

Рентгеноспектральная диагностика ультракороткого лазерно-кластерного взаимодействия на этапе неадиабатического разлета кластеров

А. Я. Фаенов^{†▲1)}, А. И. Магунов⁺, Т. А. Пикуз, И. Ю. Скобелев, Д. Джульети^{*△□2)}, С. Бетти^{△2)}, М. Галимбети^{*□2)}, А. Гамуччи^{*△□2)}, А. Джульети^{*□2)}, Л. А. Гиззи^{*□2)}, Л. Лабате^{*▽2)}, Т. Левато^{*△□2)}, П. Томассини^{*□2)}, Дж. Р. Маркуз^{°2)}, Н. Буржуаз^{°2)}, С. Добоз-Дюфреной^{•2)}, Т. Чежотти^{•2)}, П. Моно^{•2)}, Ф. Роу^{•2)}, Х. Попеску^{•2)}, П. Д'Оливейра^{•2)}, Ф. Мартен^{•2)}, Ю. Фукуда^{▲2)}, А. С. Болдарев[■], С. В. Гасилов[■], В. А. Гасилов[■]

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

⁺Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 117942 Москва, Россия

^{*}Лаборатория сверхинтенсивного лазерного излучения, Пизанское отделение Национального исследовательского совета, 56124 Пиза, Италия

[△]Физический факультет Пизанского университета, Пиза, Италия

[□]Пизанское отделение Национального института ядерной физики, Пиза, Италия

[▽]Национальная лаборатория во Фраскати, Национального института ядерной физики, Рим, Италия

[°]Лаборатория использования интенсивных лазеров, Политехническая школа, 91128 Палезо, Франция

[•]Группа физики высоких интенсивностей, Лаборатория в Саклэ, 91191 Франция

[▲]Канзайский Институт оптических наук, Японское агентство по атомной энергии, 619-0215 Киото, Япония

[■]Институт математического моделирования РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 24 мая 2007 г.

Проведена рентгеноспектральная диагностика лазерно-кластерного взаимодействия на этапе неадиабатического разлета кластеров и формирования пространственно-однородного плазменного канала. Экспериментальные исследования выполнены на Ti:Sa-лазерной установке при длительности импульса ~ 65 фс и энергии до 600 мДж. Показано, что к моменту времени 10 пс от начала лазерного фемтосекундного импульса лазерно-кластерное взаимодействие формирует однородный плазменный канал длиной от 0.4 до 1 мм с параметрами $N_e \sim 10^{19} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и $T_e \sim 100 \text{ эВ}$.

PACS: 36.40.-с, 52.38.-г, 52.50.-b, 52.70.-m

1. Взаимодействие сверхмощного лазерного импульса фемтосекундной длительности с кластерными мишенями позволяет получать плазму с уникальными свойствами. С одной стороны, в местах, где находятся кластеры, образуется плазма с плотностью, существенно превосходящей критическую, состоящая из многозарядных ионов и электронов с килоэлектронвольтными энергиями [1–7]. С другой стороны, в силу малости средней плотности среды и размера отдельных кластеров электромагнитная волна сво-

бодно распространяется и взаимодействует со всеми атомами мишени, то есть она свободно проникает в области с электронной плотностью выше критической, а не отражается, как это происходит в случае твердотельных мишеней. Таким образом, в кластерной мишени удастся достичь высокого удельного поглощения лазерной энергии и, соответственно, более высокого удельного возбуждения вещества по сравнению с другими мишенями. Например, падение лазерного импульса на кластерную мишень сопровождается почти полным его поглощением, а характерный заряд образующейся плазмы превосходит средний заряд плазмы, создаваемой при взаимодействии лазерного излучения с твердотельными или газовыми мишенями. Доля энергии лазерного импуль-

¹⁾ e-mail address: anatolyf@hotmail.com

²⁾ D. Giulietti, S. Betti, M. Galimberti, A. Gamucci, A. Giulietti, L. A. Gizzi, L. Labate, T. Levato, P. Tomassini, J. R. Marques, N. Bourgeois, S. Dobosz-Dufrenoy, T. Ceccotti, P. Monot, F. Reau, H. Popescu, P. D'Oliveira, Ph. Martin, Y. Fukuda

са, трансформирующаяся в рентгеновское излучение, при использовании кластерной мишени составляет $\sim 10\text{--}15\%$ и имеет нетепловой характер [5, 6, 8, 9].

2. В течение лазерного импульса и после него параметры плазмы, формируемой в кластерной мишени, и характер процессов, протекающих в ней, сильно меняются. Это дает возможность построить иерархию времен эволюции плазмы [9, 10].

