

## О РОЛИ ПРЕДИМПУЛЬСА ПРИ НАГРЕВЕ КЛАСТЕРОВ МОЩНЫМ ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

Т.Аугусте, П.Д'Оливейра, С.Хулин, П.Моно, Дж.Абдаллах мл.<sup>+</sup>, А.Я.Фаенов\*,  
И.Ю.Скобелев\* <sup>1)</sup>, А.И.Магунов\*, Т.А.Пикуз\*

CEA, Centre D'Etudes de Saclay, DSM/DRECAM, Service des Photons Atomes et Molécules  
91191 Gif-sur-Yvette, France

<sup>+</sup> Los Alamos National Laboratory, P.O.Box 1663  
Los Alamos, New Mexico 87545, USA

\* Центр данных по спектрам многозарядных ионов ВНИИФТРИ  
141570 Менделеево, Россия

Поступила в редакцию 14 июня 2000 г.

Экспериментально исследовано взаимодействие 60-фемтосекундного лазерного импульса с аргоновыми кластерами. Показано что нагрев кластеров интенсивным фемтосекундным импульсом, имеющим предимпульс пикосекундной длительности, позволяет получать плазму, ионизационное состояние которой определяется свойствами предимпульса, а средняя энергия горячих электронов – интенсивностью основного импульса. Предложена простая модель эволюции кластерной плазмы, позволяющая адекватно описать ее рентгеновское излучение.

PACS: 32.30.Rj, 41.50.+h, 52.25.Nr, 52.50.Jm

1. В последнее время особую актуальность приобрели исследования взаимодействия мощных сверхкоротких (фемтосекундных) лазерных импульсов с твердотельными и газовыми мишенями. Такие исследования, с одной стороны, дают информацию о фундаментальных свойствах вещества в экстремальных условиях, а с другой стороны, позволяют использовать новые подходы для решения ряда прикладных задач, таких как инициирование ядерных реакций, ускорение тяжелых частиц, создание яркого рентгеновского источника для медико-биологических и литографических приложений (см., например, [1–6]).

2. Очевидно, что свойства плазмы, создаваемой сверхкоротким лазерным импульсом, в первую очередь должны зависеть от агрегатного состояния вещества мишени. При использовании, например, твердотельных мишеней возможно получение сверхплотной горячей (с температурой в сотни электронвольт) плазмы, ионизационное состояние которой будет формироваться за счет электрон-ионных столкновений. В противоположном случае газовых мишеней температура образующейся сравнительно разреженной плазмы будет существенно ниже (десятки электронвольт), а ее ионизационное состояние будет определяться процессами многофотонной или туннельной ионизации.

Однако, как показали первые эксперименты с твердотельными мишенями, существует еще один очень важный параметр, определяющий характер взаимодействия сверхкоротких лазерных импульсов с веществом, а именно, контраст лазерного импульса, то есть отношение мощности лазерного излучения в максимуме фемтосекундного импульса к мощности предимпульса. В частности оказалось, что формирование сверхплотной плазмы возможно только при использовании импульсов очень

<sup>1)</sup> e-mail: skobelev@orc.ru

высокого контраста,  $\sim 10^{10}$ , когда плотности потока нагревающего излучения в предимпульсе недостаточно для образования преплазмы, и поглощение энергии основного импульса происходит непосредственно в твердом теле (см., например, [7–11]).

3. В последние годы появился еще один новый тип мишеней – кластерные мишени. Они представляют собой газ, содержащий кластеры, то есть большие конгломераты атомов или молекул, образующиеся при истечении охлажденного газа через сопло высокого давления. Размеры кластеров  $L_{cl}$  и число  $N_{cl}$  частиц в них определяются как используемым газом и значениями его параметров (температура, плотность), так и конструкцией сопла, и достигают значений  $L_{cl} \approx 100 - 1000 \text{ \AA}$ ,  $N_{cl} \approx 10^{4-6}$  атомов/кластер, причем плотность частиц в кластере сравнима с твердотельной (см., например, обзоры [1, 12]).

