

# СПЕКТР ИОНОВ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ КЛАСТЕРНОГО ПУЧКА ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

*М. Б. Смирнов\**

*Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»  
123182, Москва, Россия*

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

Поступила в редакцию 14 января 2014 г.

Построена модель, описывающая динамику распада больших заряженных кластеров, образующихся при взаимодействии короткого лазерного импульса с кластерным пучком. Показано, что присутствие продуктов распада соседних кластеров и электронного фона за счет ионизации кластеров влияют на динамику развития кластерной плазмы и энергетический спектр плазменных ионов. Определены параметры формирующейся плазмы в зависимости от параметров кластерного пучка и лазерного импульса.

DOI: 10.7868/S0044451014090016

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Кластерный пучок по своему строению занимает промежуточное положение между твердотельными и газовыми мишенями. Он состоит из отдельных атомных кластеров размером 1–100 нм, содержащих от нескольких тысяч до нескольких миллиардов атомов, которые в результате взаимодействия с фемтосекундным лазерным импульсом образуют неоднородную плазму. Такое строение кластерного пучка позволяет достигать высоких степеней возбуждения материи, так как, с одной стороны, кластеры содержат небольшое количество вещества и поэтому их возбуждение может быть достигнуто доступными источниками энергии, а с другой — твердотельная плотность атомов в кластере обеспечивает высокую эффективность их взаимодействия с излучением по сравнению с газовыми мишенями [1–3].

Эффективным методом возбуждения материи является воздействие на нее мощным лазерным импульсом малой длительности [4–6]. Взаимодействуя с лазерным излучением, кластерный пучок превращается в неоднородную плазму, которая содержит электроны и многозарядные ионы в областях первоначального нахождения кластеров. Далее распад этих микроплазменных сгустков приводит к образо-

ванию однородной плазмы. Поскольку длительность лазерного импульса мала по сравнению с характерными ионными временами, лазерный импульс воздействует только на образующиеся электроны, тогда как ионные процессы и неупругие процессы с участием электронов, в частности генерация рентгеновского излучения, протекают в основном после прекращения лазерного импульса [2, 7, 8].

Существуют два сценария использования образующейся плазмы: во-первых, в качестве источника рентгеновского излучения, а во-вторых, как генератор нейтронов [9, 10]. В первом случае представляет интерес максимальное преобразование энергии лазерного импульса в возбуждения многозарядных ионов с последующим излучением рентгеновских фотонов, а во втором — для генерации нейтронов важно достичь максимальной накачки ионной подсистемы. В обоих случаях процессы, ответственные за генерацию как рентгеновского излучения, так и быстрых ионов, протекают на стадии распада ионизованного кластера. Поэтому понимание процессов, развивающихся в кластерной плазме после окончания лазерного импульса, представляет такой же интерес, как и процессов, протекающих в течение лазерного импульса.

Ранее была предложена модель «кулоновского взрыва», описывающая динамику распада малого кластера при высокой интенсивности излучения [11, 12], когда под действием лазерного импульса все

\*E-mail: mbsmirnov@gmail.com

ионизированные электроны почти мгновенно покидают кластер. После ионизации кластера как целого под действием кулоновских сил происходит распад положительно заряженного остова. Эта модель позволила качественно, а в ряде случаев и количественно описать экспериментально наблюдаемые спектры ионов [13–16]. Модель дает хорошее качественное соответствие характерных параметров спектра. Принимая во внимание неоднородность в пространстве лазерного импульса и разброс по размерам кластеров, с помощью кулоновской модели распада можно объяснить некоторые особенности формирования ионных спектров [17]. Для кластеров больших размеров и/или при умеренной интенсивности лазерного излучения значительная часть образующихся при ионизации электронов остается внутри остова, поэтому простая модель не позволяет получать адекватное описание эволюции. Чтобы устранить возникающие расхождения, был предложен ряд моделей на основе гидродинамического описания плазмы [6]. Исследование гидродинамического режима расширения проводилось при помощи прямого численного моделирования [18]. Однако анализ эффектов, возникающих при распаде кластера, невозможен без развития подходящих теоретических моделей [19], так как результаты численного моделирования не всегда удается использовать в дальнейших расчетах. Целью данной работы является создание полуаналитической модели для описания распада большого кластера под действием короткого и мощного лазерного импульса. Эта модель позволит определить свойства образующейся в конечном итоге кластерной плазмы. Далее везде, если специально не оговорено, все вычисления будут проводиться в атомной системе единиц:  $e = m_e = \hbar = 1$ .

