

ЗАРЯДОВЫЙ СОСТАВ ИОНОВ В КЛАСТЕРНОЙ ПЛАЗМЕ, ОБРАЗОВАННОЙ ПОД ДЕЙСТВИЕМ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

*М. Б. Смирнов**

*Объединенный институт высоких температур Российской академии наук
127412, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 13 февраля 2018 г.

Построена модель, описывающая ионизацию атомов и ионов в кластере при облучении коротким лазерным импульсом. Показано, что ионизация электронным ударом оказывает слабое влияние на конечный зарядовый состав, а основным механизмом образования ионов в кластере служит надбарьерная ионизация электрическим полем, причем электрическое поле, действующее на атомы и ионы, обусловлено действием как внешнего лазерного поля, так и собственных электрических полей кластера. Установлены ключевые параметры кластерного пучка и лазерного импульса, определяющие свойства зарядового состава кластерной плазмы.

DOI: 10.7868/S0044451018060184

1. МОДЕЛЬ КЛАСТЕРА В ЛАЗЕРНОМ ПОЛЕ

Кластерная мишень, характеризующаяся локальной твердотельной и средней газовой плотностями, обладает достоинствами, присущими как твердотельным, так и газовым мишеням, позволяя достигать высоких степеней возбуждения материи [1–3]. Так, под действием мощного лазерного импульса кластерный пучок превращается в неоднородную плазму, состоящую из электронов и многозарядных ионов, сконцентрированных в областях, первоначально занятых кластерами, которая затем под действием электростатических сил трансформируется в однородную плазму, а вложенная энергия переходит в излучение и кинетическую энергию ионов [4–6]. Данные особенности позволяют использовать кластерную плазму в качестве генератора нейтронов [7–9], источников рентгеновского [2, 10, 11] или терагерцевого излучений [12–14]. Таким образом, для дальнейших приложений представляет интерес установление связи между параметрами лазерного импульса и кластерного пучка, с одной стороны, и свойствами формируемой плазмы, с другой.

Ниже нами будут рассмотрены причины, приводящие к формированию многозарядных ионов в кластерном пучке с зарядами, превосходящими таковые при облучении газовой или твердотельной мишеней. Последующий анализ проблемы будет выполнен для кластерных пучков, состоящих из кластеров, включающих от 10^4 до 10^6 атомов, содержащих несколько электронных оболочек. В данной статье мы ориентируемся на интенсивности лазерного импульса в диапазоне $I = 10^{15}–10^{18}$ Вт/см², что соответствует максимальной напряженности электрического поля электромагнитной волны $F = (0.2–4)$ ат. ед., с длительностью по полувысоте 30–200 фс, отвечающей 15–80 периодам осцилляции электромагнитной волны. При указанных условиях происходит многократная ионизация атома, в которой участвуют несколько электронных оболочек, при этом степень ионизации кластера как целого невелика.

Схему процессов, протекающих при взаимодействии лазерного излучения с кластерным пучком, можно охарактеризовать следующей последовательностью. При включении лазерного импульса атомы кластера начинают ионизоваться электрическим полем. При этом часть ионизованных электронов, обладающих достаточной энергией, покидает кластер, распределяясь в пространстве между кластерами, а кластеры приобретают положительный заряд. Захваченные самосогласованным потенциалом класте-

* E-mail: mbsmirnov@gmail.com

Таблица 1. Длительность ионизации в периодах поля для ионов аргона в туннельном и надбарьерном режимах ионизации электрическим полем при напряженности $F_0 = 1.2$ ат. ед.

Z	2	3	4	5	6	7	8
Надбарьерная ионизация, $\omega\tau_{pp}$	40.4	38.1	54.6	30.4	30.9	82.3	35.4
Туннельная ионизация, $\omega\tau_Z$	2848	4241	12905	2150	2301	24255	995

ра электроны движутся внутри него и поглощают энергию лазерного поля. Под действием нескомпенсированного положительного заряда кластер начинает распадаться, причем распад кластеров средних и больших размеров ($> 10^4$) протекает главным образом после окончания лазерного импульса, при этом форма расширяющегося кластера остается близкой к сферической.

Поскольку ионизованные электроны либо остаются в кластере, либо попадают в межкластерное пространство, плазма, возникшая после облучения, является квазинейтральной на характерном масштабе, превосходящем межкластерное расстояние, а на меньшем масштабе можно выделить положительно заряженные остовы (кластеров) и электронный фон, распределенный по межкластерному пространству. Таким образом, плазму условно можно разделить на отдельные электронейтральные ячейки, в центре которых находится положительно заряженный кластерный ион, и в дальнейшем ограничиться описанием эволюции отдельной ячейки. Свободные электроны практически не влияют на эволюцию электронной подсистемы кластера, и анализ процессов, в которые они вовлечены, можно выполнять отдельно. Для простоты можно считать, что они равномерно заполняют весь объем между кластерами. Здесь и далее, если это специально не указано, в представленных формулах и выражениях будет использована атомная система единиц [15].