На первом этапе происходит нагрев кластеров и образование высокотемпературной плазмы высокой плотности (вплоть до твердотельной при обеспечении малости лазерного предимпульса) в областях первоначального расположения кластеров [5, 6, 10–13]. Длительность этого этапа определяется длительностью лазерного импульса и размером кластера и обычно составляет несколько десятков или сотен фемто-секунд.

На втором этапе в результате разлета плотных плазменных областей формируется пространственно-однородный плазменный канал с диаметром, соответствующим диаметру лазерного пятна. Одновременно с распадом нагретых кластеров кинетическая энергия электронов переходит в рентгеновское излучение и кинетическую энергию ионов. Длительность второго этапа варьируется в пределах от нескольких десятков до нескольких сотен пикосекунд. При этом следует отметить, что характерная конечная энергия ионов превосходит энергию электронов.

На третьем этапе на временах порядка нескольких наносекунд происходит распад полученной пространственно однородной плазмы.

Параметры плазмы, формируемой на первом этапе, очень сильно зависят от контраста лазерного импульса и размера кластеров [5, 6, 10–23], поскольку наличие достаточно мощного предимпульса пикосекундной длительности может привести к разрушению кластеров еще до прихода основного фемтосекундного импульса. Поэтому для создания на этом этапе сверхплотной горячей плазмы необходимо использование импульсов высокого контраста и кластеров достаточно большого размера. Например, при контрастах $K \sim 10^5\text{--}10^6$ и размерах кластеров $\sim 0.1\text{--}1.0$ мкм удается получить плазму с плотностью $N_e \geq 10^{22}$ см $^{-3}$ [5, 6, 11, 12, 21], а дальнейшее повышение эффективного контраста за счет использования прозрачных аэрогельных наномишеней позволяет наблюдать плазму твердотельной плотности [24].

Для второго этапа эволюции плазмы роль лазерного контраста должна быть значительно менее важной. На этом этапе гораздо большее значение имеет временная зависимость интенсивности заднего фрон-

та нагревающего импульса. Даже при использовании лазеров высокого контраста задний фронт при типичной длительности 1–10 пс дает плотность потока порядка $10^{12}\text{--}10^{14}$ Вт/см 2 . Это означает, что разлет кластеров на втором этапе будет неадиабатическим в течение достаточно длительного времени, которое может быть сопоставимо со временем формирования плазменного канала. Для параметров плазмы, создающейся на этом этапе, также будет важно отношение размера кластера к межкластерному расстоянию, которое определяет среднюю плотность плазменного канала.

3. До сих пор значительное внимание уделялось диагностике плотной высокотемпературной плазмы, формируемой на этапе нагрева кластеров, которая в большинстве случаев проводилась рентгеноспектральными методами (см., например, [5–23]). Между тем весьма актуальным является диагностика плазменного канала, формируемого на 2-й стадии эволюции, то есть при разлете нагретых кластеров, поскольку такая плазма, например, может служить активной средой ультрафиолетовых и рентгеновских лазеров или использоваться для каналирования пучков быстрых электронов и многозарядных ионов [7, 25–28]. Использование рентгеноспектральных методик в данном случае осложняется тем фактом, что значительная (а во многих случаях и преобладающая) часть рентгеновской эмиссии плазмы формируется уже на первой стадии нагрева кластеров, а наблюдение рентгеновских эмиссионных спектров с субпикосекундным временным разрешением, которое позволило бы выделить моменты времени, относящиеся ко второй стадии, является очень сложной технической задачей. Вместо этого можно использовать ридберговские переходы в сравнительно низкозарядных ионах, которые в плазме высокой плотности вследствие штарковского уширения дают квазинепрерывные спектры и формируют фон на наблюдаемых спектрограммах, а их линейчатая часть формируется только на этапе разлета кластеров, когда плотность плазмы становится существенно ниже. В настоящей работе в качестве таких спектров были выбраны переходы $1snp\text{--}1s^2$ с $n = 5\text{--}9$ He-подобного иона O VII и линия $3p\text{--}1s$ H-подобного иона O VIII, что позволило провести диагностику стадии распада нагретых CO $_2$ -кластеров и исследовать зависимости образующейся плазмы от контраста лазерного импульса, размера кластеров и межкластерного расстояния.

