

Ускорение тяжелых многозарядных ионов до энергии в 1 МэВ при облучении очищенной твердотельной мишени фемтосекундным лазерным излучением с интенсивностью 10^{16} Вт/см²

Р. В. Волков, В. М. Гордиенко, И. М. Лачко, А. Б. Савельев¹⁾, Д. С. Урюпина

Физический факультет и Международный лазерный центр МГУ им. М. В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия

Поступила в редакцию 29 апреля 2005 г.

Обнаружен эффект существенного увеличения заряда и энергии ионов, ускоряемых при воздействии фемтосекундного лазерного излучения с интенсивностью свыше 10^{16} Вт/см² на твердотельную мишень вольфрама, реализующийся в условиях предварительной очистки поверхности мишени наносекундным лазерным импульсом с плотностью энергии 3 Дж/см². Зарегистрированы ионы вольфрама с зарядом до +29 и энергией до 1 МэВ, в то время как для мишени с неочищенной поверхностью заряд ионов вольфрама не превышал +3, а энергия – 12 кэВ.

PACS: 52.38.Kd, 52.50.Jm

Формирование ионных пучков при взаимодействии сверхкоротких лазерных импульсов с плотными мишенями привлекает в настоящее время значительное внимание. Понимание механизмов ускорения быстрых ионов и оптимизация параметров ионных пучков особенно важны для их использования в различных областях фундаментальной и прикладной науки [1, 2]. Проведенные исследования [3–6] показывают, что преимущественно на границе плазма – вакуум ускоряются протоны, всегда присутствующие на поверхности мишени в виде адсорбированного слоя паров воды и масла. Очистка поверхности от этого слоя обеспечивает ускорение ионов основного материала мишени до больших энергий [5–7]. В настоящей работе нами обнаружено, что при воздействии на поверхность очищенной мишени фемтосекундного лазерного излучения с интенсивностью 10^{16} Вт/см² существенно возрастают не только средняя энергия на единицу заряда иона, но и максимальный заряд ускоряемых ионов. Для мишени из вольфрама нами зарегистрированы ионы вольфрама с энергией до 1 МэВ и зарядом до W^{29+} .

Схема экспериментальной установки представлена на рис.1. P – поляризованное излучение фемтосекундной лазерной системы ($\lambda = 616$ нм, $E = 0.5$ мДж, $\tau = 200$ фс) [8] фокусировалось с помощью объектива на поверхность мишени под углом 45° до интенсивности $I \sim 2 \cdot 10^{16}$ Вт/см². Плотность энергии предимпульса составляла не более 0.3 Дж/см² при длительности порядка 40 пс. Мишень находилась в вакуумной камере взаимодействия и смещалась после

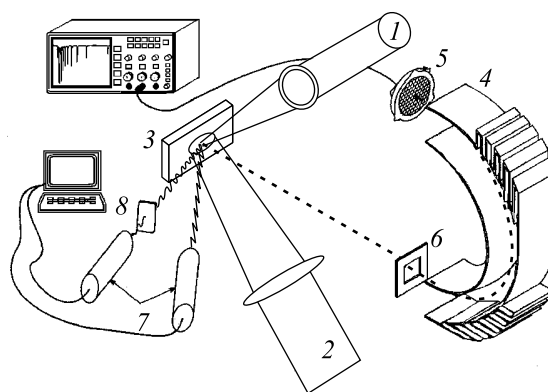


Рис.1. Схема эксперимента: 1 – фемтосекундное лазерное излучение, 2 – наносекундное лазерное излучение, 3 – мишень, 4 – электростатический масс-спектрометр, 5 – микроканальная пластина, 6 – диафрагма, 7 – рентгеновские детекторы, 8 – рентгеновские фильтры

каждого лазерного импульса. Давление остаточного газа в камере составляло 10^{-5} торр. Для очистки мишени использовалось излучение импульсного ХеС1-экимерного лазера ($\lambda = 308$ нм, $E = 10$ мДж, $\tau = 30$ нс), которое заводилось в камеру через второе входное окно. Излучение фокусировалось при помощи линзы в пятно диаметром 500 мкм в ту же область мишени, что и излучение фемтосекундного лазера. Плотность энергии $W \sim 3$ Дж/см² чистящего импульса и опережение им во времени фемтосекундного излучения $\Delta\tau = 100$ мкс выбирались на основе результатов наших экспериментов [6].