## 2. ХАРАКТЕР ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КЛАСТЕРНОГО ПУЧКА С ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

Объектом нашего анализа является распад кластера, возбужденного фемтосекундным лазерным импульсом. Рассмотрим эволюцию кластера и окружающего его электронного облака после прекращения лазерного импульса, когда часть электронов покинула кластер и он приобрел положительный заряд. Для этого необходимо понять характер процессов, протекающих в ионной и электронной подсистемах кластерной плазмы. Исторически сложилось, что электроны, возникшие в результате ионизации атомов и ионов кластера, разделяют на сво-

бодные, покинувшие кластер и распределенные во всем пространстве плазмы, и захваченные, удерживаемые самосогласованным полем ионов и электронов внутри кластера. Поскольку ионизированные электроны или остаются в кластере, или попадают в межкластерное пространство, плазма, возникающая после облучения, является квазинейтральной на характерном масштабе, превосходящим межкластерное расстояние, а на меньшем масштабе можно выделить положительно заряженные остовы (кластеры) и электронный фон, распределенный по межкластерному пространству. Таким образом, плазму можно разделить на отдельные электронейтральные ячейки, в центре которых находится положительно заряженный кластерный ион, и в дальнейшем ограничиться описанием эволюции отдельной ячейки. Введем радиус ячейки  $R_c$  так, чтобы приходящийся на отдельный кластер объем соответствовал объему шара этого радиуса, т. е.

$$R_c = \left( \frac{3}{4\pi n_{cl}} \right)^{1/3}, \quad (1)$$

где  $n_{cl}$  — плотность кластеров в кластерном пучке. Принципиальное отличие распада кластера в пучке от распада одиночного кластера состоит в том, что в пучке расширение ограничено размерами отдельной ячейки. При достижении ее границ электроны и ионы начинают перемешиваться с частицами из соседних ячеек, а плазма превращается в однородную. Существенное влияние при этом на движение ионов оказывает электронный фон.

На начальной стадии расширения внешние и внутренние электроны можно выделить в две отдельные подсистемы и рассматривать эволюцию каждой из этих подсистем независимо. Концентрация электронов в кластере, включающем также многозарядные ионы, превышает твердотельную, поэтому в подсистеме связанных электронов устанавливается тепловое равновесие. Ранее [16] было численно продемонстрировано, что бальмовское распределение в электронной подсистеме достигается уже в течение лазерного импульса. Концентрация свободных электронов, возникающих в результате ионизации кластера как целого, на несколько порядков меньше, а энергия превосходит потенциал ионизации кластера. В дальнейшем будем предполагать, что они равномерно распределены по всему объему ячейки. Часть этих электронов впоследствии может быть вновь захвачена кластером в результате рекомбинации, когда электрон, имеющий избыточную энергию, рассеивается на внутренних электронах, хотя вероятность этого процесса мала.

Процесс ионизации кластера как целого обусловлен автоэлектронной эмиссией и/или термоэмиссией. 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. Суть термоэмиссии состоит в том, что, когда электрон подлетает к границе кластера, электростатические силы, действующие на него, направлены в центр и, если скорость электрона велика, он в состоянии преодолеть действующую на него силу и покинуть кластер. Чем выше температура, тем больше число электронов, способных покинуть кластер. Количество электронов, покидающих кластер в единицу времени в результате термоэмиссии, можно найти, используя формулу Ричардсона — Дэшмана:

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

где  $T$ ,  $Q$ ,  $R$  — соответственно электронная температура, заряд и радиус кластера. Хотя эмиссия электронов может как происходить в результате термоэмиссии, так и быть связанной с действием электрического поля лазерного импульса, в дальнейшем мы ограничимся термоэмиссией, которая определяет ионизацию кластеров после окончания лазерного импульса. Вводя заряд кластера  $Q_0$  в момент прекращения импульса, далее мы проанализируем последующую эволюцию кластера как функцию этой величины.

Характер расширения кластера существенным образом связан со степенью ионизации кластера, равной отношению заряда кластера к полному числу ионизованных электронов. Для кластера, состоящего из  $N$  ионов со средним зарядом  $Z$ , степень ионизации после завершения лазерного импульса оказывается равной  $Q_0/ZN$ . Оценим типичное значение этой величины. В процессе поглощения лазерного импульса его энергия в основном расходуется на ионизацию атомов и ионов кластера, а доля энергии, расходуемой на разогрев электронов и ионизацию кластера как целого, относительно мала [20]. Тогда степень ионизации ионов лазерным импульсом длительностью  $\tau_p$  с напряженностью электрического поля  $F$  можно оценить из уравнения баланса энергии

$$c \frac{F^2}{8\pi} \tau_p \pi R_0^2 = N \sum_{i=1}^Z J_i, \quad (3)$$

где  $J_Z$  — потенциал ионизации иона с зарядом  $Z-1$ , а  $c$  — скорость света. Полагая, что  $J_Z \sim Z^2$ , находим