2. ИОНИЗАЦИЯ АТОМОВ И ИОНОВ КЛАСТЕРА

Ключевым процессом, определяющим характер эволюции кластерной плазмы, является ионизация атомов и ионов в кластере, или внутренняя ионизация. Существуют два механизма внутренней ионизации электронным ударом и электрическим полем, причем ионизация электрическим полем может протекать как в туннельном режиме, так и надбарьерно. Для туннельной ионизации скорость образования ионов W_Z с зарядом Z и потенциалом ионизации

J_Z при напряженности электрического поля F составляет [16]

$$W_Z = \left(\frac{e}{\pi}\right)^{3/2} \frac{\sqrt{3}(2J_Z)^{9/4}}{Z^{5/2}} \left(\frac{16eJ_Z^2}{ZF}\right)^{\frac{2Z}{\sqrt{2}J_Z} - \frac{3}{2}} \times \exp\left[-\frac{2(2J_Z)^{3/2}}{3F}\right]. \quad (1)$$

Когда напряженность достигает значений F_{cr} ,

$$F_{cr} = \frac{J_Z^2}{4Z}, \quad (2)$$

ионизация начинает протекать в надбарьерном режиме и происходит почти мгновенный развал атомной системы за время порядка a_{at}/v_{in} , где a_{at} и v_{in} — соответственно характерные размеры атомной системы и скорость электрона в атоме (ионе).

В зависимости от темпа увеличения интенсивности будет доминировать один из режимов ионизации электрическим полем. Принимая во внимание, что длительность и интенсивность изменяются в диапазонах соответственно 30–200 фс и 10^{15} – 10^{18} Вт/см², а кластеры состоят из атомов благородных газов, в частности из аргона, выявим доминирующий механизм ионизации электрическим полем, сравним время туннельной ионизации $\tau_Z = W_Z^{-1}$ (здесь W_Z определяется формулой (1)) при напряженности поля, равной среднеарифметической между критическими значениями напряженностей для ионов с зарядом $Z - 2$ и $Z - 1$ (т. е. соответственно с зарядами атомных остовов $Z - 1$ и Z), с τ_{pp} — длительностью периода между моментами, когда поле достигает критической напряженности для соответствующих ионов, согласно формуле (2). При анализе будем полагать, что импульс имеет гауссову форму

$$F = F_0 \exp\left[-\frac{t^2}{2\tau_{pulse}^2}\right]. \quad (3)$$

Результаты вычислений для лазерного импульса с параметром $\tau_{pulse} = 100$ фс и $F_0 = 1.2$ ат. ед. представлены в табл. 1 в периодах поля ($\omega\tau_Z$, $\omega = 0.05$).

Приведенные значения однозначно указывают, что для импульсов длительностью меньше сотни периодов доминирует надбарьерная ионизация электрическим полем, т. е. напряженность электрического поля достигает критических значений быстрее, чем атомы и ионы ионизируются в туннельном режиме. Ионизация электронным ударом является вторым возможным механизмом формирования ионов в кластерной плазме, при этом скорость ионизации электронным ударом экспоненциально зависит от температуры T и потенциала ионизации [17, 18], т. е. пропорциональна множителю $\exp[-J_Z/T]$. Таким образом, в случае когда отношение потенциала ионизации к температуре будет составлять величину порядка единицы, ионизация электронным ударом будет превалировать. Оценим вклад указанного механизма, полагая, что электроны возникают в результате действия лазерного поля, тогда можно оценить температуру электронов как $T = 3\omega/\gamma^3$, где $\gamma = \omega\sqrt{2J_Z}/F$. Выражая потенциал ионизации через эффективное главное квантовое число n_* , соответствующее валентной оболочке, и заряд ионного остова Z в виде

$$J_Z = \frac{Z^2}{2n_*^2}, \quad (4)$$

получаем для отношения оценку

$$\frac{J_Z}{T} \sim \frac{2^{11}}{3} \frac{n_*^7 \omega^2}{Z^4}.$$

На основании полученного результата можно сделать следующие заключения: во-первых, с ростом заряда ионов вклад от ионизации электронным ударом может становиться весомым, а во-вторых, указанный механизм при равном заряде иона существенен для легких ионов, а для тяжелых ионов, например для ксенона, он фактически не играет роли. В представляющем для нас интерес диапазоне значений напряженностей ионизация электронным ударом дает вклад только на завершающем этапе действия лазерного импульса, а доминирующим механизмом ионизации оказывается надбарьерная ионизация электрическим полем.

Непосредственное описание процесса ионизации для характеристики ансамбля ионов кластера, включающего Z зарядовых состояний, требует решения системы из $Z - 1$ дифференциальных уравнений. Поскольку в каждый момент эволюции ансамбль ионов будет состоять преимущественно из двух групп ионов, чей заряд различается на единицу, для упрощения задачи ниже мы будем использовать модель среднего иона [19, 20], согласно которой в плазме имеется только один сорт ионов с

непрерывно меняющейся средней степенью ионизации \bar{Z} . Тогда средний заряд может быть найден из уравнения

$$\frac{d\bar{Z}}{dt} = W^{ioniz}(\bar{Z} \rightarrow \bar{Z} + 1),$$

где скорость ионизации $W^{ioniz}(Z - 1 \rightarrow Z)$ может быть получена на основании скоростей ионизации ионов с различными зарядами.