Регистрация ионных токов производилась по направлению нормали к мишени и осуществлялась при помощи электростатического масс-спектрометра,

¹⁾e-mail:savelev@femto.phys.msu.ru

расположенного в отдельной камере регистрации (см. рис.1). Телесный угол регистрации составлял $8 \cdot 10^{-4}$ ср. Более подробное описание принципа работы и характеристик масс-спектрометра приведено в работе [9]. Совместно с ионным током плазмы, в эксперименте измерялся выход рентгеновского излучения с применением двухканального анализатора (на основе ФЭУ со сцинтиллятором из NaJ) и набора спектральных фильтров (Al, Be). Эта методика позволяет также оценивать среднюю энергию горячих электронов в каждой экспериментальной реализации [9, 10]. Согласно результатам рентгеновской диагностики плазмы, средняя энергия горячих электронов составила $E_e = 6 \pm 2$ кэВ как в случае формирования лазерной плазмы на неочищенной поверхности мишени, так и на предварительно очищенной мишени. Не было обнаружено существенных отличий и в величине абсолютного выхода жесткого рентгеновского излучения из плазмы. Таким образом, импульсная лазерная очистка не влияла на режим формирования горячих электронов на границе раздела плазма – вакуум.

Типичный вид сигнала, регистрируемого ионным спектрометром для мишени вольфрама, представлен на рис.2а,б. Данный сигнал получен для энергии ионов на единицу заряда 1800 эВ. В случае исходной мишени, не подвергнутой импульсной лазерной очистке, в ионном токе в основном представлены ионы водорода, углерода и кислорода. Максимальный заряд ионов углерода достигает +6 (полностью ионизованный атом, потенциал ионизации последнего электрона *K*-оболочки 490 эВ), для кислорода – +6 (гелиоподобный ион, потенциал ионизации литиоподобного иона – 138 эВ), а для вольфрама – всего +3 (потенциал ионизации – 24 эВ) при общем числе электронов в атоме вольфрама 74. Безусловно, наблюдаемый зарядовый состав ионов определяется не только ионизацией в плотной плазме, но и рекомбинацией в процессе расширения плазмы и пролета ионов до детектора. Последний процесс существенно зависит от скорости иона, поскольку с увеличением скорости иона скорость рекомбинации падает за счет уменьшения электронной плотности плазмы, в которой этот ион движется [11]. Таким образом, исходный (сразу после воздействия фемтосекундного лазерного импульса) заряд ионов вольфрама значительно выше, чем регистрируемый детектором.

В случае очищенной мишени (рис.2б) в ионном токе доминируют ионы вольфрама с широким зарядовым спектром от +1 до +7 (потенциал ионизации иона W^{7+} порядка 60 эВ). Наблюдается также слабый сигнал, соответствующий регистрации протонов