Характер взаимодействия фемтосекундного импульса с кластерами еще в большей степени, чем в случае твердотельной мишени, будет зависеть от его контраста. Ситуация здесь оказывается еще более сложной, чем в случае твердых мишеней, и решающее значение для физики взаимодействия приобретают еще два параметра – длительность лазерного предимпульса  $t_{\text{prepulse}}$  и размер кластеров. Действительно, если интенсивность фемтосекундного импульса достаточно велика (обычно эксперименты проводят при плотностях потока  $q_{\text{las}} \approx 10^{17} - 10^{18} \text{ Вт/см}^2$ ), то даже при достаточно высоких контрастах  $10^4 - 10^5$  (типичные значения для фемтосекундных лазеров) плотность потока в предимпульсе составляет  $10^{13} - 10^{14} \text{ Вт/см}^2$  и вполне достаточна для разрушения кластера и создания преплазмы с температурой электронов  $T_e$  порядка  $100 - 300 \text{ эВ}$ . В результате разлета такой кластерной плазмы за время

$$\tau_{\text{expansion}} \sim L_{cl} (m_i / Z_n k T_e)^{1/2} (10^{23} / N_{cr})^{1/3} \quad (1)$$

(где  $Z_n$ ,  $m_i$  – заряд ядра и масса иона,  $N_{cr}$  – критическая плотность для нагревающего лазера) ее электронная плотность становится меньше критической [1]. Это означает, что если длительность предимпульса удовлетворяет условию

$$\tau_{\text{prepulse}} \gg \tau_{\text{expansion}}, \quad (2)$$

то основной фемтосекундный импульс будет взаимодействовать не с кластерами, а с разреженной плазмой, и характер взаимодействия будет фактически такой же, как при нагреве газовых мишеней (малая эффективность поглощения лазерного излучения, практическое отсутствие столкновительной ионизации).

Из (1) видно, что при типичных значениях  $kT_e \sim 100 \text{ эВ}$ ,  $N_{cr} \sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ,  $L_{cl} \sim 100 - 1000 \text{ \AA}$  величина  $\tau_{\text{expansion}}$  составляет  $\sim 1 - 10 \text{ пс}$ , и в проводившихся ранее экспериментах [1] с предимпульсом наносекундной длительности условие (2) выполнялось с большим запасом. В настоящей работе экспериментально исследован противоположный случай сравнительно короткого предимпульса  $\tau_{\text{prepulse}} \leq \tau_{\text{expansion}}$ , когда после его окончания в сформированной им кластерной преплазме остаются плотные области, эффективно поглощающие основной импульс.

4. Экспериментальные исследования проводились на установке УН10 (Сакле, Франция), представляющей собой Ti:Sa-лазер с длиной волны  $800 \text{ нм}$  и мощностью  $10 \text{ ТВт}$ . Для фокусировки лазерного пучка на кластерную мишень использовалось внеосевое параболическое зеркало, диаметр пучка в фокальной плоскости составлял  $\sim 25 \text{ мкм}$ . Основной импульс лазера имел длительность  $\sim 60 \text{ фс}$  и энергию  $\sim 0.6 \text{ Дж}$ , что позволяло иметь на мишени плотность потока  $\sim 10^{18} \text{ Вт/см}^2$ . Лазерный предим-

пульс имел длительность  $\sim 1$  пс. Поскольку контраст составлял  $\sim 10^5$ , то плотность потока в предимпульсе была  $\sim 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Аргоновая кластерная мишень формировалась при адиабатическом расширении газа в вакуум через импульсное сопло высокого давления, имеющее коническую форму (входной и выходной диаметры 1 мм и 8 мм, длина 20 мм).

Диагностика плазмы проводилась рентгеноспектральными методами. Два рентгеновских спектрографа со сферически изогнутыми кристаллами слюды устанавливались в схеме ФСПР-2Д [13-15] и были настроены на спектральные диапазоны 3.9 – 4.2 Å и 3.35 – 3.45 Å, содержащие линии He $\alpha$  и He $\beta$  He-подобного иона Ar XVII. В нескольких экспериментах один из спектрографов перестраивался на диапазон 3.72 – 3.82 Å, содержащий резонансную линию Ly $\alpha$  H-подобного Ar XVIII, однако зарегистрировать эту линию не удалось.

