

СПЕКТРЫ ИОНОВ В КЛАСТЕРНОЙ ПЛАЗМЕ, ИНИЦИИРУЕМОЙ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

А. А. Катасонов^a, М. Б. Смирнов^{*b,a}

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

^b Институт молекулярной физики Российского научного центра «Курчатовский институт»
123182, Москва, Россия

Поступила в редакцию 19 марта 2004 г.

Рассчитаны энергетические и зарядовые спектры ионов при облучении кластерного пучка мощным ультракоротким лазерным импульсом. Показано, что самосогласованное поле кластера, ионизованного лазерным импульсом, существенно влияет на параметры спектра ионов, образующихся после распада кластера. Установлено, что средняя плотность связанных атомов в кластерном пучке, характер распределения кластеров по размерам и размер фокального пятна слабо влияют на форму распределения образующихся ионов как по заряду, так и по энергии. Вместе с тем энергетический спектр образующихся ионов определяется средним размером кластеров.

PACS: 36.40.-c, 52.38.-g, 61.46.+w

1. ВВЕДЕНИЕ

Плазма, образуемая при облучении кластерного пучка коротким сверхмощным лазерным импульсом с напряженностью поля, превышающей характерную атомную величину (интенсивность лазерного импульса $I \sim 10^{16} - 10^{20}$ Вт/см², его длительность $\tau \sim 30 - 300$ фс), представляет собой специфический физический объект, эволюция которого определяется его пространственной неоднородностью [1–3]. При типичных экспериментальных условиях облучаемый кластерный пучок состоит из кластеров, содержащих от нескольких тысяч до нескольких миллионов атомов, и характеризуется средней плотностью атомов в пучке $10^{16} - 10^{19}$ см⁻³, что соответствует типичной газовой мишени. Однако из-за высокой плотности атомов в кластере ($\sim 10^{22}$ см⁻³) [4] образуемая внутри кластера плазма, состоящая из многозарядных ионов и электронов с килоэлектронвольтными энергиями, характеризуется плотностью, существенно превышающей критическую плотность электронов для электромагнитной волны [5–7]. С другой стороны, электромагнитная волна свободно распространяется в этой неоднородной среде и взаимодей-

ствует со всеми атомами мишени в силу докритической средней плотности электронов в среде и малого размера отдельных кластеров по сравнению с длиной волны. Тем самым электромагнитная волна лазерного импульса свободно проникает в области с электронной плотностью выше критической, тогда как в случае твердотельных мишеней она отражается от плотной однородной среды [8]. Таким образом, в случае использования кластерного пучка удастся достичь как высокого удельного поглощения лазерной энергии, так и более эффективного использования среды, что приводит к более высокому удельному возбуждению вещества по сравнению с другими мишенями.

По этой причине с точки зрения возбуждения среды кластерный пучок является более выгодной мишенью по сравнению с газовыми и твердотельными мишенями. Во-первых, взаимодействие лазерного импульса с кластерным пучком сопровождается почти полным его поглощением (до 95%) [9]. Во-вторых, средний заряд ионов превосходит заряд ионов, наблюдаемый при облучении как твердотельной мишени, так и атомного пучка при одинаковых параметрах лазерного импульса [10, 11]. Для достижения среднего заряда ионов, образуемых при лазерном облучении кластерного пучка, в случае твер-

*E-mail: smirnov@imp.kiae.ru

дотельной или газовой мишени необходимо увеличить интенсивность лазерного импульса примерно на порядок величины. Далее, доля энергии лазерного импульса, которая преобразуется в рентгеновское излучение при облучении кластерного пучка, может достигать 10–15 % и имеет нетепловой характер [12–14]. Использование кластерного пучка дейтериевых молекул в качестве мишени для лазерного импульса является основой источника нейтронов [15], в котором протекает реакция термоядерного синтеза с участием ионов дейтерия.

В данной работе рассчитан зарядовый и энергетический спектр многозарядных ионов, которые образуются при распаде кластерной плазмы в результате взаимодействия пучка кластерных ионов с лазерным импульсом. Компьютерное моделирование этой задачи было выполнено в работах [16, 17] для изолированного кластера. В отличие от этих расчетов, в данной работе учитывается влияние самосогласованного поля кластера, ионизованного лазерным импульсом, что существенно для этого процесса. Кроме того, для моделирования реальной экспериментальной ситуации, мы учтем дополнительные факторы рассматриваемого процесса, включающие распределение кластеров по размерам и затухание волны при прохождении лазерного сигнала через кластерный пучок. В конечном итоге более реалистичное рассмотрение данной проблемы позволяет согласовать теорию с экспериментом для спектров образующихся ионов.

2. ПРОЦЕССЫ ИОНИЗАЦИИ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА С КЛАСТЕРНЫМ ПУЧКОМ

Рассмотрим процессы взаимодействия лазерного импульса и кластерного пучка, связанные с образованием и участием ионов. В случае твердотельных или газовых мишеней образующиеся ионы ускоряются под действием градиентных сил и таким способом набирают энергию [18]. В случае кластерного пучка образующиеся ионы нагреваются по-другому. Каждый кластер пучка независимо взаимодействует с лазерным импульсом, что приводит как к ионизации атомов внутри кластера, так и к ионизации кластера как целого. В результате кластер приобретает положительный заряд и превращается в плазму с резкими пространственными границами. Заряд кластера, как и заряд ионов внутри кластера, зависят от интенсивности лазерного излучения, уменьшающейся по мере распространения электромагнит-

ной волны через кластерный пучок. Поэтому многозарядные ионы, образующиеся на границе кластеров, атомы которых ионизируются под действием лазерного импульса, приобретают максимальную потенциальную энергию. Под действием самосогласованного электрического поля кластера внутренние ионы кластера ускоряются, что приводит к распаду кластера. При этом потенциальная энергия ионов превращается в кинетическую энергию, а спектр образующихся ионов является пространственно почти изотропным и экспоненциально убывает с ростом энергии ионов [19–21].