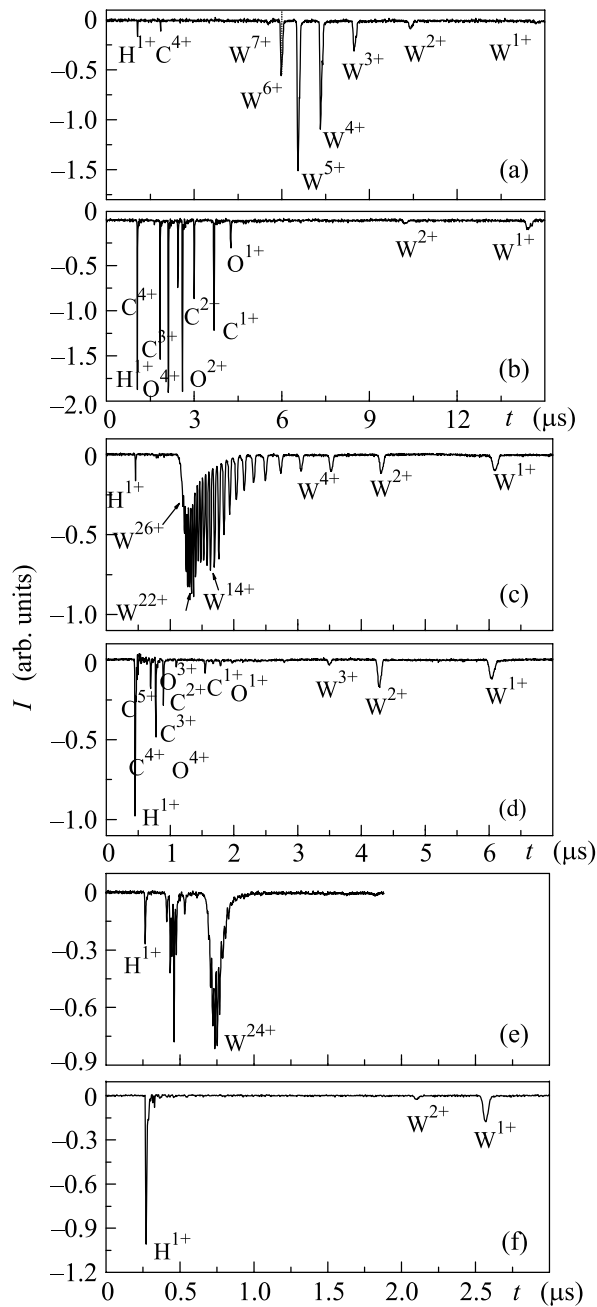


Рис.2. Ионные токи плазмы мишени из вольфрама ((а), (с), (е) – очищенная мишень, (б), (д), (ф) – не очищенная), зарегистрированные при различных значениях энергии иона на единицу его заряда: (а), (б) – 1.8 кэВ, (с), (д) – 10.1 кэВ, (е), (ф) – 28 кэВ

и ионов углерода. В ионном токе исходной мишени в основном представлены ионы водорода, углерода и кислорода, а ионы вольфрама имеют заряд +(1–2). При увеличении энергии на единицу заряда регистрируемых ионов до 10 кэВ (рис.2с,д) для исходной мишени наблюдаются ионы вольфрама с зарядом

+ (1–3), а также протоны и ионы углерода, в то время как на очищенной мишени в основном регистрируются ионы вольфрама с широким зарядовым спектром от +1 до +26.

Дальнейшее увеличение энергии регистрируемых ионов (рис. 2e, f, энергия ионов на единицу заряда 28 кэВ) не приводит к существенным изменениям в характеристиках ионного тока в случае неочищенной мишени и к регистрации высокоэнергетичных многозарядных ионов вольфрама со средним зарядом +22 на очищенной мишени. Максимальный заряд ионов вольфрама, полученный в наших экспериментах, достигал +29 (потенциал ионизации иона W^{28+} свыше 700 эВ) при максимальной энергии ионов до 980 кэВ. Кроме того, в ионном токе наблюдаются ионы кислорода с зарядом до +8 (потенциал ионизации 870 эВ). Спектры энергии ряда ионов вольфрама, полученные в случае очищенной мишени, представлены на рис. 3. Анализ энергетических спектров показывает,

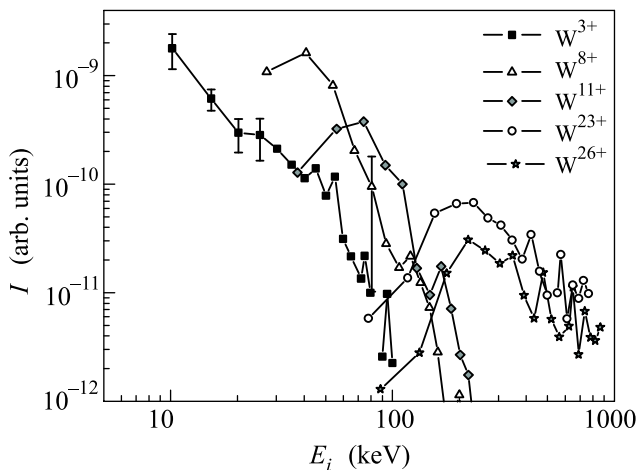


Рис. 3. Энергетические спектры ряда ионов вольфрама, полученные на очищенной мишени

что для ионов вольфрама с зарядом $Z > 18$ энергетический спектр хорошо аппроксимируется экспоненциальной функцией вида $e^{-\alpha \varepsilon_i}$, причем значение параметра α не зависит от заряда иона Z и составляет $\alpha^{-1} \approx 11.2 \pm 2$ кэВ. Отсутствие зависимости параметра α от заряда иона показывает, что рекомбинация быстрых ионов вольфрама за время пролета до детектора незначительна, а регистрируемый зарядовый спектр отражает зарядовый спектр ионов вольфрама в момент их ускорения в плотной горячей плазме.