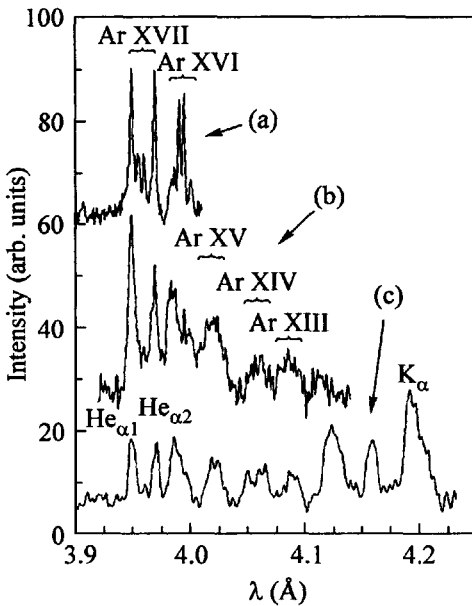


Рис.1. Спектры излучения аргоновой плазмы, созданной на различных плазменных установках: а) – наносекундная лазерная плазма [16], б) – фемтосекундная лазерная плазма (настоящая работа), с) – плазменный фокус [17]

5. Пример спектра, полученного для диапазона 3.9 – 4.2 Å, представлен на рис.1. Для сравнения здесь же показаны аналогичные спектры, полученные ранее при нагреве аргоновой мишени наносекундным лазерным импульсом [16] и на установке плазменный фокус [17]. Из данного рисунка хорошо видно, что эмиссионные спектры фемтосекундной лазерной плазмы (б) и плазменного фокуса (с) весьма схожи и резко отличаются от эмиссионного спектра наносекундной лазерной плазмы (а). При этом основные отличия состоят, во-первых, в присутствии ионов меньших кратностей (Ar XV, XIV, XIII...) в случаях (б) и (с), а во-вторых, в различной структуре интенсивностей сателлитных линий, обусловленных переходами в Li-подобном Ar XVI. Оба отличия можно легко объяснить, предполагая, что ионизационное состояние плазмы соответствует электронной температуре порядка 100 – 200 эВ, а возбуждение спектров осуществляется высокоэнергетичными (с энергиями  $\sim 5 - 10$  кэВ) электронами. Для случая плазменного фокуса, где температура плазмы действительно является сравнительно низкой и присутствуют пучки быстрых электронов, такое предположение выглядит весьма естественным, и на его основе в [17] были объяснены экспе-

риментальные результаты. Ниже мы покажем, что при выполнении условия

$$\tau_{\text{prepulse}} \leq \tau_{\text{expansion}} \quad (3)$$

похожая ситуация может реализовываться и в фемтосекундной плазме кластеров.

6. Рассмотрим, как будет формироваться ионизационное состояние фемтосекундной лазерной плазмы кластеров при наличии достаточно интенсивного пикосекундного предимпульса.

Поскольку плотность потока нагревающего излучения в предимпульсе в условиях настоящего эксперимента составляла  $\sim 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>, то можно ожидать предварительного нагрева кластеров предимпульсом до температур  $T_{\text{prepulse}}$  порядка 200 эВ. Процессы ионизации в такой преплазме происходят при почти твердотельной плотности электронов, и времена ионизации всех ионов аргона с числом электронов  $m \geq 3$  составляют не более 1 пс [18]. Это означает, что за время действия предимпульса в преплазме образуются He-, Li-, Be-,...-подобные ионы аргона и ее ионизационное состояние будет близко к стационарному, соответствующему температуре электронов  $T_{\text{prepulse}}$ . Отметим, что поскольку при таких температурах скорость ионизации 1s-оболочки на несколько порядков меньше, чем оболочек  $nl$  ( $n > 1$ ), то H-подобных ионов Ag XVIII на стадии нагрева предимпульсом образовываться не должно.

К моменту прихода основного лазерного импульса нагретые кластеры успеют несколько расшириться, но при выполнении условия (3) вокруг каждого кластера останется область плазмы с плотностью, превышающей критическую. Фемтосекундный импульс с плотностью потока  $\sim 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> будет эффективно поглощаться в этих областях и, как показывают расчеты [12, 19], нагреет их до температуры  $T_{\text{hot}}$  порядка нескольких килоэлектронвольт. Поскольку плотность плазмы теперь уже на 2 порядка ниже твердотельной, то времена столкновительной ионизации оказываются порядка сотни пикосекунд даже с учетом значительного повышения температуры электронов. Это означает, что воздействие основного лазерного импульса не приведет к существенному изменению ионизационного состояния плазмы.

Таким образом, мы приходим к выводу, что в результате совместного действия на кластеры фемтосекундного импульса и пикосекундного предимпульса должна сформироваться плазма, ионизационное состояние которой определяется плотностью потока в предимпульсе и соответствует достаточно низким значениям электронной температуры  $T_{\text{prepulse}} \sim 200$  эВ и в которой будут иметься горячие (килоэлектронвольтные) электроны, обусловленные воздействием основного импульса.