Ионизация внутренних атомов кластеров при взаимодействии с лазерным импульсом приводит к появлению многозарядных ионов, которые образуются в результате двух механизмов: за счет рассеяния электронов на ионах и путем прямой ионизации атомов и ионов электрическим полем лазерной волны. В зависимости от параметров кластерного пучка и лазерного излучения доминирует один из этих механизмов. Ионизация электронным ударом происходит при относительно малых интенсивностях лазерного пучка, не превышающих 10^{16} Вт/см² (т. е. если напряженность электрического поля волны ниже характерной атомной величины). С ростом заряда образующегося иона вклад этого механизма уменьшается, и при высоких интенсивностях лазерного пучка, когда заряд образующихся ионов достигает 8–10, ионизация атомов и ионов электронным ударом практически прекращается. Поэтому далее, ориентируясь на высокие интенсивности лазерного импульса, мы не будем рассматривать этот канал ионизации атомов и ионов.

При высоких интенсивностях лазерного импульса образование ионов происходит в результате ионизации атомов и ионов кластера электрическим полем электромагнитной волны, в основном за счет надбарьерной ионизации, поскольку туннельный переход валентных электронов происходит относительно долго, что позволяет пренебречь им. Напряженность электрического поля G , при которой исчезает потенциальный барьер для эффективного потенциала электрона, создаваемого кулоновским полем остатка и внешним электрическим полем, характеризует энергию связи валентных электронов, которые могут освободиться в результате этого процесса. Это поле определяется формулой Бете [22]:

$$G = \frac{J_Z^2}{kZ}, \quad (1)$$

где J_Z — потенциал ионизации иона с зарядом $Z-1$, k — безразмерный коэффициент пропорционально-

сти. Согласно [22], в расчетах будем полагать его равным 4. Хотя формула Бете справедлива для квазистационарного электрического поля, она сохраняет силу и в переменном поле с амплитудой напряженности F , если ионизация протекает мгновенно, т. е. когда электрон покидает ион за времена, много меньшие, чем лазерный период ω^{-1} . При надбарьерной ионизации это справедливо, если параметр Келдыша γ мал:

$$\gamma = \frac{\omega \sqrt{2J_Z}}{F} \ll 1. \quad (2)$$

Используя формулу Бете (1), представим критерий (2) в следующем виде:

$$\gamma \leq \frac{2\omega Z^{1/4}}{F^{3/4}} \ll 1. \quad (3)$$

Как следует из соотношения (3), предположение о мгновенности ионизации выполняется тем лучше, чем выше напряженность электрического поля. Например, если заряд иона равен $Z = 20$ ат. ед., напряженность лазерного поля равна 5 ат. ед., а частота электромагнитного поля составляет 0.05 ат. ед., то величина параметра γ не превосходит 0.1. Отметим, что при типичных условиях ионизации внутренних атомов и ионов кластера наряду с полем электромагнитной волны лазерного импульса на валентные электроны действует самосогласованное электрическое поле заряженного кластера, сравнимое по величине с лазерным полем [23]. Это приводит к заметному увеличению эффективного поля, действующего на атомы и ионы внутри кластера [11], что будет учтено в дальнейшем.

В кластерном пучке при воздействии сильного лазерного поля наряду с ионизацией отдельных ионов имеет место ионизация кластера как целого. Механизм ионизации кластера имеет много общего с процессом образования ионов в электрическом поле. Частично свободные электроны, находящиеся в потенциальной яме, создаваемой собственным полем кластера, благодаря деформации потенциального барьера при наложении внешнего электромагнитного поля, получают возможность пройти над барьером и перейти в свободное состояние. Отождествляя кластер с ионом, правомерно воспользоваться правилом Бете (1) для ионизации иона в электрическом поле. В этом случае связь между зарядом кластера Q , напряженностью внешнего поля F и потенциалом ионизации кластера J_Q принимает вид

$$Q = \frac{J_Q^2}{kF}. \quad (4)$$

Полагая, что потенциал ионизации кластера радиуса R равен $J_Q = Q/R$, получим следующее выражение для заряда кластера:

$$Q = kFR^2. \quad (5)$$

Как и в случае изолированного атома, формула Бете справедлива для ионизации кластера, если этот процесс происходит быстро. Поскольку в этом случае характерная скорость электрона приблизительно равна $\sqrt{Q/R}$, а время перемещения электрона на расстояние порядка размера кластера R составляет

$$t_{dis} \sim \sqrt{\frac{R^3}{Q}}, \quad (6)$$

условие квазистатичности внешнего поля $t \ll 1/\omega$ принимает вид

$$R^3\omega^2 \ll Q. \quad (7)$$

Используя формулу (5) для заряда кластера, представим критерий (7) в виде

$$\frac{R\omega^2}{4F} \ll 1. \quad (8)$$

В частности, при характерных значениях напряженности лазерного поля 5 ат. ед., его частоты 0.05 ат. ед. и радиуса кластера 500 ат. ед. критерий (7) хорошо выполняется:

$$\frac{4F}{R\omega^2} = 80 \gg 1.$$

Поэтому формула (5) для заряда ионизованного кластера справедлива в широкой области параметров кластерного пучка и лазерного импульса.

Таким образом, в результате действия на кластер ультракороткого мощного лазерного импульса происходит возбуждение и частичная ионизация кластера. Возбужденный кластер представляет собой систему многозарядных ионов и электронов, удерживаемых самосогласованным полем кластера. Такая система неустойчива и распадается за времена порядка нескольких десятков пикосекунд. Существуют два механизма распада ионизованных кластеров: под действием собственного самосогласованного электрического поля кластера на его ионы и за счет давления электронного газа на ионы. Гидродинамический сценарий распада кластера под действием давления электронов реализуется только в специальных случаях [23], и далее мы пренебрежем им.