Зарядовый спектр ионов вольфрама в случае очищенной мишени представлен на рис. 4. Хорошо заметны две группы ионов (см. также рис. 2с) со средним

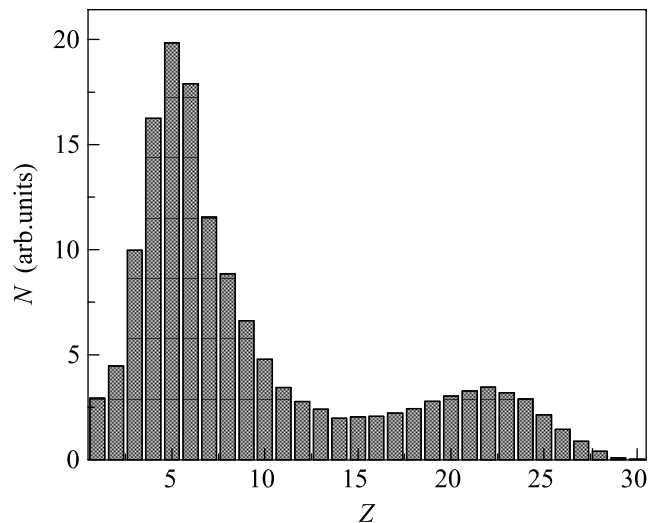


Рис. 4. Зарядовый спектр ионов вольфрама на очищенной мишени

зарядом +5 и +22. Наличие двух групп ионов связано с эффективной генерацией горячих электронов и, следовательно, немаксвелловским характером электронного энергетического распределения плазмы [12]. Полученная нами оценка на параметр α хорошо соответствует приведенной выше оценке на энергию горячих электронов, измеренную по выходу жесткого рентгеновского излучения из плазмы (см. выше): средняя энергия трехмерного электронного распределения E_e соотносится со средней энергией одномерного движения ионов, как $E_e \approx 0.5\alpha$ [7]. Следует отметить, что в случае исходной мишени зарядовый и энергетический спектры ионов вольфрама определяются только равновесной тепловой частью энергетического распределения электронов, а горячие электроны ускоряют ионы, присутствующие в приповерхностном слое мишени – водород, углерод, кислород [7].

Таким образом, увеличение энергии ионов основного материала мишени при очистке поверхности определяется двумя обстоятельствами: 1) эффективным ускорением этих ионов горячим электронным компонентом и 2) увеличением кратности ионизации ионов. Последний эффект может быть связан с неоднородностью пространственного распределения температуры тепловых электронов плазмы во время воздействия фемтосекундного лазерного излучения. Так, как показывают расчеты в рамках одномерной гидродинамической модели взаимодействия фемтосекундного излучения с плазмой [13], в максимуме интенсивности греющего импульса длительностью 200 фс и интенсивностью 10^{16} Вт/см² температура на границе раздела плазма–вакуум превышает температуру на глубине 40 нм в 2 раза, достигая

200 эВ при плотности электронов 10^{23} см^{-3} . Средняя кратность ионизации ионов в приповерхностной области (концентрация ионов в 5 раз меньше твердотельной) достигает к моменту максимума интенсивности лазерного импульса значений 20–22. Отметим, что в силу большой средней энергии и малой концентрации горячих электронов последние не оказывают заметного влияния на ионизационный состав плазмы [14]. Поскольку горячие электроны ускоряют именно ионы, расположенные вблизи границы раздела, то только на очищенной поверхности часть ионов основного материала мишени ионизируется до больших зарядов, а затем эффективно ускоряется горячими электронами.

