

Рентгеноспектральные наблюдения сверхплотной плазмы в наночастицах, облучаемых сверхинтенсивным фемтосекундным лазерным излучением

**А. Я. Фаенов, Т. А. Пикуз, И. Ю. Скобелев¹⁾, А. И. Магунов, В. П. Ефремов⁺, М. Серво*, Ф. Кюер*, М. Бужерд*,
П. Моно*, Ф. Мартин*, М. Франкуччи[□], Г. Петроцелли[□], П. Адеберт[△]**

Центр данных по спектрам многозарядных ионов ВНИИФТРИ, 141570 Менделеево, Московская обл., Россия

⁺Институт физики высоких температур РАН, 127412 Москва, Россия

^{*}DSM-DRECAM-Service des Photons, Atomes et Mol'ecules, CEA Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

[□]Dipartimento di Scienze e Technologie Fisiche ed Energetiche, Universita di Roma "Tor Vergata", 00133 Rome, Italy

[△]LULI (CNRS), Ecole polytechnique, 91 128 Palaiseau Cedex, France

Поступила в редакцию 9 ноября 2004 г.

Рентгеноспектральными методами исследовано взаимодействие фемтосекундных лазерных импульсов с SiO₂-аэрогельными мишениями. Использование аэрогельной мишени с прозрачными зернами позволило значительно снизить требования на значение контраста лазерного импульса, при которых нагрев происходит без образования преплазмы. Зарегистрирована наноплазма с плотностью, в 7 раз превышающей плотность твердого тела.

PACS: 52.50.Jm, 52.70.La

1. В последние годы особую актуальность приобрели исследования взаимодействия мощных сверхкоротких лазерных импульсов с твердотельными и газовыми мишениями. Такие исследования, с одной стороны, позволяют изучать фундаментальные свойства вещества в экстремальных условиях, а с другой стороны, дают новые подходы для решения ряда прикладных задач, таких как инициирование реакции ядерного синтеза, ускорение электронов и тяжелых ионов, создание источников рентгеновского излучения высокой яркости для медико-биологических целей и литографии (см., например, [1–4]). Как показали первые эксперименты с твердотельными мишениями, существует очень важный параметр, определяющий характер взаимодействия сверхкоротких лазерных импульсов с веществом, а именно, контраст лазерного импульса, то есть отношение мощности лазерного излучения основного импульса к мощности предимпульса $K = P_{\text{pulse}}/P_{\text{prep}}$. В частности, оказалось, что формирование сверхплотной плазмы возможно только при использовании импульсов очень высокого контраста $K \sim 10^{10}$, когда плотности потока нагревающего излучения в предимпульсе недостаточно для образования преплазмы, и поглощение энергии основного импульса происходит непосредст-

венно в твердом теле (см., например, [5–11]). Впрочем, как было экспериментально показано в работе [5], требования на значение контраста становятся значительно слабее при использовании мишеней, прозрачных для нагревающего лазерного излучения.

Особенно важной ролью контраста становится при применении пространственно-неоднородных мишеней с характерным размером неоднородностей, лежащем в нанометровом диапазоне. Примерами таких мишеней являются кластерные мишени, где размеры кластеров могут меняться от долей нанометра до сотен нанометров, или пористые мишени примерно с такими же параметрами неоднородностей. Использование таких мишеней позволяет, с одной стороны, обеспечить эффективное поглощение энергии в областях мишени с высокой плотностью, а с другой, за счет понижения средней плотности мишени увеличить энерговклад, приходящийся на один атом вещества мишени, улучшить условия наблюдения и диагностики излучения из облучаемой области. Особенностиnanoструктурных мишеней в полной мере смогут проявиться, если длительность нагревающего лазерного импульса лежит в субпикосекундном диапазоне и не превосходит времени газодинамического разлета кластеров, а контраст лазерного импульса достаточно высок, так что образования преплазмы, которая могла бы разрушить саму

¹⁾e-mail: skobelev@izmaylovo.ru

пространственно-неоднородную структуру мишени, не происходит. То есть, если для лазерного импульса длительностью τ в процессе облучения выполняется условие $\tau \ll R/C(T)$, где $C(T)$ – объемная скорость звука, R – радиус наночастицы, то происходит изохорический нагрев наночастицы и при достаточной мощности излучения образуется плазма твердотельной плотности [5–11]. (Похожие ситуации регистрировались для импульсного рентгеновского излучения [12].)