Что касается первого механизма распада, то под действием самосогласованного поля кластера после прекращения лазерного импульса потенциальная энергия E иона с зарядом Z в этом поле, равная

$$E = Z \frac{Qr^2}{R^3}, \quad (9)$$

полностью преобразуется в кинетическую энергию. При этом конечная кинетическая энергия ионов зависит от заряда и начального расстояния иона от центра кластера r , а также от размера кластера R . Формула (9) сохраняет силу в случае, если во время действия лазерного импульса ионы массы M остаются неподвижными, т. е. перемещение ионов, находящихся на поверхности кластера, мало по сравнению с размером кластера. Это справедливо для импульсов длительностью τ , таких что

$$\omega\tau \ll \sqrt{\frac{R\omega^2}{F}} \sqrt{\frac{Z}{M}}. \quad (10)$$

В частности, в случае ксенона при интенсивностях лазерного импульса 10^{18} – 10^{19} Вт/см² для выполнения этого критерия длительность лазерного импульса не должна превосходить 10–20 периодов лазера или 30–100 фс.

3. РАСЧЕТЫ СПЕКТРОВ ИОНОВ

При исследовании энергетических и зарядовых спектров ионов, образующихся при поглощении мощного ультракороткого лазерного импульса кластерным пучком, проанализируем первую стадию этого процесса, когда электромагнитная волна взаимодействует с каждым кластером независимо. Поскольку после разлета кластеров образуется разреженная плазма, в которой столкновениями между ионами можно пренебречь в течение относительно большого промежутка времени, будем считать, что спектр ионов после разлета индивидуальных кластеров соответствует наблюдаемому спектру ионов в образующейся однородной плазме. На начальной стадии процесса образования ионов при рассматриваемых условиях связанные электроны атомов кластера освобождаются в результате надбарьерной ионизации под действием поля лазерной волны и самосогласованного поля кластера. Часть электронов покидает кластер, делая его заряженным положительно, а другая часть освобожденных электронов оказывается запертой внутри кластера под действием самосогласованного поля кластера. Заряд кластера и заряд внутренних многозарядных

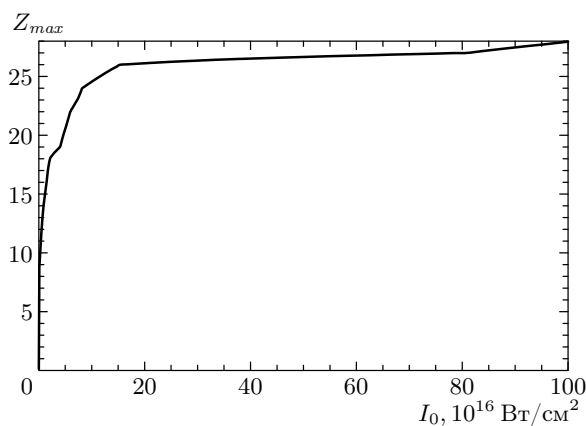


Рис. 1. Зависимость максимального заряда иона ксенона от интенсивности лазерного импульса

ионов в кластере, которые устанавливаются после прекращения лазерного импульса, однозначно определяют энергетический и зарядовый спектры ионов после разлета кластера, однако эти параметры зависят как от размера кластера, так и от интенсивности лазерного импульса. В рассматриваемую модель, описывающую взаимодействие лазерного импульса с кластерным пучком, мы включаем как распределение кластеров по размерам, так и изменение интенсивности лазерной волны в пространстве и времени.

Для анализа рассматриваемой проблемы существенно, что кластерный пучок включает кластеры разных размеров. Опираясь на экспериментальные результаты, далее используем лог-нормальное и экспоненциальное распределения [4] кластеров по размерам в пучке, которые имеют вид

$$f(R) = c_1 \exp\left(-\frac{1}{\delta^2} \ln^2 \frac{R}{\bar{R}}\right) \quad (11)$$

для лог-нормального и

$$f(R) = c_2 R^5 \exp\left(-\frac{R^3}{\bar{R}^3}\right) \quad (12)$$

для экспоненциального распределения кластеров по размерам, где \bar{R} — средний размер кластера в пучке, а δ — ширина лог-нормального распределения.

Напряженность поля лазерного импульса, которая определяет заряд кластера и его ионов, зависит от места нахождения кластера в фокусе электромагнитной волны и от времени, когда сигнал достигает этого кластера. Проникая в кластерный пучок на глубину l , электрическое поле лазерного импульса экспоненциально затухает с декрементом β , зависящим от плотности кластеров:

