Письма в ЖЭТФ, том 94, вып. 3, с. 187 – 193 © 2011 г. 10 августа

Диагностика ранней стадии нагрева кластеров фемтосекундным лазерным импульсом по спектрам полых ионов

А. Я. Фаенов[1)▽□], *И. Ю. Скобелев*[▽], *Т. А. Пикуз*[▽□], *В. Е. Фортов*[▽], *А. С. Болдарев*[○], *В. А. Гасилов*[○], *Л.-М. Чен*[*], *Л. Джанг*[*], *В.-Ч. Ян*[*], *Д.-В. Юан*[*], *Д.-Ю. Мао*[*], *Д.-Х. Ванг*[*], *Дж. Колган*[△], *Дж. Абдаллах мл.*[△]

[▽]*Объединенный институт высоких температур РАН, 125412 Москва, Россия*

[○]*Институт математического моделирования РАН, 125047 Москва, Россия*

[*]*Институт физики, Китайская академия наук, 100190 Пекин, Китайская Народная Республика*

[△]*Лос-Аламосская национальная лаборатория, NM 87545 Лос-Аламос, США*

[□]*Директорат исследований квантовых пучков, Японское агентство по атомной энергии, 619-0215 Киото, Япония*

Поступила в редакцию 24 мая 2011 г.

Исследованы различия, возникающие в излучательных рентгеновских спектрах аргоновых кластеров, возбуждаемых при лазерно-кластерном и лазерно-капельном взаимодействиях. Предложены рентгеноспектральные методики, позволяющие определять параметры образующейся плазмы на разных стадиях ее эволюции. Показано, что в первые моменты нагрева кластера наиболее информативными являются спектры полых ионов, в то время как диагностика поздних стадий может проводиться по обычным линиям многозарядных ионов.

1. В настоящее время весьма актуальными являются исследования взаимодействия мощных лазерных импульсов с кластерными 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 электронов и тяжелых частиц, создание яркого рентгеновского источника для медико-биологических и литографических приложений.

Использование кластерных мишеней налагает ограничения на длительность лазерного импульса. Очевидно, что взаимодействие будет эффективным, если за время действия импульса кластер не успеет полностью разрушиться, т.е. в результате кулоновского взрыва его плотность не станет ниже критической. При всех разумных размерах кластеров это условие означает, что длительность лазерного импульса должна лежать в фемто- или субпикосекундном диапазонах, т.е. с кластерами эффективно могут взаимодействовать только сверхкороткие лазерные импульсы.

Однако даже в этом случае размер кластера не может быть слишком мал. Дело в том, что сверхкороткий лазерный импульс всегда обладает предымпульсом, длительность которого, как правило, лежит уже в пикосекундном диапазоне. При этом контраст лазерного импульса, т.е. отношение мощности лазерного излучения в максимуме фемтосекундного импульса к мощности предымпульса, обычно не превышает значений 10^4–10^6, а если вообще не предпринимать никаких специальных мер, то он оказывается еще хуже. Это означает, что если интенсивность основного импульса достаточно велика (обычно эксперименты проводят при плотностях потока $q_{\rm las} > 10^{17}-10^{18}$ Вт/см^2), то плотность потока в предымпульсе составляет не менее 10^{13}–10^{14} Вт/см^2 и вполне достаточна для разрушения кластера еще до прихода основного импульса. Чтобы основной импульс мог взаимодействовать с плотной сердцевиной кластера, его размер должен быть порядка микрона. Именно для кластеров таких размеров в последние годы были получены наиболее интересные результаты (см., например, [1–14]).

В самое последнее время стало возможным использование фемтосекундных лазерных импульсов, обладающих сверхвысоким контрастом порядка 10^{10}–10^{11} [15–22]. В этом случае лазерный предымпульс не разрушает кластера и высокая эффективность взаимодействия может обеспечиваться при гораздо меньших размерах кластеров. Например, если длительность импульса составляет 1 пс, то размер кластера может не превышать 0.1 мкм. Поскольку толщина скин-слоя для длины волны наиболее распространенных лазеров составляет столько же, переход к исполь-

[1)] e-mail: anatolyf@hotmail.com

зованию не слишком крупных кластеров позволяет перейти к исследованию существенно другого типа взаимодействия, а именно взаимодействия, при котором одновременно нагревается весь объем кластера, а не только его поверхностный слой. Фактически это и называется лазерно-кластерным взаимодействием, в отличие от изучавшегося ранее, которое правильнее называть лазерно-капельным. Подчеркнем еще раз, что экспериментальное исследование такого процесса стало возможным лишь сейчас, что связано с созданием фемтосекундных лазеров сверхвысокого контраста.