Наблюдаемый в эксперименте максимальный заряд ионов вольфрама +29 оказывается заметно выше, чем предсказывают расчеты (ширина зарядового распределения в плотной плазме не превышает ± 2). Объяснение наблюдаемого эффекта глубокой ионизации атомов на очищенной поверхности может быть связано с учетом иных, не тепловых механизмов ионизации атомов. В частности, при значительно больших интенсивностях лазерного излучения (свыше 10^{18} Вт/см^2) в работе [15] наблюдалась аномальная ионизация ионов, ускоряемых на обратной стороне нагретой мишени. Этот эффект был объяснен ионизацией ускоряющим амбиполярным полем, которая может наблюдаться и в наших экспериментальных условиях. Действительно, величина напряженности ускоряющего поля \tilde{E} в плазме, содержащей два электронных компонента, может быть оценена как [16]

$$\tilde{E} = \sqrt{8\pi(n_{th}T_{th} + n_hT_h)},$$

где n_{th} , T_{th} и n_h , T_h – концентрация и температура тепловых (th) и горячих (h) электронов, соответственно. Для условий нашего эксперимента ($n_{th} \approx 5 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$, $T_{th} \approx 300 \text{ эВ}$, $n_h \approx 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $T_h \approx 4000 \text{ эВ}$ [9]) это дает для \tilde{E} оценку $2 \times 10^{10} \text{ В/см}$. Такое поле, за счет механизма надбарьерной ионизации [17], способно ионизовать ионы с потенциалом ионизации вплоть до 600 эВ (при средней кратности ионизации плазмы $z = 15$), что для атома вольфрама соответствует заряду ионов до +26. Подробное

обсуждение данного вопроса лежит вне рамок настоящей статьи и требует как более тщательного численного расчета, так и дополнительных экспериментальных исследований.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант # 04-02-16341 и МНТЦ # 2651р, И.М.Л. поддержан грантом ИНТАС # 03-55-1982.

1. K. W. D. Ledingham, P. McKenna, and R. P. Singhal, *Science* **300**, 1107 (2003).
2. Y. Sentoku, T. E. Cowan, A. Kemp, and H. Ruhl, *Physics of Plasmas* **10**, 2009 (2003).
3. E. L. Clark, K. Krushelnick, J. R. Davies et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 670 (2000).
4. R. A. Snavely, M. H. Key, S. P. Hatchett et al., *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2945 (2000).
5. M. Roth, M. Allen, P. Audebert et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **44**, B99 (2002).
6. P. В. Волков, Д. М. Голишников, В. М. Гордиенко и др., *Квантовая электроника* **33**, 981 (2003).
7. V. M. Gordienko, I. M. Lachko, A. A. Rusanov et al., *accepted to Applied Physics* (2005).
8. P. В. Волков, В. М. Гордиенко, М. С. Джиджоев и др., *Квантовая электроника* **24**, 1114 (1997).
9. V. M. Gordienko, I. M. Lachko, P. M. Mikheev et al., *Plasma Physics and Controlled Fusion* **44**, 2555 (2002).
10. P. В. Волков, В. М. Гордиенко, П. М. Михеев, А. Б. Савельев, *Квантовая электроника* **30**, 896 (2000).
11. R. W. P. McWhirter, *Plasma Diagnostic Techniques*, Academic Press, New-York, 1965, p. 210.
12. L. M. Wickens and J. E. Allen, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 243 (1978).
13. V. M. Gordienko, M. A. Joukov, A. B. Savel'ev et al., *Application of High Field and Short Wavelength Sources*, Plenum Press, New York, 1998, p. 155.
14. В. В. Большаков, В. М. Гордиенко, А. Б. Савельев, О. В. Чутко, *Письма в ЖЭТФ* **79**, 80 (2004).
15. M. Hegelich, S. Karsch, G. Pretzler et al., *Phys. Rev. Lett.* **89**, 085002 (2002).
16. M. Passoni, V. T. Tikhonchuk, M. Lontano, and V. Yu. Bychenkov, *Phys. Rev. E* **69**, 026411 (2004).
17. V. P. Krainov, *J. Opt. Soc. Am. B* **14**, 425 (1997).