$$N \sum_{i=1}^Z J_i = N \xi \frac{Z^3}{a_0}. \quad (4)$$

Здесь  $a_0$  — радиус Бора, а числовой коэффициент  $\xi$  порядка единицы, причем в последующем мы примем для определенности  $\xi = 0.25$ . Оценивая  $Q_0$ , будем полагать, что ионизация кластера как целого протекает по автоэлектронному механизму, тогда для лазерного импульса с напряженностью электрического поля  $F$  заряд кластера радиуса  $R_0$  согласно [4] будет равен

$$Q_0 = 4FR_0^2. \quad (5)$$

Представив радиус кластера через радиус Вигнера–Зейтца  $r_W$  как  $R_0 = N^{1/3}r_W$  и используя равенства (3)–(5), получаем для степени ионизации кластера:

$$\frac{Q_0}{ZN} = 4(8\xi)^{1/3} \left(\frac{Fr_W^4}{c\tau_p a_0}\right)^{1/3} N^{-2/9}. \quad (6)$$

Для характерных значений параметров ( $F \approx 1-10$  ат. ед.,  $\tau \approx 50-100$  фс,  $N \approx 10^5-10^9$ ) эта величина не превосходит 0.1–0.2. Стоит также подчеркнуть, что представленная оценка заведомо завышена.

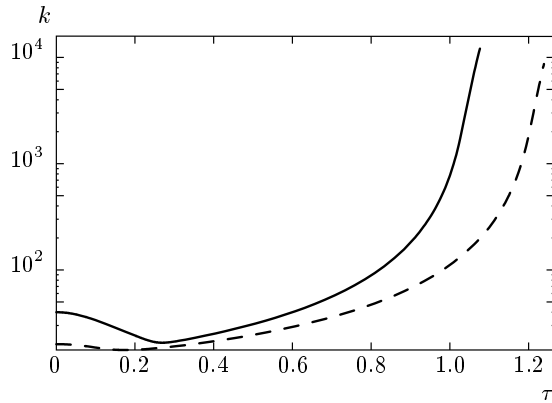
Рассмотрим, как меняется заряд кластера во время его расширения. Уравнение для движения поверхности кластера можно записать в виде

$$M \frac{d^2R}{dt^2} = \frac{ZQ}{R^2} - \frac{ZQ}{R_c^3} R. \quad (7)$$

Здесь  $M$  — масса иона, а  $Q$  и  $R$  — соответственно текущие заряд и радиус кластера. Второй член в правой части уравнения (7) возникает из-за наличия свободных электронов, которые, как мы считаем, распределены равномерно во всем пространстве. Это уравнение должно быть дополнено модифицированным уравнением Ричардсона–Дэшмана, в котором потенциал ионизации кластера представлен с учетом присутствия свободных электронов:

$$\frac{dQ}{dt} = 4\pi R^2 \frac{1}{2\pi^2} T^2 \times \exp\left[-\frac{Q}{TR} + \frac{Q}{2TR_c} \left(3 - \frac{R^2}{R_c^2}\right)\right]. \quad (8)$$

Дополнив систему уравнений (7), (8) начальными условиями  $Q(0) = Q_0$ ,  $R(0) = R_0$ ,  $R'(0) = 0$ , введем безразмерные единицы:



**Рис. 1.** Эволюция приведенного потенциала кластера  $k$  во времени при значении приведенного размера ячейки  $x_c = 10$  для отношения масштаба времени ионизации кластера как целого к масштабу времени разлета кластера  $\gamma = 5 \cdot 10^7$  при начальных условиях  $k(0) = 20$  (штриховая линия),  $40$  (сплошная линия). Приведенное время  $\tau_0$  дается формулой (9)

$$\begin{aligned}
 k &= \frac{Q}{RT}, \\
 R &= xR_0, \quad R_c = x_c R_0, \\
 t &= \tau \tau_0, \quad \tau_0 = \sqrt{\frac{M}{ZT}} R_0, \\
 \gamma &= \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{MT}{Z}} R_0^2.
 \end{aligned} \tag{9}$$

Тогда уравнения (7), (8) принимают вид

$$\frac{d^2 x}{d\tau^2} = \frac{k}{x} \left( 1 - \frac{x^3}{x_c^3} \right), \tag{10}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{k} \frac{dk}{d\tau} + \frac{1}{x} \frac{dx}{d\tau} &= \\
 &= \gamma \frac{x}{k} \exp \left[ -k \left( 1 - \frac{3x}{2x_c} + \frac{x^3}{2x_c^3} \right) \right],
 \end{aligned} \tag{11}$$

$$x(0) = 1, \quad x'(0) = 0, \quad k(0) = \frac{Q_0}{R_0 T}. \tag{12}$$

На рис. 1 в качестве примера приведены результаты расчета для  $k(0) = 20, 40$  при  $\gamma = 5 \cdot 10^7$ ,  $x_c = 10$ . Из результатов расчета видно, что во время расширения значение  $k$  колеблется в пределах 10–20 %, соответственно заряд возрастает в несколько раз и только при приближении к границе ячейки, когда потенциал ионизации стремится к нулю,  $k$  резко увеличивается.