После окончания стадии нагрева происходит распад созданной наноплазмы и ее средняя плотность начинает уменьшаться. При этом можно ожидать, что в случае объемного разогрева наночастицы на ранней стадии распада центральная часть наноплазмы будет сначала сжиматься аблационным давлением и существуют моменты времени, когда некоторые области плазмы будут иметь плотность выше твердотельной. Однако до сих пор такое сжатие наномишеней зарегистрировано не было.

В настоящей работе для повышения эффективного контраста лазерного импульса использованы аэрофельные мишени с зернами, прозрачными для нагревающего лазерного излучения. Это позволило зарегистрировать наноплазму с плотностью, в 7 раз выше твердотельной, при нагреве аэрофельной мишени фемтосекундными лазерными импульсами умеренного контраста.

2. Экспериментальные исследования были выполнены на лазерной установке исследовательского центра Сакле (Франция) [13]. Использовался Ti-Sa-лазер с длиной волны 800 нм и частотой повторения 20 Гц. Энергия лазерного импульса достигала 40 мДж, а длительность могла варьироваться в пределах 50 фс – 1.2 пс за счет изменения расстояния между решетками компрессора. Временной контраст лазерного импульса составлял $3 \cdot 10^6$ в наносекундной шкале и 10^4 в пикосекундной. Схема эксперимента показана на рис.1. Исследовалось взаимодействие лазерных импульсов с SiO_2 -аэрофельными мишенями, представляющими собой пористый материал с порами кубической формы размером ~ 20 нм, формируемые цепями SiO_2 -зерен, каждое из которых имело размер ~ 3 нм. Аэрофельный порошок [14] с размерами частиц 50–500 мкм подавался непрерывным потоком в область взаимодействия из конической воронки с выходным отверстием диаметром 0.9 мм и углом раствора 100° под действием силы тяжести. Лазерное излучение фокусировалось в пятно диаметром ~ 15 мкм, так что плотность потока нагревающего излучения менялась в диапазоне 10^{16} – $4 \cdot 10^{17}$ Вт/см². В каждом импульсе излучения происходила дегра-

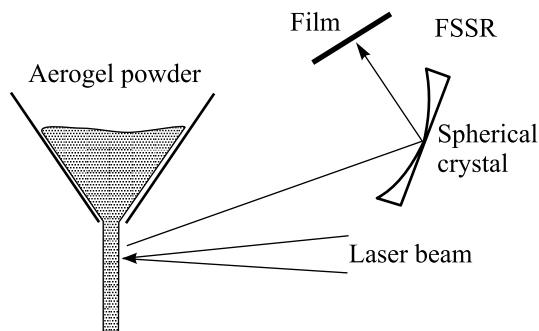


Рис.1. Схема эксперимента

дация материала в зоне облучения. Но поскольку передвижение вещества мишени между импульсами составляло несколько миллиметров, то следующий импульс лазерного излучения вещества концентрировался на свежей среде.

Спектры рентгеновского излучения в области 6.1–6.4 Å регистрировались ФСПР-спектрографом [15–17] со сферически изогнутым кристаллом кварца 1011 ($2d = 6.6$ Å). Радиус кривизны составлял $R = 150$ мм, а размер рабочей области – 15×50 мм. Рентгеновское излучение регистрировалось пленкой Kodak RAR-2492. От видимого и ультрафиолетового излучения пленка защищалась двумя слоями полипропиленовой пленки толщиной 1 мкм и покрытой слоем алюминия толщиной 0.2 мкм. Дисперсионная схема была настроена на работу в первом порядке отражения (расстояние от плазменного источника до кристалла 210 мм, брэговский угол $\Theta = 69.4^\circ$, расстояние от кристалла до фильма 64.9 мм), что позволяло наблюдать резонансную линию Ly_α H-подобного иона Si XIV и ее диэлектронные сателлиты со спектральным разрешением $\lambda/\delta\lambda \sim 5000$. Спектры регистрировались с одномерным пространственным разрешением ~ 20 мк, причем направление распространения лазерного пучка лежало в плоскости пространственного разрешения (см. рис.1). Примеры денситограмм полученных спектров представлены на рис.2.

