы. Найдем теперь значение пондеромоторной силы на границе электронного слоя, считая, что он располагается в точке с координатой  $\zeta_b$ :

$$f_p \equiv - \left. \frac{d\gamma}{d\zeta} \right|_{\zeta=\zeta_b} = - \frac{a}{\sqrt{1+a^2}} \left. \frac{da}{d\zeta} \right|_{\zeta=\zeta_b}. \quad (6)$$

Свяжем производную амплитуды векторного потенциала с ее величиной:

$$\frac{da}{d\zeta} = -\sqrt{1+a^2} \left[ 2n_0 \left( \sqrt{1+a^2} - 1 \right) - a^2 \right]^{1/2}. \quad (7)$$

Далее будем считать, что интенсивность падающего излучения достаточно велика так, что  $a_b \equiv a(\zeta_b) \gg 1$ . Кроме того, будем полагать выполненным неравенство  $n_0 \gg a_b/2$ , тогда для пондеромоторной силы получаем следующее выражение

$$f_p \approx - \left. \frac{da}{d\zeta} \right|_{\zeta=\zeta_b} \approx (2n_0 a_b^3)^{1/2}. \quad (8)$$

Зная значение амплитуды векторного потенциала и его первой пространственной производной на левой границе электронного слоя, мы можем определить интенсивность падающего излучения, которая будет равна

$$I = \frac{1}{4} \left[ a^2 + \left( \frac{da}{d\zeta} \right)^2 \right]_{\zeta=\zeta_b} \approx \frac{1}{4} \left( \frac{da}{d\zeta} \right)^2_{\zeta=\zeta_b}, \quad (9)$$

где учтено, что в наших приближениях выполняется

$$\left( \frac{da}{d\zeta} \right)^2_{\zeta=\zeta_b} \approx a_b^2 (2n_0 a_b) \gg a_b^2, \quad (10)$$

Таким образом, окончательно для пондеромоторной силы, действующей на граничные электроны, получаем

$$f_p \approx 2\sqrt{I}. \quad (11)$$

В стационарном случае эта сила должна быть уравновешена электростатической силой, которую можно легко найти, например, непосредственным интегрированием уравнения Пуассона (3) в пределах  $0 < \zeta < \zeta_b$ :

$$f_a = n_0 \zeta_b. \quad (12)$$

Приравняем теперь пондеромоторную (11) и электростатическую (12) силы (в работе [14] показано, что это условие является также условием квазинейтральности плазмы в целом) и найдем координату электронной границы

$$\zeta_b = 2\sqrt{I}/n_0. \quad (13)$$

Полная разность потенциалов, создаваемая в слое, складывается из разности потенциалов, набираемой в чисто ионном промежутке  $0 < \zeta < \zeta_b$ , которую несложно определить двойным интегрированием уравнения Пуассона (3):

$$\Delta\phi_i = \frac{n_0 \zeta_b^2}{2} = \frac{2I}{n_0}, \quad (14)$$

а также разности потенциалов, набираемой в оставшемся слое  $\zeta_b < \zeta < L$ , вследствие перераспределения электронной концентрации. Эту часть разности потенциалов легче всего определить, интегрируя уравнение (4) в соответствующих пределах с учетом того, что в глубине слоя  $a \rightarrow 0$

$$\Delta\phi_e = \sqrt{1+a_b^2} - 1 \approx a_b \approx \left( \frac{2I}{n_0} \right)^{1/3}. \quad (15)$$

В рамках нашего приближения  $a_b \gg 1$  и, следовательно, выполняется  $I/n_0 \gg 1$  (см. (9) и (10)), поэтому преобладающим является вклад первого слагаемого (что, кстати, видно и на рис.1а), поэтому в режиме скин-слоя мы имеем следующую связь максимальной энергии, приобретаемой пробным протоном в слое, с параметрами задачи

$$\varepsilon_p = \Delta\phi_{\text{total}} \approx 2I/n_0. \quad (16)$$

Так как мы пользовались приближением полуограниченного слоя, то в выражение (16) толщина слоя явно не входит. Однако она влияет на границы применимости нашего приближения, которые определяются условием сильного спада поля на масштабах электронного слоя, что может быть выражено математически следующим образом:

