

ЗАРЯДОВЫЙ СОСТАВ КЛАСТЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ БОЛЬШИХ АТОМАРНЫХ КЛАСТЕРОВ ПОЛЕМ СВЕРХАТОМНОГО ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

В. П. Крайнов^{ a}, М. Б. Смирнов^b*

^a *Московский физико-технический институт
141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия*

^b *Max-Born Institute
12489, Berlin, Germany*

Поступила в редакцию 22 декабря 2001 г.

Развита теория расчета зарядового состава кластерной плазмы, образующейся при облучении больших атомарных кластеров полем сверхатомного фемтосекундного лазерного импульса. Она основана на надбарьерном процессе последовательной многократной внутренней ионизации атомарных ионов внутри кластера, сопровождаемой полевой внешней ионизацией. Процесс столкновительной ионизации также учитывается в расчетах. Теория иллюстрируется на примере кластера, состоящего из 10^6 атомов ксенона, облучаемого лазерным импульсом длительностью 50 фс и пиковой интенсивностью $2 \cdot 10^{18}$ Вт/см². В этом случае доминирует Xe^{26+} . Рассчитаны количества атомарных ионов ксенона с кратностью заряда до 31.

PACS: 36.40.Gk, 36.40.Vz

1. ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие сверхмощных лазерных импульсов с большими кластерами, состоящими из атомов благородных газов, существенно отличается от взаимодействия таких же импульсов, но с изолированными атомами. При многократной ионизации атомов в кластере образуется сильное внутреннее электрическое поле, которое само может эффективно проводить дальнейшую внутреннюю ионизацию атомарных ионов.

Рассматриваемая задача является достаточно сложной, так как одновременно (в течение лазерного импульса) происходит заметное кулоновское расширение ионизованного кластера, а также нагрев электронной компоненты кластера до температуры в несколько кэВ. Кроме того, имеет место внешняя ионизация, т.е. вылет образованных фотоэлектронов из кластера наружу. В итоге уже сразу после окончания лазерного импульса вещество в фокусе

лазерного луча представляет собой сравнительно однородную плазму, состоящую из свободных электронов и многократно заряженных атомарных ионов.

Важной теоретической задачей представляется расчет спектрального распределения образованных атомарных ионов по степени их заряда. Сложность задачи состоит в том, что на переднем фронте лазерного импульса «обдирка» атомарных ионов производится не только полем лазерного импульса, но и за счет столкновений атомарных ионов с быстрыми электронами внутри кластера. В то же время стандартный статистический подход на основе распределения Саха [1] неприменим, так как длительность лазерного импульса составляет десятки фемтосекунд, а за это время не реализуются медленные процессы рекомбинации.

На начальной части переднего фронта импульса обычно имеет место последовательная надбарьерная ионизация атомов [2] и далее атомарных ионов лазерным полем. Столкновительная ионизация при этом достаточно слаба из-за малости кинетической

*E-mail: krainov@online.ru

энергии образованных фотоэлектронов. Она проявляется лишь ближе к максимуму лазерного импульса.

Внешняя ионизация кластера в основном является полевой (холодной). Роль тепловой ионизации по закону Ричардсона–Дэшмана незначительна ввиду большого положительного заряда ионизованного кластера, который препятствует тепловому испарению электронов с поверхности кластера.

Задача данной работы состоит в том, чтобы определить зарядовое состояние атомарных ионов в кластерной плазме при облучении кластеров полем сверхатомного фемтосекундного лазерного импульса.

В качестве типичного объекта мы рассмотрим ксеноновые кластеры. Они образуются при адиабатическом испускании газообразного ксенона, сжатого предварительно до давления в десятки атмосфер, через сопло в вакуум. Температура при этом резко падает. Размер образованных кластеров увеличивается с ростом давления. Мы полагаем, что вещество в кластере находится в жидком состоянии. Так, для ксенона плотность в жидком состоянии равна 3.52 г/см^3 (температура перехода в жидкое состояние из газообразного равна -107.1°C). Она заметно отличается от плотности твердого ксенона, равной 2.7 г/см^3 (температура затвердевания равна -111.9°C). Атомы благородных газов в кластерах притягиваются друг к другу силами Ван дер Ваальса.