3. Зарегистрированные спектры резонансной линии Ly_α H-подобного иона Si XIV и ее диэлектронные сателлиты позволяют оценить параметры образованной плазмы. Как известно (см., например, [18]), отношение интенсивностей резонансной линии и ее диэлектронных сателлитов чувствительно к электронной температуре плазмы T_e , а структура интенсивностей самих сателлитов – к ее плотности N_e (см. также [19]). На рис.3 приведены результаты расчета спектров, выполненные в рамках стационарной радиационно-столкновительной кинетической модели по программе “FLY” [20–22]. Как видно из

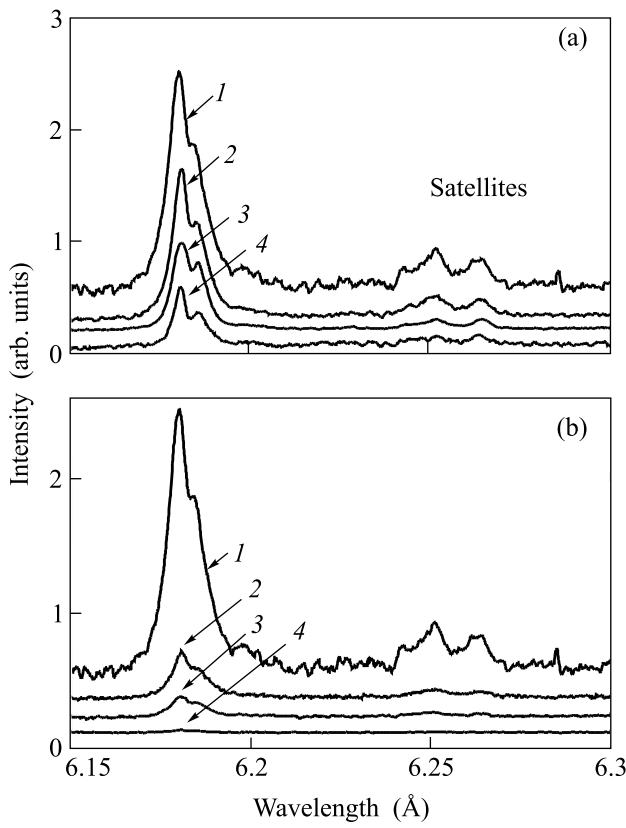


Рис.2. Примеры денситограмм спектров, полученных при различных длительностях (а) и энергиях (б) лазерного импульса: 1 – $\tau_{\text{las}} = 54 \text{ фс}$, $E_{\text{las}} = 34 \text{ мДж}$; 2 – $\tau_{\text{las}} = 110 \text{ фс}$, $E_{\text{las}} = 39 \text{ мДж}$; 3 – $\tau_{\text{las}} = 500 \text{ фс}$, $E_{\text{las}} = 36 \text{ мДж}$; 4 – $\tau_{\text{las}} = 1100 \text{ фс}$, $E_{\text{las}} = 28 \text{ мДж}$; 5 – $\tau_{\text{las}} = 55 \text{ фс}$, $E_{\text{las}} = 23 \text{ мДж}$; 6 – $\tau_{\text{las}} = 55 \text{ фс}$, $E_{\text{las}} = 11 \text{ мДж}$; 7 – $\tau_{\text{las}} = 54 \text{ фс}$, $E_{\text{las}} = 4 \text{ мДж}$

представленного рисунка, структура относительных интенсивностей сателлитных линий практически не зависит от температуры и существенно меняется при изменении плотности, причем чувствительность спектра к плотности сохраняется вплоть до значений $N_e \sim 10^{25} \text{ см}^{-3}$.