Настоящая работа посвящена изучению как раз такого типа взаимодействия. Проведенные эксперименты позволили впервые исследовать различия, возникающие в излучательных рентгеновских спектрах аргоновых кластеров, возбуждаемых при лазерно-кластерном и лазерно-капельном взаимодействиях. Предложены рентгеноспектральные методики, позволяющие определять параметры образующейся плазмы на разных стадиях ее эволюции. Показано, что в первые моменты нагрева кластера наиболее информативными являются спектры полых ионов, в то время как диагностика поздних стадий может проводиться по обычным линиям многозарядных ионов.

2. Экспериментальные исследования были выполнены на лазерной установке Xtreme Light III (XL–III) в Институте физики Китайской академии наук. Лазер на Ti:Sa, работающий по схеме чирпирования, создавал линейно поляризованное импульсное излучение на длине волны 800 нм с энергией до 1 Дж и длительностью ~ 100 фс. Увеличение контраста лазерного излучения до 10^{10} на шкале в сотни пикосекунд от основного 100 фемтосекундного импульса достигалось за счет использования так называемой OPCPA-схемы [23]. Такое значение лазерного контраста почти на 4 порядка выше типичного контраста используемых ранее лазерных установок.

В вакуумной камере лазерный пучок фокусировался внеосевым параболическим зеркалом $(f/2.0)$ на импульсную газово-кластерную аргоновую мишень (рис. 1a). В вакууме размер фокального пятна на мишени по уровню интенсивности $1/e^2$ равнялся ~ 7 мкм, а плотность потока лазерной энергии достигала $q_{\rm las} = 2.6 \cdot 10^{19}$ Вт/см^2. Для производства кластеров использовалось коническое сопло длиной 6 мм со входным и выходным отверстиями диаметром 1.0 и 2.0 мм соответственно. На выходе из сопла создавалась сверхзвуковая импульсная струя Ar. Давление подаваемого в сопло газа было оптимизировано по увеличению выхода кластеров с радиусом $R_{\rm cl} \sim 0.15$ мкм. Для этого были проведены

