

Генерация быстрых ионов в фемто- и пикосекундной лазерной плазме при низких потоках нагревающего излучения

А. Я. Фаенов^{†*}, А. И. Магунов[△], Т. А. Пикуз^{†*}, И. Ю. Скобелев^{†*}, С. Стажира^{□1)}, Ф. Калегари^{□1)}, М. Низоли^{□1)}, С. Де Сильвестри^{□1)}, Л. Полетто^{∇2)}, П. Виллорези^{∇2)}, А. А. Андреев[○]

[†]Объединенный институт высоких температур РАН, 127412 Москва, Россия

^{*}Центр данных по спектрам многозарядных ионов ВНИИФТРИ, 141570 Менделеево, Московская обл., Россия

[△]Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

[□]National Laboratory for Ultrafast and Ultraintense Optical Science – CNR–INFN, Department of Physics, Politecnico 20133 Milano, Italy

[∇]Laboratory for Ultraviolet and X-Ray Optical Research – CNR–INFN, D.E.I. – Universita di Padova, Padova, Italy

[○]Институт лазерной физики, ГОИ им. С.И. Вавилова, 193232 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 15 августа 2006 г.

Проведены исследования рентгеновских спектров фторопластовых мишеней, нагреваемых лазерными импульсами длительностью 60 фс – 1 пс. Экспериментально показано, что при использовании лазерных импульсов низкого контраста эффект самофокусировки лазерного излучения в создаваемой предимпульсами преплазме может существенно способствовать генерации быстрых частиц, и ионы высоких энергий ~ 1 МэВ в этом случае могут наблюдаться при сравнительно низких значениях лазерного потока $q_{\text{las}} \approx (4-6) \cdot 10^{16}$ Вт/см².

PACS: 32.30.Rj, 52.50.Jm, 52.70.La

1. Взаимодействие интенсивных лазерных импульсов с веществом приводит к созданию плазмы, в которой распределение частиц (как электронов, так и ионов) по энергиям, вообще говоря, не является равновесным и не может быть описано максвелловским распределением. Однако в области не слишком высоких энергий максвелловская функция может служить весьма неплохим приближением к реальной ситуации, что позволяет вводить для описания плазмы понятия температуры электронов T_e и ионов T_i . При этом отклонения реальной функции распределения от равновесной в области высоких энергий (то есть в области энергий, заметно превышающих значения T_e и T_i) принято связывать с генерацией в плазме быстрых частиц. Генерация быстрых частиц в плазме наносекундных лазерных импульсов экспериментально изучалась уже на протяжении нескольких десятилетий, и для таких процессов были получены эмпирические закономерности, описывающие зависимость энергии быстрых ионов от параметра $F = q_{\text{las}} \lambda_{\text{las}}^2$,

где q_{las} – плотность потока лазерного излучения, а λ_{las} – длина его волны. При укорочении лазерного импульса до пико- и фемтосекундных длительностей условия генерации быстрых частиц ухудшаются, и заметные количества быстрых ионов наблюдаются только при существенно более высоких значениях параметра F в сравнении с наносекундными импульсами. Так, например, при использовании плоских твердотельных мишеней и наносекундных лазерных импульсов быстрые ионы с энергиями ~ 1 МэВ наблюдались при $F \sim 10^{14}$ Вт · см⁻² · мкм² (см., например, обзоры [1, 2]), а для пико- и фемтосекундных импульсов – лишь при $F \geq 10^{18}$ Вт · см⁻² · мкм² [3–14]. Следует, однако, подчеркнуть, что хотя обычно при определении параметра F в него подставляется значение потока лазерного излучения, падающего на плазму, в действительности здесь должно использоваться локальное значение $q_{\text{las, plasma}}$ внутри плазмы, которое при наличии, например, самофокусировки может быть существенно выше. Таким образом, если в плазме происходит самофокусировка лазерного излучения, то условия генерации быстрых частиц значительно смягчаются, и ионы высоких энергий могут наблюдаться при гораздо меньших значениях параметра F . Такой эффект недавно наблюдался в работе [15], где при самофокусировке фемтосекундных им-

¹⁾S. Stagira, F. Calegari, M. Nisoli, S. De Silvestri. (National Laboratory for Ultrafast and Ultraintense Optical Science – CNR–INFN, Department of Physics, Politecnico, Piazza L. da Vinci 32, 20133 Milano, Italy.