### 3. МОДЕЛЬ ЭВОЛЮЦИИ КЛАСТЕРНОГО ПУЧКА

Характер распада заряженного кластера определяется движением ионов в самосогласованном потенциале. Поскольку масса ионов на несколько порядков больше массы электронов, при движениях плазмы со скоростями, много меньшими электронных скоростей, электроны адиабатически следуют за распределением поля. Электронная компонента находится в равновесии и возникающее квазистационарное распределение зарядов в кластерной плазме может быть разрушено только эволюцией ионов. Скорость ионов меняется под действием электрического поля кластера и в результате столкновений с электронами. Так как температура ионов близка к нулю, можно вообще пренебречь тепловым разбросом скоростей ионов. Тогда при сферически-симметричном расширении кластера движение ионов допускает относительно простое описание в «гидродинамическом приближении», где скорость  $v_i$  отдельного слоя  $i$  удовлетворяет уравнению

$$M \frac{dv_i}{dt} = ZE_i. \tag{13}$$

Дополняя (13) уравнением для напряженности электрического поля  $E_i$ , действующего на  $i$ -й слой кластера, получим полную систему уравнений.

Напряженность самосогласованного поля может быть вычислена, если известно электронное распределение. Как мы уже отмечали, электронная компонента состоит из двух частей: свободных электронов, равномерно распределенных во всем пространстве плазмы, и захваченных, связанных с остовом кластера. Распределение захваченных электронов отличается от теплового, так как в случае теплового равновесия в электронной подсистеме присутствуют электроны, энергия которых превосходит потенциал ионизации кластера, и, соответственно, траектории выходят за пределы кластера. Однако уже при  $Q/RT > 5$  доля таких электронов ничтожна мала и энергетическое распределение захваченных электронов можно считать тепловым с высокой точностью, а их область нахождения — локализованной в кластере. Электростатический потенциал возбужденного кластера может быть найден из уравнения Пуассона:

$$\Delta \varphi = -4\pi (Zn_{ion} - \tilde{n}_e), \tag{14}$$

где  $n_{ion}$  и  $\tilde{n}_e$  — плотности соответственно ионов и электронов. Плотность электронов является суммой плотностей свободных электронов  $n_{ef}$ , постоянной в

пространстве ячейки, и захваченных электронов  $n_e$  с бoльцмановским распределением при температуре электронов  $T$ :

$$n_e = Zn_0 \exp[\varphi/T]. \quad (15)$$

Здесь  $n_0 = 3N/4\pi R_0^3$  — начальная плотность ионов в кластере. Введем обозначения

$$\begin{aligned} \chi &= \frac{Zn_{ion} - n_{ef} - n_e}{Zn_{ion} - n_{ef}}, \\ \eta &= \frac{Zn_{ion} - n_{ef}}{Zn_0}, \\ y &= \frac{r}{R_0}. \end{aligned} \quad (16)$$

Выразив потенциал электрического поля через плотность захваченных электронов и подставив в уравнение Пуассона (14), приведем уравнение к безразмерному виду при помощи (16):

$$\Delta \ln [1 - \chi] = -\beta^2 \chi \eta - \Delta \ln \eta, \quad (17)$$

где

$$\beta^2 = \frac{4\pi Zn_0 R_0^2}{T} = \frac{3ZN}{TR_0}.$$

Уравнение (17) следует дополнить краевыми условиями, в качестве которых могут быть взяты значения напряженности электрического поля в центре кластера и на его границе. Для кластера радиуса  $R$  с полным зарядом  $Q$  краевые условия принимают вид

$$E(0) = 0, \quad E(R) = \frac{Q}{R^2}. \quad (18)$$

Представим краевые условия в безразмерных переменных:

$$\begin{aligned} \left. \frac{d \ln [\eta (1 - \chi)]}{dy} \right|_{y=0} &= 0, \\ \left. \frac{d \ln [\eta (1 - \chi)]}{dy} \right|_{y=x} &= -\frac{k_0}{x} \left( 1 - \frac{x^3}{x_c^3} \right), \\ k_0 &= \frac{Q}{TR_0}. \end{aligned} \quad (19)$$