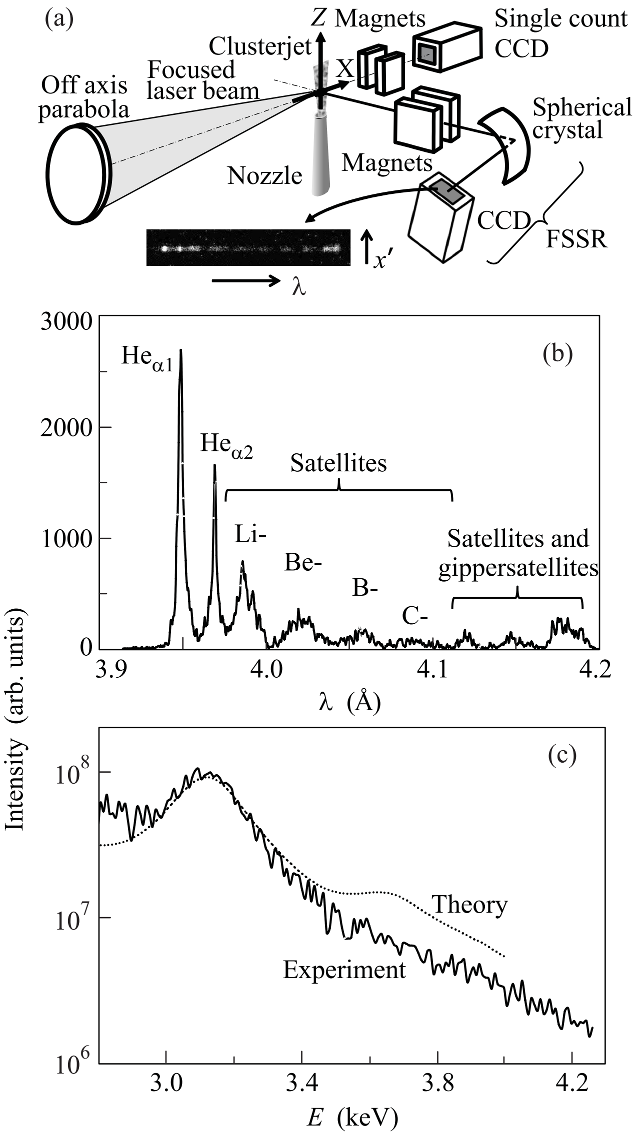

Рис. 1. (a) – Схема эксперимента. (b) – Типичная денситограмма спектра аргоновой плазмы в области длин волн 3.9–4.3 Å, зарегистрированная спектрометром ФСПР. (c) – Широкодиапазонный рентгеновский спектр, зарегистрированный ПЗС, работающим в режиме счета единичных фотонов

расчеты по программам, используемым при описании газодинамических процессов в соплах, формирующих двухфазные струи [24, 25]. Из расчетов следовало, что на расстоянии 1 мм от края сопла диаметр кластеров 0.3 мкм и максимальная плотность атомов $N_{\rm Ar} \sim 1.5 \cdot 10^{20}$ см$^{-3}$ достигаются при давлении газа в 70 бар. Отметим, что, как показал эксперимент, максимум рентгеновской эмиссии наблюдался как раз при таком давлении газа.

Рентгеновское излучение плазмы, создаваемой при взаимодействии лазерного излучения с кластерами Ar, регистрировалось фокусирующим спектрометром с пространственным разрешением (ФСПР) [26–28] на основе кристалла кварца 10–20 ($2d \sim 4.9$ Å), изогнутого по сферической поверхности с радиусом кривизны $R = 150$ мм (рис. 1a). Спектрометр использовался в режиме ФСПР-1М, при котором детектор расположен на окружности Роуланда и спектральное разрешение не зависит от размера источника. Расположение спектрометра обеспечивало регистрацию спектров с пространственным разрешением вдоль оси лазерного пучка. Центральная длина волны была равна $\lambda_0 = 3.9$ Å. Спектральный диапазон регистрации составлял 3.7—4.25 Å. Расстояние от точки фокусировки лазерного излучения до центра кристалла было равно $a = 449.4$ мм. Спектральное разрешение спектрометра было не хуже ~ 3000, а пространственное разрешение $\delta x \sim 50$ мкм. В качестве детектора использовалась рентгеновская ПЗС-камера DX-440 с размером пикселя 13.5 мкм. Чувствительная площадка камеры была защищена от видимого и ультрафиолетового излучения двумя слоями фильтра из полипропилена толщиной 1 мкм, покрытого с двух сторон 0.2 мкм Al. На рис. 1b представлена типичная денситограмма спектра в области длин волн 3.9–4.3 Å.

Рентгеновский спектр в широком диапазоне энергий измерялся 16-битным ПЗС, работающим в режиме счета единичных фотонов, который устанавливался на расстоянии ~ 1.2 м от плазмы (рис. 1a). Детектор закрывался фильтрами 30 мкм Be и 12.5 мкм Al для того, чтобы отсечь фотоны с низкой энергией. Дополнительно мощный магнит был установлен между плазмой и детектором для отвода в сторону горячих электронов, ускоренных в лазерной плазме. Спектр, зарегистрированный таким прибором, приведен на рис. 1c.

3. В наших предыдущих работах [29–31, 21] спектры аргоновой плазмы изучались в режиме лазерно-капельного взаимодействия. Было установлено, что в наблюдаемый интегральный по времени эмиссионный рентгеновский спектр дают вклады различные стадии эволюции создаваемой плазмы. Длинноволновая часть спектра, показанного на рис. 1b, формируется главным образом на начальной стадии нагрева самыми плотными и не слишком нагретыми плазменными областями, а коротковолновая – разлетевшейся менее плотной и более высокотемпературной плазмой на гораздо более поздней стадии. Поскольку размер кластеров в тех экспериментах составлял порядка 1 мкм, т.е. был существенно больше толщины скин-слоя, нагрев кластера шел неравномерно. В те моменты, когда его поверхностный слой уже был разогрет до значительной температуры и начинал расширяться, внутренние части оставались холодными и неподвижными.

