

# РЕНТГЕНСПЕКТРАЛЬНАЯ ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ, СОЗДАВАЕМОЙ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ С КЛАСТЕРНОЙ МИШЕНЬЮ

**И. Ю. Скобелев\***, **А. Я. Фаенов**, **А. И. Магунов**, **Т. А. Пикуз**

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

**А. С. Болдарев**, **В. А. Гасилов**

*Институт математического моделирования Российской академии наук  
125047, Москва, Россия*

**Дж. Абдаллах мл.\*\***, **Г. Джанкел-Вивс\*\***

*Лос-Аламосская национальная лаборатория  
Лос Аламос, Нью Мексико 87545, США*

**Т. Огюсте\*\*\***, **С. Добош\*\*\***, **П. д'Оливейра\*\*\***, **С. Юлэн\*\*\***, **П. Моно\*\*\***

*Исследовательский центр Сакле Комиссариата по атомной энергии  
91191 Жиф-сюр-Иветт, Франция*

**Ф. Бласко\*\*\*\***, **Ф. Дорчес\*\*\*\***, **Т. Кайо\*\*\*\***,  
**К. Бонт\*\*\*\***, **К. Стенц\*\*\*\***, **Ф. Салэн\*\*\*\***

*Университет Бордо  
33405, Таланс, Франция*

**П. А. Лобода**, **И. А. Литвиненко**, **В. В. Попова**, **Г. В. Байдин**

*Российский Федеральный ядерный центр ВНИИТФ  
456770, Снежинск, Челябинская обл., Россия*

**Б. Ю. Шарков**

*Институт теоретической и экспериментальной физики  
117259, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 26 декабря 2001 г.

PACS: 52.20.-j, 52.70.-m

\*E-mail: skobelev@orc.ru

\*\*J. Abdallah, Jr., G.C. Junkel-Vives, Los Alamos National Laboratory, P. P. Box 1663, Los Alamos, New Mexico 87545, USA.

\*\*\*T. Auguste, S. Dobosz, P. d'Oliveira, S. Hulin, P. Monot, CEA, Centre D'Études de Saclay, DSM/DRECAM, Service des

Photons, Atomes et Molécules, 91191 Gif-sur-Yvette, France.

\*\*\*\*F. Blasco, F. Dorchies, T. Caillaud, C. Bonte, C. Stenz, F. Salin, CELIA, Université Bordeaux, 33405 Talence, France.

С помощью методов рентгеновской спектроскопии определены параметры плазмы, создаваемой при взаимодействии сверхкоротких лазерных импульсов с кластерными мишенями. Исследовано влияние на характеристики плазмы как начальных свойств кластерной мишени (конструкция сверхзвукового сопла, средний размер кластеров, пространственная неоднородность), так и свойств лазерного импульса (длительность, контраст). Для диагностики плазмы использовалась предложенная ранее модель формирования излучательных спектров, включающая в себя целый ряд свободных параметров, варьирование которых позволяло достаточно точно воспроизводить экспериментально регистрируемые спектры. Проведенные систематические экспериментальные исследования показывают, что рассматриваемая модель нагрева кластеров сверхкороткими импульсами является действительно физической моделью, а используемые подгоночные параметры имеют смысл средних значений параметров плазмы в соответствующих пространственно-временных областях.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время особую актуальность приобрели исследования взаимодействия мощных сверхкоротких лазерных импульсов с кластерами [1–9]. Создание плазмы в кластерных мишенях объединяет основные механизмы плазмообразования в газовых и твердотельных мишенях под действием лазерного излучения (ионизация оптическим полем и резонансное поглощение). Экспериментально наблюдаемой особенностью взаимодействия лазерного излучения сверхкороткой длительности с кластерными мишенями является высокая эффективность его поглощения. Это свойство является особенно важным с точки зрения создания интенсивных источников рентгеновского излучения для микролитографии, медицинских и биомолекулярных исследований. К сожалению, полученные к настоящему времени экспериментальные результаты не являются систематическими, поскольку зависят от большого числа параметров лазерного импульса и используемых мишеней. Это серьезно затрудняет анализ различных физических процессов в образующейся плазме и возможность детальной проверки новых теоретических моделей [10, 11], учитывающих особенности формирования плазмы сверхкороткими импульсами.

В предыдущих работах [12–14] мы рассмотрели численную модель образования кластеров в сверхзвуковой газовой струе. Было показано, что детальные исследования двухфазных газодинамических процессов в сопле, формирующем струю, позволяют получить пространственные распределения всех параметров кластеров, необходимых для корректного расчета их нагрева сверхкороткими лазерными импульсами. Расчеты, проведенные для сопел различных конфигураций при разных значениях давления газа, показали, что в ряде случаев возможно формирование практически однородной кластеризованной мишени, в то время как в других случаях распре-

деления оказываются не только неоднородными, но даже немонотонными.

В этих же работах была предложена простая физическая модель нагрева кластерных мишеней фемтосекундными лазерными импульсами, имеющими предимпульс пикосекундной длительности, позволяющая сравнительно просто рассчитывать рентгеновский спектр излучения создаваемой плазмы. Главным условием применимости такой модели является выполнение соотношения

$$\tau_{prepulse} \leq \tau_{expansion}, \quad (1)$$

где  $\tau_{prepulse}$  — длительность лазерного предимпульса, а  $\tau_{expansion}$  — время жизни кластера. Выполнение условия (1) означает, что за время действия лазерного предимпульса кластеры успевают разрушиться лишь частично и к моменту прихода основного фемтосекундного импульса в созданной преплазме останутся плотные области, продолжающие эффективно поглощать лазерное излучение. Под действием основного импульса температура электронов в этих областях резко увеличивается (до нескольких килоэлектронвольт при плотностях потока порядка  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>), а после окончания основного импульса эти горячие электроны частично проникают в значительно более холодную (с температурой около 100–200 эВ) межкластерную преплазму. Таким образом, при расчете эмиссионного рентгеновского спектра плазмы, формирующейся в режиме  $\tau_{prepulse} \sim \tau_{expansion}$ , необходимо учитывать наличие менее плотной (с плотностью электронов  $N_{e1}$  меньше критической  $N_{e,cr}$ ) и более плотной (с плотностью  $N_{e2} \geq N_{e,cr}$ ) областей плазмы, нагретых до различных температур ( $T_{e1} < T_{e2}$ ). При этом в каждой области будет иметься фракция горячих электронов  $f_i$  со средней энергией  $E_0$ , существенно превышающей температуры  $T_{e1}$  и  $T_{e2}$ ,