Построим приближенное решение уравнения (17) с граничными условиями (19) при условии  $\chi \ll 1$  и допущении, что характерный масштаб изменения плотности электронов гораздо меньше, чем для плотности ионов. Последнее позволяет предположить плавность функции  $\eta$  и пренебречь ее производными, а уравнение (17) принимает вид

$$\Delta \chi = \beta^2 \chi \eta. \quad (20)$$

Делая замену  $\chi = g/y$ , находим

$$\frac{d^2 g}{dy^2} = \beta^2 \eta g. \quad (21)$$

Приближенное решение уравнения (21), основанное на квазиклассическом приближении по аналогии с [21, 22], принимает следующий вид:

$$\begin{aligned} g(y) &= C_1 \frac{\exp [+ \phi]}{\sqrt{\phi'}} + \\ &+ C_2 \frac{\exp [- \phi]}{\sqrt{\phi'}}, \quad \phi = \beta \int_0^y \sqrt{\eta} dy'. \end{aligned} \quad (22)$$

Произвольные константы  $C_1, C_2$  вычисляются из граничных условий. Для дальнейших вычислений непосредственный интерес представляет безразмерная напряженность самосогласованного поля  $\xi$ , определяемая как

$$\xi = -\frac{1}{k_0} \frac{d \ln [\eta (1 - \chi)]}{dy}. \quad (23)$$

Принимая во внимание первое из граничных условий (19), находим

$$\xi = C \frac{\phi \operatorname{ch} \phi - \operatorname{sh} \phi}{y^2 \sqrt{\phi'}}.$$

На основании второго граничного условия (19) вычисляем константу  $C$  и приходим к следующему выражению для  $\xi$ :

$$\begin{aligned} \xi(y) &= \frac{1}{y^2} \frac{\phi(y) \operatorname{ch} \phi(y) - \operatorname{sh} \phi(y)}{\phi(x) \operatorname{ch} \phi(x) - \operatorname{sh} \phi(x)} \times \\ &\times \sqrt{\frac{\phi'(x) k_0 x}{\phi'(y) k_0}} \left( 1 - \frac{x^3}{x_c^3} \right). \end{aligned} \quad (24)$$

Докажем справедливость предположения о малости функции  $\chi(y)$ , которая равна

$$\begin{aligned} \chi(y) &= \frac{1}{y} \frac{k_0 \operatorname{sh} \phi(y)}{\phi(x) \operatorname{ch} \phi(x) - \operatorname{sh} \phi(x)} \times \\ &\times \sqrt{\frac{\phi'(x)}{\phi'(y)}} \left( 1 - \frac{x^3}{x_c^3} \right). \end{aligned}$$

Очевидно, что функция  $\chi(y)$  принимает экстремальные значения на границах интервала, где

$$\begin{aligned} \chi(0) &\approx \exp [-\phi(x)], \\ \chi(x) &< \frac{k_0}{\sqrt{x}\beta} \left( 1 - \frac{x^3}{x_c^3} \right) < \sqrt{\frac{Q_0}{ZN} \frac{Q_0}{TR_0}}. \end{aligned}$$

Отсюда следует, что квазиклассическое приближение выполняется тем лучше, чем меньше степень ионизации кластера, причем максимальное отклонение имеет место у поверхности кластера, и при расширении (кластера) точность использованного приближения уменьшается.

Таким образом, мы построили полную систему уравнений, описывающую расширение большого кластера в пучке после прекращения лазерного импульса, и проанализировали характер развития кластерной плазмы при распаде пучка больших кластеров. Далее, опираясь на построенное квазиклассическое решение для эволюции электронной подсистемы, используем численное моделирование для расчета динамики распада кластера в пучке и нахождения энергетического спектра ионов.

#### 4. ДИНАМИКА РАСПАДА КЛАСТЕРОВ В ПУЧКЕ И СПЕКТР ОБРАЗУЮЩИХСЯ ИОНОВ

Проанализируем результаты расчетов в рамках представленной модели. Начнем с перечисления ключевых безразмерных параметров кластерного пучка, характеризующих форму и структуру ионного спектра:  $k(0)$  — приведенный потенциал ионизации кластера после прекращения лазерного импульса,  $x_c$  — приведенный размер кластерной ячейки,

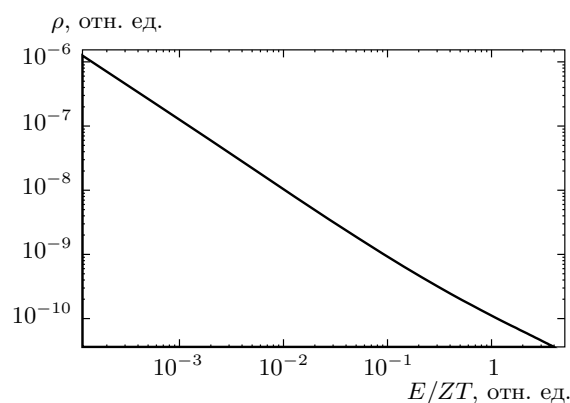
$$\beta = \sqrt{\frac{3Z}{Trw}} N^{1/3}$$