Таким образом, радиус жидкого ксенонового кластера (предполагаемого сферическим, что подтверждается экспериментами по рэлеевскому рассеянию света на кластерах), содержащего миллион атомов, равен 245 \AA . Толщина скин-слоя превышает это значение, так что можно считать, что электромагнитное поле лазерного импульса свободно проникает через отдельный кластер. Конечно, когда в фокусе лазерного луча таких кластеров много, имеет место сильное поглощение лазерного излучения, наблюдаемое экспериментально [3].

В процессе многократной ионизации концентрация свободных электронов внутри кластерной плазмы становится достаточно большой. Проникновение лазерного излучения внутрь плазмы (уже на заднем фронте лазерного импульса, когда фактически кластеры исчезают, а кластерная плазма становится однородной) прекращается, так как частота лазерного излучения становится меньше плазменной частоты

$$\sqrt{\frac{4\pi N_e e^2}{m_e}}.$$

Здесь N_e — концентрация свободных электронов в плазме.

Изложенные соображения демонстрируют многообразие процессов, имеющих место при взаимодействии сверхсильных ультракоротких лазерных импульсов с большими атомарными кластерами. Поэтому для анализа этих процессов необходимы модели, которые позволили бы с хорошей точностью ответить на вопрос о зарядовом составе атомарных ионов на переднем фронте лазерного импульса и далее в кластерной плазме (прежде чем начинаются рекомбинационные процессы). Этот вопрос имеет практическое значение для дальнейшего исследования линейчатого электромагнитного излучения многократно заряженных атомарных ионов в далеком рентгеновском диапазоне [4].

2. МОДЕЛЬ НАДВАРЬЕРНОЙ МНОГОКРАТНОЙ ВНУТРЕННЕЙ И ВНЕШНЕЙ ИОНИЗАЦИИ КЛАСТЕРА

Наш подход к внутренней многократной ионизации атомов в больших ван-дер-ваальсовых кластерах сверхсильным полем лазерного импульса основан на модели Бете [5] надварьерной ионизации. Эта модель неоднократно использовалась нами в предыдущих работах [6–8]. Поэтому здесь мы ее опишем кратко. Если в какой-то момент времени t в кластере появляется атомарный ион с зарядом Z и потенциалом ионизации E_Z , то для его образования нужно электрическое поле напряженностью

$$F(t) = \frac{E_Z^2}{4Z}. \quad (1)$$

Здесь и далее мы используем атомную систему единиц, в которой заряд и масса электрона, а также постоянная Планка полагаются равными единице.

Однако электрическое поле в ионизованном кластере не совпадает с внешним полем лазерного импульса. Свободные электроны внутри кластера (их всего ZN , где N — число атомов в кластере) достаточно быстро смещаются лазерным полем в сторону, противоположную направлению поля (рис. 1). Через полпериода они также легко смещаются в противоположную сторону из-за отсутствия инерции. В работе [9] предполагается, что при таком смещении сохраняется сферическая форма электронной подсистемы. Это могло бы быть в случае большого поверхностного натяжения этой структуры. У нас нет оснований предполагать это. В нашей модели электроны просто смещаются в

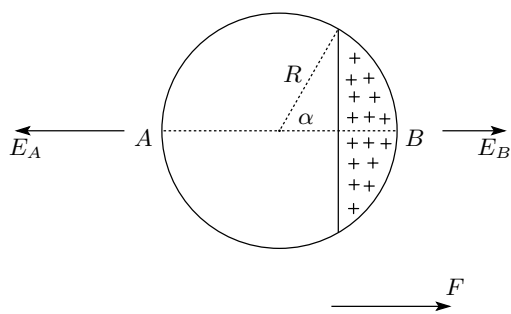


Рис. 1. Заряженная и нейтральная части ионизованного кластера при воздействии лазерного поля

сторону, противоположную направлению лазерного поля.

Таким образом, ионизованный кластер состоит из двух областей: в нейтральной части имеются электроны и атомарные ионы, а в заряженной части — только атомарные ионы (рис. 1). Предположим, что граница между этими областями плоская. Конечно, это является определенным приближением, так как на самом деле поверхность выгибается в сторону заряженной части: степень ее выпуклости определяется условием, чтобы тангенциальная компонента электрического поля на всей этой поверхности равнялась бы нулю. Это обуславливает отсутствие перемещений свободных электронов. Однако наша цель — определить дополнительное электрическое поле, создаваемое заряженной частью в наиболее удаленной от нее точке кластера (точка *A* на рис. 1). А оно слабо изменится при учете небольшого искривления указанной поверхности.