²⁾L. Poletto, P. Villoresi. (Laboratory for Ultraviolet and X-Ray Optical Research – CNR–INFN, D.E.I. – Universita di Padova, Padova, Italy)

пульсов в кластерной мишени мегаэлектронвольтовые ионы были зарегистрированы при значении параметра $F \sim 10^{16} - 10^{17} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{мкм}^2$. В настоящей работе экспериментально показано, что аналогичный эффект может иметь место и при использовании твердотельных мишеней, нагреваемых пикосекундными импульсами низкого контраста. В данном случае самофокусировка основного лазерного импульса происходит в сравнительно протяженной преплазме, создаваемой лазерным предимпульсом. При этом при значениях параметра $F \sim (4-6)10^{16} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{мкм}^2$ в плазме генерируется заметное количество ионов с энергиями $\sim 1 \text{ МэВ}$.

2. Схема эксперимента показана на рис.1а. Экспериментальные исследования были выполнены на лазерной установке ULTRAS Национальной лаборатории сверхкоротких и сверхинтенсивных оптических наук Миланского Политехнического Университета (National Laboratory for Ultrafast and Ultraintense Optical Science Politecnico di Milano, Italy) [16]. Использовался Ti:Sa-лазер с длиной волны 800 нм и частотой повторения 10 Гц. Энергия лазерного импульса достигала 130 мДж, а длительность могла варьироваться в пределах 60 фс – 1 пс за счет изменения расстояния между решетками компрессора. Временной контраст лазерного импульса составлял $\sim 10^{-5}$ в наносекундной шкале и $10^{-2} - 10^{-4}$ в пикосекундной (см.рис.1б). Исследовалось взаимодействие лазерных импульсов с CF_2 – твердотельными мишенями, а также с CF_2 и Al фольгами различной толщины. Лазерное излучение фокусировалось на мишени под углом 15° к нормали внеосевым параболическим зеркалом в пятно диаметром $\sim 10 - 20 \text{ мкм}$, так что плотность потока нагревающего излучения изменялась в диапазоне $4 \cdot 10^{15} - 6 \cdot 10^{17} \text{ Вт/см}^2$ при изменении длительности лазерного импульса от 1 пс до 60 фс. Поскольку в каждом импульсе излучения происходило разрушение материала в зоне облучения, то мишень смещалась от импульса к импульсу на расстояние несколько сотен микрометров. Фокусировка лазерного излучения и разлет образующейся плазмы контролировался рентгеновской камерой-обскуром с диаметром отверстия 15 мкм, обеспечивающей увеличение 1:1 и регистрирующей излучение в диапазоне энергий выше 0.4 кэВ на рентгеновской пленке RAR-2492. Характерная обскурограмма разлета лазерной плазмы, образованной при фокусировке Ti:Sa лазерного излучения с энергией 128 мДж и длительностью импульса 1 пс на поверхность алюминиевой фольги толщиной 13 мкм, представлена на рис.1с. Изображение излучающей плазмы на этом рисунке свидетельствует о наличии каналирования лазерного из-