— отношение радиуса кластера к дебаевскому радиусу плазмы в кластере,  $\gamma$  — отношение времени ионизации кластера как целого к времени разлета кластера. В таблице указаны типичные значения приведенных параметров ксеноновой кластерной плазмы для кластеров в пучке, содержащих  $N = 10^5-10^9$  атомов, и интенсивности лазерного импульса  $10^{15}-10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Отметим, что характер распределения избыточного заряда в кластере в процессе эволюции определяется параметром  $\beta$ . Величина этого параметра имеет принципиальное значение для эволюции кластерной плазмы. Если этот параметр велик, то при

**Таблица.** Значения приведенных параметров возбужденного кластерного пучка

$\beta$	$\gamma$	$x_c$	$k(0)$
10–1000	$10^7-10^{10}$	4.5–25	10–40



**Рис. 2.** Ионный спектр.  $\beta = 20$ ,  $k(0) = 20$ ,  $x_c = 10$ ,  $\gamma = 5 \cdot 10^7$

распаде большого кластера практически весь положительный заряд кластера сконцентрирован у его поверхности и только ионы, расположенные у границы кластера, испытывают значительное ускорение под действием электростатических сил, а движение остальных ионов можно описать в рамках модели амбиполярной диффузии. Действительно, если считать, что плотность ионов постоянна в пространстве, то решение уравнения (17) можно записать как

$$\chi = C \frac{\text{sh}(\beta\sqrt{\eta}y)}{y}, \tag{25}$$

где  $\beta\sqrt{\eta}$  играет роль обратного приведенного дебаевского радиуса, причем  $y$  принадлежит области  $[0, 1]$ . При расширении ионная плотность уменьшается, а размер кластера увеличивается, но в целом «фаза»  $\phi = \beta\sqrt{\eta}$  уменьшается как  $\sqrt{R_0/R_{cur}}$ , где  $R_{cur}$  — текущий размер кластера, т. е. с расширением кластера под действие электростатических сил попадают все большее число ионов. Численное решение системы уравнений (10), (12), (13), (24) показывает, что при условиях доминирования амбиполярной диффузии значение рассматриваемого параметра составляет  $\beta \geq 100$ .

На рис. 2 представлен типичный энергетический ионный спектр при характерных параметрах распада кластеров. График выполнен в двойном логарифмическом масштабе и демонстрирует, что практически во всем диапазоне энергий ионов их спектр соответствует степенной зависимости числа быстрых ионов от их энергии:  $\rho(E) = dN/dE \sim E^{-p}$ ,  $p > 0$ . Максимальную энергию приобретают ионы вблизи поверхности, и в рамках рассматриваемой модели из-за отсутствия ион-ионных и ион-электронных столкновений ионы не могут приобрести большую

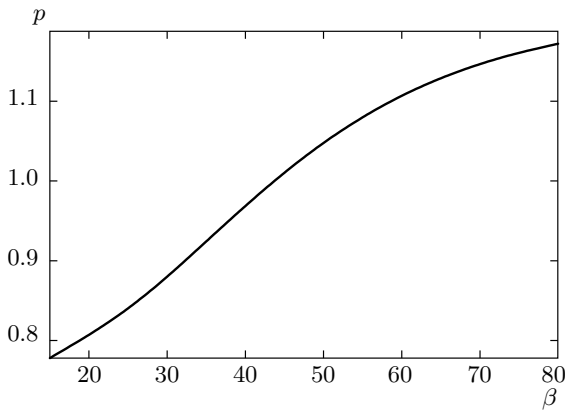


Рис. 3. Показатель степени  $p$  для спектра ионов ( $\rho(E) \sim E^p$ ) как функция параметра  $\beta$  при  $k(0) = 20$ ,  $x_c = 10$ ,  $\gamma = 5 \cdot 10^7$

энергию. Энергия отсечки, т. е. энергия иона у поверхности кластера, определяется параметрами  $\gamma$ ,  $x_c$ ,  $k(0)$ , тогда как параметр  $\beta$  не оказывает влияния на ее величину. Действительно, движение поверхности описывается системой уравнений (12), в которой  $\beta$  не фигурирует. Наоборот, показатель степени  $p$  в основном определяется величиной  $\beta$ , причем с ростом экранировки избыточного заряда кластера, т. е. с ростом  $\beta$ , доля быстрых ионов уменьшается, и параметр  $p$  растет. На рис. 3 представлена зависимость  $p(\beta)$  для типичных параметров эволюции кластерной плазмы.