причем относительное количество горячих электронов в плотной области  $f_2$  будет превышать их количество  $f_1$  в разреженной части плазмы. Как показывают простые оценки вероятностей столкновительной ионизации, для многозарядных ионов с  $Z \sim 10\text{--}20$  при типичных для фемтосекундных лазеров параметрах ( $\tau_{las} \sim 30\text{--}60$  фс,  $q_{las} \sim 10^{17}\text{--}10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>, контраст  $\sim 10^5$ ) ионизационное состояние плазмы в областях 1 и 2 будет примерно соответствовать ее электронной температуре, а влияние горячих электронов на ионизационное состояние в первом приближении можно не учитывать. Отсюда следует, что интегральный по времени спектр излучения плазмы, рассчитанный в рамках указанной модели, должен зависеть от восьми свободных параметров  $N_{e1}$ ,  $N_{e2}$ ,  $T_{e1}$ ,  $T_{e2}$ ,  $f_1$ ,  $f_2$ ,  $E_0$  и  $\alpha$  (отношение вкладов областей 1 и 2 в суммарный спектр), значения которых могут быть выбраны из сравнения модельного спектра с экспериментальным. При этом, исходя из физических представлений о формировании плазмы, следует ожидать, что их значения будут удовлетворять условиям:

$$N_{e1} < N_{e,cr} \leq N_{e2}, \quad T_{e1} < T_{e2} \ll E_0, \quad f_1 < f_2 \ll 1.$$

Более того, поскольку температура  $T_{e1}$  формируется за счет действия предимпульса с типичной плотностью потока  $\sim 10^{12}\text{--}10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>, ее значение должно составлять 100–200 эВ, а энергия горячих электронов  $E_0$ , сформированных в момент действия основного импульса, должна лежать в килоэлектронвольтовом диапазоне. Следует отметить, что соответствие ионизационного состояния плазмы температурам  $T_{e1}$  и  $T_{e2}$  является довольно грубым приближением, и его применимость зависит от значений электронной плотности  $N_{e1}$  и  $N_{e2}$ . В условиях, когда плотность плазмы невелика, ионизационное состояние плазмы не успевает за время действия предимпульса достичь стационарного значения, и величины  $T_{e1,2}$ , используемые при расчете излучательного спектра, будут отражать скорее ионизационную, чем электронную температуру плазмы. Поскольку  $N_{e1} < N_{e2}$ , в большей степени это замечание относится к области плазмы 1 и, соответственно, к физическому смыслу температуры  $T_{e1}$ .

В настоящей работе описанная выше модель (подробнее см. [13, 14]) была использована для интерпретации результатов экспериментов, выполненных для различных конструкций сверхзвукового сопла и различных параметров нагревающего лазерного импульса. Это позволило исследовать влияние на характеристики создаваемой плазмы как началь-

ных свойств кластерной мишени (средний размер кластера, пространственная неоднородность), так и свойств лазерного импульса (длительность, контраст). В большинстве описываемых ниже экспериментов в качестве рабочего вещества мишени использовался аргон, в некоторых случаях также применялись другие газы (CO<sub>2</sub>, Kr, Xe).

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ И МЕТОДИКИ РАСЧЕТОВ

При проведении экспериментов использовались две фемтосекундные лазерные установки Исследовательского центра Сакле (Франция) и Университета Бордо (Франция).

Первая из них представляла собой Ti:Sapphire-лазер УН10 с длиной волны 0.8 мкм и мощностью 10 ТВт [12]. Основной импульс лазера имел длительность 60 фс и энергию до 0.6 Дж, длительность предимпульса составляла порядка 1 пс при контрасте порядка  $10^5$ . Для фокусировки лазерного пучка на кластерную мишень использовалось внеосевое параболическое зеркало, диаметр пучка в фокальной плоскости составлял около 25 мкм, что позволяло иметь на мишени плотность потока до  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Вторая установка также являлась Ti:Sapphire-лазером несколько меньшей мощности (энергия основного импульса до 0.015 Дж при длительности от 20 фс) [15]. Особенностью этой установки являлась возможность варьирования длительности основного импульса в широких пределах от 20 фс до нескольких пикосекунд. Контраст также мог изменяться в пределах  $10^1\text{--}10^6$ . Внеосевое параболическое зеркало позволяло фокусировать лазерное излучение в пятно диаметром 12 мкм, что обеспечивало плотность потока до  $4 \cdot 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>.

В обоих случаях для создания кластерных мишеней использовались два варианта сверхзвукового сопла — сопло Лаваля и коническое сопло. Давление газа в клапане могло меняться вплоть до 100 атм. Использование различных давлений и конструкций сопла давало возможность в широких пределах изменять как средний размер формирующихся кластеров, так и характер пространственного распределения их концентрации в области взаимодействия.

Рентгеновское излучение плазмы регистрировалось одновременно несколькими спектрографами со сферически изогнутыми кристаллами слюды (радиусы изгиба 100 и 150 мм). Спектрографы устанавливались в схеме ФСПР-2Д (см. [16–18]) и были настроены на спектральные диапазоны, содержащие

резонансные переходы в He- и H-подобных ионах Ar XVII, XVIII. Спектральное разрешение составляло  $\lambda/\delta\lambda \sim 4000$  при пространственном разрешении не хуже 80 мкм. Спектры регистрировались либо на фотопленку, либо с помощью рентгеновской ПЗС-камеры.

Параметры кластерных мишеней рассчитывались с помощью программ, созданных в Институте математического моделирования РАН и подробно описанных ранее [13, 19–21].

Кинетические расчеты, необходимые для моделирования излучательных спектров плазмы, проводились на основе кодов, разработанных в Лос-аламосской лаборатории (США). При этом учитывались многозарядные ионы аргона с числом связанных электронов до  $m = 4$  и рассматривались все атомные конфигурации с главными квантовыми числами  $n < 6$ , включая автоионизационные состояния. Всего кинетическая матрица включала в себя 1500 уровней и учитывала все возможные радиационные, столкновительные и автоионизационные процессы. Скорости столкновительных процессов рассчитывались с использованием модельной функции распределения электронов [22, 23], включающей в себя горячую компоненту со средней энергией  $E_0 = 5$  кэВ. Эмиссионные спектры вычислялись для наблюдавшихся экспериментально спектральных областей по результатам кинетического расчета в рамках описанной выше упрощенной модели динамики плазмы. Форма контуров спектральных линий при этом или считалась инструментальной, или рассчитывалась с учетом штарковского и доплеровского механизмов уширения.

Контурные спектральных линий ионов аргона определялись с учетом штарковского сдвига в ионном микрополе, ударного уширения за счет упругих столкновений электронов с ионами и доплеровского уширения [24]. Последнее учитывалось совместно со спектральным разрешением посредством введения эффективной температуры ионов. Использовалась функция распределения ионного микрополя с учетом ионных корреляций и дебаевского экранирования [25–28].