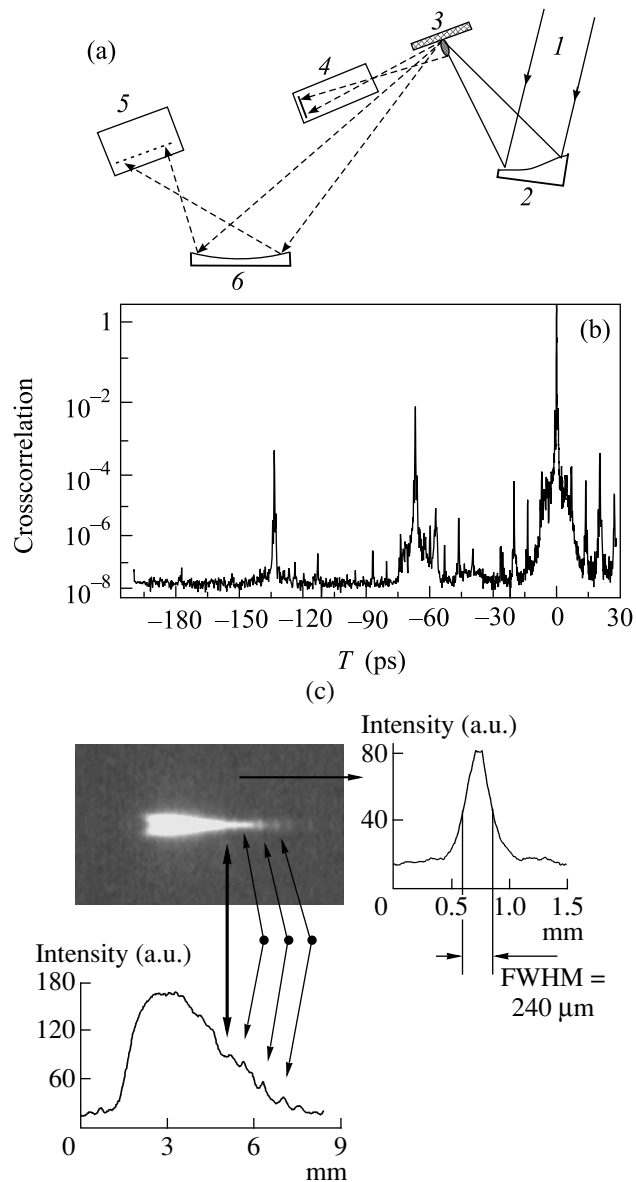


Рис.1. (а) Схема рентгеноспектральных измерений лазерной плазмы тефлона: 1 – лазерный пучок, 2 – внеосевое параболическое зеркало, 3 – мишень, 4 – камера-обскура, 5 – ПЗС-камера, 6 – сферически изогнутый кристалл. (б) Измеренная с помощью кросс-коррелятора форма лазерного импульса (хорошо видно наличие интенсивных предимпульсов на 65 и 130 пс). (с) Характерная рентгеновская обскурограмма плазмы, образующейся при облучении алюминиевой фольги толщиной 13 мкм излучением Ti:Sa-лазера с длительностью импульса 1 пс и энергией 128 мДж

лучения за счет эффекта самофокусировки. Наблюдаемая модуляция интенсивности рентгеновского излучения плазмы также свидетельствует в пользу режима самофокусировки при прохождении лазерного излучения по плазменному каналу.

Спектры рентгеновского излучения в области 1.41–1.62 нм регистрировались ФСПР спектрографом [17, 18] со сферически изогнутым кристаллом слюды ($2d = 1.991$ нм). Радиус кривизны составлял $R = 100$ мм, а размер рабочей области – 15×50 мм². Рентгеновское излучение регистрировалось рентгеновской ПЗС матрицей (Roper Scientific, 1300×1300 ячеек) с размером ячейки 20 мкм. От видимого и ультрафиолетового излучения ПЗС матрица защищалась тремя слоями полипропиленовой пленки толщиной 1 мкм, покрытой слоем алюминия толщиной 0.2 мкм. Дисперсионная схема спектрографа была настроена на работу в первом порядке отражения (расстояние от плазменного источника до кристалла 220 мм, брэгговский угол $\theta = 49.8^\circ$, расстояние от кристалла до ПЗС матрицы 93.3 мм), что позволяло наблюдать резонансные линии He_β и Ly_α ионов F VIII и F IX и их диэлектронные сателлиты со спектральным разрешением $\lambda/\delta\lambda \sim 5000$ в диапазоне длин волн 1.41–1.62 нм. Спектры регистрировались с одномерным пространственным разрешением ~ 48 мкм в направлении перпендикулярно направлению разлета плазменного факела (плоскости рис.1).

3. Зарегистрированные спектры резонансных линий He_β и Ly_α ионов F VIII и F IX можно использовать для оценки параметров образованной плазмы. Сопоставление экспериментальных спектров с модельным расчетом позволило определить как электронную температуру плазмы, так и распределение ионов по скоростям, которое аппроксимировалось суммой нескольких максвелловских функций. Диагностика быстрых ионов проводилась рентгеноспектральными методами, базирующимися на том факте, что профили спектральных линий, излучаемых плазмой, благодаря эффекту Доплера, чувствительны к распределению ионов по скоростям.