Проанализируем зависимость максимальной энергии ионов от параметра  $\gamma$ , который присутствует в уравнении (12) как коэффициент пропорциональности при скорости ионизации. Несмотря на то что значение этого параметра изменяется в широких пределах, его влияние на спектр ионов и максимальную энергию ионов оказывается слабым. Действительно, в формуле (12) он играет роль предэкспоненциального множителя, тогда как показатель экспоненты меняется в процессе распада от  $-k(0)$  до 0, что соответствует типичному изменению показателя экспоненты от  $-50$  до 0. При этом, согласно данным таблицы, логарифм рассматриваемой величины  $\ln \gamma$  лежит в диапазоне 16–23. Таким образом, спектр ионов мало чувствителен к изменению параметра  $\gamma$ . Это подтверждается данными рис. 4.

Зависимость максимальной энергии ионов от приведенного потенциала ионизации кластера как целого  $k(0)$  представлена на рис. 5, она имеет сложный вид. Поскольку большие значения максималь-

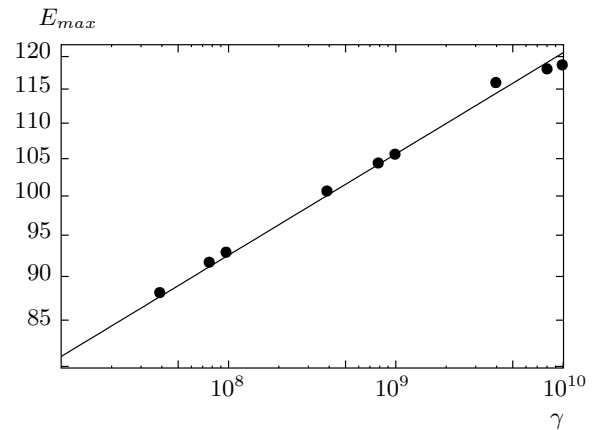


Рис. 4. Зависимость максимальной энергии ионов от параметра  $\gamma$  при  $x_c = 10$ ,  $k(0) = 20$ ,  $\beta = 20$

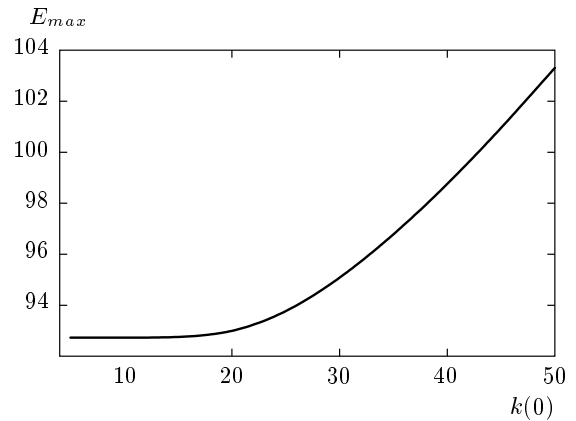


Рис. 5. Зависимость максимальной энергии ионов от параметра  $k(0)$  при  $\gamma = 10^8$ ,  $x_c = 10$ ,  $\beta = 20$

ной энергии достигаются при  $k(0) \gtrsim 20$ –25, можно утверждать, что при фиксированной энергии импульса большая максимальная энергия ионов достигается при коротких лазерных импульсах, когда ионизация кластера происходит под действием электрического поля лазерного импульса. Это существенно при создании источника нейтронов на основе рассматриваемой кластерной плазмы, так как интенсивность образования нейтронов определяется главным образом хвостом энергетического распределения ионов, а не его спектром в целом.

Размер кластерной ячейки  $x_c$  или средняя плотность атомов в пучке  $\tilde{n}_{atom}$  также в большей степени оказывает влияние на максимальную энергию ионов (см. рис. 6), а не на спектр ионов в целом. В широком диапазоне параметров эту зависимость можно аппроксимировать зависимостью  $\sqrt{x_c}$ , т. е.