### 3. ВЛИЯНИЕ СВОЙСТВ КЛАСТЕРНОЙ МИШЕНИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛАЗМЫ

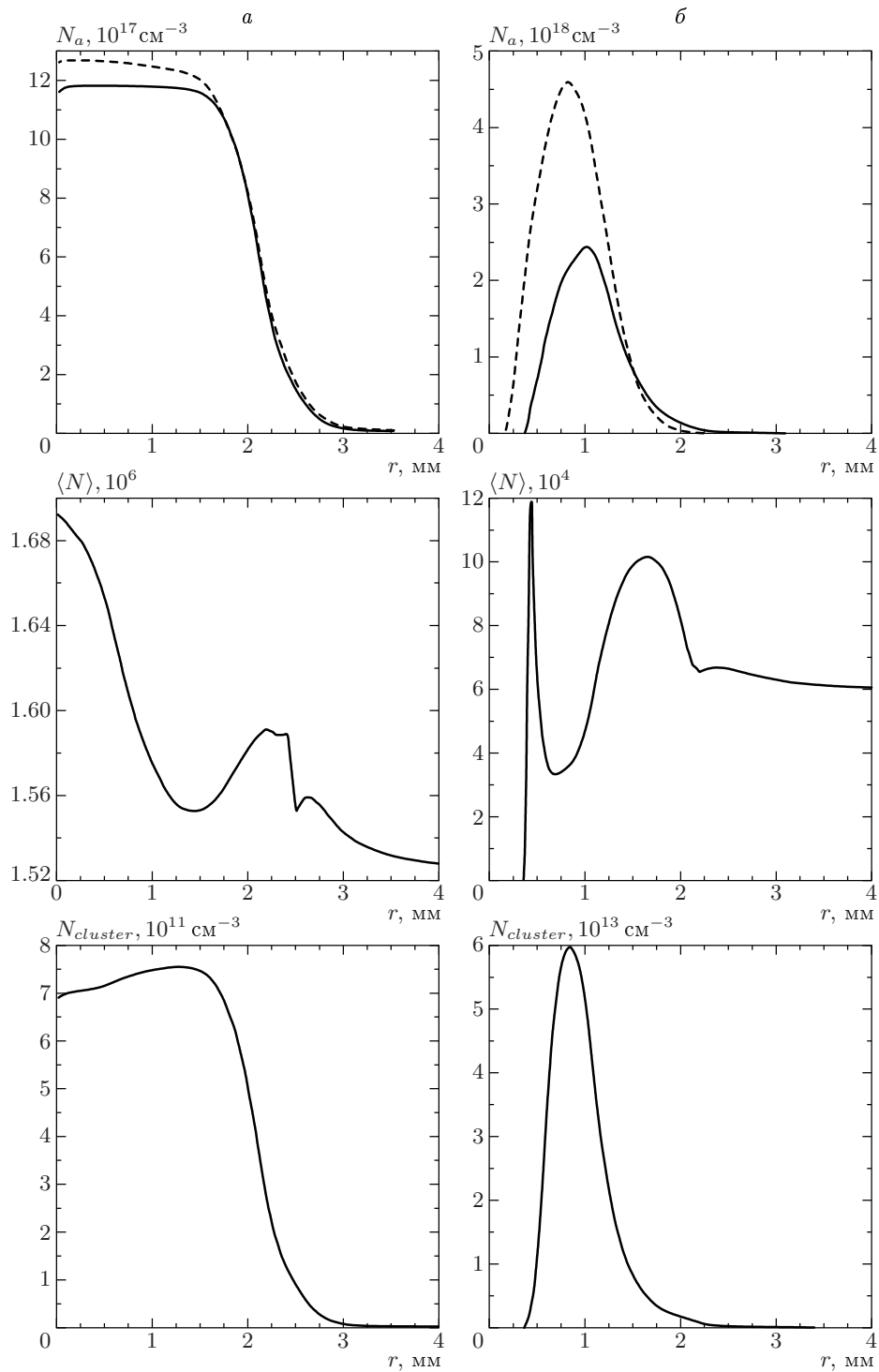
Выполненные в настоящей работе расчеты кластерообразования в сверхзвуковой газовой струе показывают, что основными факторами, влияющими

на свойства получаемой кластерной мишени, помимо типа используемого газа являются давление в клапане и конструкция сопла. При этом, если начальное давление газа влияет на свойства кластеров достаточно очевидным образом (с ростом давления растет средний размер кластеров), изменение конструкции сопла может приводить к менее очевидным последствиям. Нами были проделаны расчеты для двух конструкций: сопла Лавалья, традиционно использовавшегося для формирования кластеросодержащих струй, и конического сопла. Оказалось, что при прочих равных условиях использование конического сопла позволяет получать кластеры существенно большего размера и с более равномерным пространственным распределением их концентрации поперек газовой струи.

Начальные свойства кластерной мишени естественно должны влиять на излучательные характеристики и параметры создаваемой лазерной плазмы. В данном разделе мы сначала рассмотрим влияние неоднородности мишени (разд. 3.1), а затем среднего размера кластеров (разд. 3.2) на свойства кластерной лазерной плазмы.

#### 3.1. Влияние неоднородности распределения концентрации кластеров в газовой струе на излучательные свойства лазерной плазмы

На рис. 1 приведены результаты расчета параметров кластеров в газовой струе, выходящей из конического сопла и сопла Лавалья. Координата  $r$  на этом рисунке означает направление поперек газовой струи, т. е. направление распространения лазерного импульса в кластерно-лазерном эксперименте. Из рисунка видно, что при использовании сопла Лавалья мы имеем сильно неоднородную вдоль оси лазерного пучка мишень: распределения концентрации кластеров так же, как и средней плотности кластеризованных атомов, имеют локальные минимумы на оси газовой струи ( $r = 0$ ), а их максимальные значения достигаются на расстояниях  $r \sim 1$  мм от оси. Это означает, что если лазерный импульс распространяется перпендикулярно оси газовой струи, то на его пути имеются две области с максимальной плотностью кластеров, между которыми располагается область пониженного кластерообразования. Согласно нашим расчетам, расстояние между плотными областями должно составлять величину порядка 2 мм. В результате нагрева такой неоднородной мишени должна образоваться плазма с неоднородными распределениями плотности и температу-



**Рис. 1.** Результаты расчетов кластерообразования для конического сопла (а) и сопла Лаваля (б) на расстоянии 1.5 мм от выхода из сопла. Приведены значения плотности кластеризованных атомов в мишени,  $N_a$ , среднего числа атомов в кластере,  $\langle N \rangle$ , и плотности кластеров  $N_{cluster}$  для аргона (сплошные линии) и криптона (штриховые линии). Начальное давление газа в клапане 40 атм

ры, а следовательно, и с неоднородной светимостью. Качественно характер неоднородности светимости должен соответствовать начальному распределению концентрации кластеров, определяющей эффективность их взаимодействия с лазерным импульсом. Однако, поскольку светимость является функцией не только плотности, но и температуры плазмы, а температура зависит от потока лазерного излучения, то при фокусировке лазера на ось газовой струи лазерный поток будет уменьшаться при удалении в обе стороны от точки  $r = 0$ . Это должно приводить к тому, что распределение светимости плазмы будет более «прижато» к оси струи, чем распределение концентрации кластеров. Другими словами, следует ожидать, что расстояние между двумя максимумами светимости будет несколько меньше, чем расстояние между максимумами концентрации кластеров.