На рис.2 приведен пример спектра излучения плазмы тефлона в окрестности линий He_β и Ly_α . Результаты измерений указывают на небольшую асимметрию крыльев линий, которая в нашем случае объясняется анизотропией разлета быстрых ионов в пикосекундной плазме. Возможно, в красное крыло линий также вносят вклад диэлектронные сателлиты, однако их интенсивности для фтора очень незначительны. Тонкая сплошная кривая – результат аппроксимации центральной части линий и их ближних крыльев с использованием следующего модельного выражения для интенсивности излучения в линиях

$$I(\lambda) = C \sum_j A_j \{ S_j(\lambda) + b_j \exp[-(\lambda - \lambda_j)^2 / \Delta\lambda_{w,j}^2] \} N_j, \quad (1)$$

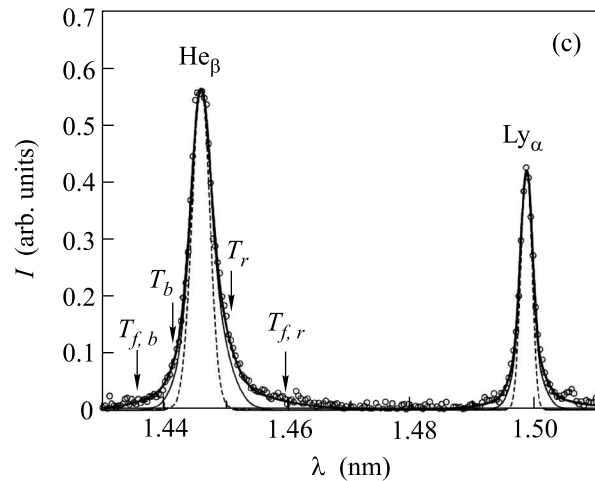


Рис.2. Измеренный спектр излучения ионов F IX и F VII в лазерной плазме тефлона в области длин волн линий He_β и Ly_α . Лазерный импульс с длительностью 1 пс и энергией 128 мДж. Пунктирная линия – результат моделирования центральной части линий по формуле (2): $N_e = 2 \cdot 10^{20}$ см⁻³, $T_e = 122$ эВ, $T_{\text{He}} = 14$ кэВ, $T_{\text{H}} = 5$ кэВ, оптические толщины $\tau_\alpha = 0.7$ и $\tau_\beta = 0.34$ (для характерного размера плазмы 100 мкм). Сплошная тонкая линия – результат моделирования центральной части и ближних крыльев линий по формуле (1): $T_{b,\text{He}} = 60$ кэВ, $T_{r,\text{He}} = 90$ кэВ, $T_{b,\text{H}} = 25$ кэВ, $T_{r,\text{H}} = 35$ кэВ. Жирные линии – аппроксимация далеких крыльев линий (излучение от быстрых ионов): $T_{f,b,\text{He}} = 0.4$ МэВ, $T_{f,r,\text{He}} = 0.8$ МэВ, $T_{f,b,\text{H}} = 0.2$ МэВ, $T_{f,r,\text{H}} = 0.4$ МэВ. Стрелки отмечают доплеровский сдвиг линии He_β для иона с энергией, равной соответствующей температуре. Экспериментальные данные отмечены кружками

где C – нормировочная константа, A_j и λ_j – радиационная вероятность и длина волны перехода в линии j , соответственно; N_j – заселенность верхнего уровня для перехода j ; $S_j(\lambda)$ – спектральная функция для центральной части линии j , вычисляемая с учетом штарковского и доплеровского уширения по формуле

$$S_j(\lambda) = \sum_\alpha \int \gamma_{j,\alpha}(E) \exp[-(\lambda - \lambda_{j,\alpha}(E))^2 / \Delta\lambda_j^2] W(E) dE. \quad (2)$$

Здесь $W(E)$ – функция распределения напряженности ионного микрополя E , $\gamma_{j,\alpha}(E) = A_{j,\alpha}(E)/A_j$ и $\lambda_{j,\alpha}(E)$ – коэффициент ветвления радиационной вероятности и длина волны перехода для штарковской компоненты α линии j , соответственно; $\Delta\lambda_j = \lambda_j(2T_i/m_i)^{1/2}/c$ – доплеровская полуширина линии для “тепловых” ионов с температурой T_i , m_i – масса иона, c – скорость света. При электронной плотности ниже критической вклад ударного уширения линий He_β и Ly_α фтора пренебрежимо мал.