Можно было бы предположить, что электроны распределятся не так, как показано на рис. 1, а по всему объему кластера, но неравномерно: больше в его левой части и меньше в правой части, подобно тому, как это имеет место при объемных плазменных колебаниях. При этом электрически нейтральная часть кластера отсутствовала бы вообще. Однако такой вариант менее вероятен, чем указанный нами выше, так как плазма всегда стремится стать электрически нейтральной. В нейтральном кластере имело бы место возбуждение поверхностных плазменных колебаний Ми [10].

Напряженность электрического поля, создаваемая в точке *A* заряженной частью кластера, легко вычисляется:

$$E_A = \frac{NZ}{R^2} \left(1 - 3 \cos^2 \frac{\alpha}{2} + 2 \cos^3 \frac{\alpha}{2} \right). \quad (2)$$

Здесь *R* — радиус кластера, угол α показан на рис. 1.

Условие

$$F(t) = E_A \quad (3)$$

означает, что сила, с которой электрон выталкивается лазерным полем наружу, равна силе, с которой этот электрон притягивается положительно заряженной частью ионизованного кластера.

Напряженность электрического поля в крайней правой точке *B* (рис. 1), создаваемого заряженной частью кластера, также просто вычисляется по законам электростатики

$$E_B = \frac{NZ}{R^2} \left(3 - 2 \sin \frac{\alpha}{2} \right) \sin^2 \frac{\alpha}{2}. \quad (4)$$

Это поле следует добавить к внешнему полю $F(t)$, так как оно усиливает внутреннюю ионизацию атомарных ионов кластера в соответствии с хорошо известной моделью «зажигания» [11].

Однако нужно иметь в виду, что, во-первых, это поле не действует в нейтральной части кластера, а во-вторых, и в заряженной части оно приводит лишь к максимальному значению суммарного поля: в других точках заряженной части суммарное поле будет иным. Наиболее существенным из указанных факторов является первый. Для его учета мы предлагаем ослабить поле «зажигания» (4), умножив его на отношение объема *V*, занимаемого заряженной частью, к объему всего кластера $4\pi R^3/3$. Объем, занимаемый заряженной частью, равен

$$V = \frac{1}{3} \pi R^3 (2 - 3 \cos \alpha + \cos^3 \alpha). \quad (5)$$

Величина заряда в этой области равна (это и есть заряд ионизованного кластера)

$$Q = \frac{NZ}{4} (2 - 3 \cos \alpha + \cos^3 \alpha). \quad (6)$$

Если исключить из уравнений (2), (3) и (6) угол α , то можно получить универсальную связь между напряженностью внешнего поля $F(t)$ (в единицах NZ/R^2) и зарядом *Q* ионизованного кластера (в единицах NZ). Эта связь представлена на рис. 2. Она позволяет вычислить степень внешней ионизации любого кластера при заданной напряженности электрического поля лазерного импульса.

Таким образом, эффективное значение напряженности поля «зажигания», усиливающего внутреннюю ионизацию, имеет вид

$$F_{eff} = \frac{NZ}{4R^2} (2 - 3 \cos \alpha + \cos^3 \alpha) \times \left(3 - 2 \sin \frac{\alpha}{2} \right) \sin^2 \frac{\alpha}{2}. \quad (7)$$

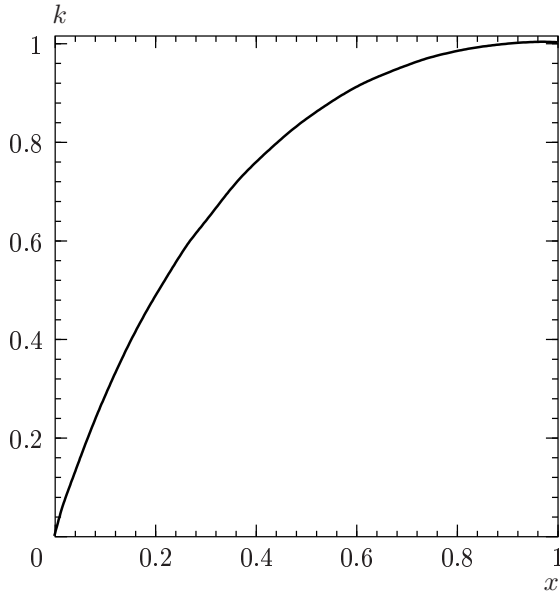


Рис. 2. Универсальная зависимость доли вылетевших из кластера электронов $k = Q/NZ$ от напряженности поля лазерного импульса $x = FR^2/NZ$