Приведенные выше рассуждения иллюстрируются экспериментальными результатами, полученными при использовании сопла Лаваля и конического сопла на установках в Бордо и Сакле [15, 29]. В качестве рабочих газов в данном случае помимо Ag применялись также Kr, Xe и  $\text{CO}_2$ , а кроме регистрации с пространственным разрешением светимости плазмы в различных спектральных линиях с помощью рентгеновских камер-обскур регистрировалась также ее светимость в непрерывном (тормозном и фоторекombинационном) излучении. Полученные экспериментальные результаты приведены на рис. 2. Видно, что пространственные распределения светимости плазмы действительно имеют немонотонный характер и расстояние между максимумами составляет примерно 0.5–1 мм, что несколько меньше расстояния между максимумами в распределении концентрации кластеров. Отметим, что совпадение результатов, получаемых при использовании различных спектральных линий различных ионов, означает, что немонотонность свечения связана с такими грубыми плазменными параметрами, как ее температура и плотность, а не является проявлением тонких особенностей поуровневой кинетики конкретного иона.

Газодинамические расчеты образования кластеров в коническом сопле (см. рис. 1) показали, что в этом случае распределение кластеров на выходе из сопла является практически однородным. В этом случае можно ожидать, что светимость плазмы будет максимальна на оси газовой струи (там, где максимален лазерный поток) и будет плавно уменьшаться при удалении от точки  $r = 0$ . Это также было подтверждено экспериментально, соответствующие этому случаю спектрограммы и денситограммы при-

ведены на рис. 2.

Из проведенных теоретических и экспериментальных исследований следует, что для большинства задач использование конического сопла для формирования кластерной мишени является предпочтительным, поскольку позволяет, во-первых, создать более однородную мишень и, во-вторых, сформировать кластеры существенно большего размера. При этом использование длиннофокусных объективов позволяет легко получить очень протяженный ( $\sim 4\text{--}6$  мм) плазменный объект. На рис. 3, например, приведены результаты, полученные для  $\text{CO}_2$ - и Xe-кластеров с помощью интерферометрии и рентгеновской камеры-обскуры. Видно, что достаточно однородные плазменные строчки в данном случае имели длину около 4 мм при ширине менее 0.7 мм.

### 3.2. Влияние среднего размера кластеров на параметры плазмы

Рассмотренная выше упрощенная модель лазерно-кластерного взаимодействия позволяет сделать некоторые качественные выводы относительно изменения параметров плазмы при увеличении среднего размера кластеров. В соответствии с этой моделью увеличение размера кластеров главным образом должно сказаться на возрастании роли плотных плазменных областей, поскольку теперь меньшая часть кластера будет разрушаться лазерным предимпульсом. Это должно приводить, во-первых, к увеличению фракции горячих электронов, образующихся при взаимодействии основного фемтосекундного импульса с плотной плазмой, и, во-вторых, к росту средних плотностей  $N_{e2}$  и, в меньшей степени,  $N_{e1}$ . В свою очередь, рост средней плотности будет уменьшать время установления ионизационного равновесия, и по мере роста  $N_{e2}$  и  $N_{e1}$  значения ионизационной температуры будут приближаться к соответствующим значениям температуры электронов, т. е. также увеличиваться.

Перечисленные выше качественные выводы подтверждаются результатами численного моделирования излучательных спектров аргоновой плазмы, получаемой при взаимодействии фемтосекундного лазерного импульса с кластерами различного размера [30]. Для получения наиболее однородной кластерной мишени в данном случае использовалось коническое сопло, а изменение среднего размера кластеров проводилось посредством изменения начального давления газа в клапане в диапазоне 15–100 атм. Как показывают расчеты кластерообра-

**Рис. 2.** Измерение пространственного распределения светимости с помощью спектрографа с одномерным пространственным разрешением для сопла Лаваля и конического сопла при экспериментах с  $\text{CO}_2$ - (а) и аргоновыми (б) кластерами

зования, среднее число атомов в кластере при этом менялось от  $2 \cdot 10^5$  до  $2 \cdot 10^7$ . Параметры плазмы, определенные подгонкой модельных спектров к наблюдаемым, приведены в табл. 1, а качество подгонки хорошо видно из рис. 4, где показаны экспериментальные спектры, полученные при давлениях 30 и 100 атм, вместе с результатами численного моделирования.

Из табл. 1 видно, что при начальном давлении газа 100 атм в плотных областях плазмы присутствует значительное (с концентрацией  $2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) количество горячих электронов. Поскольку скорость ионизации He-подобного Ar XVII такими электронами составляет (при  $E_0 = 5 \text{ кэВ}$ )

$$\langle v\sigma_{ion}(\text{Ar XVII} - \text{Ar XVIII}) \rangle \sim 10^{-11} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1},$$

при времени жизни плотных областей порядка 1 пс

в них должно образоваться заметное количество H-подобных ионов Ar XVIII:

$$N(\text{Ar XVIII})/N(\text{Ar XVII}) \approx 2 \cdot 10^{-4},$$

которые могут быть обнаружены посредством регистрации линии  $\text{Ly}_\alpha$ . Так как скорости возбуждения переходов  $1s^2 \ ^1S_0 - 1s2p \ ^1P_1$  и  $1s \ ^2S - 2p \ ^2P$  горячими электронами равны по порядку величины, интенсивность линии  $\text{Ly}_\alpha$  при этом будет весьма малой (приблизительно  $2 \cdot 10^{-4}$  от интенсивности линии  $\text{He}_\alpha$ ), но все-таки достаточной для регистрации с помощью ПЗС-камеры с большим динамическим диапазоном. В связи с этим нами были выполнены специальные эксперименты [31] по регистрации спектра излучения в области  $\lambda = 3.7 - 3.8 \text{ \AA}$  (длины волн компонент  $\text{Ly}_{\alpha 1}$  и  $\text{Ly}_{\alpha 2}$  иона Ar XVIII составляют соответственно 3.73110 и 3.73652  $\text{ \AA}$ ). В полном соответствии со сделанными выше оценками в слу-

**Рис. 3.** Кластерная плазма, создаваемая при использовании длиннофокусного объектива для фокусировки лазерного излучения и конического сопла [20]: *a* — рентгеновские обскурограммы, *b* — интерферограммы, *c* — распределение электронной плотности