3. ВНЕШНЯЯ ИОНИЗАЦИЯ КЛАСТЕРА

Наряду с ионизацией отдельных атомов и ионов протекает также процесс ионизации кластера как целого, обусловленный в общем случае комбинацией автоэлектронной эмиссии и термоэмиссии. В случае автоэлектронной эмиссии, или, как еще называют этот механизм, полевой ионизации кластера, электрон вырывается из остова под действием внешнего электрического поля; в целом этот механизм мало чем отличается от ионизации атома или иона в электрическом поле. Термоэмиссия — основной механизм ионизации макроскопических тел, реализующийся в кластере в результате того, что часть электронов на его границе обладает достаточной энергией, чтобы преодолеть действие силы, направленной в центр. Таким образом, с ростом температуры увеличивается число электронов, способных покинуть кластер. По существу, в случае кластера эти два механизма невозможно отделить друг от друга. Хорошим приближением для вычисления количества электронов, покидающих кластер в единицу времени, может служить формула Ричардсона – Дэшмана с поправкой Шоттки [4, 5]:

$$\frac{dQ}{dt} = 4\pi R^2 \frac{1}{2\pi^2} T^2 \exp\left[-\frac{Q/R - 2\sqrt{FQ}}{T}\right], \quad (5)$$

$$Q \geq 4FR^2,$$

где T , Q , R , F — соответственно электронная температура, заряд, радиус кластера и напряженность лазерного поля.

Следует также отметить, что существуют альтернативные подходы для вычисления скорости ионизации, базирующиеся на классическом описании процесса ионизации, которые в целом приводят к подобному выражению, отличающемуся от представленного зависимостью предэкспоненциального множителя от температуры. Однако предварительный анализ показывает, что установившийся заряд кластера главным образом определяется экспоненциальным показателем, а более точный учет пред-

экспоненциального множителя лишь вносит коррективы в величину заряда кластера.

Для первой половины импульса, когда интенсивность лазерного излучения растет, а электронная температура мала по отношению к потенциалу ионизации кластера, заряд Q можно считать равным

$$Q = 4FR^2. \quad (6)$$

Далее, когда интенсивность начинает снижаться, заряд определяется либо температурой и $Q/TR = 15-25$, либо максимальным значением напряженности лазерного поля, тогда в качестве оценки можно использовать выражение (6) со значением напряженности, равным максимальному.

Полагая, что доминирующий механизм ионизации полевой, оценим степень ионизации кластера $\alpha = Q/ZN$. Для этого воспользуемся выражениями (2) и (6), связывающими заряд ионов и заряд кластера с напряженностью электрического поля, и в итоге получим

$$\alpha = \frac{Q}{ZN} = \frac{1}{N^{1/3}} \left(\frac{J_Z}{Z/r_W} \right)^2.$$

Выражая потенциал иона через эффективное главное квантовое число n_* , находим

$$\alpha = \frac{Q}{ZN} = \left(\frac{2F}{n_*^2} \right)^{2/3} \frac{r_W^2}{N^{1/3}}. \quad (7)$$

Из полученной оценки можно сделать заключение, что для кластеров, содержащих более 10^5 ионов, степень ионизации при средних и умеренных интенсивностях будет малой. Следует специально отметить, что полученная оценка (7) является завышенной, поскольку электрическое поле, ионизирующее атомы и ионы кластера, превосходит значение внешнего поля.

4. ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛАКА

Поскольку суммарное электрическое поле, действующее на каждый отдельный ион, определяется как внешним полем, так и полями, создаваемыми другими ионами и электронами, для понимания процессов ионизации атомов и ионов в кластере необходимо иметь представление о движении электронного облака кластера. Проанализируем его динамику во внешнем электрическом поле при помощи кинетического уравнения Больцмана:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_i \frac{\partial f}{\partial r_i} + \Phi_i \frac{\partial f}{\partial v_i} \frac{1}{m} = \text{St}[f]. \quad (8)$$

Здесь $f(v, r, t)$ — функция распределения электронов, $\text{St}[f]$ — интеграл столкновений, а Φ_i — сила, действующая на электроны. На электроны оказывает действие как лазер с амплитудой напряженности электрического поля равной $F(t)$, направленной вдоль единичного вектора e_i , так и самосогласованное поле заряженного кластера с потенциалом $\varphi(r)$, поэтому сила Φ_i дается выражением

$$\Phi_i = -e_i F(t) \cos \omega t + \frac{\partial \varphi(r)}{\partial r_i}.$$

С учетом того, что под действием внешнего поля происходит в основном смещение электронного облака относительно ионного остова, а пространственное распределение электронов фактически сохраняется, основной интерес представляет не сама функция распределения электронов, а собственно характер движения электронного облака относительно остова. Умножим кинетическое уравнение на v_j и проинтегрируем по скоростям и координатам, тогда уравнение (8) принимает вид

$$\left\langle v_j \frac{\partial f}{\partial t} \right\rangle + \left\langle v_j v_i \frac{\partial f}{\partial r_i} \right\rangle - \left\langle v_j \frac{\partial f}{\partial v_i} \right\rangle e_i F(t) \cos \omega t + \left\langle \frac{\partial \varphi(r)}{\partial r_i} v_j \frac{\partial f}{\partial v_i} \right\rangle = \langle v_j \text{St}[f] \rangle. \quad (9)$$