В рассматриваемом теперь случае нагрев всех частей кластера будет происходить одновременно, а создаваемая на стадии нагрева плазма будет гораздо однороднее. Используя развитую ранее стационарную кинетическую модель и вычисленные для ионов аргона атомные константы [21], можно рассчитать эмиссионный спектр, соответствующий этой стадии эволюции плазмы. До тех моментов времени, пока кластер заметно не расширился (т.е. до времени $\tau_{\rm exp} \sim R_{\rm cl}/v_{\rm ion} \sim 150$ фс при типичном значении $v_{\rm ion} \sim 10^8$ см/с), его атомную плотность можно считать постоянной: $N_{\rm Ar} = 2.1 \cdot 10^{22}$ см$^{-3}$. Тогда спектр будет зависеть только от одного параметра, электронной температуры плазмы T_e, поскольку электронная плотность (и степень ионизации) будет определяться уравнениями баланса. В соответствии с моделью [21] в кинетических уравнениях учтем 1-процентную фракцию горячих электронов со средней энергией 7 КэВ. Спектры, рассчитанные для различных значений температуры из интервала 10–100 эВ, показаны на рис. 2a.

В спектральном диапазоне, приведенном на рис. 2a (см. также рис. 1b), располагаются 3 широкие спектральные структуры со средними длинами волн порядка 4.11–4.13 Å, 4.14–4.15 Å и 4.18–4.20 Å. Вообще говоря, каждая из этих структур может состоять из целого ряда различных спектральных переходов, как широко известных (K_α-линии, диэлектронные сателлиты), так и переходов, которые стали изучаться лишь в самые последние годы (переходы в полых ионах, или гиперсателлиты [15, 16, 21, 29–36]). Линии $K_{\alpha 1}$ (4.1918 Å) и $K_{\alpha 2}$ (4.1947 Å) нейтрального аргона попадают в правую структуру. Здесь же лежат F-подобные сателлиты $1s2s^22p^6-1s^22s^22p^5$. В центральную структуру попадают O-подобные сателлиты $1s2s^22p^5-1s^22s^22p^4$, а N-подобные сателлиты $1s2s^22p^4-1s^22s^22p^3$ расположены в левой структуре. Помимо этого, в правой, центральной и левой структурах могут присутствовать гиперсателлиты типов

$$1s2s^22p^63s^k3p^m-1s^22s^22p^53s^k3p^m,$$
$$1s2s^22p^53s^k3p^m-1s^22s^22p^43s^k3p^m,$$
$$1s2s^22p^43s^k3p^m-1s^22s^22p^33s^k3p^m$$

соответственно, которые представляют собой переходы в KL-полых ионах (подробнее см. [15, 16, 21, 29–36]).

Из рис. 2a видно, что при повышении температуры плазмы эмиссионный спектр заметно меняется.