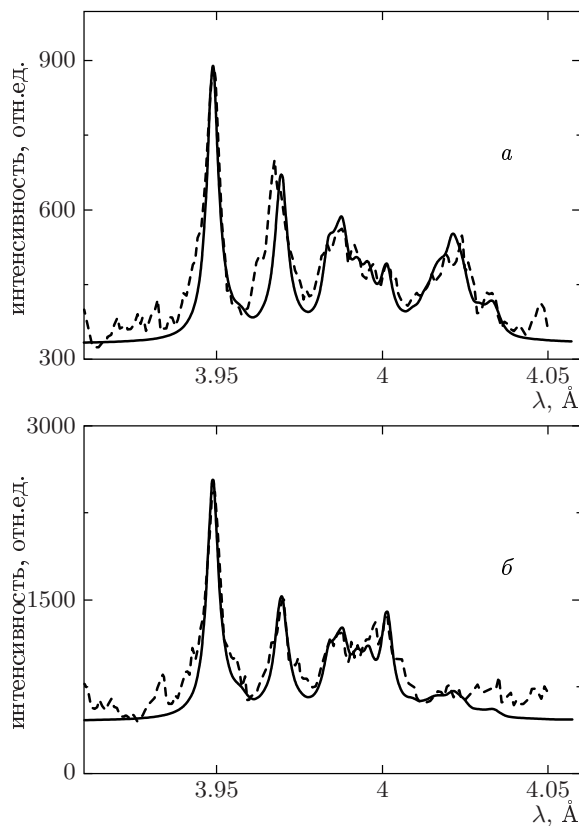
**Таблица 1.** Влияние среднего размера аргоновых кластеров на параметры плазмы

Давление газа, атм	Среднее число атомов в кластере	Разреженная плазма (область 1)			Плотная плазма (область 2)		
		$T_{e1}$ , эВ	$N_{e1}$ , см <sup>-3</sup>	$f_1 N_{e1}$ , см <sup>-3</sup>	$T_{e2}$ , эВ	$N_{e2}$ , см <sup>-3</sup>	$f_2 N_{e2}$ , см <sup>-3</sup>
15	$2 \cdot 10^5$	100	$5 \cdot 10^{19}$	$1.5 \cdot 10^{13}$	215	$3 \cdot 10^{20}$	$0.9 \cdot 10^{17}$
30	$10^6$	160	$5 \cdot 10^{19}$	$5 \cdot 10^{13}$	230	$5 \cdot 10^{20}$	$3.5 \cdot 10^{17}$
70	$7 \cdot 10^6$	140	$2 \cdot 10^{20}$	$2 \cdot 10^{14}$	230	$2 \cdot 10^{21}$	$6 \cdot 10^{17}$
100	$1.6 \cdot 10^7$	195	$1.5 \cdot 10^{21}$	$1.2 \cdot 10^{17}$	400	$2 \cdot 10^{21}$	$2 \cdot 10^{19}$

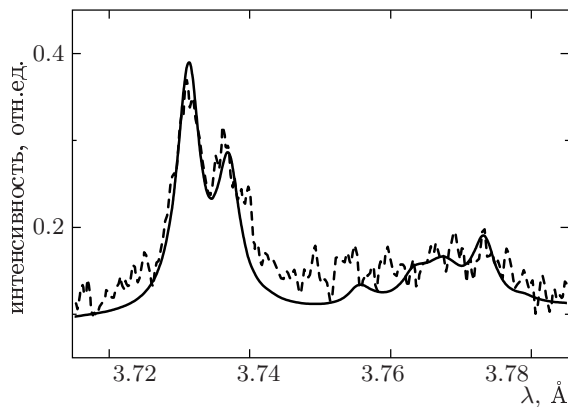
чае начального давления газа 100 атм нами был зарегистрирован довольно слабый спектр излучения резонансной линии H-подобного аргона (см. рис. 5). Интенсивности линий  $Lu_\alpha$  и  $He_\alpha$  при этом составили соответственно величины порядка 0.2 и 2000 отн.

ед., т. е. их отношение было приблизительно равно  $10^{-4}$ , что очень близко к ожидаемому отношению концентраций H- и He-подобных ионов. При меньших давлениях газа, т. е. при меньшем размере кластеров, линию  $Lu_\alpha$  зарегистрировать не удалось.





**Рис. 4.** Примеры моделирования спектров в области линии  $\text{He}_\alpha$  иона  $\text{Ar XVII}$  для давлений газа 30 (а) и 100 атм (б) (значения параметров плазмы приведены в табл. 1). Сплошные кривые — модельные спектры, штриховые кривые — экспериментальные спектры



**Рис. 5.** Спектр излучения резонансной линии  $\text{Ly}_\alpha$  H-подобного иона  $\text{Ar XVIII}$ , наблюдавшийся при давлении газа 100 атм (штриховая кривая) и результат моделирования (сплошная кривая) для значений параметров плазмы, приведенных в табл. 1

#### 4. ВЛИЯНИЕ СВОЙСТВ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛАЗМЫ

В этом разделе мы рассмотрим влияние длительности и контраста лазерного импульса на параметры создаваемой им плазмы.

##### 4.1. Изменение параметров плазмы при изменении контраста фемтосекундного лазерного импульса

Из рассматриваемой упрощенной модели взаимодействия следует, что изменение контраста лазерного импульса будет сказываться главным образом на температуре создаваемой плазмы и на плотности плазмы в ее наиболее плотных областях (т. е. на величине  $N_{e2}$ ). При этом увеличение контраста должно, очевидно, сопровождаться уменьшением температуры, поскольку плотность потока лазерного излучения в предимпульсе уменьшается, а величина  $N_{e2}$ , наоборот, должна увеличиваться, в связи с тем, что все меньшая часть кластера будет разрушаться предимпульсом.

Для проверки этих качественных соображений была проведена серия экспериментов, в которых энергия и длительность основного фемтосекундного импульса так же, как средний размер кластеров, были фиксированы, а контраст изменялся в достаточно широких пределах

$$q_{\text{pulse}}/q_{\text{prepulse}} = 5 \cdot 10^1 - 5 \cdot 10^3$$

(см. [32]). Длительность основного импульса при этом составляла 45 фс. Для формирования кластеров использовалось коническое сопло с начальным давлением газа 63 атм, область взаимодействия располагалась на расстоянии 1.5 мм от выхода из сопла. Параметры плазмы, как и в предыдущем случае, определялись подгонкой модельного спектра к результатам наблюдения эмиссии плазмы в области линии  $\text{He}_\alpha$   $\text{Ar XVII}$ . Из полученных результатов, приведенных в табл. 2, хорошо видно, что при увеличении контраста температура плазмы монотонно падает, а плотность  $N_{e2}$  увеличивается, причем при контрасте  $\geq 10^3$  значения превышают критическую плотность  $N_{e,cr} = 1.7 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ . Отметим, что последний результат согласуется с исследовавшимся ранее случаем взаимодействия сверхкоротких импульсов с твердотельными мишенями [33–35], где плазма сверхкритической плотности также наблюдалась лишь при высоких контрастах лазерного импульса.