Пусть под действием электрического поля электронное облако смещается на расстояние Y , тогда первый интеграл представляет производную средней скорости электронов кластера, т. е. ускорение электронного облака \ddot{Y} . Из-за симметрии электронного облака интегрирование по пространственной переменной приводит к тому, что второй интеграл обращается в нуль. Выполним интегрирование по скорости в третьем интеграле по частям, тогда

$$\left\langle v_j \frac{\partial f}{\partial v_i} \right\rangle = \int d^3 r d^3 v v_j \frac{\partial f}{\partial v_i} = -\delta_{ij}.$$

Аналогичным образом происходит интегрирование четвертого члена. Представим самосогласованный потенциал в виде суммы вкладов от потенциалов, создаваемых ионами $\varphi_+(r)$ и электронами $\varphi_-(r)$,

$$\varphi(r) = \varphi_+(r + Y) - \varphi_-(r),$$

и разложим ионный потенциал в ряд по Y , в результате получаем

$$\begin{aligned}
\left\langle v_j \frac{\partial \varphi(r)}{\partial r_i} \frac{\partial f}{\partial v_i} \right\rangle &\approx \\
&\approx \int d^3 r d^3 v v_j \frac{\partial f}{\partial v_i} \left[\frac{\partial \varphi_+(r)}{\partial r_i} - \frac{\partial \varphi_-(r)}{\partial r_i} \right] + \\
&+ \int d^3 r d^3 v v_j \frac{\partial f}{\partial v_i} \left[\frac{\partial^2 \varphi_+(r)}{\partial r_i \partial r_k} Y_k \right] = \\
&= Y_k \int d^3 r d^3 v v_j \frac{\partial f}{\partial v_i} \left[\frac{\partial^2 \varphi_+(r)}{\partial r_i \partial r_k} \right]. \quad (10)
\end{aligned}$$

Принимая во внимание симметрию ионного потенциала, а также то, что ионный потенциал подчиняется уравнению Пуассона, получаем

$$\langle \partial_i \partial_k \rangle \varphi_+(r) = \frac{\delta_{ik}}{3} \Delta \varphi_+(r) = -\frac{\delta_{ik}}{3} 4\pi \rho_+(r). \quad (11)$$

Подставляя выражение (11) в уравнение (10) и выполняя интегрирование по скорости, имеем

$$\int d^3 v v_j \frac{\partial f}{\partial v_i} = -\delta_{ij} \int f d^3 v = -\delta_{ij} \frac{\rho_-(r)}{N \langle Z \rangle - Q}$$

и окончательно находим для четвертого члена, где $\langle Z \rangle$ — средний заряд ионов в кластере:

$$\left\langle v_j \frac{\partial \varphi(r)}{\partial r_i} \frac{\partial f}{\partial v_i} \right\rangle = Y_j \frac{4\pi}{3} \frac{1}{N \langle Z \rangle - Q} \int d^3 r \rho_-(r) \rho_+(r).$$

Выражение с правой стороны характеризует силу трения, действующую на электронное облако. Вычислим ее величину в τ -приближении, когда интеграл столкновений $\text{St}[f]$ может быть представлен как

$$\text{St}[f] = -\frac{f - f_0}{\tau},$$

где f_0 — равновесная функция распределения. Поскольку равновесная функция симметрична как в пространстве координат, так и в пространстве скоростей, получаем значение для правой части:

$$\langle v_j \text{St}[f] \rangle = -\left\langle v_j \frac{f - f_0}{\tau} \right\rangle = -\frac{\dot{Y}_j}{\tau}.$$

Таким образом, как и ожидалось, столкновения приводят к появлению силы трения, причем эта сила пропорциональна в данном случае эффективной частоте столкновений $1/\tau$. В случае более сложной зависимости частоты столкновений от скорости усреднение приведет к подобному выражению для силы трения [21]:

$$\langle v_j \text{St}[f] \rangle = -\langle \nu(v) \rangle \dot{Y}_j,$$

где $\nu(v)$ — частота электрон-ионных столкновений.

В результате усреднения уравнения (8) находим уравнение для движения электронного облака,

представляющего вынужденное колебание под действием лазерного поля при наличии силы трения, которое имеет вид

$$\begin{aligned}
\frac{d^2 Y_j}{dt^2} + \dot{Y}_j \frac{1}{\tau} + Y_j \Omega^2 &= -\bar{e}_j F(t) \cos \omega t, \\
\Omega^2 &= \frac{4\pi}{3} \frac{1}{N \langle Z \rangle - Q} \int d^3 r \rho_-(r) \rho_+(r), \quad (12) \\
\frac{1}{\tau} &= \langle \nu(v) \rangle.
\end{aligned}$$

При этом сила трения обусловлена рассеянием электронов на ионах.