4. Экспериментальные исследования были выполнены на лазерной установке UNI10 в лаборатории SLIC Научно-исследовательского центра Сакле Ко-

миссариата по атомной энергии Франции. Лазер на Ti:Sa, работающий по схеме chirpирования, на длине волны 800 нм создает линейно поляризованное импульсное излучение с энергией до 600 мДж и длительностью импульса ~ 65 фс. В штатном режиме основному импульсу длительностью 65 фс предшествуют пьедестал длительностью около 2 нс, обусловленный усилением спонтанной эмиссии внутри лазерной системы, и предимпульс в 2-х пикосекундных шагах от основного импульса (см. рис.1). Энергия, содержа-

“очистение” основного импульса происходит при последовательном отражении выходного пучка лазера от системы двух взаимно параллельных диэлектрических зеркал [29]. При этом повышение контраста составляет около 10^4 (см. рис.1), а потери энергии на отражение равны примерно 50%.

В экспериментальной вакуумной камере лазерный пучок фокусировался внеосевым параболическим зеркалом $f'/2.5$ ($f' = 300$ мм) на импульсную газово-кластерную мишень (газ CO_2). В вакууме размер фокальной точки на мишени по уровню интенсивности $1/e^2$ равнялся ~ 10 мкм. Плотность потока лазерной энергии в фокальной точке составила $E = 1.5 \cdot 10^{19}$ Вт/см² в обычном режиме и $E = 7.6 \cdot 10^{18}$ Вт/см² – при использовании ДПЗ. Для производства кластеров было разработано специальное коническое сопло длиной 75 мм со входным и выходным отверстиями диаметром 0.5 и 2.0 мм, соответственно. На выходе из сопла создавалась сверхзвуковая импульсная струя газа. Параметры сопла и давление газа были оптимизированы для получения максимального выхода кластеров требуемого размера ($d_{rk} \sim 1$ мкм) математическими методами, используемыми при описании газодинамических процессов в соплах, формирующих двухфазные струи [12, 30, 31]. В табл.1 приведены результаты расчетов для CO_2 газа.

Лазерное излучение фокусировалось на газовую струю на расстоянии 1.2 мм от выходного среза сопла. Давление газа, поступающего в сопло, варьировалось от 20 до 40 бар и, таким образом, размер кластеров менялся от ~ 0.3 до ~ 0.9 мкм.

Рентгеновское излучение плазмы, создаваемой при взаимодействии лазерного излучения с CO_2 -кластерами, регистрировалось фокусирующим спектрометром с пространственным разрешением (ФСР) на основе кристалла слюды с радиусом кривизны $R = 150$ мм (рис.2а). Спектрометр использовался в режиме ФСР-1D, при котором детектор расположен на окружности Роуланда и спектральное разрешение не зависит от размера источника. Использованная ориентация спектрометра обеспечивала пространственное разрешение в изображении спектра вдоль направления распространения лазерного излучения. Центральная длина волны была равна $\lambda_0 = 1.637$ нм (угол Брегга $\Theta = 55.3^\circ$), спектральный диапазон регистрации $\lambda_{\min} \div \lambda_{\max} = (1.58 \div 1.75)$ нм, расстояние от точки фокусировки лазерного излучения до центра кристалла $a = 350.9$ мм. Спектральное разрешение спектрометра $\lambda/\Delta\lambda \sim 3000$, пространственное разрешение $\delta x \approx 40$ мкм. В качестве детектора использовалась рентгеновская ПЗС камера Andor DX 440 с размером