$$1/\sqrt{n_0} \ll L - \zeta_b, \quad (17)$$

где  $1/\sqrt{n_0}$  – характерное расстояние, на котором спадает функция (5), а  $(L - \zeta_b)$  – толщина отжатого электронного слоя. Отсюда с учетом оценки (13) можно получить верхнюю границу интенсивностей, при которых выполняется данное приближение

$$I \ll \frac{1}{4} (n_0 L - \sqrt{n_0})^2 \approx \left( \frac{n_0 L}{2} \right)^2, \quad (18)$$

причем последнее равенство выполняется в практически интересном случае достаточно толстых плазменных слоев  $L \gg n_0^{-1/2}$ . На рис.1с штрихом приведен график зависимости (16) и видно практически идеальное его совпадение с результатами точного аналитического расчета в пределах применимости приближения скин-слоя.

Обратимся теперь ко второму возможному режиму взаимодействия, пример которого приведен на рис.1б. В этом случае электронный слой настолько тонок, что мы можем пренебречь в нулевом приближении его толщиной. Тогда в силу граничных условий для электрического и магнитного полей в лазерной волне и в соответствии с работой [18] мы имеем на передней границе электронного слоя

$$a(\zeta_b) = a(L) = \sqrt{s}, \quad (19)$$

$$\left. \frac{da}{d\zeta} \right|_{\zeta=\zeta_b} = -n_0 L \frac{a}{\sqrt{1+a^2}} \Big|_{\zeta=\zeta_b} = -n_0 L \sqrt{\frac{s}{1+s}}. \quad (20)$$

Отсюда находим пондеромоторную силу, действующую на граничные электроны,

$$f_p = - \frac{a}{\sqrt{1+a^2}} \left. \frac{da}{d\zeta} \right|_{\zeta=\zeta_b} = n_0 L \frac{s}{1+s}. \quad (21)$$

Приравняем ее электростатической силе (12) и найдем координату  $\zeta_b$ :

$$\zeta_b = L \frac{s}{1+s}. \quad (22)$$

Заметим, что условие применимости приближения сверхтонкого электронного слоя обратно условию (17) и с учетом (22) приводит к следующему условию:

$$s \gg L\sqrt{n_0} \gg 1, \quad (23)$$

так как мы интересуемся только случаем достаточно толстых слоев  $L \gg n_0^{-1/2}$ . Таким образом, мы действительно получаем, что  $\zeta_b \approx L$ , что находится в согласии с нашим предположением о малой толщине отжатого электронного слоя.

Свяжем параметр  $s$  с интенсивностью падающего излучения, воспользовавшись выражениями (19), (20) и следующей связью:

$$I = \frac{1}{4} \left[ a^2 \left( 1 + \frac{s}{a^2} \right)^2 + \left( \frac{da}{d\zeta} \right)^2 \right]_{\zeta=\zeta_b}. \quad (24)$$

Получаем

$$I = \frac{s}{4} \left[ 4 + \frac{(n_0 L)^2}{1+s} \right] \approx s + \left( \frac{n_0 L}{2} \right)^2. \quad (25)$$

Тогда условие (23) запишется в следующем виде для интенсивностей падающего излучения:

$$I \gg (n_0 L/2)^2, \quad (26)$$

где учтено, что в плотной плазме условие  $L \gg n_0^{-3/2}$  выполняется автоматически при выполнении уже использованного нами условия  $L \gg n_0^{-1/2}$ .

Несложно увидеть, что в приближении сверхтонкого электронного слоя основной вклад в разность потенциалов также будет давать участок, полностью лишенный электронов, поэтому для максимальной энергии пробного протона в слое имеем

$$\varepsilon_p \approx \frac{n_0 \zeta_b^2}{2} \approx \frac{n_0 L^2}{2}. \quad (27)$$

Данное выражение не зависит от интенсивности падающего излучения и полностью определяется параметрами слоя. На рис.1с штрих-пунктиром изображен график зависимости (27) и видно очень хорошее соответствие результатов с точным расчетом при достаточно высоких интенсивностях.