Характер колебаний электронного облака, как следует из уравнения (12), зависит от распределения электронов в кластере, которое, в свою очередь, определяется распределением заряда ионов и напряженностью внешнего поля. В общем случае установить пространственное распределение электронов с необходимой точностью не представляется возможным, поэтому в дальнейшем мы выполним вычисления для двух модельных распределений. В первом случае плотность нескомпенсированного заряда в кластере постоянна, т. е.

$$\rho_+(r) - \rho_-(r) = \frac{3Q}{4\pi R^3}, \quad (13)$$

во второй модели плотность электронов пропорциональна плотности заряда ионов:

$$\rho_-(r) = g \rho_+(r). \quad (14)$$

Используя связь между плотностью положительного заряда $\rho_+(r)$, концентрацией ионов n_0 и зарядом ионов $Z(r)$,

$$\rho_+(r) = Z(r) n_0,$$

находим Ω^2 для первой и второй моделей соответственно

$$\Omega^2 = \frac{4\pi n_0}{3} \left(\langle Z \rangle + \frac{\langle Z^2 \rangle - \langle Z \rangle^2}{\langle Z \rangle - Q/N} \right)$$

и

$$\Omega^2 = \frac{4\pi n_0}{3} \left(\langle Z \rangle + \frac{\langle Z^2 \rangle - \langle Z \rangle^2}{\langle Z \rangle} \right).$$

На основании полученного результата можно сделать заключение, что частота собственных колебаний главным образом определяется величиной среднего заряда ионов в кластере, тогда как пространственное распределение электронов в кластере оказывает влияние на величину поправки, зависящую от величины флуктуации заряда ионов в кластере.

Оценим амплитуду колебаний и сравним ее с размером кластера, для этого воспользуемся уравнением (12). Полагая, что колебания являются установившимися, т.е. Ω и τ меняются значительно медленнее по сравнению с периодом лазерного поля, найдем

$$\bar{Y} = \frac{F}{\sqrt{(\omega^2 - \Omega^2)^2 + \omega^2/\tau^2}} \leq \frac{F}{\Omega^2}.$$

Поскольку $\Omega \gg \omega$, с учетом (2) находим, что амплитуда колебаний электронного облака

$$\frac{F}{\Omega^2 R} = \frac{F r_W^2}{Z^2 N^{1/3}} = \left(\frac{J_Z}{Z/r_W} \right)^2 \frac{1}{Z N^{1/3}} \ll 1 \quad (15)$$

мала по сравнению с размером кластера, т.е. построенная нами модель является корректной.

5. ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ

Как отмечалось выше, заряд отдельного иона определяется суммарным электрическим полем E_{tot} , складывающимся из следующих компонент: внешнее поле, статическое электрическое поле заряженного кластера E_{2cl} , динамическое поле, обусловленное колебаниями электронного облака E_{3cl} , а также коротковолновые флуктуации электрического поля в плазме E_H , связанные с точечным характером электронов и ионов.

При вычислении суммарного электрического поля необходимо учитывать векторный характер указанной величины, а также принимать во внимание, что в разных частях кластера направления каждого поля могут не совпадать. Подобные прямые вычисления требуют выполнения большого объема операций, поэтому для упрощения анализа мы рассмотрим два предельных случая: все поля однонаправлены и ортогональны во всем кластере. Тогда в первом случае суммарное поле будет суммой отдельных компонент:

$$E_H = F + E_{2cl} + E_{3cl} + E_H, \quad (16)$$

а во втором — корнем из суммы квадратов:

$$E_H = \sqrt{F^2 + E_{2cl}^2 + E_{3cl}^2 + E_H^2}. \quad (17)$$

Поле заряженного кластера для произвольного распределения электронов на расстоянии от центра r составляет

$$E_{2cl} = \frac{\int_0^r 4\pi [\rho_+(r') - \rho_-(r')] r'^2 dr'}{r^2},$$

с учетом условия (15) вклад от колебаний электронного облака равен

$$E_{3cl} = Y \left(4\pi \rho_-(r) - 2 \frac{\int_0^r 4\pi \rho_-(r') r'^2 dr'}{r^3} \right).$$

Флуктуации электрического поля E_H являются случайной величиной и могут быть вычислены, в частности, на основе теории Хольцмарка, однако далее мы будем полагать, что их вклад определяется средней величиной и составляет с точностью до коэффициента порядка единицы

$$E_H = \frac{Z(r)}{r_W^2}.$$

Таким образом, уравнение, которое определяет распределение заряда ионов в кластере $Z(r)$, имеет следующий вид: для однонаправленных полей

$$\frac{J_Z^2}{4Z(r)} = F + \frac{\int_0^r 4\pi [\rho_+(r') - \rho_-(r')] r'^2 dr'}{r^2} + \frac{Z(r)}{r_W^2} + Y \left(4\pi \rho_-(r) - 2 \frac{\int_0^r 4\pi \rho_-(r') r'^2 dr'}{r^3} \right), \quad (18)$$

для ортогональных полей

$$\begin{aligned} \left(\frac{J_Z^2}{4Z(r)} \right)^2 &= \\ &= F^2 + \left(\frac{\int_0^r 4\pi [\rho_+(r') - \rho_-(r')] r'^2 dr'}{r^2} \right)^2 + \\ &\quad + \left(\frac{Z(r)}{r_W^2} \right)^2 + \\ &\quad + Y^2 \left(4\pi \rho_-(r) - 2 \frac{\int_0^r 4\pi \rho_-(r') r'^2 dr'}{r^3} \right)^2. \quad (19) \end{aligned}$$

Вводя безразмерные единицы

$$x = \frac{r}{R},$$

$$y = \frac{Y_{osc}}{R},$$

$$Z = Z_0 z, \quad Z_0 = 2^{4/3} n_*^{4/3} F^{1/3},$$

получаем уравнение (13) в форме

$$z^3 = 1 + 4x - 4y +$$

$$+ a \left(\frac{1}{N^{1/3}} z + 3yz - 2y \int_0^x \frac{3z(x') x'^2 dx'}{x^3} \right),$$

где параметр a дается выражением

$$a = \frac{Z_0 N}{FR^2}.$$

Аналогичные преобразования можно выполнить и для других распределений и геометрий, однако выражения будут иметь более громоздкий вид. При этом следует отметить, что как и выше, в уравнении будут фигурировать три безразмерных параметра $y, a, N^{-1/3}$, которые характеризуют по существу амплитуду колебаний электронного облака, степень ионизации кластера и размер кластера.

6. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЗАРЯДА В КЛАСТЕРЕ

Проанализируем результаты расчетов в рамках представленной модели. Рассмотрим характер колебаний электронного облака и установим характер влияния параметров лазерного импульса, размера кластера, а также распределения электронов на особенности колебаний электронного облака. На рис. 1 представлены результаты расчетов для амплитуды колебаний электронного облака кластера, содержащего 10^5 атомов, для лазерного импульса с гауссовой формой (3) с $F_0 = 1$ ат.ед. и $\omega\tau_{pulse} = 60$, что соответствует интенсивности $I = 3.5 \cdot 10^{16}$ Вт/см² и длительности по полувысоте 68 фс для модели, где плотность электронов охарактеризована как (13) с однонаправленными электрическими полями. По существу электронное облако демонстрирует динамику вынужденных колебаний параметрического осциллятора вдали от резонанса, исключение составляет только узкая область на начальном этапе, но ввиду того, что количество электронов в кластере

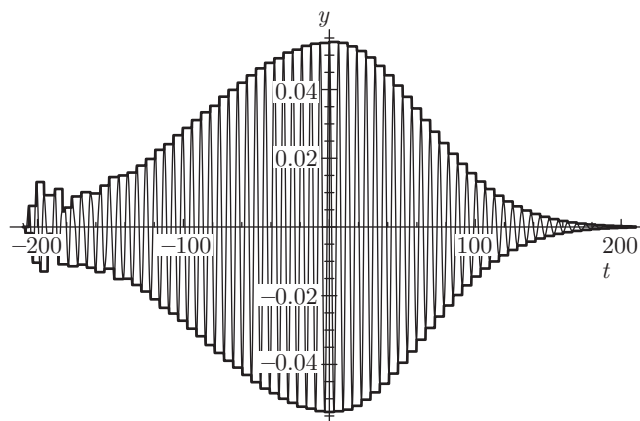


Рис. 1. Смещение электронного облака относительно равновесного положения для кластера, содержащего 10^5 атомов, и лазерного импульса с гауссовой формой (3), где $F_0 = 1$ ат.ед. и $\omega\tau_{pulse} = 60$

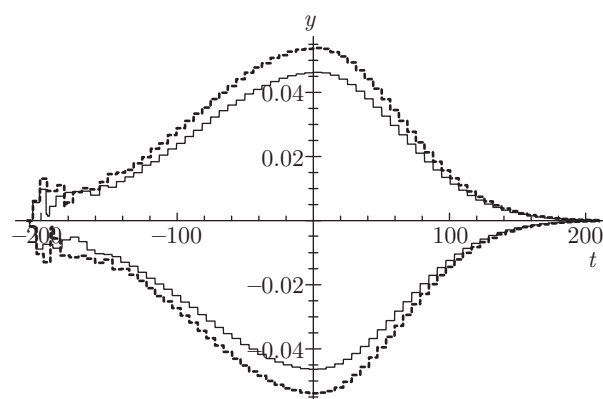


Рис. 2. Сравнение огибающих для электронной плотности с «пропорциональным» распределением (13) (сплошная линия) и с плотностью электронов (14) (штриховая линия)

на этапе существенно изменяется за время, меньшее периода колебаний, резонанс не является выраженным и не оказывает принципиального влияния на дальнейшую эволюцию.

На рис. 2 представлено сравнение результатов расчета приведенного к безразмерному виду смещения центра электронного облака y для плотности электронов, описываемой выражением (13) (непрерывная линия), и для электронов, распределенных согласно уравнению (14) (штриховая линия), при однонаправленных электрических полях. Из полученных графиков видно, что различия между двумя моделями распределений имеют количественный характер, который обусловлен более высоким средним зарядом для модели с «пропорциональным» распределением электронов, также вследствие этого мо-

Таблица 2. Значения отношения максимального смещения электронного облака к размеру кластера y_{max} для различных размеров кластера при $F_0 = 1$ ат. ед.

N	10^4	$3.16 \cdot 10^4$	10^5	$3.16 \cdot 10^5$	10^6
y_{max}	0.118	0.080	0.055	0.037	0.025

Таблица 3. Значения отношения максимального смещения электронного облака к размеру кластера y_{max} при различных напряженностях лазерного поля для $N = 10^5$

F_0 , ат. ед.	0.1	0.5	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	3.5
$y_{max} \cdot 10^2$	0.49	2.7	5.5	8.3	10.8	14.1	16.4	19.3

мент резонанса плазменной частоты смещен в область более ранних значений во времени.