Излучение ионов, движущихся в направлении наблюдения (от поверхности мишени), вносят вклад в коротковолновое (“синее”) крыло наблюдаемой спектральной линии. Ионы, движущиеся в противоположном направлении (внутри мишени), формируют длинноволновое (“красное”) крыло. Поскольку функция распределения ионов по скоростям может быть анизотропной, то для аппроксимации синего и красного крыла линии в (1) использованы максвелловские функции с различными значениями эффективных температур $T_{b,j}$ и $T_{r,j}$, соответственно. В формуле (1) $\Delta\lambda_{w,j} = \lambda_j(2T_{b,j}/m_i)^{1/2}/c$ при $\lambda < \lambda_j$ и $\Delta\lambda_{w,j} = \lambda_j(2T_{r,j}/m_i)^{1/2}/c$ при $\lambda > \lambda_j$ – доплеровские полуширины для синего и красного крыльев линии j , соответственно.

Наблюдаемые относительные интенсивности линий, определяемые, в основном, их центральными областями, моделируются расчетом их ширин по формуле (1) и заселенностей уровней по стационарной столкновительно-радиационной кинетической модели, что позволяет оценить значения электронной концентрации n_e , температуры T_e и эффективной температуры ионов T_i . Расчет проводился для $n_e = 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ в приближении линейного штарковского сдвига с использованием функции распределения микрополя, учитывающей дебаевское экранирование и ионные корреляции. Получаемые расчетные кривые $S_j(\lambda)$ по форме мало отличаются от доплеровской. При этом ближние крылья линий (синее и красное) аппроксимируются вкладами экспоненциальных слагаемых в (1) подбором значений эффективных температур ионов $T_{b,j}$ и $T_{r,j}$, а также весовых множителей b_j . Результат такой подгонки показан на рис.2 тонкой сплошной кривой. Пунктирная кривая показывает вклад только центральной части (функция $S_j(\lambda)$). Чувствительность формы линии к значениям параметров достаточно высока, чтобы говорить об их надежности на уровне 10–20%. Для описания далеких крыльев, определяемых вкладом в интенсивность излучения от быстрых ионов, в формуле (1) учитывалось дополнительными экспоненциальными слагаемыми $d_j \exp[-(\lambda - \lambda_j)^2/\Delta\lambda_{f,j}^2]$ с соответствующими температурами $T_{f,b,j}$ и $T_{f,r,j}$. На рис.2 их вклады показаны толстыми линиями.

Следует отметить, что выражения (1) справедливы для оптически тонкой плазмы. Для учета поглощения вблизи центральной области линий в расчете использовалось приближение однородного слоя

$$\bar{I}(\lambda \sim \lambda_j) = \frac{I(\lambda_j)}{\tau_j} [1 - \exp(-\tau_j I(\lambda)/I(\lambda_j))], \quad (3)$$

где τ_j – оптическая толщина плазмы в центре линии j .

Были промоделированы спектры, соответствующие различным параметрам лазерного импульса. Полученные значения параметров плазмы приведены в табл.1 и 2. Значения доли быстрых ионов D_f с энергией выше $E = 0.5 \text{ МэВ}$, указанные в таблицах, определялись из трехтемпературной функции распределения по скоростям $f(v) = (1 - \beta - \delta)f_M(T_{i,v}) + \beta f_M(T_w, v) + \delta f_M(T_f, v)$ соотношением $D_f = \delta [1 - \text{erf}(\sqrt{E/T_f})]/2$, где β и δ определялись по b и d , $\text{erf}(x)$ – функция ошибок.

4. Данные, представленные в табл.1, 2, показывают, что функция распределения ионов по энергии сильно отличается от однотемпературной максвелловской, и основная доля быстрых ионов, вылетающих с передней стороны мишени в сторону спектрографа, может быть аппроксимирована эффективными температурами ионов T_b и T_r от 30 до 100 кэВ, а вылетающих в противоположном направлении – от 30 до 130 кэВ. Существует также вторая группа с меньшим числом ускоренных ионов, которые могут быть аппроксимированы эффективными температурами ионов $T_{f,bj}$ и $T_{f,r}$ от 150 до 500 кэВ (для движения от поверхности мишени) и от 200 до 900 кэВ (для движения внутрь мишени). Как видно из приведенных таблиц, количество образованных быстрых ионов является довольно значительным и, например, при $F = 4 \cdot 10^{16} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{мкм}^2$ относительное число ионов с энергиями больше 0.5 МэВ, движущихся по нормали к поверхности мишени, составляет около 4%.