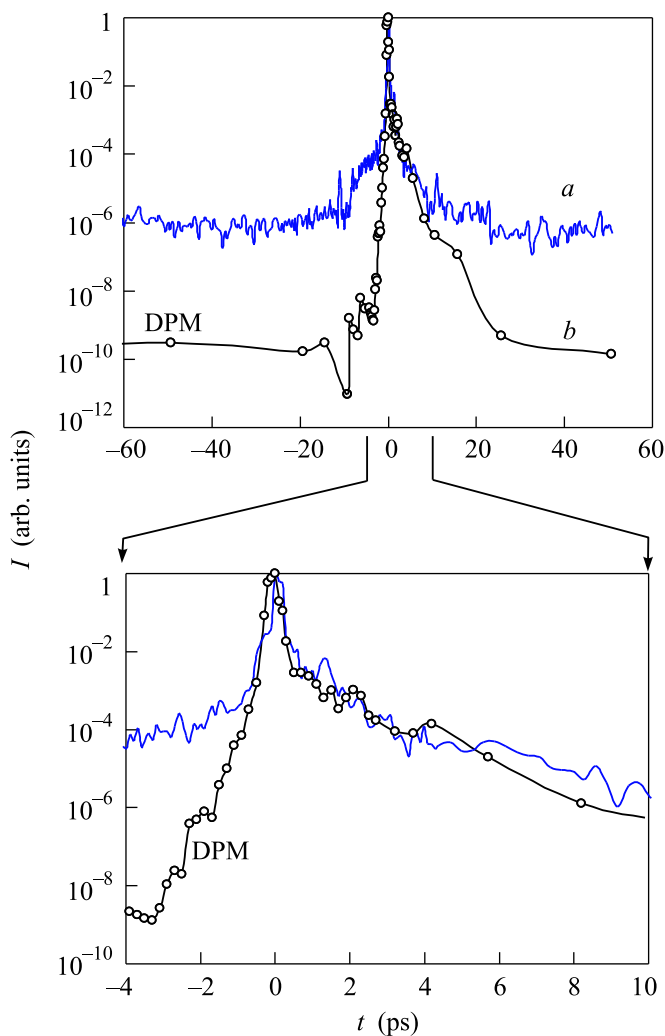


Рис.1. Форма нагревающего импульса в штатном режиме кривая (a) и при использовании двойного плазменного зеркала кривая (b)

щаяся в пьедестале, составляет около 5% от общей энергии импульса, что дает значение лазерного контраста порядка $7 \cdot 10^5$. Величина контраста по пикосекундному импульсу составляет $\sim 10^5$. Для повышения лазерного контраста был использован метод двойного плазменного зеркала (ДПЗ), при котором

Таблица 1

Параметры струйной газово-кластерной мишени и лазерного импульса

Номер эксперимента	Лазерный импульс		Струйная мишень			
	Энергия, мДж	Контраст	Давление газа в клапане (атм)	Средний радиус кластера (мкм)	Концентрация кластеров N_{cl} (см ⁻³)	Среднее число молекул в кластере
1	300	10^{-10}	40	0.16	$1.7 \cdot 10^{10}$	$3.1 \cdot 10^8$
2	300	10^{-10}	30	0.28	$2 \cdot 10^9$	$1.6 \cdot 10^9$
3	300	10^{-10}	20	0.45	$2 \cdot 10^8$	$7 \cdot 10^9$
4	600	10^{-6}	20	0.45	$2 \cdot 10^8$	$7 \cdot 10^9$

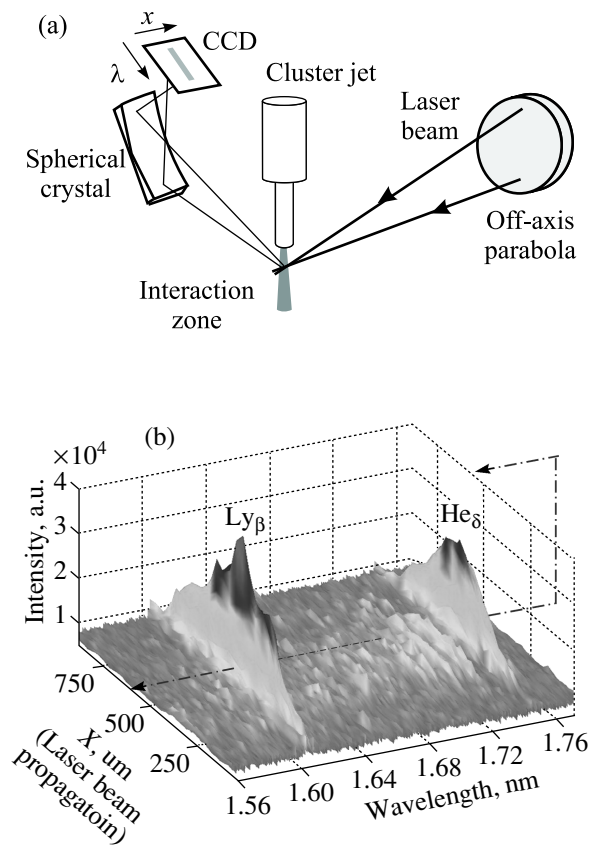


Рис.2. Схема эксперимента по рентгеноспектральной диагностике CO_2 -кластерной плазмы (а) и типичная объемная спектрограмма свечения плазмы в области длин волн 1.58–1.75 нм (б)

пикселя 13.5 мкм. Чувствительная площадка камеры была защищена от видимого и ультрафиолетового излучений двумя слоями фильтра из полипропилена толщиной 1 мкм, покрытого с двух сторон Al толщиной 0.2 мкм. Типичная спектрограмма в области длин волн (1.58 ÷ 1.75) нм представлена на рис.2б, а денситограммы спектров на рис.3.