Отметим, что выражение (27) соответствует максимальной энергии, которую протон вообще может приобрести в стационарном распределении холодной плазмы в данном слое, так как рассмотренный случай соответствует полностью отжатому электронному слою. Таким образом, для получения максимальной разности потенциалов в слое необходимо работать в режиме, соответствующем условию (26).

Зададимся теперь вопросом оптимизации параметров слоя с целью получения максимально возможной разности потенциалов при доступной нам интенсивности излучения. Во-первых, будем считать, что для полного отжатия электронов в слое толщиной  $L$  и невозмущенной плотностью  $n_0$  нам требуется интенсивность излучения (это значение является граничным между режимами скин-слоя и ультратонкого слоя)

$$I \approx (n_0 L/2)^2. \quad (28)$$

Тогда максимально возможная энергия протона получается комбинацией выражения (27) и условия (28):

$$\varepsilon_p \approx \frac{(n_0 L)^2}{2n_0} \approx \frac{2I}{n_0}. \quad (29)$$

Отсюда видно, что, уменьшая параметр  $n_0$  при фиксированной интенсивности (пропорционально увеличивая толщину слоя так, чтобы выполнялось условие (28)), мы можем получать все более и более высокие энергии пробных протонов.

Возникает вопрос, чем же ограничивается максимально возможное значение  $\varepsilon_p$  в нашей задаче. Наши исследования показали, что главным фактором, ограничивающим возможность неограниченного уменьшения параметра  $n_0$ , является эффект просветления плазменного слоя. Как было показано в [18], если слой достаточно толст (критическая толщина зависит от параметра  $n_0$  и уменьшается с его уменьшением), то при превышении интенсивностью некоторого порогового значения не удастся построить стационарных решений с одним отжатым электронным слоем. Динамическое моделирование [15] показывает, что при этом происходит просветление среды и излучение начинает проходить в глубь плазмы. Этот процесс одновременно сопровождается распространением электронов навстречу излучению, что в нашем

случае приводит к невозможности создания заметной разности потенциалов в слое.

Чтобы оценить пороговую интенсивности  $I_{th}$  при данном значении параметра  $n_0$ , мы опять обратимся к работе [14], в которой для случая полуограниченно-го слоя получена следующая связь (справедливая при  $n_0 \gg 1$ ):

$$I_{th} \approx n_0^4/2. \quad (30)$$

И хотя мы работаем в режиме сверхтонкого электронного слоя, когда неприменимо приближение полуограниченной плазмы, график на рис.1с показывает, что граница между этими режимами по интенсивности невелика, поэтому мы все равно можем использовать выражение (30) как оценку пороговой интенсивности. Таким образом, при данной интенсивности излучения мы должны взять слой с минимально возможным параметром  $n_0$ , определяемым из (30), и толщиной  $L$ , определяемой из условия (28), и получим при его облучении возможность ускорения пробных протонов до энергии  $\varepsilon_p$ , определяемой из (29), и равной для данной интенсивности величине

$$\varepsilon_p \approx (2I)^{3/4}. \quad (31)$$

Расчетный аналог этой формулы для произвольных ионов (которые будут набирать в  $Z_i$  раз больше энергии) приведен нами выше (см. (1)). Простые оценки показывают, что если мы имеем излучение интенсивностью  $10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup> с длиной волны 800 нм (титан-сапфировый лазер), то мы способны ускорить протоны до энергии порядка 0.5 ГэВ. В то же время ионы  $C^{6+}$  будут иметь уже энергию порядка 3 ГэВ. При этом нам необходимо иметь мишень с параметром  $n_0 \approx 12$ , что соответствует электронной концентрации  $N_e \approx 10^{22}$  см<sup>-3</sup> (соответствующая концентрация тяжелых ионов  $\approx 10^{21}$  см<sup>-3</sup>, что в десятки раз меньше, чем в твердом теле, на практике это может быть достигнуто, например, использованием нанопористых материалов), и толщиной  $L \approx 17c/\omega \approx 2.7\lambda \approx \approx 2200$  нм.