Появление быстрых ионов может быть интерпретировано следующим образом. При взаимодействии интенсивного лазерного импульса с мишенью на фронтальной стороне мишени возникает неоднородная плазма с концентрацией электронов, меняющейся от твердотельной до нуля, масштаб неоднородности которой можно оценить как $L_n \approx c_s t_p$. Здесь $c_s = (ZT_{e0}/m_i)^{1/2}$ – скорость ионного звука, t_p – характерная длительность предимпульса, T_{e0} – температура плазмы, нагретой предимпульсом, Z – заряд иона. В наших условиях можно аппроксимировать плазменную корону для простоты однородной плазмой длиной около 100 мкм и концентрацией $n_e \approx 0.1 n_c$ (n_c – критическая концентрация).

Как известно, в такой плазме лазерный пучок может испытывать самофокусировку (СФ), если его мощность достаточно высока [19]: $v_E R > c\lambda_p$ или $P > 3 \cdot 10^{10} n_c/n_e$ [Вт]. Здесь v_E , λ_p , R – осцилляционная скорость электрона, длина плазменной волны, радиус лазерного пучка. Для энергии лазерного им-

Таблица 1

Зависимость функции распределения ионов F VIII, F IX от энергии лазерного импульса E_{las} при длительности $t_{las} = 1$ пс и фокусировке на расстоянии 0.2 мм от поверхности мишени, полученных моделированием измеренных профилей линий $He\beta$ и $Ly\alpha$. Эффективные температуры ионов приведены в единицах килоэлектронвольт, D_f – доля ионов с энергией выше 0.5 МэВ

E_{las} мДж	F , $\frac{Вт}{см^2}$ мкм ²	T_e , эВ	F VIII					F IX				
			T_i	T_b $T_{f,b}$	D_f	T_r $T_{f,r}$	D_f	T_i	T_b $T_{f,b}$	D_f	T_r $T_{f,r}$	D_f
15	$2.6 \cdot 10^{15}$	105	2.7	30 250	$3 \cdot 10^{-3}$	45 300	$6 \cdot 10^{-3}$	2.7	20 150	$2 \cdot 10^{-3}$	20 200	$4 \cdot 10^{-3}$
30	$5.2 \cdot 10^{15}$	113	3.5	30 300	$7 \cdot 10^{-3}$	50 500	$2 \cdot 10^{-2}$	2.5	20 200	$4 \cdot 10^{-3}$	20 250	$7 \cdot 10^{-3}$
60	$1.0 \cdot 10^{16}$	121	3.5	40 300	$8 \cdot 10^{-3}$	60 500	$2 \cdot 10^{-2}$	2.8	25 200	$3 \cdot 10^{-3}$	25 300	$8 \cdot 10^{-3}$
120	$2.0 \cdot 10^{16}$	128	5	50 350	$9 \cdot 10^{-3}$	80 700	$3 \cdot 10^{-2}$	4	25 200	$2 \cdot 10^{-3}$	35 300	$6 \cdot 10^{-3}$
128	$4.0 \cdot 10^{16}$	122	14	60 400	10^{-2}	90 800	$4 \cdot 10^{-2}$	5	25 200	$2 \cdot 10^{-3}$	35 400	10^{-2}

Таблица 2

Зависимость функции распределения ионов F VIII, F IX от длительности лазерного импульса t_{las} при энергии $E_{las} = 120$ мДж и фокусировке на расстоянии 0.4 мм от поверхности мишени, полученных моделированием измеренных профилей линий $He\beta$ и $Ly\alpha$. Эффективные температуры ионов приведены в единицах килоэлектронвольт, D_f – доля ионов с энергией выше 0.5 МэВ