Складывая его с внешним полем $F(t)$, получим фактическое поле, проводящее внутреннюю ионизацию атомарных ионов в ионизованном кластере, которое мы должны приравнять в соответствии с условием Бете (1) величине $E_Z^2/4Z$. Получаем окончательное уравнение

$$\frac{E_Z^2}{4Z} = \frac{NZ}{4R^2} (2 - 3 \cos \alpha + \cos^3 \alpha) \times \left(3 - 2 \sin \frac{\alpha}{2} \right) \sin^2 \frac{\alpha}{2} + \frac{NZ}{R^2} \left(1 - 3 \cos^2 \frac{\alpha}{2} + 2 \cos^3 \frac{\alpha}{2} \right). \quad (8)$$

Это уравнение позволяет вычислить угол α , зная потенциал ионизации данного атомарного иона E_Z и его текущий радиус $R(t)$, возрастающий со временем из-за кулоновского взрыва ионизованного кластера.

Зная угол α , можно найти заряд ионизованного кластера Q на основе соотношения (6). Далее, используя соотношения (2), (3), можно вычислить напряженность поля $F(t)$

$$F(t) = \frac{NZ}{R^2} \left(1 - 3 \cos^2 \frac{\alpha}{2} + 2 \cos^3 \frac{\alpha}{2} \right). \quad (9)$$

Знание напряженности поля позволяет вычислить момент времени t , в который произошла внутрен-

няя ионизация с образованием атомарных ионов с зарядом Z . Для этого используем соотношение

$$F(t) = F_0 \exp \left(-\frac{t^2}{\tau^2} \right) \quad (10)$$

с известными значениями амплитуды напряженности поля лазерного импульса F_0 и продолжительности лазерного импульса τ .

Последний этап расчета состоит в том, чтобы вычислить увеличение радиуса ионизованного кластера из-за его кулоновского расширения. Это проводится на основе закона Ньютона для движения атомарного иона на поверхности кластера:

$$\frac{d^2R}{dt^2} = \frac{Q(t)Z(t)}{R^2(t)}. \quad (11)$$

В табл. 1 приведены результаты расчетов по приведенной схеме для взаимодействия ксенонового кластера, содержащего $N = 10^6$ атомов, с лазерным импульсом с пиковой интенсивностью $2 \cdot 10^{18}$ Вт/см² и длительностью (полная ширина на половине высоты интенсивности при гауссовом распределении) 50 фс. Эти параметры соответствуют типичным значениям, используемым в экспериментах [12]. Распределение огибающей напряженности лазерного поля при этом имеет вид

$$F(t) = 7.43 \exp \left(-\frac{t^2}{\tau^2} \right) \text{ [ат. ед.]}. \quad (12)$$

Здесь $\tau = 42.47$ фс.

Из табл. 1 видно, что сначала внешняя ионизация сильно отстает от внутренней, и заряд ионизованного кластера возрастает медленно. Однако еще на переднем фронте лазерного импульса наступает момент времени (-11 фс), когда все электроны, вылетевшие из атомов ксенона, удаляются из кластера наружу, так что он оказывается состоящим только из положительно заряженных ионов ксенона (в основном с кратностью заряда $Z = 26$).

Размеры кластера увеличиваются значительно уже на переднем фронте лазерного импульса из-за кулоновского расширения. Так, в момент времени $t = 0$, который соответствует пиковому значению интенсивности лазерного импульса, диаметр кластера более чем в 6 раз превышает его первоначальный диаметр. Типичное расстояние до соседнего кластера составляет 10–20 диаметров кластера. Таким образом, уже в течение лазерного импульса кластеры исчезают, и кластерная плазма становится практически однородной в пространстве.