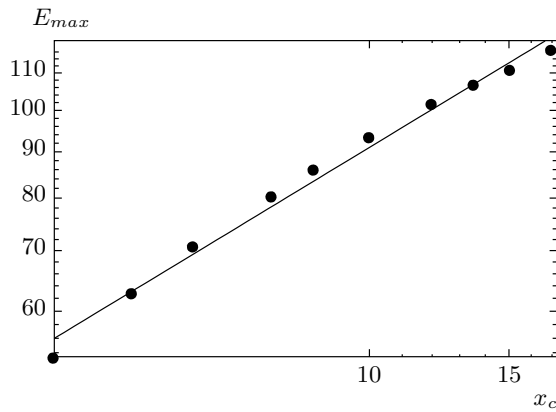


Рис. 6. Зависимость максимальной энергии ионов от параметра  $x_c$  при  $k(0) = 20$ ,  $\gamma = 10^8$ ,  $\beta = 20$

$E_{max} \sim \tilde{n}_{atom}^{1/6}$ . Фактически это означает, что средняя плотность кластерных атомов в начальном пучке практически не оказывает влияния на максимальную энергию ионов.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Хотя представленная модель нацелена на анализ спектра ионов при распаде пучка больших кластеров под действием мощного и короткого лазерного импульса, система уравнений, включающая эволюцию распределения ионов в пространстве, изменение во времени заряда кластеров и характер изменения самосогласованного поля, связанного с электронами, позволяет исследовать различные аспекты развития рассматриваемой системы, в том числе генерацию рентгеновского излучения и получение нейтронов. Как показывает проведенный анализ, существенно, что область распада каждого кластера ограничена приходящимся на него объемом, и поэтому развитие системы прекращается. Результаты позволяют также получить численные критерии для разных режимов развития рассматриваемой системы, в том числе для режима амбиполярной диффузии, для эволюции образующейся плазмы в случае больших кластеров или для разлета ионов отдельного кластера под действием его заряда в случае малых кластеров. Для кластеров больших размеров представленная модель упрощается, поскольку разлетающаяся плазма может быть разделена на заряженную и нейтральную области. При этом расширение нейтральной области кластера обусловлено процессами диффузии в ней электронов и ионов, тогда как в заряженной

области кластера — действием электростатического поля, создаваемого зарядом кластера.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 11-02-01281).

## ЛИТЕРАТУРА

1. M.-C. Chou, P.-H. Lin, T.-S. Hung et al., Phys. Rev. A **74**, 023804 (2006).
2. K. Kondo, M. Mori, and T. Shiraishi, Appl. Surface Sci. **197**, 138 (2002).
3. T. Mocek, C. M. Kim, H. J. Shin et al., Appl. Phys. Lett. **76**, 1819 (2000).
4. В. П. Крайнов, Б. М. Смирнов, М. В. Смирнов, УФН **177**, 953 (2007) [V. P. Krainov, B. M. Smirnov, and M. V. Smirnov, Phys.-Usp. **50**, 907 (2007)].
5. V. P. Krainov and M. V. Smirnov, Phys. Rep. **370**, 237 (2002).
6. J. Zweiback, T. Ditmire, and M. D. Perry, Phys. Rev. A **59**, R3166 (1999).
7. F. Dorchies, T. Caillaud, F. Blasco et al., Phys. Rev. E **71**, 066410 (2005).
8. F. Dorchies, C. Bonte, F. Blasco et al., J. de Phys. IV **133**, 963 (2006).
9. Y. Rhee, S. M. Nam, J. M. Han et al., J. de Phys. IV **133**, 515 (2006).
10. H. J. Liu, Z. J. Zheng, Y. Q. Gu et al., Chin. Phys. Lett. **24**, 494 (2007).
11. T. Ditmire, Contemp. Phys. **38**, 315 (1997).
12. I. A. Howard, J. A. Alonso, N. H. March et al., Phys. Rev. A **68**, 065201 (2003).
13. Y. Fukuda, K. Yamakawa, Y. Akahane et al., Phys. Rev. A **67**, 061201 (2003).
14. Y. Kishimoto, T. Masaki, and T. Tajima, Phys. Plasmas **9**, 589 (2002).
15. V. Kumarappan, M. Krishnamurthy, and D. Mathur, Phys. Rev. A **67**, 063207 (2003).
16. M. R. Islam, U. Saalman, and J. M. Rost, Phys. Rev. A **73**, 041201 (2006).
17. А. А. Катасонов, М. В. Смирнов, ЖЭТФ **126**, 566 (2004) [A. A. Katasonov and M. V. Smirnov, JETP **99**, 494 (2004)].



18. M. Rusek, H. Lagadec, and T. Blenski, *Radiat. Phys. Chem.* **68**, 273 (2003).
19. В. Ф. Ковалев, В. Ю. Быченков, *ЖЭТФ* **128**, 243 (2005) [V. F. Kovalev and V. Y. Bychenkov, *JETP* **101**, 212 (2005)].
20. М. Б. Смирнов, И. Ю. Скобелев, А. И. Магунов и др., *ЖЭТФ* **125**, 1283 (2004) [M. B. Smirnov, I. Yu. Skobelev, A. I. Magunov et al., *JETP* **98**, 1123 (2004)].
21. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика*, Физматлит, Москва (2001).
22. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Электродинамика сплошных сред*, Физматлит, Москва (2001).