t_{las} фс	F , $\frac{Вт}{см^2}$ мкм ²	T_e , эВ	F VIII					F IX				
			T_i	T_b $T_{f,b}$	D_f	T_r $T_{f,r}$	D_f	T_i	T_b $T_{f,b}$	D_f	T_r $T_{f,r}$	D_f
1000	$1.8 \cdot 10^{16}$	122	3	50 300	$5 \cdot 10^{-3}$	70 700	$3 \cdot 10^{-2}$	2.8	25 200	$2 \cdot 10^{-3}$	30 300	$6 \cdot 10^{-3}$
600	$3.0 \cdot 10^{16}$	122	3	40 250	$4 \cdot 10^{-3}$	60 700	$3 \cdot 10^{-2}$	2.8	25 200	$2 \cdot 10^{-3}$	30 250	$6 \cdot 10^{-3}$
60	$3.0 \cdot 10^{17}$	124	6.5	100 –	$5 \cdot 10^{-4}$	130 –	$2 \cdot 10^{-3}$	3.5	40 –	$< 10^{-6}$	90 –	$2 \cdot 10^{-4}$

пульса 120 мДж и длительности 0.6 пс мы находимся вблизи порога СФ, а при меньших длительностях превышаем его. Кроме того, поскольку в реальности плазма неоднородна, всегда найдется область, где условия СФ выполнены. Длину СФ мы можем оценить по формуле [20] $L_{sf} \approx R \sqrt{n_c T_{e,keV} / (n_e I_{16} \lambda_{\mu m}^2)}$. Для наших параметров $L_{sf} \approx 50$ мкм, следовательно, радиус лазерного пучка уменьшится приблизительно в 3 раза, а интенсивность может возрасти на порядок.

Пондеромоторное давление выдавливает электроны относительно ионов в слое около критической концентрации, в результате чего создается электрическое поле, которое ускоряет ионы. Быстрые ионы движутся в двух направлениях: вперед по лазерному

пучку и назад от мишени. Энергии этих групп ионов можно определить по следующим формулам [21]:

$$\begin{aligned} \epsilon_c &= \frac{m_i v_c^2}{2} \approx \frac{Z m_e c^2 n_c}{n_i} (\gamma - 1), \\ \epsilon_p &= \frac{m_i v_p^2}{2} \approx \frac{Z m_e c^2 n_{eh}}{n_c} (\gamma - 1). \end{aligned} \tag{4}$$

Здесь $\gamma = \sqrt{1 + a^2}$, $a = v_E/c = 0.8 \sqrt{q_{las,18}}$ где $q_{las,18}$ – лазерный поток в единицах 10^{18} Вт/см², v_p – скорость границы расширяющейся плазмы, v_c – скорость движения критической поверхности, n_{eh} – концентрация быстрых электронов, вылетающих в вакуум. Поперечная скорость ионов из-за пондеромоторного давления [22] $v_i \approx c \frac{ct_L m_e a^2}{D_L m_i \gamma}$ в наших условиях мала, и

ее можно не учитывать. Выражение (4) для $Z = 7$ и потока $q_{\text{las}} = 4 \cdot 10^{16}$ Вт/см² при $n_c = Zn_i$ даёт оценку 70 кэВ, а для $a \approx 0.5$ энергия повышается до 500 кэВ.

Разлет ионов в вакуум также определяется амби-полярным механизмом [23]. Для оценки максимальной энергии быстрого иона мы воспользуемся решением [24]

$$\varepsilon_{i,\text{max}} \approx 2Z\varepsilon_{eh}[\ln(2\omega_{pi}t_{ef})]^2, \quad (5)$$

здесь $\omega_{pi} = (4\pi Z^2 e^2 n_{eh}/m_i)^{1/2}$ и $t_{ef} \approx 1.5t_L$ [25]. В случае относительно низких лазерных интенсивностей средняя энергия быстрых электронов определяется [26] как $\varepsilon_{eh} \approx 30(10q_{\text{las},18}\lambda_{\mu m}^2)^{1/3}T_c^{1/3}$, а в случае высоких интенсивностей средняя энергия быстрых электронов определяется [27] как $\varepsilon_{eh} \approx mc^2(\gamma - 1)$. Для потока $q_{\text{las}} = 4 \cdot 10^{16}$ Вт/см² ($F \sim 2.6 \cdot 10^{16}$ Вт · см⁻² мкм²) по обеим формулам получаем $\varepsilon_{eh} \approx 10$ кэВ. Ионов с энергией выше $\varepsilon_{i,\text{max}}$ мало, так что на этой энергии спектр ионов резко обрывается. Выражение (5) для $Z = 7$ при длительности лазерного импульса 60 фс даёт оценку 100 кэВ, а для длительности 600 фс энергия повышается до 500 кэВ. Проведенные оценки согласуются с экспериментальными данными, приведенными в таблицах.