5. Диагностика плазмы проводилась сравнением наблюдавшихся рентгеновских эмиссионных спектров

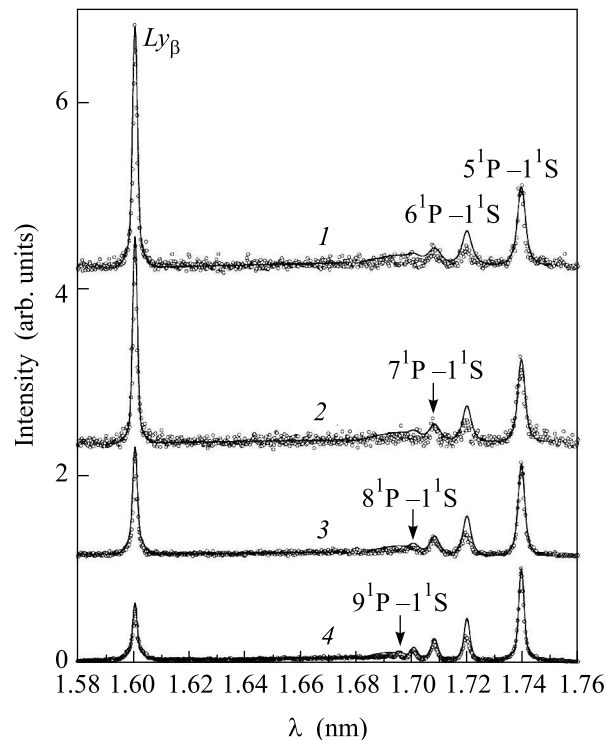


Рис.3. Эмиссионные спектры плазмы CO_2 -кластеров в области длин волн, содержащей линию Ly_β H-подобного иона O VIII и линии $1snp \ ^1P_1 - 1s^2 \ ^1S_0$ ($n \geq 5$) He-подобного O VII. Кружками показаны измерения для параметров мишени и лазерного импульса, приведенные в табл.1 с соответствующим номером эксперимента. Сплошные кривые показывают результаты расчета по формуле (1) с параметрами плазмы, приведенными в табл.2

с результатами теоретического расчета. Спектральная зависимость интенсивности рентгеновского излучения плазмы для линий Ly_β , He_δ и др. вычислялась по следующей формуле:

$$I(\lambda) = C \sum_j A_j \left\{ (1-b) S_j(\lambda) + \frac{b}{\sqrt{\pi} \Delta \lambda_{w,j}} \exp[-(\lambda - \lambda_j)^2 / \Delta \lambda_{w,h}^2] \right\} N_j, \quad (1)$$

Параметры плазмы, измеренные по спектрам ридберговских переходов He-подобного иона O VII и линии Ly β H-подобного иона O VIII

Номер эксперимента	T_e (эВ)	N_e (см $^{-3}$)	T_i (кэВ)	Зарядовый состав $N_n/N_H/N_{He}$	$N_{e,0}$ (см $^{-3}$)	t_0 (пс)
1	122	10^{20}	3	0.056/1/1.9	$8.45 \cdot 10^{19}$	10
2	120	$8 \cdot 10^{19}$	3	0.046/1/2.1	$5 \cdot 10^{19}$	20
3	113	$6 \cdot 10^{19}$	3	0.026/1/3.1	$2.45 \cdot 10^{19}$	42
4	108	$2 \cdot 10^{19}$	3	0.014/1/4.2	$2.45 \cdot 10^{19}$	42

где C – нормировочная константа, A_j и λ_j – скорость радиационного перехода и длина волны в линии j , соответственно; N_j – заселенность верхнего уровня для перехода j ; параметр b определяет долю быстрых ионов с эффективной температурой T_f , излучение которых дает вклад в далекие крылья линий шириной $\Delta\lambda_{w,j} = \lambda_j(2T_f/m_i)^{1/2}/c$ (m_i – масса иона, c – скорость света); $S_j(\lambda)$ – спектральная функция для центральной части линии j , вычисляемая с учетом штарковского и доплеровского уширения по формуле

$$S_j(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\lambda_j} \sum_{\alpha} \int \gamma_{j,\alpha}(F) \times \exp[-(\lambda - \lambda_{j,\alpha}(F))^2/\Delta\lambda_j^2] W(F) dF, \quad (2)$$

где $W(F)$ – функция распределения напряженности ионного микрополя F , $\gamma_{j,\alpha}(F) = A_{j,\alpha}(F)/A_j$ и $\lambda_{j,\alpha}(F)$ – коэффициент ветвления скорости радиационного распада 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 . При электронной плотности ниже критической вклад ударного уширения линий пренебрежимо мал.