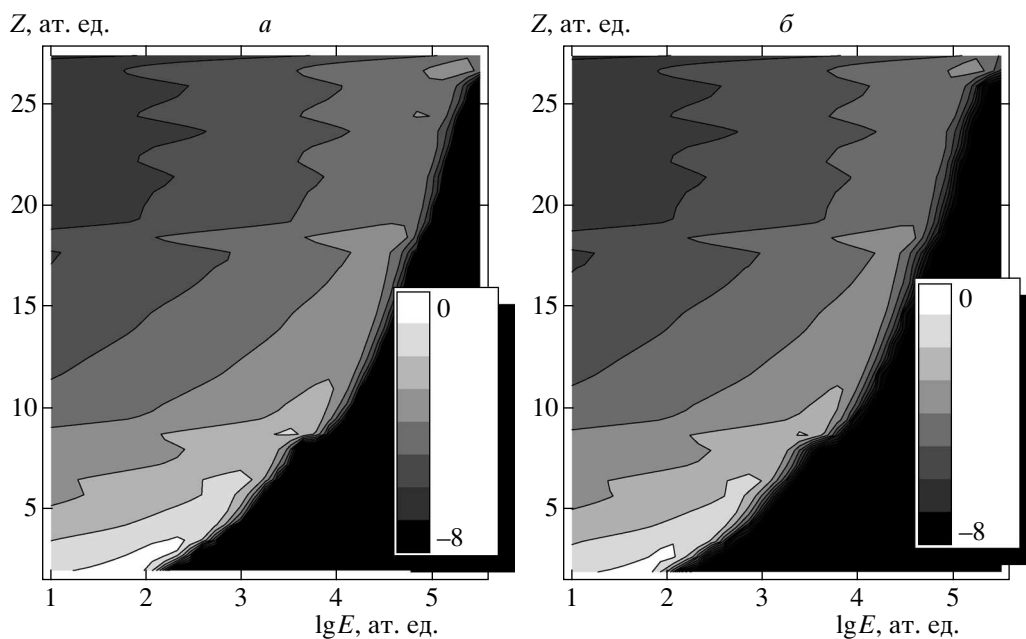


Рис. 2. Зарядово-энергетические спектры ионов ксенона для лог-нормального (а) и экспоненциального (б) распределений кластеров по размерам для $\bar{R} = 26.5$ нм и интенсивности $8 \cdot 10^{17}$ Вт/см²

$$F = F_0 \exp(-\beta l). \tag{13}$$

Интенсивность лазерного импульса уменьшается в поперечном направлении по мере удаления от оси его распространения. Далее мы используем гауссовское распределение для напряженности поля, которое зависит от расстояния ρ до оси фокусировки как

$$F \sim \exp\left[-\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^2\right], \tag{14}$$

где ρ_0 — размер фокального пятна лазера. Комбинируя эти зависимости, находим напряженность лазерного импульса в точке с координатами $\mathbf{X} = \{l, \rho, \phi\}$ (ϕ — произвольный азимутальный угол):

$$F = F_0 \exp\left[-\beta l - \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^2\right] = F_0 \Phi(\mathbf{X}), \tag{15}$$

где F_0 — максимальная величина напряженности поля, а функция $\Phi(\mathbf{X})$ изменяется в диапазоне от 0 до 1. Отметим важное свойство $\Phi(\mathbf{X})$, которое следует из определения этой функции и характеризует распределение напряженности поля по объему:

$$d\Phi = -\beta dl 2\pi\rho d\rho \frac{1}{\rho_0^2} \Phi\{\mathbf{X}\} = -\alpha \Phi\{\mathbf{X}\} d\mathbf{X}, \quad \alpha = \frac{2\pi\beta}{\rho_0^2}, \tag{16}$$

где $d\mathbf{X}$ — элемент объема кластерного пучка.

Найдем энергетические и зарядовые спектры ионов после распада кластеров на первой стадии образования однородной плазмы. Столкновениями между ионами в образовавшейся плазме пренебрегается в силу относительной разреженности этой плазмы и соответственно большой длины пробега ионов в ней. Заряд многозарядных ионов, образующихся внутри кластера, также однозначно определен, поскольку потенциал ионизации, при котором электроны могут быть освобождены путем надбарьерной ионизации, связан формулой Бете с напряженностью электрического поля лазерной волны, распространяющейся в области расположения кластера. Конечная энергия иона, находящегося на данном расстоянии от центра кластера, также однозначно определяется этим расстоянием r и зарядом кластера Q по формуле (9), если считать распределения заряда по объему кластера равномерным. Таким образом, интенсивность электромагнитной волны, падающей на кластер, и радиус кластера однозначно определяют энергетический и зарядовый спектры ионов, образующихся при распаде кластера.

Таким образом, наша задача нахождения энергетических и зарядовых спектров ионов, образующихся при распаде кластеров под действием лазерного импульса, когда распад кластеров происходит после выключения лазерного импульса, является достаточно прозрачной и в то же время громоздкой, поскольку заряд и энергия пробного иона зависят от пяти переменных — трех координат распадающегося кластера в фокусе лазерного импульса, размера кластера и расстояния пробного иона от центра кластера. По этим пяти переменным необходимо провести усреднение на основе представленных выше распределений. При проведении этих усреднений мы используем упрощение в рамках модели среднего иона [24, 25], согласно которой максимальный потенциал ионизации для электронов, освобождающихся в результате надбарьерной ионизации, и, соответственно, заряд образующихся ионов являются непрерывной функцией интенсивности лазерного импульса.

Проводя усреднения в данной задаче, представим число ионов, принадлежащих кластерам с радиусом $R \in [R, R + dR]$ и расположенных на расстоянии $r \in [r, r + dr]$ от центра своего кластера,

и, кроме того, находящихся в элементарном объеме $\mathbf{X} \in [\mathbf{X}, \mathbf{X} + d\mathbf{X}]$ кластерного пучка, в виде

$$dN = n_i 4\pi r^2 dr N_{cl} f(R) dR d\mathbf{X}. \quad (17)$$

Здесь n_i — концентрация ионов в кластере, N_{cl} — концентрация кластеров в пучке (считаем ее постоянной по всему пучку), $f(R)$ — функция распределения кластеров по размеру. Фактически наша задача сводится к представлению величины dN в формуле (17) через энергию и заряд ионов. Используя формулы (9) и (1), (15), выразим r и Φ через заряд иона и его потенциальную энергию:

$$r = \left(\frac{4ER}{kJ_Z^2} \right)^{1/2}, \quad \Phi = \frac{J_Z^2}{kZF_0}. \quad (18)$$

Тогда в новых переменных количество ионов равно

$$dN = 4\pi n_i \frac{4ER}{kJ_Z^2} N_{cl} f(R) \alpha dR \frac{d\Phi(Z, E)}{\Phi(Z, E)} dr(Z, E). \quad (19)$$

Представляя дифференциалы $dr, d\Phi$ через dZ, dE , получаем

$$\frac{d^2 N}{dE dZ} = \begin{cases} A \frac{\sqrt{E}}{J_Z^3} \left(\frac{2J'_Z}{J_Z} - \frac{1}{Z} \right) \int_{R_{min}}^{\infty} R^{3/2} f(R) dR, & Z < Z_{max}, \\ 0, & Z > Z_{max}, \end{cases} \quad (20)$$

где

$$A = \frac{16\pi n_i N_{cl} \alpha}{k^{3/2}} \quad (21)$$

— константа, определяющая абсолютный выход ионов, Z_{max} — максимальный заряд ионов при заданной интенсивности, который находится из правила Бете (1).