При построении нашей модели мы пользовались стационарным приближением, которое справедливо только на временах, много меньших времени отклика ионов в слое. Это означает, что для эффективного ускорения протонов и легких ионов требуется использовать плазменные слои с ионами, имеющими большое отношение массы к заряду, чтобы они не сдвигались на значительные расстояния по сравнению с ускоряемыми частицами. Оценим время, за которое происходит ускорение пробного иона, имеющего массу покоя  $M_i$ , до максимальной энергии. Если электроны полностью отжаты, на ион действует

продольное поле  $E(\zeta) = n_0\zeta$ . Пусть ион в начальный момент располагался в точке  $\zeta = \zeta_0$  и находился в покое. Решая для него уравнение движения (для простоты будем считать его нерелятивистским), находим время, за которое наша пробная частица пройдет весь слой толщиной  $L$ :

$$\frac{\omega t^*}{c} = \sqrt{\frac{M_i/m}{Z_i n_0}} \text{Arcosh} \left( \frac{L}{\zeta_0} \right). \quad (32)$$

Видно, что это время сильно зависит от начального положения иона и стремится к бесконечности при помещении его к началу слоя ( $\zeta_0 \rightarrow 0$ ). Пусть имеется протонный слой, прижатый к слою тяжелого вещества и имеющий толщину  $L_p = 0.01\lambda$ . Оценки показывают, что при оптимальных параметрах слоя для интенсивности  $10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup> минимальное время, необходимое для ускорения протона из такого слоя, равняется  $t^* \approx 13(2\pi/\omega)$ . Для ионов углерода  $C_{12}^{6+}$  это значение в  $\sqrt{2}$  раз больше. Отметим здесь же, что для справедливости наших аналитических результатов необходимо, чтобы максимальная интенсивность в лазерном импульсе набиралась на временах, меньших  $t^*$ , чтобы ионы не обогнали слой отжимаемых электронов, однако сам импульс должен иметь большую длительность, чтобы легкие ионы успели пролететь всю разность потенциалов и набрать максимальную энергию.

Наши аналитические расчеты были подтверждены прямым численным моделированием, проведенным на основе двух разных подходов: гидродинамического приближения и кинетического метода крупных частиц (PIC), которые показали практически одинаковые результаты. Ниже представлены расчеты на основе численного моделирования системы уравнений Максвелла и релятивистских гидродинамических уравнений для трехкомпонентной плазмы, состоящей из электронов, ионов углерода  $C_{12}^{6+}$  и ионов золота  $Au_{197}^{6+}$ , причем различные компоненты взаимодействовали друг с другом только посредством среднего электростатического поля. Моделирование уравнений Максвелла основывалось на схеме FDTD [19], а гидродинамических уравнений – на классической схеме с ограничителями Ван Леера [20]. Нами было рассмотрено облучение сложной мишени, состоящей из двух сортов ионов: тонкого слоя углерода ( $L_C \approx 0.01\lambda$ ) и достаточно толстого слоя золота ( $L_{Au} \approx 1.9\lambda$ ), концентрация электронов во всем слое была постоянной и соответствовала значению параметра  $n_0 = 11$ . Слой углерода располагался на облучаемой стороне плазменного слоя и вплотную прилегал к слою золота. На слой падал импульс, имеющий гауссову огибающую, длительностью порядка 20 пе-

риодов поля. Интенсивность в максимуме импульса равнялась  $I_{\max} = 5000I_{\text{rel}}$ . Таким образом, мы выбрали близкие к оптимальным параметры задачи и ожидали получить ионы с энергиями  $\varepsilon_C = Z_C n_0 L^2 / 2 \approx \approx 4000 m c^2 \approx 2 \text{ ГэВ}$ . Результат расчета в момент вылета ионного пучка из плазменного слоя показан на рис.2. Отметим, что при данных параметрах излу-