Наблюдаемые относительные интенсивности, определяемые, в основном, центральными областями линий, моделировались расчетом их ширин по формуле (2) и заселенностей уровней в (1) по стационарной ударно-излучательной кинетической модели, что позволяет оценить значения N_e , T_e и T_i . Расчет проводился в приближении линейного штарковского сдвига с функцией распределения микрополя, учитывающей дебаевское экранирование и ионные корреляции. Далекие крылья линий аппроксимировались вкладами экспоненциальных слагаемых в (1) подбором значений эффективной температуры быстрых ионов T_f и весового множителя b .

Следует отметить, что выражение (1) справедливо для оптически тонкой плазмы. Для учета поглоще-

ния вблизи центральной области линии Ly β в расчете использовалось приближение однородного слоя

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

где η_j – оптическая толщина плазмы в центре линии.

Параметры кластеров и лазерного импульса, при которых проводились эксперименты, приведены в табл.1, а измеренные значения параметров плазмы – в табл.2. На рис.3 приведены примеры моделирования эмиссионных спектров плазмы в области длин волн 1.58–1.76 нм, содержащей линию Ly β H-подобного иона O VIII и линии $1snp-1s^2$ ($n \geq 5$) He-подобного O VII.

6. Полученные результаты позволяют определить, какой этап эволюции плазмы вносит наибольший вклад в наблюдаемые спектры линейчатого излучения и, следовательно, к каким моментам времени относятся измеренные рентгеноспектральными методами значения параметров плазмы.

Прежде всего, из наблюдаемых ширин контуров спектральных линий следует, что средняя скорость разлета кластеров составляла $v_0 \sim 2 \cdot 10^7$ см/с. Следовательно, при межкластерном расстоянии $d_{cl} \sim N_{cl}^{-1/3} \sim (4-17)$ мкм ожидаемое время формирования однородного канала будет составлять $t_0 = d_{cl}/2v_0 \sim (10-42)$ пс (см. табл.2). Можно легко оценить ожидаемую электронную плотность канала $N_{e,0}$, предполагая, что в нем будут в основном присутствовать He-подобные ионы C и O (это соответствует измеренным значениям температуры плазмы T_e). Полученные значения $N_{e,0}$ также приведены в табл.2.

Сравнивая измеренные значения N_e (см. табл.2) с ожидаемыми значениями $N_{e,0}$, можно сделать следующие выводы.

При высоком контрасте лазерного излучения измеренные значения N_e несколько превышают значения $N_{e,0}$, причем при высокой концентрации кластеров $N_{cl} = 1.7 \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$ они практически совпа-

дают (в пределах ошибки измерений), а при $N_{cl} = 2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ и $N_{cl} = 2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ отличие составляет 1.5 и 2.7 раза, соответственно.

Из этого следует, что при высокой концентрации кластеров (то есть при малом межкластерном расстоянии) эмиссионные линейчатые спектры обусловлены моментами времени, когда квазиоднородный плазменный канал практически уже сформировался.

При увеличении межкластерного расстояния в светимость плазмы существенный вклад начинают давать моменты времени, когда окончательного формирования канала еще не произошло. Зная начальную плотность атомов в кластере и скорость его разлета, можно получить, что, например, измеренное для случая $N_{cl} = 2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ значение N_e соответствует моменту $t = 36 \text{ пс}$, что действительно несколько меньше ожидаемого для этого случая значения $t_0 = 42 \text{ пс}$.

Таким образом, во всех рассмотренных случаях максимум линейчатой эмиссии приходится на времена $t = 10\text{--}30 \text{ пс}$, когда в результате разлета линейный размер нагретых кластеров увеличивается более чем на порядок. Возникает, естественно, вопрос, почему температура плазмы в это время имеет достаточно высокие значения, превышающие 100 эВ? Как видно из рис.1, это обусловлено тем, что в действительности разлет кластеров в эти моменты времени является неадиабатическим, поскольку разлетающаяся плазма продолжает подогреваться задним фронтом лазерного импульса (так называемым послеимпульсом), длительность которого составляет $\sim 15\text{--}20 \text{ пс}$ при плотности потока $10^{12}\text{--}10^{14} \text{ Вт/см}^2$. Только после того, как интенсивность послеимпульса становится достаточно малой (то есть при $t > 20 \text{ пс}$ для случая высокого лазерного контраста), температура плазмы начинает падать, что приводит и к уменьшению интенсивностей рентгеновских спектральных линий. При малых межкластерных расстояниях это соответствует моментам времени, когда плазменный канал уже сформировался, а при больших d_{cl} окончательное формирование канала происходит уже на стадии адиабатического разлета, и наблюдаемые спектры соответствуют несколько более ранним моментам времени.