Оценим влияние размера кластера на величину максимального отклонения электронного облака. Результаты расчета для напряженности лазерного поля $F_0 = 1$ ат. ед. и различных размеров представлены в табл. 2, из которой видно, что зависимость максимальной амплитуды колебаний от размера кластера фактически имеет вид $N^{-1/3}$. Это может быть объяснено минимальным вкладом во внешнюю ионизацию термоэмиссионного механизма.

Увеличение интенсивности лазерного поля приводит к росту амплитуды колебаний электронного облака. Значения максимального безразмерного смещения для интенсивностей в диапазоне от $I = 4 \cdot 10^{14}$ Вт/см² до $I = 4 \cdot 10^{17}$ Вт/см² приведены в табл. 3.

Анализ полученных данных показывает, что с ростом напряженности электрического поля лазерного импульса максимальное безразмерное смещение растет фактически линейно, как следовало ожидать. Действительно, амплитуда колебаний должна быть пропорциональна произведению напряженности поля и электрического заряда, который фактически линейно зависит от амплитуды. Таким образом, поскольку колебания электронного облака за исключением первых периодов протекают вдали от резонанса плазменной частоты, безразмерное смещение линейно зависит от напряженности поля.

Проанализируем распределение заряда в кластере. Ранее были получены результаты для моделей ионизации [19, 22], учитывающих влияние собствен-

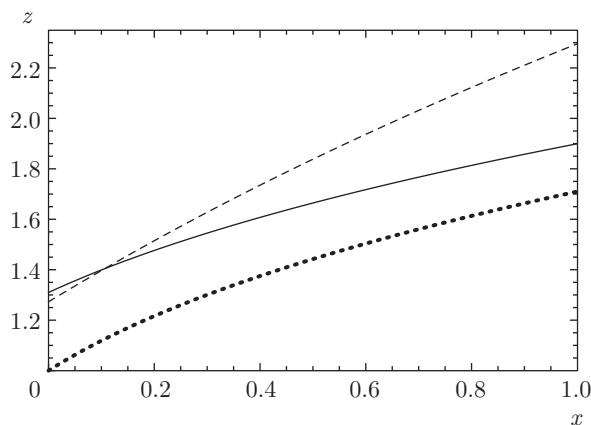


Рис. 3. Результаты расчетов для распределения безразмерного заряда ионов z для «однаправленной» модели электрических полей. Жирная пунктирная линия соответствует результатам ранее выполненных расчетов [19], штриховая линия — «пропорциональной» (14) плотности электронов, сплошная линия — плотности электронов (13)

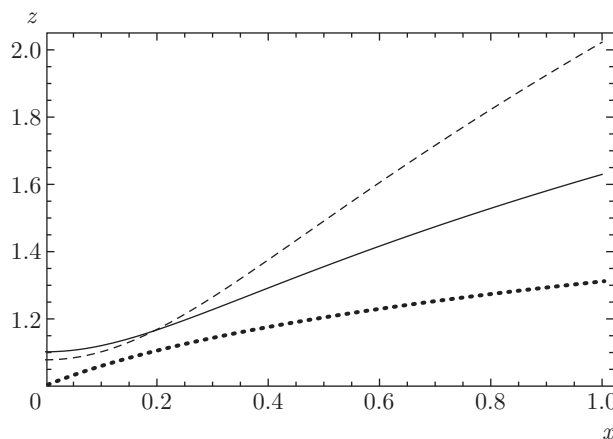


Рис. 4. Результаты расчетов для распределения безразмерного заряда ионов z для «ортогональной» модели электрических полей. Жирная пунктирная линия соответствует результатам ранее выполненных расчетов [19], штриховая линия — «пропорциональной» (14) плотности электронов, сплошная линия — плотности электронов (13)

ного электрического поля кластера. Было установлено, что в этом случае заряд иона в зависимости от выбранной модели дается формулой

$$Z = Z_0 \left(1 + 4 \frac{r}{R} \right)^{1/ns},$$

где Z_0 — заряд иона в центре кластера, где собственное поле обращается в нуль, а $ns = 3-6$. Сравним полученные нами распределения с указанным выше. На рис. 3 и 4 представлено сравнение «однаправленных» и «ортогональных» (т. е. где сум-

марное электрическое поле определяется по формуле (17)) моделей. Первое принципиальное отличие вычисленных распределений от известных состоит в том, что приведенный к безразмерному виду заряд z в центре кластера заметно отличается от единицы, причем для «ортогональных» моделей минимальный заряд меньше, чем для параллельных. Причина роста эффективного заряда обусловлена действием дополнительных электрических полей, которые ранее не принимались во внимание, в первую очередь это относится к динамическому полю E_{zcl} , вклад от которого пропорционален амплитуде осцилляций, а также «хольцмарковских» полей E_H . Величина роста безразмерного заряда ионов кластера z на периферии существенно зависит от модели, причем для плотности электронов, описываемой выражением (13), отличие максимального заряда по сравнению с моделью (14) составляет для «однонаправленных» и «ортогональных» электрических полей соответственно 25% и 54%.