Таблица 1. Динамика внутренней и внешней ионизации ксенонового кластера с $N = 10^6$ атомов, облучаемого лазерным импульсом с пиковой интенсивностью $2 \cdot 10^{18}$ Вт/см² и длительностью 50 фс

Z	E_Z , эВ	$-t$, фс	F , ат. ед.	Q , 10^6	R , ат. ед.
1, $5p^6$	12.1	100	0.028	0.022	464
2, $5p^5$	21.1	96	0.044	0.036	464
3, $5p^4$	32.1	92	0.068	0.054	464
4, $5p^3$	46.7	87	0.108	0.086	464
5, $5p^2$	59.7	85	0.135	0.108	464
6, $5p^1$	71.8	83	0.162	0.129	464
7, $5s^2$	92.1	79	0.223	0.176	465
8, $5s^1$	106	78	0.258	0.206	465
9, $4d^{10}$	171	69	0.535	0.413	473
10, $4d^9$	202	66	0.653	0.518	478
11, $4d^8$	233	64	0.777	0.626	482
12, $4d^7$	263	62	0.894	0.731	487
13, $4d^6$	294	60	1.023	0.846	494
14, $4d^5$	325	58	1.143	0.969	502
15, $4d^4$	358	56	1.276	1.110	512
16, $4d^3$	390	55	1.406	1.270	518
17, $4d^2$	421	53	1.526	1.400	531
18, $4d^1$	452	52	1.641	1.570	538
19, $4p^6$	549	47	2.191	2.11	590
20, $4p^5$	583	46	2.285	2.59	603
21, $4p^4$	618	45	2.429	2.86	617
22, $4p^3$	651	44	2.548	3.13	632
23, $4p^2$	701	42	2.782	3.55	667
24, $4p^1$	737	41	2.915	4.08	687
25, $4s^2$	819	38	3.374	4.90	758
26, $4s^1$	897	35	3.770	6.40	846
26, $4s^1$	897	32	4.200	8.43	954
26, $4s^1$	897	29	4.650	10.9	1081
26, $4s^1$	897	26	5.100	14.0	1228
26, $4s^1$	897	23	5.550	17.3	1395
26, $4s^1$	897	20	5.940	20.7	1580
26, $4s^1$	897	17	6.330	23.7	1782
26, $4s^1$	897	14	6.660	25.6	2000
26, $4s^1$	897	11	6.950	26.0	2230
26, $4s^1$	897	7	7.230	26.0	2470
26, $4s^1$	897	4	7.360	26.0	2720
26, $4s^1$	897	0	7.430	26.0	3060

3. ТУННЕЛЬНАЯ И СТОЛКНОВИТЕЛЬНАЯ ИОНИЗАЦИЯ АТОМАРНЫХ ИОНОВ В КЛАСТЕРЕ

В предыдущем разделе внутренняя ионизация атомов и атомарных ионов кластера описывалась в

рамках модели надбарьерной ионизации. При заданном значении пиковой интенсивности лазерного импульса дальнейшая надбарьерная ионизация невозможна. Однако она может происходить другими спо-

Таблица 2. Максимальная напряженность эффективного поля в различные моменты времени на переднем фронте лазерного импульса

$-t$, фс	F_{eff} , ат. ед.
35	12.70
32	13.46
29	13.98
26	14.38
23	14.43
20	14.25
17	13.79
14	13.03
11	12.18
7	11.49
4	10.87

собами. Сначала обратимся к туннельной ионизации ионов ксенона Xe^{26+} .

Абсолютная вероятность туннельной ионизации можно рассчитать аналитически, используя формулы [13]:

$$W = t \left(\frac{e}{\pi}\right)^{3/2} \frac{\sqrt{3}(2E_Z)^{9/4}}{Z^{5/2}} \times \left(\frac{16eE_Z^2}{ZF}\right)^{2Z/\sqrt{2EE_Z}-3/2} \times \exp\left(-\frac{2(2E_Z)^{3/2}}{3F}\right). \quad (13)$$

Здесь t — время действия данного значения напряженности электрического поля F .

При использовании соотношения (13) нужно иметь в виду, что туннельная ионизация возникает в суммарном электрическом поле, которое включает в себя внешнее поле и кулоновское поле ионизованного кластера (модель «зажигания», обсуждаемая в предыдущем разделе). Максимальное поле достигается в точке B (рис. 1). В табл. 2 приведены значения суммарного поля для различных моментов времени. Видно, что сначала оно возрастает, достигает максимума, равного $F_{eff} = 14.43$ ат. ед., в момент времени $t = -23$ фс, а далее убывает. Ввиду экспоненциальной зависимости вероятности туннельной ионизации от напряженности поля именно

этот и окружающие моменты времени играют основную роль. Подставляя значения $F_{eff} = 14.43$ ат. ед., $Z = 26$, $E_Z = 33.0$ ат. ед., $t = 10$ фс в (13), получим $W = 10^{-8}$.