5. Таким образом, в настоящей работе впервые экспериментально показано, что при использовании для нагрева плазмы фемто- и пикосекундных лазерных импульсов низкого контраста эффект самофокусировки лазерного излучения в преплазме может существенно способствовать генерации быстрых частиц. Ионы высоких энергий ~ 1 МэВ в этом случае могут наблюдаться при сравнительно низких значениях лазерного потока $F_{\text{las}} \approx 4 \cdot 10^{16}$ Вт · см⁻² мкм².

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 06-02-16174). Работа А.Я.Ф. частично поддерживалась Landau Network/Cariplo Foundation Fellowship.

1. S. J. Gitomer, R. D. Jones, F. Begay et al., Phys. Fluids **29**, 2679 (1986).
2. F. V. Rosmej, A. E. Stepanov, D. H. N. Hoffmann et al., ЖЭТФ **121**, 73 (2002).
3. M. H. Key, M. D. Cable, T. E. Cowan et al., Phys. Plasmas **5**, 1966 (1998).

4. S. Dobosz, M. Schmidt, M. Pedrix et al., ЖЭТФ **115**, 2051 (1999).
5. A. G. Zhidkov, A. Sasaki, T. Tajima et al., Phys. Rev. E **60**, 3273 (1999).
6. K. Krushelnick, E. L. Clark, M. Zepf et al., Phys. Plasmas **7**, 2055 (2000).
7. A. Maksimchuk, S. Gu, K. Flippo et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 4108 (2000).
8. T. Auguste, A. Ya. Faenov, I. Fukumoto et al., JQSRT **71**, 147 (2001).
9. A. G. Zhidkov, A. Sasaki, I. Fukumoto et al., Physics of Plasma **8**, 3718 (2001).
10. А. А. Андреев, В. М. Комаров, А. В. Чарухчев и др., ЖЭТФ **121**, 266 (2002).
11. A. I. Magunov, A. Ya. Faenov, I. Yu. Skobelev, et al., Laser and Particle Beam **21**, 73 (2003).
12. Y. Fukuda, Y. Akahane, M. Aoyama et al., Laser and Particle Beam **22**, 215 (2004).
13. В. С. Беляев, В. И. Виноградов, А. С. Курилов и др., ЖЭТФ **125**, 1295 (2004).
14. В. С. Беляев, В. И. Виноградов, А. П. Матафонов и др., Письма в ЖЭТФ **81**, 753 (2005).
15. K. Y. Kim, H. M. Milchberg, A. Ya. Faenov et al., Phys. Rev. E **73**, 066403 (2006).
16. F. Calegari, S. Stagira, C. D' Andrea et al., Appl. Phys. Lett. 2006 (accepted).
17. A. Ya. Faenov, S. A. Pikuz, A. I. Erko et al., Physica Scripta **50**, 333 (1994).
18. I. Yu. Skobelev, A. Ya. Faenov, B. A. Bryunetkin et al., JETP **81**, 692 (1995).
19. Guo-Zheng Sun, Edward Ott, Y. C. Lee, and Parvez Guzdar, Phys. Fluids **30**, 526 (1987).
20. R. Kodama, J. C. Garrison, and A. M. Rubenchik, Phys. Rev. Lett. **77**, 4906 (1996).
21. A. A. Andreev, J. Limpouch, A. B. Iskakov, and H. Nakano, Phys. Rev. E **65**, 026403 (2002).
22. M. Feit, J. C. Garrison, and A. M. Rubenchik, Phys. Rev. E **53**, 1068 (1996).
23. А. Гуревич и др., ЖЭТФ **22**, 449 (1966).
24. P. Mora, Phys. Rev. Lett. **90**, 185002 (2003).
25. Y. Oishi, T. Nayuki, T. Fujii et al., Phys. Plasmas **12**, 073102 (2005).
26. K. Estabrook and W. Kruer, Phys. Rev. Lett. **40**, 42 (1977).
27. S. C. Wilks, A. B. Langdon, T. E. Cowan et al., Phys. Plasmas **8**, 542 (2001).