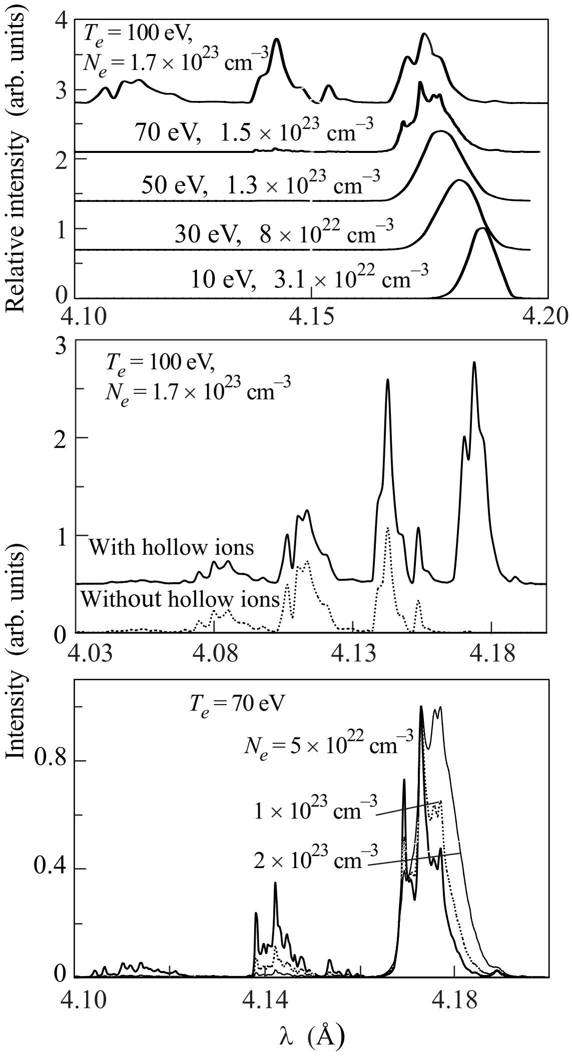

Рис. 2. (a) – Спектры излучения аргоновой плазмы, рассчитанные в рамках стационарной кинетической модели для различных значений температур. (b) – Вклад переходов в полых ионах в излучательный спектр. (c) – Зависимость спектра от плотности электронов при фиксированной температуре

Для правой структуры это проявляется главным образом в смещении положения ее центра тяжести, а для центральной и левой – в росте их относительных интенсивностей.

Для определения вклада в эмиссионный спектр радиационных переходов разных типов были проведены расчеты, где переходы в полых ионах не учитывались. Эти расчеты показали, что для низких температур, не превышающих 50 эВ, эмиссионный спектр практически на 100% состоит из линий полых ионов. Для температуры 100 эВ полые ионы полностью определяют правую спектральную структуру, вносят примерно 50-процентный вклад в интенсивность центральной и практически не проявляются в левой структуре (см. рис. 2b). Таким образом, при низких температурах излучение кластеров практически полностью определяется переходами в полых ионах, но даже для высокотемпературной плазмы их вклад весьма заметен в наиболее длинноволновой части рассматриваемого спектра.

На рис. 2c показана зависимость излучаемого спектра от плотности плазмы при фиксированной температуре. Видно, что повышение плотности ведет к уменьшению степени ионизации плазмы. Это вполне понятно, т.к. повышение плотности дает быстрый рост скорости столкновительной рекомбинации и сопровождается переходом от коронального ионизационного равновесия к равновесию Саха. Отметим, что повышение N_e сказывается на излучательном спектре аналогично понижению T_e, поскольку в обоих случаях падает степень ионизации плазмы.

Спектры полых ионов можно использовать для диагностики нагрева кластеров на стадии воздействия основного лазерного импульса. Естественно, что если регистрация спектров происходит без временного разрешения, то наблюдаемый спектр будет определяться не одним значением температуры, а целым непрерывным набором. Можно считать, что температура в процессе нагрева монотонно увеличивается в соответствии с увеличением дозы поглощенной лазерной энергии до некоторого максимального значения $T_{\max}$, и рассчитать интеграл светимости по времени, который будет зависеть от $T_{\max}$. После этого, варьируя $T_{\max}$, можно попытаться наилучшим образом описать длинноволновую часть наблюдаемого спектра. Для данного эксперимента наилучшее согласие было получено при $T_{\max} = 100$ эВ (рис. 3). Отметим, что программы [37–41], используемые для

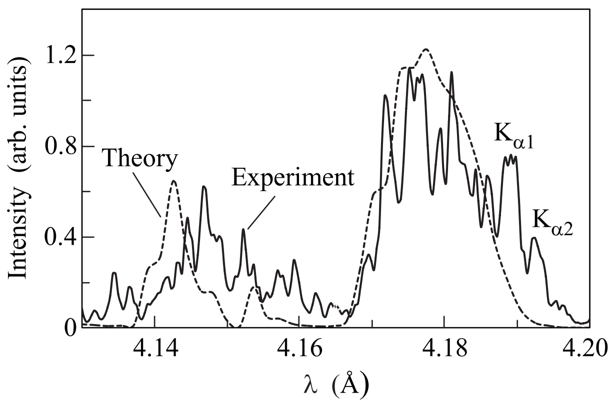

Рис. 3. Сопоставление экспериментального и расчетного спектров для области длин волн 4.13–4.20 Å

определения атомных констант (энергии уровней, вероятности радиационных и автоионизационных переходов, скорости столкновительных переходов), не предназначены для прецизионного расчета длин волн спектральных переходов. Поэтому отличия в расположении расчетных и экспериментальных пиков вполне понятны. Наиболее важной в данном случае является интегральная светимость плазмы в каждой из рассматриваемых спектральных структур.