Стоит обратить особое внимание на расхождение между результатами для различных распределений, которое достигает величин порядка 20%. Объяснение этого факта может заключаться в следующем: распределение для плотности электронов (14) имеет более резкий профиль электронной плотности, чем для плотности (13), таким образом при колебании электронного облака достигаются более высокие поля, приводящие соответственно к более высоким зарядам. Таким образом, для электронных плотностей с гладким профилем следует ожидать более низкого среднего заряда, чем в противном случае.

7. ВЫВОДЫ

Построена модель кластера, на основании которой может быть выполнен анализ распределения заряда ионов в кластере и получен зарядовый состав кластерной плазмы. Представленная модель учитывает эволюцию электронного облака и включает описание таких процессов, как внутренняя и внешняя ионизация кластера. Область применения модели допускает рассмотрение как средних, так и больших кластеров при интенсивностях в диапазоне $I = 10^{15} - 10^{18}$ Вт/см². В рамках развитой модели установлено, что заряд образующихся ионов в центре кластера отличается в большую сторону от заряда иона, возникающего при действии такого же лазерного импульса на свободный атом, ввиду наличия дополнительных собственных полей, а именно поля, обусловленного колебанием

электронного облака кластера, а также действием соседних ионов. Установлено, что указанные поля оказывают существенное влияние и на зарядовый состав ионов в кластере в целом. Мы нашли, что более гладким профилям электронной плотности в кластере соответствуют меньшие максимальный и средние заряды ионов в кластере. Также в рамках построенной модели мы нашли, что резонансные процессы в электронном облаке имеют место только на начальном этапе лазерного импульса.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 15-02-08493-а).

ЛИТЕРАТУРА

1. M.-C. Chou, P.-H. Lin, T.-S. Hung, J.-Y. Lin, J. Wang, and S.-Y. Chen, *Phys. Rev. A* **74**, 023804 (2006).
2. K. Kondo, M. Mori, and T. Shiraishi, *Appl. Surf. Sci.* **197**, 138 (2002).
3. 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).
4. В. П. Крайнов, Б. М. Смирнов, М. Б. Смирнов, *УФН* **177**, 953 (2007).
5. V. P. Krainov and M. B. Smirnov, *Phys. Rep.* **370**, 237 (2002).
6. J. Zweiback, T. Ditmire, and M. D. Perry, *Phys. Rev. A* **59**, R3166 (1999).
7. Y. Rhee, S. M. Nam, J. M. Han, Y. H. Cha, D. H. Kwon, K. T. Lee, Y. U. Jung, I. W. Choi, T. J. Yu, D. K. Ko, and J. Lee, *J. de Phys. IV* **133**, 515 (2006).
8. H. J. Liu, Z. J. Zheng, Y. Q. Gu, B. H. Zhang, Y. J. Rhee, S. M. Nam, J. M. Han, Y. W. Rhee, K. H. Yea, J. B. Chen, H. B. Wang, C. Y. Jiao, Y. L. He, T. S. Wen, X. L. Wen, and M. Chen, *Chinese Phys. Lett.* **24**, 494 (2007).
9. F. Buergens, K. W. Madison, D. R. Symes, R. Hartke, J. Osterhoff, W. Grigsby, G. Dyer, and T. Ditmire, *Phys. Rev. E* **74**, 016403 (2006).
10. F. Dorchies, T. Caillaud, F. Blasco, C. Bonte, H. Jouin, S. Micheau, B. Pons, and J. Stevefelt, *Phys. Rev. E* **71**, 066410 (2005).
11. F. Dorchies, C. Bonte, F. Blasco, T. Caillaud, R. Fedosejevs, C. Fourment, M. Harmand, O. Peyrussel, J. J. Santos, and J. Stevefelt, *J. de Phys. IV* **133**, 963 (2006).

12. F. Jahangiri, M. Hashida, S. Tokita, T. Nagashima, M. Hangyo, and S. Sakabe, *Appl. Phys. Lett.* **102**, 191106 (2013).
13. F. Jahangiri, M. Hashida, T. Nagashima, S. Tokita, M. Hangyo, and S. Sakabe, *Appl. Phys. Lett.* **99**, 261503 (2011).
14. K. Mori, M. Hashida, T. Nagashima, D. Li, K. Teramoto, Y. Nakamiya, S. Inoue, and S. Sakabe, *Appl. Phys. Lett.* **111**, 241107 (2017).
15. V. P. Krainov, B. M. Smirnov, and H. R. Reiss, *Radiative Processes in Atomic Physics*, J. Wiley & Sons (1997).
16. N. B. Delone and V. P. Krainov, *Multiphoton Processes in Atoms*, Springer, Berlin (2000).
17. D. Salzmann, *Atomic Physics in Hot Plasmas*, Oxford Univ. Press, New York (1998).
18. H. F. Beyer and V. P. Shevelko, *Introduction to Physics of Highly Charged Ions*, The Institute of Physics, Bristol (2003).
19. M. B. Smirnov and V. P. Krainov, *Phys. Rev. A* **69**, 043201 (2004).
20. Н. Е. Андреев, И. Л. Бейгман, М. Е. Вейсман, В. В. Костин, А. М. Урнов, Препринт ФИАН 59, Москва (1998).
21. Б. М. Смирнов, *Физика слабоионизованного газа в задачах с решениями*, Наука, Москва (1985).
22. А. А. Катасонов, М. Б. Смирнов, *ЖЭТФ* **126**, 566 (2004).