Отметим, что интегрирование по размерам кластеров в формуле (20) ограничено областью

$$R \in \left[R_{min} = \frac{4E}{kJ_Z^2}, \infty \right].$$

Хотя эти пределы следуют из математических выкладок, имеются физические причины, ограничивающие вклад в спектральное распределение ионов от кластеров малых размеров. Действительно, из формул (9) и (4) находим, что кластер с радиусом, меньшим R_{min} , не способен передать иону энергию, большую, чем $kJ_Z^2 R_{min}/4$. Вычислив интеграл в выражении (20), получаем, соответственно, для лог-нормального и экспоненциального распределений кластеров по размерам:

$$\frac{d^2 N}{dE dZ} \sim \begin{cases} \frac{\sqrt{E}}{J_Z^3} \left(\frac{dJ_Z}{dZ} \frac{2}{J_Z} - \frac{1}{Z} \right) \left[1 - \operatorname{erf} \left(\ln \left(\frac{4E}{k\delta R J_Z^2} - \frac{5\delta}{4} \right) \right) \right], & Z < Z_{max}, \\ 0, & Z > Z_{max}, \end{cases} \quad (22)$$

$$\frac{d^2 N}{dE dZ} \sim \begin{cases} \frac{\sqrt{E}}{J_Z^3} \left(\frac{dJ_Z}{dZ} \frac{2}{J_Z} - \frac{1}{Z} \right) \left[e^{-\gamma} \sqrt{\frac{\gamma}{\pi}} \left(2 + \frac{\gamma}{3} \right) + 1 - \operatorname{erf}(\sqrt{\gamma}) \right], & Z < Z_{max}, \\ 0, & Z > Z_{max}, \end{cases} \quad (23)$$

где

$$\gamma = \left(\frac{4E}{kJ_Z^2 \bar{R}} \right)^3.$$

Самосогласованное поле заряженного кластера так увеличивает заряд иона, что это влияет на ионные спектры. Учитывая вклад самосогласованного поля заряженного кластера в полную напряженность поля, обеспечивающего надбарьерную ионизацию внутренних атомов кластера, представим формулу Бете в виде

$$F + \frac{Qr}{R^3} = F \left(1 + \frac{kr}{R} \right) = \frac{J_Z^2}{4Z}. \quad (24)$$

Заметим, что, как и в предыдущем случае, напряженность поля электромагнитной волны F зависит от координаты кластера в фокусе лазерного импульса (16). Для упрощения дальнейших выкладок перейдем от переменных R и r к безразмерным переменным x и y , нормированным на средний радиус кластеров в пучке \bar{R} ,

$$x = \frac{r}{\bar{R}}, \quad y = \frac{R}{\bar{R}}. \quad (25)$$

В этих переменных выражение для энергии (9) и правило Бете (24) принимают вид

$$\frac{E}{kZF_0\Phi\bar{R}} = \frac{x^2}{y}, \quad (26)$$

$$\left(\frac{J_Z^2}{4ZF_0\Phi} - 1 \right) \frac{1}{k} = \frac{x}{y}. \quad (27)$$

Вводя параметризацию

$$x = \frac{kC+1}{C}\beta, \quad y = \frac{kC+1}{C^2}\beta, \quad \beta = \frac{4E}{k\bar{R}J_Z^2} \quad (28)$$

в формулах (26) и (27), приходим к выражению для энергии ионов:

$$\frac{E}{kZF_0\Phi\bar{R}} = \beta(kC+1), \quad C = \left(\frac{J_Z^2}{4ZF_0\Phi} - 1 \right) \frac{1}{k}. \quad (29)$$

В новых безразмерных переменных число ионов с энергией E и зарядом Z равно согласно формуле (17):

$$\frac{d^2N}{dZ dE} = \begin{cases} \frac{4\pi n_i N_{Cl} \alpha \bar{R}^4}{k} \int_0^1 f(\bar{R}y(C)) \frac{\beta^4}{E} \left(\frac{2J_Z'}{J_Z} - \frac{1}{Z} \right) \frac{(kC+1)^5}{C^6} \frac{d\Phi}{\Phi}, & Z < Z_{max}, \\ 0, & Z > Z_{max}, \end{cases} \quad (30)$$

Из определения параметра C и уравнений (24) следует соотношение

$$\frac{k dC}{kC+1} = -\frac{d\Phi}{\Phi}, \quad (31)$$

на основе которого удобно переписать выражение (30) в виде

$$\frac{d^2N}{dE dZ} = \begin{cases} 4\pi n_i N_{Cl} \alpha \bar{R}^4 \frac{\beta^4}{E} \left(\frac{dJ_Z}{dZ} \frac{2}{J_Z} - \frac{1}{Z} \right) \int_0^1 f(R(C)) \frac{(kC+1)^4}{C^6} dC, & Z < Z_{max}, \\ 0, & Z > Z_{max}. \end{cases} \quad (32)$$