В случае использования импульсов низкого контраста (см. рис.1b) разлет кластеров начинается уже за $\sim 20 \text{ пс}$ до прихода основного фемтосекундного импульса, и формирование плазменного канала должно произойти к моменту $t \sim 20 \text{ пс}$ после основного импульса, когда послеимпульс еще продолжает действовать. Это означает, что даже при большом значении d_{cl} в этом случае формирование плазменного кана-

ла происходит на этапе неадиабатического разлета, и в наблюдаемые рентгеновские линейчатые спектры наибольший вклад дает сформированный плазменный канал. Поэтому, как это видно из табл.2, в данном случае измеренное значение N_e практически совпадает с $N_{e,0}$.

Следует подчеркнуть, что хотя плотная высокотемпературная плазма, формируемая на этапе нагрева кластеров, является интенсивным источником рентгеновского излучения, в рассматриваемом спектральном диапазоне она не дает вклада в наблюдаемый линейчатый спектр и проявляется лишь как квазинепрерывный фон на наблюдаемых спектрограммах. Это связано сразу с несколькими обстоятельствами. Во-первых, принципиальным является использование кластерных мишеней с низкими Z и наблюдение ридберговских спектральных переходов. Именно в таких случаях константы штарковского уширения наиболее велики, и квазинепрерывный спектр возникает уже при умеренных значениях плотности порядка $N_e \sim 10^{21}\text{--}10^{22} \text{ см}^{-3}$. (Дополнительное уширение линий возникает также вследствие существенной оптической толщины плотной плазмы, которая опять же выше для малозарядных ионов.) Во-вторых, вклад этапа нагрева кластеров в регистрируемый спектр пропорционален отношению времени жизни нераспавшегося кластера ко времени свечения плазменного канала. Неадиабатичность разлета кластеров в присутствии заднего фронта нагревающего импульса приводит к тому, что температура плазменного канала оказывается достаточно высокой ($T_e > 100 \text{ эВ}$) для эффективного возбуждения спектральных линий ионов с низкими Z . Вследствие этого время свечения плазменного канала оказывается много больше (на несколько порядков), чем длительность этапа нагрева кластеров, что, естественно, увеличивает его относительный вклад в наблюдаемый спектр. Следует отметить, что наши результаты хорошо коррелируют с данными работ [8, 32], в которых измеренные длительности для M спектров Хе составили порядка 100 пс, а для N спектров Хе более 1 нс. При этом оцененное значение электронной температуры на поздних стадиях разлета составляло $\sim 100 \text{ эВ}$.

Из табл.2 видно, что для плазмы легких кластерных мишеней, получающейся на этапе формирования плазменного канала, изменение контраста переднего фронта лазерного импульса не приводит к драматическим изменениям ее эмиссионных спектров. Обратная ситуация наблюдалась нами ранее [5, 6, 11–22] для плазмы более тяжелых аргоновых кластеров, когда временной максимум излучения спектраль-

ных линий многозарядных ионов аргона (H-, He-, Li-подобные ионы) соответствовал первому этапу нагрева кластеров, для которого роль контраста являлась принципиально важной.

7. Таким образом, в настоящей работе проведена рентгеноспектральная диагностика лазерно-кластерного взаимодействия на этапе неадиабатического разлета кластеров и формирования пространственно-однородного плазменного канала. Показано, что: 1) линейчатые эмиссионные спектры легких элементов, связанные с ридберговскими переходами, позволяют определять параметры плазмы, образующейся к моменту времени $t \sim 10$ пс от начала лазерного фемтосекундного импульса; 2) относительно высокая температура плазмы $T_e \sim 100$ эВ достигается за счет нагрева разлетающихся кластеров задним фронтом лазерного импульса; 3) лазерно-кластерное взаимодействие позволяет формировать достаточно однородный плотный плазменный канал длиной от 0.4 до 1 мм с параметрами $N_e \sim 10^{19} - 10^{20}$ см $^{-3}$ и $T_e \sim 100$ эВ.