Сопоставляя экспериментальные спектры, показанные выше на рис.2, с расчетными (рис.3а), можно видеть, что наблюдаемая структура сателлитов не может быть описана в предположении, что плотность плазмы равна (или, тем более, меньше) плотности твердого тела. При $N_e = N_e^{\text{solid}} = 6.24 \times 10^{23} \text{ см}^{-3}$ интенсивность группы тройных сателлитных переходов $2p^2 \ ^3P - 1s2p \ ^3P$ при всех значениях T_e не больше интенсивности синглетного сателлита $2p^2 \ ^1D_2 - 1s2p \ ^1P_1$, в то время как в эксперименте наблюдается обратная ситуация, особенно ярко выраженная при максимальных потоках нагревающего лазерного излучения. Детальное сопоставление экспе-

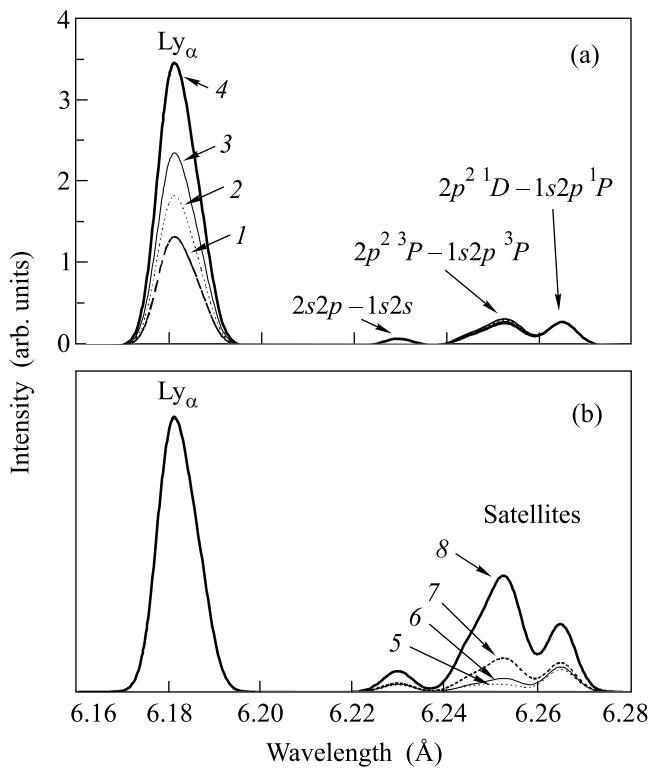


Рис.3. Спектры излучения кремниевой плазмы в окрестности линии Ly_α иона Si XIV при различных температурах (а) и плотностях (б). Приведенные кривые рассчитаны для следующих параметров плазмы: 1 – $N_e = 6.24 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 500 \text{ эВ}$; 2 – $N_e = 6.24 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 600 \text{ эВ}$; 3 – $N_e = 6.24 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 700 \text{ эВ}$; 4 – $N_e = 6.24 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 900 \text{ эВ}$; 5 – $N_e = 10^{22} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 800 \text{ эВ}$; 6 – $N_e = 10^{23} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 800 \text{ эВ}$; 7 – $N_e = 10^{24} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 800 \text{ эВ}$; 8 – $N_e = 10^{25} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 800 \text{ эВ}$

риментальных и расчетных спектров, пример которого приведен на рис.4, показывает, что в проведенных экспериментах плотность плазмы превышала твердотельную и составляла $\sim (0.6-4.4) \cdot 10^{24} \text{ см}^{-3}$. Результаты, полученные для нескольких экспериментов с различными значениями энергии и длительности лазерного импульса, приведены в таблице. Как видно из таблицы, измеренные значения N_e определяются, главным образом, значением плотности потока лазерного излучения, и например, в двух экспериментах с существенно различающимися энергиями и длительностями, но одинаковым потоком, плазма имеет практически одну и ту же плотность.