Из уравнения (31) и свойств функции Φ , введенной в формуле (15), следует, что $C \in [0, 1]$. Переходя от переменной C к переменной y , характеризующей размер кластера, и отбрасывая числовой коэффициент, не зависящий от энергии и заряда, получим для спектра ионов

$$\frac{d^2N}{dE dZ} \sim \begin{cases} \frac{1}{Ea} \left(\frac{dJ_Z}{dZ} \frac{2}{J_Z} - \frac{1}{Z} \right) \int_{a^{\frac{k+1}{k^2}}}^{\infty} \frac{(a+(a+4ya)^{1/2})^5}{a+4y+(a^2+4ya)^{1/2}} dy f(y), & Z < Z_{max}, \\ 0, & Z > Z_{max}, \end{cases} \quad (33)$$

$$a = \beta k^2 = \frac{4kE}{\bar{R}J_Z^2}.$$

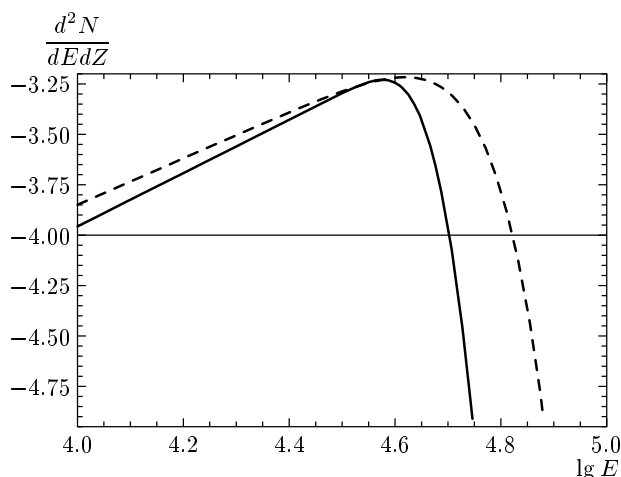


Рис. 3. Энергетический спектр ионов ксенона для $\bar{R} = 26.5$ нм и интенсивности $8 \cdot 10^{17}$ Вт/см² при заряде иона $Z = 12$. Сплошная кривая соответствует лог-нормальному распределению кластеров по размерам, штриховая — экспоненциальному

Отметим, что в данном случае Z_{max} определяется из выражения (24), в котором принимается во внимание самосогласованное поле кластера. Таким образом, использование реальных распределений для интенсивности лазерного импульса, а также учет соотношений для заряда и энергии образующегося иона позволяет аналитически ввести эти зависимости в спектр ионов и тем самым снизить число усредняемых параметров с пяти до одного. Это упрощает математическую сторону проблемы, позволяя рассмотреть более или менее реалистическую задачу.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ

Проанализируем результаты расчета в рамках представленной программы. Отметим, что максимальное значение энергии образующихся ионов достигается в фокусе лазерного пучка на поверхности кластера. В частности, на рис. 1 приведена зависимость максимального заряда иона от интенсивности лазерного импульса для размера кластера $R = 500$ ат.ед. с учетом собственного поля ионизованного кластера. Далее приведены результаты расчетов спектров ионов для типичных параметров экспериментальных исследований — для параметров кластерного пучка ксенона, $\bar{R} = 500$ ат.ед. $\delta = 0.2$, $k = 4$ (δ — параметр лог-нормального распределения (11)) и интенсивности лазерного импульса $8 \cdot 10^{17}$ Вт/см² ($F = 5$ ат.ед.). Эти пара-

метры соответствуют максимальному заряду ионов $Z = 18$ в пренебрежении самосогласованным полем внутри заряженного кластера и заряду $Z = 26$ при реальных условиях, когда это поле учитывается. Максимальная энергия ионов для кластера радиуса $R = 26.5$ нм и указанной выше интенсивности лазерного импульса равна нескольким МэВ.

На рис. 2 представлены спектры ионов для указанных выше условий и для двух распределений кластеров по размерам — лог-нормального и экспоненциального. Линии разделяют области зарядов и энергии ионов, вероятность реализации которых изменяется в десять раз. Более светлые области соответствуют более высоким значениям функции распределения ионов. Сравнение спектров ионов на рис. 2 позволяет сделать вывод об их качественном соответствии: для двух распределений ионов по размерам максимумы и минимумы достигаются при одинаковых значениях заряда и энергии. В основной области спектров распределения практически совпадают, тогда как граница спектров ионов по энергии и заряду для экспоненциального распределения кластеров по размерам является более резкой, чем для лог-нормального распределения. Это продемонстрировано на рис. 3 для функции распределения ионов по энергии и заряду при $Z = 12$. Отметим, что учет самосогласованного поля кластера во время ионизации имеет принципиальное значение для спектра ионов как по заряду, так и по энергии. В частности, для рассмотренной выше интенсивности лазерного импульса $8 \cdot 10^{17}$ Вт/см² пренебрежение самосогласованным полем ведет к уменьшению максимального заряда ионов с 26 до 18, а максимальная энергия ионов с учетом самосогласованного поля в 1.3 раза отличается от максимальной энергии ионов без самосогласованного поля. Следует отметить, что максимальный заряд образующихся ионов не зависит от размера кластера и определяется только интенсивностью лазерного импульса [11].

На рис. 4 представлена функция распределения ионов в виде трехмерного графика. Функция распределения ионов сосредоточена в небольшой области зарядов и энергии с резкими границами. Для фиксированного заряда это соответствует экспоненциальному падению функции распределения ионов в область малых энергий ионов и фактически нулевым значениям функции распределения при переходе в область больших энергий ионов. С ростом заряда ионов высота гребня уменьшается, за исключением зарядов $Z = 8$, $Z = 18$, $Z = 26$, которые соответствуют полностью заполненным электронным оболочкам ионов. В этом случае потенциал ионизации