Интересно сопоставить этот результат с полученным ранее для больших размеров кластеров. Напомним, что в [21] длинноволновая часть спектра хорошо моделировалась набором гораздо более низких температур (от 10 до 30 эВ). Это показывает, что при лазерно-капельном взаимодействии уже после окончания нагревающего импульса остается непрогретой плотная сердцевина кластера и средняя температура на этой стадии оказывается заметно ниже. Об этом также говорит и очень высокая интенсивность линий K_α, зарегистрированных в эксперименте [21], поскольку для их излучения необходимо одновременное присутствие горячих электронов и нейтральных атомов аргона. В условиях же лазерно-кластерного взаимодействия появление горячих электронов по времени совпадает с быстрой начальной ионизацией атомов аргона оптическим лазерным полем практически во всем объеме кластера. Другими словами, к моменту появления горячих электронов весь аргон уже ионизован и линия K_α излучаться не может. В спектрах, наблюдаемых в настоящей работе, не очень интенсивная линия K_α присутствует, что объясняется двумя причинами. Во-первых, размер кластера был несколько больше толщины скин-слоя (т.е. это не был случай чисто лазерно-кластерного взаимодействия). Во-вторых, линия K_α излучалась холодными кластерами, расположенными близко к фокальному пятну, в которые попадали быстрые электроны, сгенерированные в центральной области фокального пятна.

В [21] было показано, что коротковолновая часть спектра, приведенного на рис. 1b, определяется моментами времени, когда уже кластеры разлетелись и сформировали довольно однородный плазменный канал. Параметры плазмы на данной стадии ее эволюции могут быть определены по этой части спектра. Естественно, что, как и в предыдущем случае, нужно принять во внимание зависимость параметров плазмы от времени и моделировать интегральный по времени спектр суммой по крайней мере нескольких точек по плотности и температуре. Напомним, что в [21] спектр моделировался суммой двух плазм с температурами 2000 и 600 эВ. Для настоящего эксперимента также оказалось необходимым использование суммы двух плазм, но с заметно меньшими температурами 600 и 100 эВ (рис. 4). Отметим, что сделанное

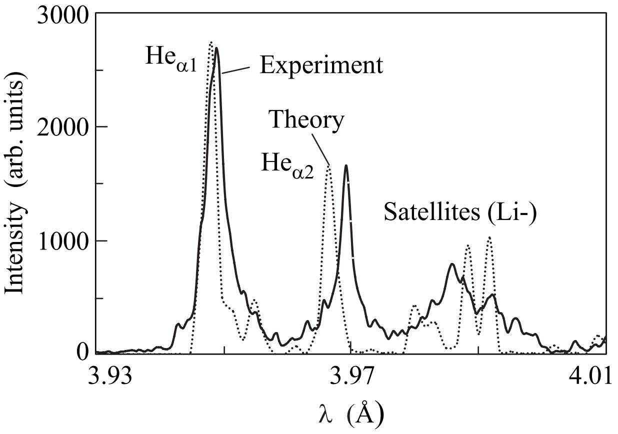

Рис. 4. Сопоставление экспериментального и расчетного спектров для области длин волн 3.93—4.01 Å

выше замечание по поводу точности расчета положения спектральных переходов в полной мере относится и к этому участку спектра.