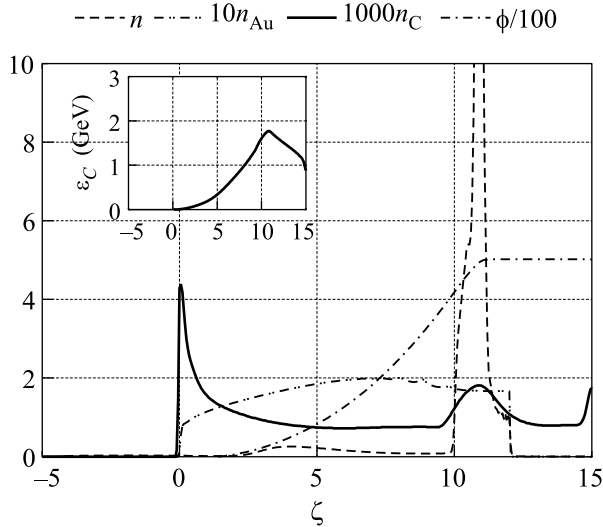


Рис.2. Расчет динамической задачи в момент вылета ионного пучка  $C^{6+}$  из плазменного слоя. Видно, что электронный слой практически полностью отжат к задней границе, а ионы золота еще не успели сдвинуться с первоначальных позиций, таким образом, создав разность потенциалов, близкую к максимально возможной. На вклейке изображена энергия ионов углерода в зависимости от их координаты в тот же момент времени. Видно, что ионы в вылетающем из слоя пучке набрали энергию, близкую к рассчитанной аналитически

чения электроны практически полностью отжаты к задней границе и при этом ионы золота практически не сдвинулись, тем самым удалось создать в слое разность потенциалов, близкую к максимальной. Ионы углерода в вылетающем пучке, пройдя эту разность потенциалов, получили энергию, которая оказалась близка к предсказанной аналитически, как это видно из вклейки на рис.2, на которой в зависимости от координаты изображена кинетическая энергия ионов углерода

$$\varepsilon_C = \sqrt{M_C^2 c^4 + p_C^2 c^2} - M_C c^2, \quad (33)$$

где  $M_C$  – масса покоя иона углерода  $C_{12}^{6+}$ . Таким образом, проделанный численный расчет подтверждает наши простые аналитические выкладки.

Отметим, что особенностью приведенного решения является сильный разброс ионов углерода по

энергиям. Это связано с тем, что в соответствии с (32) время пролета иона сильно зависит от его координаты, если он находится вблизи начала слоя (эти ионы, имея нулевую начальную скорость, находятся в точке с близким к нулю значением поля), поэтому в данный момент времени все ионы будут иметь сильно различающиеся значения энергии. Для создания пучков с узким энергетическим спектром можно предложить следующие две очевидные возможности. Первая – помещать ионы углерода в слой с ненулевой начальной скоростью, например, вбрасывая их в плазму каким-либо образом. Другая возможность, являющаяся более простой для реализации, заключается в расположении перед слоем ионов углерода тонкого слоя достаточно плотной плазмы, например, слоя твердотельного золота. В этом случае начальные положения ионов углерода будут лежать не вблизи границы слоя, то есть они будут располагаться в точках с заметно отличным от нуля значением поля, поэтому можно будет ожидать лучшего качества ускоряемого пучка. Нами был проделан соответствующий расчет, аналогичный проведенному ранее с тем исключением, что перед слоем углерода мы добавили тонкий,  $L_{\text{add}} \approx 0.01\lambda$ , слой золота твердотельной плотности  $n_0 = 100$  и уменьшили длительность импульса до 15 периодов поля. Результаты расчета приведены на рис.3. Видно, что ионы углерода обра-

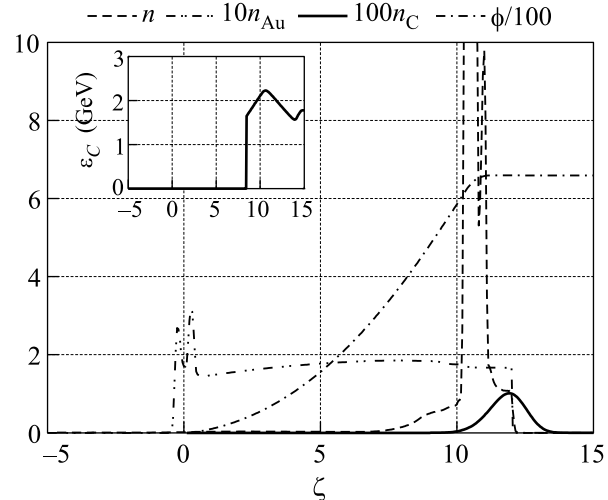


Рис.3. То же, что и на рис.2 с добавленным перед слоем легких ионов плотного слоя золота. Приведен момент вылета ионов углерода из слоя. Ионы углерода образуют пучок лучшего качества, чем на рис.2