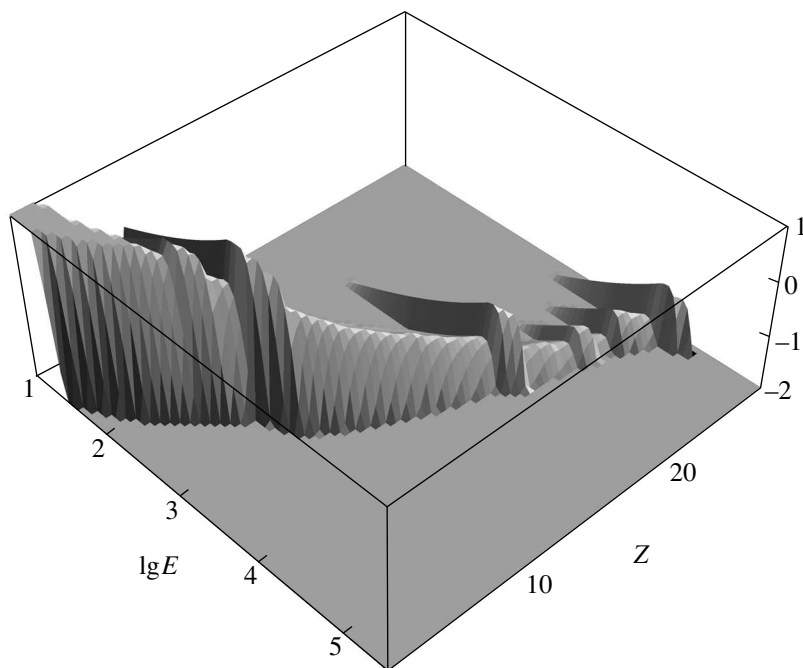


Рис. 4. Зарядово-энергетический спектр для лог-нормального распределения кластеров ксенона по размерам для $\bar{R} = 26.5$ нм и интенсивности $8 \cdot 10^{17}$ Вт/см²

как функция заряда иона резко возрастает, и для появления ионов с большим зарядом требуется более высокая интенсивность лазерного импульса. Такое поведение спектров наблюдалось экспериментально в работе [10], однако в нашем случае эти скачки выражены более резко. Таким образом, в координатах Z и E имеется некоторая область параметров с заметно отличной от нуля функцией распределения ионов.

Рассмотрим отдельно область предельных значений функции распределения ионов по энергии и заряду, т. е. область, где с ростом энергии происходит резкое уменьшение функции распределения по заряду и энергии. Эти значения функции распределения соответствуют области на рис. 2, в которой происходит сильное сгущение линий уровня. Очевидно, что существует предельная энергия и предельный заряд для кластеров заданного размера, однако, если функция распределения кластеров включает кластеры разных размеров, эти пределы в принципе должны пропасть. Тем не менее расчеты показывают резкую границу функции распределения в сторону больших энергий и зарядов, что демонстрируется на рис. 2. Интересно, что эта граница не зависит от интенсивности лазерного импульса, которая определяет отсечку для максимального заряда.

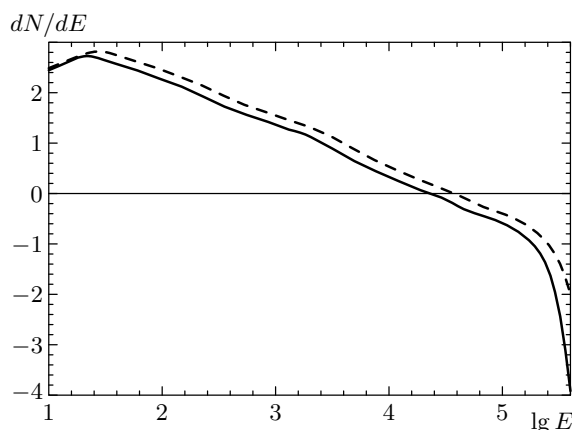


Рис. 5. Энергетические спектры ионов ксенона для лог-нормального (сплошная кривая) и экспоненциального (штриховая) распределений кластеров по размерам для $\bar{R} = 26.5$ нм и интенсивности $8 \cdot 10^{17}$ Вт/см²

Указанная зависимость дается формулой

$$\bar{R}C' J_Z^2 = \lg E. \tag{34}$$

Такое поведение связано с экспоненциальным характером функции распределения кластеров по размерам при больших значениях. Согласно расче-

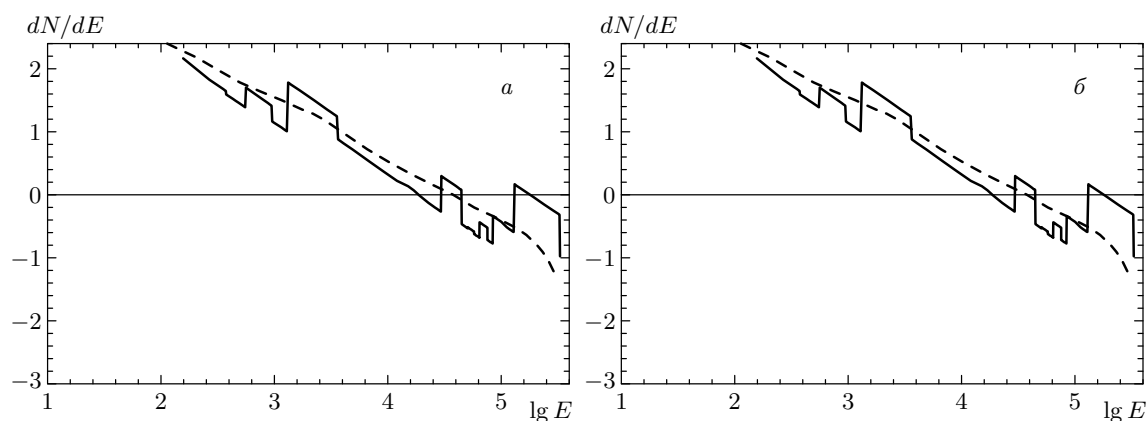


Рис. 6. Энергетический спектр ионов ксенона для $\bar{R} = 26.5$ мм и интенсивности $8 \cdot 10^{17}$ Вт/см² (штриховая линия) и максимум функции распределения по заряду и энергии, умноженный на характерную ширину (сплошная линия), для лог-нормального (а) и экспоненциального (б) распределений кластеров по размеру

там, численный коэффициент в формуле (34) равен $C' = 9/20$.