Работа частично поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований # 06-02-16174, # 06-02-72005-МНТИ.а и Программой фундаментальных исследований Президиума РАН № 9.

1. A. McPherson, T. S. Luk, B. D. Thompson et al., Phys. Rev. Lett. **72**, 1810 (1994).
2. T. Ditmire, T. Donnelly, A. M. Rubenchik et al., Phys. Rev. A **53**, 3379 (1996).
3. T. Ditmire, J. Zewelback, V. P. Yanovsky et al., Nature **398**, 489 (1999).
4. E. Parra, T. Alexeev, J. Fan et al., Phys. Rev. E **62**, R5931 (2000).
5. J. Abdallah, Jr., G. Csanak, Y. Fukuda et al., Phys. Rev. A **68**, 063201 (2003).
6. M. E. Sherrill, J. Abdallah, Jr., G. Csanak et al., Phys. Rev. E **73**, 066404 (2006).
7. K. Y. Kim, V. Kumarappan, H. Milchberg et al., Phys. Rev. E **78**, 066463 (2006).
8. M. Mori, T. Shiraishi, E. Takahashi et al., Journ. of Applied Phys. **90**, 3595 (2001).
9. М. Б. Смирнов, И. Ю. Скобелев, А. И. Магунов и др., ЖЭТФ **125**, 1283 (2004).
10. Y. Fukuda, Y. Kishimoto, T. Masaki, and K. Yamakawa, Phys. Rev. A **73**, 031201(R) (2004).
11. G. C. Junkel-Vives, J. Abdallah, Jr., F. Blasco et al., Phys. Rev. A **66**, 033204 (2002).
12. Ю. Фукуда, К. Ямакава, Й. Акахане и др., Письма в ЖЭТФ **78**, 146 (2003).
13. Y. Fukuda, Y. Akahane, M. Aoyama et al., Laser and Particle Beam. **22**, 215 (2004).
14. G. C. Junkel-Vives, J. Abdallah, Jr., F. Blasco et al., Phys. Rev. A **64**, 021201I (2001).
15. Т. Аугусте, П. Д'Оливейра, С. Хулин и др., Письма в ЖЭТФ **72**, 54 (2000).
16. А. И. Магунов, Т. А. Пикуз, И. Ю. Скобелев и др., Письма в ЖЭТФ **74**, 412 (2001).
17. J. Abdallah, Jr., A. Ya. Faenov, I. Yu. Skobelev et al., Phys. Rev. A **63**, 032706 (2001).
18. А. И. Магунов, А. Я. Фаенов, И. Ю. Скобелев и др., ЖЭТФ **122**, 1158 (2002).
19. G. C. Junkel-Vives, J. Abdallah, Jr., T. Auguste et al., Phys. Rev. E **65**, 036410 (2002).
20. И. Ю. Скобелев, А. Я. Фаенов, А. И. Магунов и др., ЖЭТФ **121**, 88 (2002).
21. И. Ю. Скобелев, А. Я. Фаенов, А. И. Магунов и др., ЖЭТФ **121**, 1124 (2002).
22. A. I. Magunov, A. Ya. Faenov, I. Yu. Skobelev et al., Laser and Particle Beam. **21**, 73 (2003).
23. F. Dorchies, T. Caillaud, F. Blasco et al., Phys. Rev. E **71**, 066410 (2005).
24. А. Я. Фаенов, Т. А. Пикуз, И. Ю. Скобелев и др., Письма в ЖЭТФ **80**, 730 (2004).
25. H.-H. Chu, H.-E. Tsai, M.-C. Chou et al., Phys. Rev. A **71**, 061804 (2005).
26. L. Willingale, S. P. D. Mangles, P. M. Nilson et al., Phys. Rev. Lett. **96**, 245002 (2006).
27. V. Kumarappan, K. Y. Kim, and H. M. Milchberg, Phys. Rev. Lett. **94**, 205004 (2005).
28. Y. Fukuda, Y. Akahane, M. Aoyama et al., Phys. Lett. A **363**, 130 (2007).
29. P. Monot, G. Doumy, S. Dobosz et al., Opt. Lett. **29**, 893 (2004).
30. А. С. Болдарев, В. А. Гасилов, А. Я. Фаенов, ЖТФ **74**, 10 (2004).
31. A. S. Boldarev, V. A. Gasilov, A. Ya. Faenov et al., Rev. Sci. Instrum **77**, 083112 (2006).
32. Т. Шираishi, М. Мори, and К. Кондо, Phys. Rev. A **65**, 045201 (2002).