Столь малая величина вероятности означает, что туннельная ионизация не приводит к образованию атомарных ионов ксенона с кратностью большей 26.

Другой механизм основан на неупругих столкновениях быстрых электронов с атомарными ионами внутри кластера, в результате которых из атомарных ионов выбивается электрон. Сечение столкновительной ионизации с хорошей степенью точности дается формулой Лотца [14]:

$$\sigma = 2.17f_i \frac{\ln(E_e/E_Z)}{E_e E_Z} \text{ ат. ед.} \quad (14)$$

Здесь E_e — кинетическая энергия налетающего электрона (в ат. ед.), E_Z — энергия связи многозарядного атомарного иона (также в ат. ед.), f_i — число электронов в валентной оболочке данного многозарядного иона.

На переднем фронте лазерного импульса в момент времени $t = -35$ фс амплитуда колебаний электрона в лазерном поле равна

$$a = \frac{F}{\omega^2} = 1160 \text{ ат. ед.}$$

Эта величина меньше диаметра расширяющегося кластера для данного момента времени, так что электроны могут иметь кинетическую энергию, равную средней колебательной энергии во внешнем поле:

$$E_e = \frac{F^2}{4\omega^2} = 1090 \text{ ат. ед.}$$

Подставляя $f_i = 10$ и $E_{27} = 50.9$ ат. ед. для первого электрона, выбиваемого из $3d$ -оболочки, получим из (14) $\sigma = 0.012$ ат. ед. Вероятность ионизирующего столкновения в единицу времени дается соотношением

$$w = N_e \sigma \sqrt{2E_e}. \quad (15)$$

Здесь N_e — концентрация электронов внутри кластера, равная

$$N_e = \frac{NZ - Q}{4\pi R^3/3}. \quad (16)$$

Подставляя значения величин из табл. 1 для данного момента времени, находим $w = 4.3 \cdot 10^{-4}$. Умножая эту величину на время $t = 10$ фс, в течение которого, согласно данным табл. 1, еще сохраняются свободные электроны внутри кластера, и на число ионов внутри кластера (т. е. на $N = 10^6$), получим число ионов с кратностью заряда 27: $N_{27} = 160000$.

Таблица 3. Зарядовый состав атомарных ионов в ксеноновом кластере с $N = 10^6$ атомов после облучения сверхсильным ультракоротким лазерным импульсом

Z	E_Z , эВ	N_Z
26	897	816800
27	1385	160000
28	1491	20800
29	1587	2200
30	1684	190
31	1781	10

Аналогично рассчитываются числа атомарных ионов с кратностью заряда 28, 29, 30 и 31. Они быстро убывают, так как каждый следующий атомарный ион получается ионизацией предыдущего (вероятность одновременной многократной ионизации атомарного иона с кратностью заряда $Z = 26$ ничтожно мала). Потенциалы ионизации многократно заряженных ионов ксенона взяты из книги [15]. Результаты даны в табл. 3.

Таким образом, предлагаемый подход позволяет рассчитать зарядовый состав атомарных ионов при облучении больших кластеров полем сверхатомного фемтосекундного лазерного импульса. Этот зарядовый состав меняется на переднем фронте лазерного импульса и фиксируется вблизи максимума импульса. После окончания импульса имеет место только свободный разлет однородной кластерной плазмы (за время порядка наносекунд).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально взаимодействие больших ксеноновых кластеров с сверхатомными фемтосекундными лазерными импульсами изучалось в работах [3, 12, 16, 17]. При этом акцент делался на рентгеновское излучение многозарядных ионов ксенона, обусловленное переходами между дискретными состояниями этих ионов. По энергиям этих переходов можно судить о зарядовом составе кластерной плазмы.