7. Используя такие качественные представления о динамике нагрева кластеров, в настоящей работе был выполнен расчет ее светимости в исследовавшихся экспериментально спектральных областях, основанный на уравнениях квазистационарной радиационно-столкновительной кинетики. Были учтены все ионы аргона с числом электронов  $m = 1 - 4$  и рассмотрены все атомные конфигурации с главными квантовыми числами  $n < 6$ , включая автоионизационные состояния He-, Li- и Be-подобных ионов (общее число уровней составляло 1606). Поскольку время термализации килоэлектронвольтных электронов в плазме с плотностью  $\leq 10^{21}$  см<sup>-3</sup> существенно превышает время существования плазмы, то они рассматривались как моноэнергетический пучок с энергией  $E_0$ , причем в расчетах использовалось значение  $E_0 = 5$  кэВ. Результаты расчетов приведены на рис.2 и 3.

На рис.2 показана светимость плазмы в спектральном диапазоне для двух временных интервалов – до прихода основного импульса (кривая 1) и после прихода

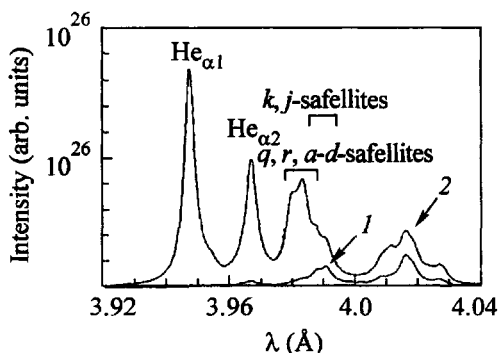


Рис.2. Излучение аргоновой плазмы до (1) и после (2) прихода основного фемтосекундного лазерного импульса.

основного импульса (кривая 2). Видно, что преплазменная стадия нагрева 1 дает ощутимый вклад в интенсивности сателлитных линий, обусловленных переходами с автоионизационных уровней сравнительно малоионизованного He-подобного Ar XV. Уже для переходов в Li-подобном Ar XVI роль этой стадии проявляется только на сателлитах  $k, j$ , наиболее эффективно возбуждающихся в процессе диэлектронного захвата, а излучение линий He-подобного Ar XVII практически полностью происходит после нагрева основным импульсом.

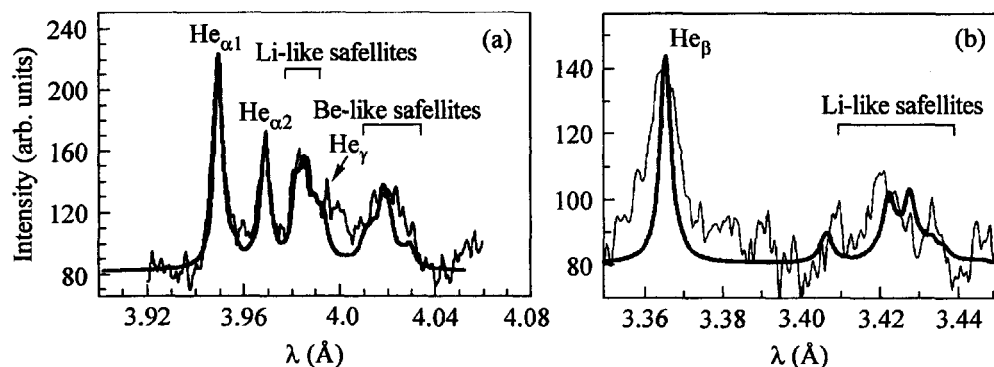


Рис.3. Сравнение излучательного спектра фемтосекундной плазмы аргоновых кластеров с модельным расчетом для спектральных областей, содержащих линии  $He_{\alpha}$  (a) и  $He_{\beta}$  (b) иона Ar XVII. Теоретические спектры рассчитаны при  $N_e = 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_{\text{preplasma}} = 190 \text{ эВ}$  и  $E_0 = 5 \text{ кэВ}$

На рис.3 расчет интегральной по времени светимости сопоставлен с экспериментальным спектром. Как видно из этого рисунка, рассматриваемая нами простая модель динамики кластерной плазмы не только качественно, но и количественно правильно описывает экспериментальные результаты. Некоторая разница между экспериментальным и теоретическим спектрами, представленными на рис.3а, связана с попаданием на пленку линии  $He_{\gamma}$  Ar XVII ( $\lambda = 3.1996 \text{ \AA}$ ) из другого порядка отражения от кристалла слюды.