Таблица 2. Влияние контраста лазерного импульса на параметры плазмы

Контраст	50	100	350	1000	5000	$\gg 5000$
$T_{e2}$ , эВ	250	222	215	215	205	215
$N_{e2}$ , см <sup>-3</sup>	$3 \cdot 10^{20}$	$5 \cdot 10^{20}$	$2 \cdot 10^{21}$	$5 \cdot 10^{21}$	$7 \cdot 10^{21}$	$2 \cdot 10^{22}$
$f_2 N_{e2}$ , см <sup>-3</sup>	$5.1 \cdot 10^{17}$	$3.5 \cdot 10^{17}$	$1.4 \cdot 10^{18}$	$8.5 \cdot 10^{17}$	$1.2 \cdot 10^{18}$	$3.4 \cdot 10^{18}$

#### 4.2. Влияние длительности лазерного импульса на спектр рентгеновского излучения и параметры кластерной плазмы

При исследовании влияния длительности импульса на параметры создаваемой плазмы была зафиксирована энергия лазерного импульса (на уровне 15 мДж), так что изменение длительности в пределах 45 фс–1.1 пс сопровождалось соответствующим изменением плотности потока лазерного излучения от  $10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> до  $3 \cdot 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>. Как и в предыдущем случае, для создания кластеров использовалось коническое сопло с начальным давлением аргона 60 атм.

Параметры плазмы, определенные подгонкой модельного спектра излучения линии He $_{\alpha}$  иона Ar XVII и ее диэлектронных сателлитов к результатам наблюдения, приведены в табл. 3. Как показывает анализ скоростей возбуждения уровней многозарядных ионов аргона тепловыми и горячими электронами, даже небольшое количество горячих электронов с энергией  $E_0 = 5$  кэВ вносит существенный вклад не только в возбуждение сателлитов, но и в саму резонансную линию. Поскольку  $E_0$  составляет величину порядка потенциала ионизации He-подобного иона Ar XVII, такие электроны должны также эффективно возбуждать и ридберговские состояния этого иона  $1snp^1P_1$  с  $n > 2$ , радиационный распад которых приводит к излучению высших членов резонансной серии He-подобного аргона. Настройка одного из спектрографов на диапазон 3.0–3.4 Å, содержащий линии  $1snp^1P_1-1s^2^1S_0$  с  $n > 2$ , позволила нам зарегистрировать в пятом порядке отражения от кристалла указанные линии для  $n = 3-10$ . Пример полученной спектрограммы приведен на рис. 6а.

Наблюдение ридберговских переходов дает возможность проведения независимой дополнительной диагностики плазмы, поскольку форма контуров таких линий достаточно сильно зависит от плотности плазмы и в меньшей степени от ее температуры. В настоящей работе (см. также [36]) мы использовали данные линии для проверки правильности опре-

деления параметров плазмы описанным выше методом, т.е. по спектру резонансной линии и ее сателлитов. Для этого контуры ридберговских переходов рассчитывали для параметров плазмы, приведенных в табл. 3, учитывая наличие двух пространственных областей. Контуры спектральных линий Ar XVII определялись с учетом штарковского сдвига в ионном микрополе, ударного уширения за счет упругих столкновений электронов с ионами и доплеровского уширения [24]. Последнее принималось во внимание совместно со спектральным разрешением, что соответствовало эффективной температуре ионов  $T_i = 2$  кэВ. Использовалась функция распределения ионного микрополя с учетом ионных корреляций и дебаевского экранирования [25–28].

Как видно из рис. 6б, результаты независимых расчетов с выбранными значениями параметров плазмы хорошо воспроизводят экспериментальные данные. Из них следует, что с уменьшением длительности лазерного импульса увеличивается электронная плотность плазмы, дающей основной вклад в наблюдаемый спектр. Кроме того, для более коротких длительностей уменьшается относительный вклад докритической электронной плотности (см. также [36]). При увеличении длительности импульса до значений порядка 1 пс поглощение лазерного излучения происходит одновременно с распадом кластеров, поэтому величина доминирующей электронной плотности излучающей плазмы уменьшается. При всех длительностях температура электронов остается аномально низкой и недостаточной для ионизации и эффективного возбуждения уровней He-подобного иона аргона, так что наблюдаемое свечение линий может быть обусловлено только заселением ридберговских уровней при возбуждении малой долей горячих электронов. Поскольку процесс установления общей электронной температуры происходит достаточно медленно (особенно при газовых плотностях), влияние горячих электронов на кинетику релаксации плазмы может проявляться дольше длительности лазерного импульса.

Таким образом, предложенная нами модель на-

Таблица 3. Влияние длительности лазерного импульса на параметры плазмы

$\tau_{las}, \text{ фс}$	Разреженная плазма (область 1)			Плотная плазма (область 2)		
	$T_{e1}, \text{ эВ}$	$N_{e1}, \text{ см}^{-3}$	$f_1 N_{e1}, \text{ см}^{-3}$	$T_{e2}, \text{ эВ}$	$N_{e2}, \text{ см}^{-3}$	$f_2 N_{e2}, \text{ см}^{-3}$
1100	130	$3 \cdot 10^{19}$	$3 \cdot 10^{11}$	200	$3 \cdot 10^{21}$	$9 \cdot 10^{17}$
700	130	$3 \cdot 10^{19}$	$9 \cdot 10^{12}$	215	$4 \cdot 10^{21}$	$1.2 \cdot 10^{18}$
45	130	$3 \cdot 10^{19}$	$3 \cdot 10^{12}$	200	$10^{22}$	$7 \cdot 10^{17}$

грева кластеров сверхкоротким лазерным импульсом правильно описывает не только интенсивности резонансных линий и их спутанных структур, но и контуры спектральных переходов с ридберговских уровней He-подобного иона аргона. Результаты измерений и проведенных расчетов показывают, что уменьшение длительности лазерного импульса приводит к росту электронной плотности плазмы. Основной вклад в выход рентгеновского излучения дает плазма со сверхкритической плотностью электронов.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

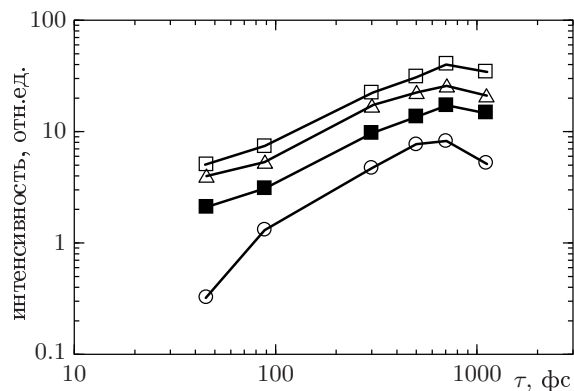
Предложенная ранее [12–14] модель формирования излучательных спектров плазмы, создаваемой при взаимодействии фемтосекундных лазерных импульсов с кластерами, включает в себя целый ряд свободных параметров, варьирование которых позволяет достаточно точно воспроизводить экспериментально регистрируемые спектры. Однако, для того чтобы эти свободные параметры имели не только математический, но и физический смысл, их значения должны меняться логичным образом при изменении условий лазерно-кластерного взаимодействия. Систематические экспериментальные исследования, проведенные в настоящей работе для кластеров различной величины при различных длительностях и контрастах лазерного импульса, показывают, что это действительно так. Как отмечено выше, во всех исследовавшихся ситуациях изменение параметров взаимодействия приводило к прогнозируемому из наглядных физических соображений изменению значений свободных параметров. Таким образом, рассматриваемая нами модель нагрева кластеров сверхкороткими импульсами является действительно физической моделью, а используемые подгонные параметры имеют смысл средних значений параметров плазмы в соответствующих пространственно-временных областях.