В работе [16] наблюдались следующие рентгеновские переходы: Xe^{26+} : $3d^9 4f \rightarrow 3d^{10}$; Xe^{27+} : $3d^8 4f \rightarrow 3d^9$; Xe^{28+} : $3d^7 4f \rightarrow 3d^8$ и Xe^{29+} : $3d^6 4f \rightarrow 3d^7$. Максимальный выход фото-

нов имел место для ионов Xe^{26+} . Выход ионов с большей кратностью ионизации убывал с увеличением кратности. Среднее число атомов в кластере составляло около $3 \cdot 10^6$. Это полностью согласуется с результатами наших расчетов, приведенными в табл. 3. Роудс и др. [18] объясняют высокие зарядовые состояния ионов ксенона когерентным движением сгустков электронов внутри ионизованного кластера. При этом увеличивается вероятность выбивания электронов из атомарных ионов. Однако в этой модели не ясно, что удерживает сгустки электронов вместе в небольшой области пространства, не позволяя им быстро разойтись из-за кулоновского отталкивания. Другое объяснение, предложенное группой Дитмайера [19], состоит в резонансном возбуждении поверхностных плазменных электронных колебаний Ми и в связанном с ним сильном нагреве электронов кластера. Однако в случае многозарядных ионов, как отмечается в работе [16], плотность свободных электронов столь велика, что частота Ми значительно превышает частоту лазерного излучения. Таким образом, резонанс не имеет места даже при сильном расширении кластера.

Недавняя работа группы Роудса [17] посвящена анализу рентгеновских переходов в L -оболочке ионов Xe^{27+} и Xe^{28+} . Она основана на подходе авторов этой группы, изложенном выше.

Наконец, в работах [3, 12] наблюдались ионы Хе с кратностью заряда от 26 до 29, а также с меньшей кратностью заряда. Наши расчеты нацелены на объяснение в дальнейшем интенсивностей рентгеновских линий в излучении таких ионов.

Авторы благодарят В. Беккера и П. Никлеса за ценные советы. Один из авторов (М. С.) благодарит фонд Гумбольдта за финансовую поддержку. Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 01-02-16056) и CRDF (проект MO-011-0).

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Smirnov, *Physics of Ionized Gases*, Wiley, New York (2001).
2. N. B. Delone and V. P. Krainov, *Multiphoton Processes in Atoms*, Springer, Berlin (2000).
3. M. Schnürer, S. Ter-Avetisyan, H. Stiel, U. Vogt, W. Radloff, M. Kalashnikov, W. Sandner, and P. V. Nickles, *Eur. Phys. J. D* **14**, 331 (2001).
4. 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).
5. Г. Бете, Э. Солпитер, *Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами*, Физматгиз, Москва (1960).
6. В. П. Крайнов, М. Б. Смирнов, ЖЭТФ **120**, 555 (2001).
7. В. П. Крайнов, М. Б. Смирнов, ЖЭТФ **119**, 719 (2001).
8. V. P. Krainov and A. S. Roshchupkin, J. Phys. B **34**, L297 (2001).
9. P. V. Parks, T. E. Cowan, R. B. Stephens, and E. M. Campbell, Phys. Rev. A **63**, 063203 (2001).
10. В. П. Крайнов, М. Б. Смирнов, УФН **170**, 969 (2000).
11. C. Rose-Petruck, K. J. Schafer, K. R. Wilson, and C. P. J. Barty, Phys. Rev. A **55**, 1182 (1997).
12. S. Ter-Avetisyan, M. Schnürer, H. Stiel, U. Vogt, W. Radloff, W. Karpov, W. Sandner, and P. V. Nickles, Phys. Rev. E **64**, 036404 (2001).
13. М. В. Аммосов, Н. Б. Делоне, В. П. Крайнов, ЖЭТФ **91**, 2008 (1986).
14. W. Z. Lotz, Z. Phys. **216**, 241 (1968).
15. R. D. Cowan, *The Theory of Atomic Structure and Spectra*, Univ. of California Press, Berkeley (1981).
16. H. Honda, E. Miura, K. Katsura, E. Takabashi, and K. Kondo, Phys. Rev. A **61**, 023201 (2000).
17. W. A. Schroeder, T. R. Nelson, A. B. Borisov, J. W. Longworth, K. Boyer, and C. K. Rhodes, J. Phys. B **34**, 297 (2001).
18. K. Boyer, B. D. Thomson, A. McPherson, and C. K. Rhodes, J. Phys. B **27**, 4373 (1994).
19. T. Ditmire, T. Donnelly, A. M. Rubenchik, R. W. Falcone, and M. D. Perry, Phys. Rev. A **53**, 3379 (1996).