Рассмотрим энергетические спектры ионов, которые получаются интегрированием зарядово-энергетических спектров ионов по заряду. На рис. 5 приведены энергетические спектры ионов. Видно, что они совпадают для лог-нормального и экспоненциального распределений кластеров по размерам. Кроме того, в области энергий ионов от ~ 1 кэВ до ~ 1 МэВ эти спектры ионов согласуются с экспериментальными [19–21]. При низких энергиях ионов, меньших 1 кэВ, результаты нашей теории отличаются от экспериментальных, поскольку мы не учитываем процессы столкновений.

Отметим, что энергетический спектр ионов соответствует максимуму функции распределения по энергиям и зарядам. Это демонстрирует рис. 6, где штриховой линией показан энергетический спектр ионов при указанных параметрах кластерного пучка и лазерного импульса. Как видно, энергетический спектр ионов не сильно отличается от максимума функции распределения по заряду и энергии, если функцию распределения ионов по энергии и заряду умножить на характерную ширину функции распределения ионов по заряду.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные расчеты энергетических и зарядово-энергетических спектров ионов, образующихся при облучении кластерного пучка мощным ультракоротким лазерным импульсом, показывают важную роль самосогласованного поля кластера

при распаде кластера в формировании спектра ионов. Как следует из этих расчетов, форма спектров имеет универсальный характер, а их параметры определяются, главным образом, средними размерами кластеров и максимальными зарядами ионов, зависящими от интенсивности лазерного импульса в фокусе на границе кластерного пучка, где интенсивность лазерного импульса максимальна. Согласно проведенным расчетам для экспоненциальной и лог-нормальной функций распределения кластеров по размерам, спектры ионов различаются только для зарядов и энергий ионов, вероятность реализации которых мала. Расчеты демонстрируют преобладание ионов с полностью замкнутыми электронными оболочками в образующейся плазме по сравнению с ионами близких зарядов. Учет самосогласованного поля кластера не приводит к изменениям формы спектров ионов, однако эффективность ионизации повышается и максимальный заряд увеличивается под действием самосогласованного поля. Можно ожидать, что произвольная модель, пренебрегающая влиянием собственного поля, будет давать результат, качественно согласующийся с экспериментальным, но с количественно отличными значениями.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 04-02-16499) и CRDF (грант MO-011-0).

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Ditmire, *Contemp. Phys.* **38** (5), 315 (1998).

2. B. D. Thompson, A. McPherson, K. Boyer, and C. K. Rhodes, *J. Phys. B* **27**, 4391 (1994).
3. С. Добош, М. Шмидт, М. Пердрик и др., *Письма в ЖЭТФ* **68**, 454 (1998).
4. B. M. Smirnov, *Clusters and Small Particles in Gases and Plasmas*, Springer, New York (2000).
5. T. Ditmire, T. Donnelly, A. M. Rubenchik, R. W. Falcone, and M. D. Perry, *Phys. Rev. A* **53**, 3379 (1996).
6. В. П. Крайнов, М. Б. Смирнов, *УФН* **170**, 969 (2000).
7. V. P. Krainov and M. B. Smirnov, *Phys. Rep.* **370**, 237 (2002).
8. H. M. Michelberg and R. R. Freeman, *J. Opt. Soc. Amer. B* **6**, 1351 (1989).
9. Y. L. Shao, T. Ditmire, J. W. G. Tisch, E. Springate, J. P. Marangos, and M. H. R. Hutchinson, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3343 (1996).
10. M. Lezius, S. Dobosz, D. Normand, and M. Schmidt, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 261, (1998).
11. M. B. Smirnov and V. P. Krainov, *Phys. Rev. A* **69**, 043201 (2004).
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. M. Mori, T. Shiraishi, E. Takahashi, H. Suzuki, L. B. Sharma, E. Miura, and K. Kondo, *J. Appl. Phys.* **90**, 3595 (2001).
14. T. Mocek, C. M. Kim, H. J. Shin, D. G. Lee, Y. H. Cha, K. H. Hong, and C. H. Nam, *Appl. Phys. Lett.* **76**, 1819 (2000).
15. J. Zweiback, T. E. Cowan, R. A. Smith, J. H. Hartley, R. Howell, C. A. Steinke, G. Hays, K. B. Warton, J. K. Crane, and T. Ditmire, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3640 (2000).
16. I. Last and J. Jortner, *Phys. Rev. A* **62**, 013201 (2001).
17. M. Eloy, R. Azambuja, J. T. Mendonca, and R. Bingham, *Phys. Plasmas* **8**(3), 1084 (2001).
18. T. Zh. Esirkepov, S. Bulanov, H. Daido, Y. Kato, V. S. Khoroshkov, Y. Kitagawa, K. Mima, K. Nagai, K. Nishihara, S. Sakabe, F. Pegoraro, and T. Tajima, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 175003 (2002).
19. T. Ditmire, E. Springate, J. W. G. Tisch, Y. L. Shao, M. B. Manson, N. Hay, J. P. Marangos, and M. H. R. Hutchinson, *Phys. Rev. A* **57**(1), 369 (1998).
20. Lei An-Le, Li Zhong, Ni Guo-Quan, and Xu Zhi-Zhan, *Chinese Phys.* **9**(6), 432 (2000).
21. K. W. Madison, K. Patel, M. Allen, D. Price, and T. Ditmire, *J. Opt. Soc. Amer.* **20**(1), 113 (2003).
22. H. Bethe and E. E. Salpeter, *Quantum Mechanics of One- and Two-electron Atoms*, Rosetta, New York (1977).
23. М. Б. Смирнов, *ЖЭТФ* **124**, 48 (2003).
24. Н. Е. Андреев, И. Л. Бейгман, М. Е. Вейсман, В. В. Костин, А. М. Урнов, Препринт ФИАН **59**, Москва (1998).
25. М. Б. Смирнов, И. Ю. Скобелев, А. И. Магунов и др., *ЖЭТФ* **125**, 1283 (2004).