зуют пучок гораздо лучшего качества, чем в отсутствие дополнительного слоя золота. Для дальнейшего улучшения качества пучка необходимо брать слой углерода как можно меньшей толщины вплоть до од-

ноатомного слоя, аналогично тому, как это обсуждалось, например, в [2, 7, 8].

В заключение отметим, что в реальной ситуации наряду с рассмотренным нами механизмом могут играть роль и нагрев электронов, и их вырывание лазерным импульсом в результате разрушения мишени (что наблюдалось и в нашем моделировании), причем все эти эффекты будут складываться и приведут к еще большим энергиям, набранным протонами. Это дает нам основание полагать, что при оптимальном выборе мишени при уже доступных исследователям интенсивностях возможно получение протонов с энергиями порядка 1 ГэВ и легких ионов с энергиями на уровне нескольких ГэВ. При этом возможно создание условий для генерации пучков хорошего качества с целью их применения в медицине и в термоядерном синтезе.

1. C. Joshi and T. Katsouleas, *Physics Today* **56**, 47 (2003).
2. G. A. Mourou, T. Tajima, and S. V. Bulanov, *Rev. Mod. Phys.* **78**, 309 (2006).
3. S. V. Bulanov, T. Z. Esirkepov, V. S. Khoroshkov et al., *Phys. Lett. A* **299**, 240 (1994).
4. M. Tabak et al., *Phys. Plasmas* **1**, 1686 (1994).
5. M. Roth, T. E. Cowan, M. H. Key et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 436 (2001).
6. V. Y. Bychenkov, W. Rozmus, A. Maksimchuk et al., *Plasma Phys.Rep.* **27**, 1017 (1994).
7. B. M. Hegelich, B. J. Albright, J. Goble et al., *Nature (London)* **439**, 441 (2006).
8. L. Yin, B. J. Albright, B. M. Hegelich et al., *Phys. Plasmas* **14**, 056706 (2007).
9. H. Schwöerer, S. Pfotenhauer, O. Jackel et al., *Nature* **439**, 445 (2006).
10. T. Z. Esirkepov, M. Borghesi, S. V. Bulanov et al., *Phys. Rev. Lett.* **92**, 175003 (2004).
11. А. И. Ахиезер, Р. В. Половин, *ЖЭТФ* **30**, 915 (1956).
12. J. H. Marburger and R. F. Trooper, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1001 (1975).
13. C. S. Lai, *Phys. Rev. Lett.* **36**, 966 (1976); F. S. Felber and J. H. Marburger, *Phys. Rev. Lett.* **36** (1976).
14. F. Cattani, A. Kim, A. Anderson, and M. Lisak, *Phys. Rev. E* **62**, 1234 (2000); A. Kim, F. Cattani, A. Anderson, and M. Lisak, *Письма в ЖЭТФ* **72**, 355 (2000).
15. M. Tushentsov, A. Kim, F. Cattani et al., *Phys. Rev. Lett.* **87**, 275002 (2001).
16. B. Shen and Z. Xu, *Phys. Rev. E* **64**, 056406 (2001).
17. A. Macchi, F. Cattani, T. V. Liseykina, and F. Cornolti, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 165003 (2005).
18. А. В. Коржиманов, В. И. Еремин, М. Р. Тушенцов, А. В. Ким, *ЖЭТФ* **132**, N3 (2007).
19. K. S. Yee, *IEEE Trans.Ant.Prop.* **14**, (1966).
20. B. van Leer, *J.Comput.Phys.* **32**, 101 (1979).