Возникает вопрос: почему в условиях настоящего эксперимента, когда плотность потока лазерного излучения была выше, чем в [21], в результате сформировался плазменный канал с заметно меньшей температурой? Ответ на этот вопрос связан с наличием длинного заднего фронта нагревающего лазерного импульса, т.е. с так называемым послеимпульсом. Как было показано в [42, 43], формирование плазменного канала происходит неадиабатически и температура плазмы на этом этапе растет не только из-за термализации горячих электронов, но и за счет нагрева плазмы послеимпульсом. Повышение контраста лазерного импульса сказывается только на подавлении предымпульса и на послеимпульс не влияет. При использовании кластеров очень больших размеров плотные плазменные области с закритической плотностью остаются и к моменту окончания основного лазерного импульса. В результате послеимпульс эффективно поглощается и температура плазмы растет. При уменьшении размера кластеров эффективность поглощения послеимпульса падает, что и приводит к не столь сильному нагреву плазмы. Меньшее значение конечной температуры, достигаемое в условиях настоящего эксперимента, подтверждается анализом широкодиапазонного спектра, регистрируемого на рентгеновском ПЗС (см. рис. 1c). Если в [21] этот спектр соответствовал средней температуре 2000 эВ, то теперь он неплохо описывается температурой 300 эВ. Отметим, что при такой температуре интенсивность линии He$_\beta$ должна быть ниже уровня шумов, т.е. этой линии не должно наблюдаться, что и было зафиксировано в настоящем эксперименте.

4. Таким образом, проведенные в настоящей работе эксперименты позволили впервые исследовать различия, возникающие в излучательных рентгеновских спектрах аргоновых кластеров, возбуждаемых при лазерно-кластерном и лазерно-капельном взаимодействиях. На основании выполненных исследований можно сделать следующие выводы.

При лазерно-кластерном взаимодействии, в отличие от лазерно-капельного, одновременно происходит разогрев всех частей кластера. Получающаяся плазма является более однородной и на этом этапе обладает большей средней температурой.

Стадия взаимодействия с лазерным импульсом дает основной вклад в излучение плазмы в диапазоне длин волн между линиями K_α и O-подобными сателлитами. При этом основную роль играют спектры полых ионов. Чувствительность спектров полых ионов к параметрам плазмы позволяет использовать их для диагностики плазмы на этой стадии эволюции.

На этапе формирования плазменного канала (после окончания основного лазерного импульса) большую роль играет нагрев плазмы послеимпульсом. В связи с этим конечная температура плазмы заметно повышается при увеличении начального размера кластера, что обеспечивает более эффективное поглощение послеимпульса. Для диагностики параметров плазменного канала могут быть использованы спектральные линии He-подобных ионов и их Li-подобные сателлиты.

Работа поддержана грантами РФФИ # 10-02-91174-ГФЕН-а, 10-02-00345-а и Министерства энергетики США (контракт # DE-AC52-06NA25396).