В таблице также приведены значения T_e , измеренные, фактически, по отношению интенсивностей резонансной линии и сателлитных структур. Следует подчеркнуть, что точность определения T_e значительно хуже, чем N_e . Связано это с тем, что на-

Измеренные значения плазмы при различных значениях параметров нагревающего лазерного импульса.
Номер эксперимента соответствует номеру спектра на рис.2

№	Параметры лазерного импульса			Параметры плазмы	
	энергия, мДж	длительность, фс	поток, Вт/см ²	T_e , эВ	N_e , см ⁻³
1	34	54	$3.6 \cdot 10^{17}$	900	$4.4 \cdot 10^{24}$
5	23	54	$2.4 \cdot 10^{17}$	700	$2.2 \cdot 10^{24}$
2	39	110	$2 \cdot 10^{17}$	900	$2.2 \cdot 10^{24}$
6	11	55	$1.1 \cdot 10^{17}$	600	$(1 - 1.5) \cdot 10^{24}$
3	36	500	$4.1 \cdot 10^{16}$	800	$8 \cdot 10^{23}$
4	28	1100	$1.4 \cdot 10^{16}$	600	$6.2 \cdot 10^{23}$

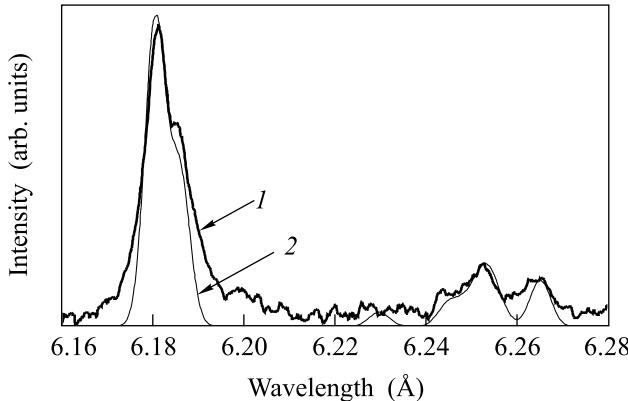


Рис.4. Сопоставление экспериментального спектра, зарегистрированного при $q_{\text{las}} = 3.6 \cdot 10^{17}$ Вт/см² (1), и результата расчета, выполненного при $N_e = 4.4 \times 10^{24}$ см⁻³, $T_e = 900$ эВ (2)

блюдаемый спектр является интегралом по времени и в него вносят вклад все стадии эволюции плазмы, в том числе и стадия распада плотной плазмы. На этой стадии плазма является рекомбинационно-неравновесной, и ее излучение определяется, главным образом, процессами рекомбинации (радиационной и трехчастичной), которые достаточно эффективно возбуждают резонансную линию, но не склоняются на интенсивностях диэлектронных сателлитов. Этот дополнительный вклад в интенсивность резонансной линии не учитывается в расчетной модели, в результате чего ее рассчитанная интенсивность несколько завышена, то есть несколько завышена электронная температура плазмы. В отличие от этого, погрешность расчета интенсивностей спектра диэлектронных сателлитов определяется только точностью использованных атомных констант, и, по нашим оценкам, погрешность при измерении N_e не превышает (а, по-видимому, значительно лучше) 20%.

Из таблицы видно, что уменьшение температуры плазмы при уменьшении лазерного потока происходит по-разному, в зависимости от того, изменяется

ли поток за счет уменьшения энергии импульса при его постоянной длительности или за счет изменения его длительности при фиксированной энергии. В первом случае (эксперименты 1, 5 и 6) температура довольно быстро падает с 900 эВ до 600 эВ при изменении потока всего лишь в ~ 3 раза, во втором же случае (эксперименты 1, 2, 3) даже уменьшение потока на порядок приводит к падению температуры всего до 800 эВ. Указанная закономерность хорошо видна и на рис.2, где светимость плазмы резко уменьшается при уменьшении энергии лазерного импульса и довольно плавно спадает при увеличении его длительности. Такое поведение температуры (а следовательно, и светимости) плазмы объясняется достаточно просто. Если нагрев плазмы происходит достаточно быстро, так что процесс является изохорическим, то ее температура будет определяться не плотностью потока лазерного излучения, а поглощенной энергией. Поэтому температура плазмы падает при уменьшении энергии импульса (эксперименты 1, 5, 6) и почти не меняется при увеличении его длительности (эксперименты 1, 2, 3). И только при увеличении длительности импульса до 0.5–1.1 пс процесс становится неизохорическим, плазма успевает в процессе нагрева существенно расширяться, ее плотность понижается и часть лазерного импульса проходит через нее, не испытывая поглощения. Уменьшение энерговклада и приводит к соответствующему понижению температуры (эксперименты 3 и 4). Отсюда можно получить грубую оценку времени τ_d существования сверхплотной плазменной области – оно будет определяться максимальной длительностью лазерного импульса, при которой еще не происходит заметного понижения температуры плазмы, то есть в наших условиях $\tau_d \sim 100$ –500 фс.