Проведенные исследования позволяют также сделать некоторые выводы относительно использования лазерно-кластерной плазмы в прикладных задачах.

Так, например, при создании рентгенолитографического источника особенно важным является оптимизация условий нагрева с целью повышения его яркости. Как показывают результаты наших измерений, приведенные на рис. 7, яркость является немонотонной функцией длительности лазерного импульса. Положение максимума при этом зависит от размера кластеров и лазерного контраста, и для условий экспериментов, результаты которых показаны на рис. 7, оптимальная длительность составляет около 700 фс.

Поскольку лазерно-кластерное взаимодействие в режиме  $\tau_{prepulse} \sim \tau_{expansion}$  позволяет получить сильно недоионизованную плазму, такой плазменный источник может успешно использоваться для получения лазерной генерации на рентгеновских переходах в многозарядных Ne- и Ni-подобных ионах, так как здесь естественным образом реализуются условия, оптимальные для достижения больших абсолютных значений инверсной заселенности уровней (см., например, [37–40]). В этом случае важным становится создание достаточно протяженного и как можно более однородного плазменного образования. Как было показано в разд. 3.1, однородная протяженная плазма может быть получена при применении для формирования кластерной мишени конического сопла. Однако следует отметить, что при нагреве кластеров лазерным импульсом низкого контраста даже использование однородной мишени может не позволить получить однородную плазму. Это связано с тем, что при низком контрасте плотность мощности предимпульса в фокальной плоскости оказывается настолько большой, что предимпульс полностью разрушает кластеры, расположенные вблизи оси газовой струи. В этом случае, как и при использовании неоднородной кластерной мишени, может

**Рис. 6.** *a* — Спектрограмма ридберговских переходов Не-подобного иона Ar; *б* — сопоставление измеренного спектра Ar-плазмы (тонкие линии) с результатами модельного расчета (толстые линии) для переходов  $n^1P_1-1^1S_0$  ( $n \geq 5$ ) Ar XVII при длительностях импульса 1.1 пс, 700 фс и 45 фс



**Рис. 7.** Зависимость интенсивности излучения в линиях He-подобного иона Ar XVII от длительности лазерного импульса с фиксированной энергией для линий He $\alpha_1$  (□), He $\alpha_2$  (Δ), He $\beta$  (■), He $\delta$  (○)

**Рис. 8.** Пространственное распределение светимости плазмы CO $_2$ -кластеров при использовании лазерных импульсов высокого и низкого контрастов

образоваться плазма с ярко выраженной неоднородностью (см. рис. 8). Таким образом, только при применении импульсов высокого контраста и однородно сформированной кластерной мишени может быть получена плазма, оптимальная для использования в задачах создания рентгеновских лазеров.

Настоящая работа частично поддержана Министерством энергетики США, Европейским фондом развития региональной экономики (Fond Européen de Développement Economique Régional and Conseil Régional d'Aquitaine (France)), грантом НАТО PST.CLG.977637, грантом CRDF RP1-2328-ME-02 и грантом INTAS 2001-1B-233.

## ЛИТЕРАТУРА

1. T. Ditmire, T. Donnelly, A. M. Rubenchik, R. W. Falcone, and M. D. Perry, *Phys. Rev. A* **53**, 3379 (1996).
2. T. Ditmire, J. Zewelback, V. P. Yanovsky, T. E. Cowan, G. Hays, and K. B. Wharton, *Nature* **398**, 490 (1999).
3. A. McPherson, B. D. Tompson, A. B. Borisov, K. Boyer, and C. K. Rhodes, *Nature* **370**, 631 (1994).
4. T. Ditmire, R. A. Smith, J. W. G. Smith, and M. H. R. Hutchinson, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3121 (1997)
5. T. Ditmire, J. W. G. Tisch, E. Springate, M. B. Mason, N. Hay, J. P. Marangos, and M. H. R. Hutchinson, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2732 (1997).
6. J. Zewelback, R. A. Smith, T. E. Cowan, G. Hays, K. B. Wharton, V. P. Yanovsky, and T. Ditmire, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 2634 (2000).
7. E. Parra, T. Alexeev, J. Fan, K. Y. Kim, S. J. McNaught, and H. M. Milchberg, *Phys. Rev. E* **62**, 35931 (2000).
8. E. Lamour, S. Dreuil, J.-C. Gauthier, O. Gobert, P. Meynadier, D. Normand, M. Pedrix, C. Prigent, J. M. Ramillon, J.-P. Rozet, and D. Vernhet, in *Proc. of SPIE* 4504 — 97 (2001).
9. J.-P. Rozet, M. Cornille, S. Dobosz, J. Dubau, J.-C. Gauthier, S. Jacquemot, E. Lamour, M. Lezius, D. Normand, M. Schmidt, and D. Vernhet, *Physica Scripta T* **92**, 113 (2001).
10. I. Last and J. Jortner, *Phys. Rev. A* **62**, 013201 (2000).
11. V. P. Krainov and A. S. Roshchupkin, *J. Phys. B* **34**, L297 (2001).
12. Т. Аугусте, П. Д'Оливейра, С. Хулин, П. Моно, Дж. Абдаллах мл., А. Я. Фаенов, И. Ю. Скобелев, А. И. Магунов, Т. А. Пикуз, *Письма в ЖЭТФ* **72**, 54 (2000).
13. И. Ю. Скобелев, А. Я. Фаенов, А. И. Магунов, Т. А. Пикуз, А. С. Болдарев, В. А. Гасилов, Дж. Абдаллах мл., Г. Джанкел-Вивс, Т. Аугусте, П. Д'Оливейра, С. Хулин, П. Моно, Ф. Бласко,