8. Таким образом, мы видим, что нагрев кластеров интенсивным фемтосекундным импульсом, имеющим предимпульс пикосекундной длительности, позволяет получать плазму, ионизационное состояние которой определяется свойствами предимпульса, а температура (или, точнее, характерная энергия) горячих электронов –

интенсивностью основного импульса. Из этого следует, что, изменяя соотношение интенсивности импульса и предимпульса, можно довольно просто управлять степенью нестационарности плазмы.

Такая плазма представляет особый интерес, в первую очередь, для задач атомной спектроскопии, поскольку дает возможность исследовать уровни ионов, эффективно заселяемые при столкновительном возбуждении или ионизации внутренних оболочек многоэлектронных высокозарядных ионов. В то же время, плазма с такими свойствами может найти и некоторые практические применения, например, в задаче создания рентгеновских лазеров на переходах в Ne- и Ni-подобных ионов, поскольку здесь естественным образом реализуются условия, оптимальные для достижения больших значений инверсной заселенности уровней (см., например, [20–23]).

Работа была частично поддержана грантом INTAS # 97-2090.

- 
1. T.Ditmire, T.Donnely, A.M.Rubenchik et al., *Phys. Rev.* **A53**, 3379 (1996).
  2. P.Gibbon and E. Forster, *Plasma Phys. Control. Fusion* **38**, 769 (1996).
  3. T.Ditmire, J.Zweiback, V.P.Yanovsky et al., *Nature* **398**, 490 (1999).
  4. J.Zweiback, R.A.Smith, T.E.Cowan et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 2634 (2000).
  5. С.Добош, М.Шмидт, М.Педрикс и др., *Письма в ЖЭТФ* **68**, 454 (1998).
  6. С.Добош, М.Шмидт, М.Педрикс и др., *ЖЭТФ* **115**, 2051 (1999).
  7. А.Ya.Faenov, J.Abdallah Jr., R.E.H.Clark et al., *Proc. of SPIE-97* **3157**, 10 (1997).
  8. А.М.Урнов, Ж.Дюбо, А.Я.Фаенов и др., *Письма в ЖЭТФ* **67**, 489 (1998).
  9. А.Ya.Faenov, A.I.Magunov, T.A.Pikuz et al., *Physica Scripta* **T80**, 536 (1999).
  10. А.Максимчук, М.Нантел, G.Ма et al., *JQSRT* **65**, 367 (2000).
  11. F.B.Rosmej, U.N.Funk, M.Gessel et al., *JQSRT* **65**, 477 (2000).
  12. R.A.Smith, J.W.G.Tisch, T.Ditmire et al., *Physica Scripta* **T80**, 35 (1999).
  13. И.Ю.Скобелев, А.Я.Фаенов, Б.А.Врюнеткин и др., *ЖЭТФ* **108**, 1263 (1995).
  14. T.A.Pikuz, A.Ya.Faenov, S.A.Pikuz et al., *J. X-Ray Science and Techn.* **5**, 323 (1995).
  15. B.K.F.Young, A.L.Osterheld, D.F.Price et al., *Rev. Sci. Instrum.* **69**, 4049 (1998).
  16. В.М.Дякин, И.Ю.Скобелев, А.Я.Фаенов и др., *Квантовая электроника* **24**, 709 (1997).
  17. J.Abdallah Jr., R.E.H.Clark, A.Ya.Faenov et al., *JQSRT* **62**, 85 (1999).
  18. Л.А.Вайнштейн, И.И.Собельман, Е.А.Юков, *Возбуждение атомов и уширение спектральных линий*, М.: Наука, 1979.
  19. T.Ditmire, P.K.Patel, R.A.Smith et al., *J. Phys.* **B31**, 2825 (1998).
  20. P.V.Nickles, V.N.Shlyaptsev, M.Kalachnikov et al., *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2748 (1997).
  21. J.Dunn, A.L.Osterheld, V.N.Shlyaptsev et al., *Proc. of Atomic Processes in Plasmas: Eleventh APS Topical Conference*, Eds. E.Oks and M.S.Pinzola, CP443, American Institute of Physics, 1998, p.106.
  22. J.Dunn, A.L.Osterheld, V.N.Shlyaptsev et al., *Proc. of the 6th Intern. Conf. on X-Ray Lasers*, Kyoto, Japan, Eds. Y.Kato, H.Takuma, and H.Daido, Institute of Physics, Conference Series Number, 159, Bristol and Philadelphia, 1998, p. 51.
  23. J.Dunn, A.L.Osterheld, R.Shepherd et al., *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2825 (1998).