Таким образом, в настоящей работе зарегистрирована наноплазма с плотностью, в 7 раз выше твердотельной, образующаяся при нагреве аэрогельной мишени фемтосекундными лазерными импульсами. Ранее в работе [11] алюминиевая плазма с

электронной плотностью до 10^{24} см^{-3} , что также несколько превосходит твердотельное значение, наблюдалась при нагреве плоской твердой мишени 150-фемтосекундным лазерным импульсом гораздо более высокого временного контраста 10^{10} . Использование аэрогельной мишени с прозрачными стеклянными зернами позволяет значительно снизить требования на значения контраста лазерного импульса, при которых нагрев будет происходить без образования преплазмы.

Работа была частично поддержана программой Access to Research Infrastructure action of the Improving Potential Programme, HPRI-CT-2002-00191 contract.

1. T. Ditmire, T. Donnelly, A. M. Rubenchik et al., Phys. Rev. **A53**, 3379 (1996).
2. P. Gibbon and E. Forster, Plasma Phys. Control. Fusion **38**, 769 (1996).
3. H. M. Milchberg, S. J. Mcnaught, and E. Parra, Phys. Rev. **E64**, 056402 (2001).
4. P. Audebert, R. Shepherd, K. B. Fournier et al., Phys. Rev. **E66**, 066412 (2002).
5. A. Zigler, P. G. Burkhalter, D. J. Nagel et al., Opt. Lett. **16**, 1261 (1991).
6. A. Ya. Faenov, J. Abdallah Jr., R. E. H. Clark et al., Proc. of SPIE-97 **3157**, 10 (1997).
7. А. М. Урнов, Ж. Дюбо, А. Я. Фаенов и др., Письма в ЖЭТФ **67**, 489 (1998).
8. A. Ya. Faenov, A. I. Magunov, T. A. Pikuz et al., Physica Scripta **T80**, 536 (1999).
9. A. Maksimchuk, M. Nantel, G. Ma et al., JQSRT **65**, 367 (2000).
10. F. B. Rosmej, U. N. Funk, M. Gessel et al., JQSRT **65**, 477 (2000).
11. A. Saemann, K. Eidmann, I. E. Golovkin et al., Phys. Rev. Lett. **82**, 4843 (1999).
12. Б. Р. Гафаров, Е. С. Юшков, В. П. Ефремов, Е. Б. Дружков, Химическая физика **14**, 24 (1995).
13. M. Servol, F. Qu'er'e, M. Bougeard et al., Appl Phys. Letters 2004 (submitted).
14. <http://www.cabot-corp.com/nanogel>.
15. A. Ya. Faenov, S. A. Pikuz, A. I. Erko et al., Physica Scripta **50**, 333 (1994).
16. I. Yu. Skobelev, A. Ya. Faenov, B. A. Bryunetkin et al., JETP **81**, 692 (1995).
17. B. K. F. Young, A. L. Osterheld, D. F. Price et al., Rev. Sci. Instrum. **69**, 4049 (1998).
18. V. A. Boiko, A. V. Vinogradov, S. A. Pikuz et al., J. Sov. Laser Research **6**, 83 (1985).
19. A. Ya. Faenov, I. Yu. Skobelev, S. A. Pikuz et al., Phys. Rev. **A51**, 3529 (1995).
20. R. W. Lee, B. L. Whitten, and R. E. Strout, JQSRT **32**, 91 (1984).
21. R. W. Lee and J. T. Larson, JQSRT **56**, 535 (1996).
22. R. W. Lee, JQSRT **40**, 561 (1988).