- Ф. Дорчес, Т. Каилло, К. Бонте, К. Стенц, Ф. Салин, Б. Ю. Шарков, *ЖЭТФ* **121**, 88 (2002).
14. J. Abdallah Jr., A. Ya. Faenov, I. Yu. Skobelev, A. I. Magunov, T. A. Pikuz, T. Auguste, P. D'Oliveira, S. Hulin, and P. Monot, *Phys. Rev. A* **63**, 032706-1 (2001).
  15. К. Стенц, В. Багно, Ф. Бласко, Ж. Р. Роше, Ф. Салин, А. Я. Фаенов, А. И. Магунов, Т. А. Пикуз, И. Ю. Скобелев, *КЭ* **30**, 721 (2000).
  16. И. Ю. Скобелев, А. Я. Фаенов, Б. А. Брюнеткин, В. М. Дякин, Т. А. Пикуз, С. А. Пикуз, Т. А. Шелковенко, В. М. Романова, *ЖЭТФ* **108**, 1263 (1995).
  17. Т. А. Pikuz, А. Ya. Faenov, S. A. Pikuz, V. M. Romanova, and T. A. Shelkovenko, *J. X-Ray Science and Techn.* **5**, 323 (1995).
  18. В. К. F. Young, A. L. Osterheld, D. F. Price, R. Shepherd, R. E. Stewart, A. Ya. Faenov, A. I. Magunov, T. A. Pikuz, I. Yu. Skobelev, F. Flora, S. Bollanti, P. Di Lazzaro, T. Letardi, A. Grilli, L. Palladino, A. Reale, A. Scafati, and L. Reale, *Rev. Sci. Instrum.* **69**, 4049 (1998).
  19. А. С. Болдарев, В. А. Гасилов, Ф. Бласко, Ф. Дорчес, К. Бонте, К. Стенц, Ф. Салин, А. Я. Фаенов, Т. А. Пикуз, А. И. Магунов, И. Ю. Скобелев, *Письма в ЖЭТФ* **73**, 583 (2001).
  20. G. C. Junkel-Vives, J. Abdallah, Jr., T. Auguste, P. D'Oliveira, S. Hulin, P. Monot, S. Dobosz, A. Ya. Faenov, A. I. Magunov, T. A. Pikuz, I. Yu. Skobelev, A. S. Boldarev, and V. A. Gasilov, submitted to *Phys. Rev. E* **65**, 036410 (2002).
  21. A. Y. Faenov, I. Y. Skobelev, A. I. Magunov, T. A. Pikuz, J. Abdallah, Jr., G. C. Junkel-Vives, F. Blasco, F. Dorchie, C. Stenz, F. Salin, T. Auguste, S. Dobosz, P. Monot, P. D'Oliveira, S. Hulin, A. S. Boldarev, and V. A. Gasilov, in *Proc. of SPIE*, **4504**, 121 (2001).
  22. J. Abdallah Jr., R. E. H. Clark, A. Ya. Faenov, L. Karpinski, S. A. Pikuz, V. M. Romanova, M. Sadowski, M. Scholz, and A. Szydowski, *JQSRT* **62**, 85 (1999).
  23. J. Abdallah Jr., A. Ya. Faenov, T. A. Pikuz, M. D. Wilke, G. A. Kyrala, and R. E. H. Clark, *JQSRT* **62**, 1 (1999).
  24. H. R. Griem, *Spectral Line Broadening by Plasmas*, Acad. Press, New York (1974).
  25. J. T. O'Brien and C. F. Hooper, Jr., *Phys. Rev. A* **5**, 867 (1972).
  26. R. J. Tingle and C. F. Hooper, Jr., *Phys. Rev. A* **14**, 1514 (1976).
  27. P. A. Loboda, V. V. Popova, and M. K. Shinkarev, *JQSRT* **58**, 757 (1997).
  28. P. A. Loboda, I. A. Litvinenko, G. V. Baydin et al., *Laser & Particle Beams* **18**, 275 (2000).
  29. С. Добош, М. Шмитд, М. Педрикс, Р. Мейнадиер, О. Гоберт, Д. Норман, К. Эллерт, Т. Бленски, А. Я. Фаенов, Т. А. Пикуз, И. Ю. Скобелев, А. И. Магунов, Н. Е. Андреев, *ЖЭТФ* **115**, 2051 (1999).
  30. G. C. Junkel-Vives, J. Abdallah, Jr., F. Blasco, C. Stenz, F. Salin, A. Ya. Faenov, T. A. Pikuz, A. I. Magunov, I. Yu. Skobelev, T. Auguste, P. D'Oliveira, S. Hulin, P. Monot, and S. Dobosz, *JQSRT* **71**, 417 (2001).
  31. G. C. Junkel-Vives, J. Abdallah, Jr., F. Blasco, C. Stenz, F. Salin, A. Ya. Faenov, A. I. Magunov, T. A. Pikuz, and I. Yu. Skobelev, *Phys. Rev. A* **63**, 021201(R) (2001).
  32. F. Blasco, C. Stenz, F. Salin, A. Ya. Faenov, A. I. Magunov, T. A. Pikuz, I. Yu. Skobelev, G. C. Junkel-Vives, and J. Abdallah, Jr., private communication.
  33. A. Ya. Faenov, A. I. Magunov, T. A. Pikuz, I. Yu. Skobelev, S. A. Pikuz, A. M. Urnov, J. Abdallah, R. E. H. Clark, J. Cohen, R. P. Johnson, G. A. Kyrala, M. D. Wilke, A. Maksimchuk, D. Umstadter, N. Nantel, R. Doron, E. Behar, P. Mandelbaum, J. J. Schwob, J. Dubau, F. B. Rosmej, and A. L. Osterheld, *Physica Scripta T* **80**, 536 (1999).
  34. A. Maksimchuk, M. Nantel, G. Ma, S. Gu, C. Y. Cote, D. Umstadter, S. A. Pikuz, I. Yu. Skobelev, and A. Ya. Faenov, *JQSRT* **65**, 367 (2000).
  35. F. B. Rosmej, U. N. Funk, M. Geissel, D. H. Hofmann, A. Tausehwitz, A. Ya. Faenov, T. A. Pikuz, I. Yu. Skobelev, F. Flora, S. Bollanti, P. Di Lazzaro, T. Letardi, A. Grilli, L. Palladino, A. Reale, A. Scafati, L. Reale, T. Auguste, P. D'Oliveira, S. Hulin, P. Monot, A. Maksimchuk, S. A. Pikuz, D. Umstadter, M. Nanat, R. Bock, M. Dornik, M. Stetter, S. Stoewe, V. Yakushev, M. Kulish, and N. Shilkin, *JQSRT* **65**, 477 (2000).
  36. А. И. Магунов, Т. А. Пикуз, И. Ю. Скобелев, А. Я. Фаенов, Ф. Бласко, Ф. Дорчес, Т. Каилло, К. Бонте, К. Стенц, Ф. Салин, П. А. Лобода, И. А. Литвиненко, В. В. Попова, Г. В. Байдин, Дж. Абдаллах мл., Г. Джанкел-Вивс, *Письма в ЖЭТФ* **74**, 412 (2001).
  37. P. V. Nickles, V. N. Shlyaptsev, M. Kalachnikov, M. Schnurer, I. Will, and W. Sandner, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2748 (1997).

- 
38. J. Dunn, A. L. Osterheld, V. N. Shlyaptsev, J. R. Hunter, R. Shepherd, R. E. Stewart, and W. E. White, in *Proc. of Atomic Processes in Plasmas: 11th APS Topical Conference*, ed. by E. Oks and M. S. Pindzola, CP443, American Institute of Physics (1998), p. 106.
39. J. Dunn, A. L. Osterheld, V. N. Shlyaptsev, Y. Li, J. Nilsen, R. Shepherd, and L. B. Da Silva, in *Proc. of the 6th Int. Conf. on X-Ray Lasers*, Kyoto, Japan, ed. by Y. Kato, H. Takuma, and H. Daido, Institute of Physics, Conference Series Number 159, Bristol and Philadelphia (1998), p. 51.
40. J. Dunn, A. L. Osterheld, R. Shepherd, W. E. White, V. N. Shlyaptsev, and R. Stewart, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2825 (1998).