1. S. Dobosz, M. Schmidt, M. Pedrix et al., JETP Letters **68**, 454 (1998).
2. S. Dobosz, M. Schmidt, M. Pedrix et al., JETP **88**, 1122 (1999).
3. G. C. Junkel-Vives, J. Abdallah, Jr, F. Blasco et al., Phys. Rev. A. **64**, 021201(R) (2001).
4. A. I. Magunov, T. A. Pikuz, I. Yu. Skobelev et al., JETP Letters, **74**, 375 (2001).
5. G. C. Junkel-Vives, J. Abdallah, Jr., F. Blasco et al., Phys. Rev. A., **66**, 033204 (2002).
6. G. C. Junkel-Vives, J. Abdallah, Jr., T. Auguste et al., Phys. Rev. E., **65**, 036410 (2002).
7. Y. Fukuda, Y. Akahane, M. Aoyama et al., JETP Lett. **78**, 146 (2003).
8. S. B. Hansen, A. S. Shlyaptseva, A. Ya. Faenov et al., Phys. Rev. E., **66**, 046412 (2002).
9. J. Abdallah, Jr., G. C. Junlel-Vives, A. Ya. Faenov et al., JQSRT, **81**, 3 (2003).
10. N. L. Kugland, C. G. Constantin, P. Neumayer et al., Appl. Phys. Lett., **92**, 241504 (2008).
11. N. L. Kugland, P. Neumayer, T. Doppner et al., Rev. Sci. Instr., **79**, 10E917 (2008).
12. A. Ya. Faenov, T. A. Pikuz, Y. Fukuda et al., Appl. Phys. Lett., **95**, 101107 (2009).
13. А. Я. Фаенов, Т. А. Пикуз, И. Фукуда и др., Письма в ЖЭТФ, **89**, 577 (2009).
14. Y. Hayashi, Y. Fukuda, A. Ya. Faenov et al., Jap. J. of Appl. Phys. **49**, 126401 (2010)
15. A. Ya. Faenov, J. Abdallah Jr., R. E. H. Clark et al., Proc. of SPIE-97 **3157**, 10 (1997).
16. А. М. Урнов, Ж. Дюбо, А. Я. Фаенов и др., Письма в ЖЭТФ **67**, 489 (1998).
17. F. Liu, L.-M. Chen, X.-X. Lin et al., Optics Express, **17**, 16379 (2009).
18. S. A. Gaillard, K. A. Flippo, M. E. Lowenstern et al., J. of Physics: Conference Series, **244** 022034 (2010).
19. L. M. Chen, F. Liu, W. M. Wang et al., Phys. Rev. Lett., **104**, 215004 (2010).
20. U. Zastrau, A. Sengebusch, P. Audebert et al., High Energy Density Physics, **7**, 47 (2011).
21. J. Colgan, J. Abdallah Jr., A. Ya. Faenov et al, High Energy Density Physics **7**, 77 (2011).
22. Y. Hayashi, A. S. Pirozhkov, M. Kando et al, Opt. Lett., **36**, 1614 (2011).
23. C. Liu, Z. Wang, W. Li et al., Opt. Lett. **35**, 3096 (2010).
24. А. С. Болдарев, В. А. Гасилов, А. Я. Фаенов, ЖТФ **74**, 10 (2004).
25. A. S. Boldarev, V. A. Gasilov, A. Ya. Faenov et al., Rev. Sci. Instrum **77**, 083112 (2006).
26. A. Ya. Faenov, S. A. Pikuz, A. I. Erko et al., Physica Scripta, **50**, 333(1994).
27. I. Yu. Skobelev, A. Ya. Faenov, B. A. Bryunetkin et al., JETP **81**, 692 (1995).
28. F. Blasco, C. Stenz, F. Salin et al., Rev. Sci. Instrum **72**, 1956(2001).
29. J. Colgan, J. Abdallah Jr., A. Ya. Faenov et al., Laser and Particle Beams **26**, 83 (2008).
30. J. Colgan, J. Abdallah Jr., A. Ya. Faenov et al, Phys. Scripta **78**, 015302 (2008).
31. A. Ya. Faenov, T. A. Pikuz, I. Yu. Skobelev et al., J. of Phys.: Conf. Series **163**, 012016 (2009).
32. F. B. Rosmej, A. Ya. Faenov, T. A. Pikuz et al., J. Phys. B., **32**, L107 (1999).
33. A. Ya. Faenov, A. I. Magunov, T. A. Pikuz et al., Phys. Scripta T **80**, 536 (1999).
34. Дж. Абдаллах мл., И. Ю. Скобелев, А. Я. Фаенов и др., Квантовая электроника **30**, 694 (2000).
35. F. B. Rosmej, U. N. Funk, M. Geissel et al., JQSRT **65**, 477 (2000).
36. И. Ю. Скобелев, А. Я. Фаенов, Т. А. Пикуз, В. Е. Фортов, УФН 2011 (в печати).

37. J. Abdallah, Jr., R. E. H. Clark, and R. D. Cowan, Los Alamos Manual No. LA 11436-M-I (1988).
38. S. Mazevet and J. Abdallah, Jr., J. Phys. B. **39**, 3419 (2006).
39. R. E. H. Clark, J. Abdallah, Jr., and J. B. Mann, Ap. J. **381**, 597 (1991).
40. N. H. Magee, J. Abdallah, Jr., J. Colgan et al., 14th Topical Conference on Atomic Processes in Plasmas (Eds: J. S. Cohen, S. Mazevet, and D. P. Kilcrease, AIP Conference Proceedings, New York, 2004), p. 168.
41. J. Colgan, J. Abdallah, Jr., C. J. Fontes et al., J. Phys. B. **43**, 144021 (2010).
42. А. Я. Фаенов, А. И. Магунов, Т. А. Пикуз и др., Письма в ЖЭТФ **86**, 204 (2007).
43. A. Ya. Faenov, A. I. Magunov, T. A. Pikuz et al, Laser and Particle Beams **26**, 69 (2008).