ЖЭТФ, 2001, том 119, вып. 4, стр. 719–727

НАГРЕВ ДЕЙТЕРИЕВЫХ КЛАСТЕРОВ СВЕРХАТОМНЫМ УЛЬТРАКОРОТКИМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

В. П. Крайнов [a*], *М. Б. Смирнов* [b**]

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

[b] *Российский научный центр «Курчатовский институт»,
Институт молекулярной физики
123182, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 13 ноября 2000 г.

Рассмотрены механизмы нагрева электронной компоненты больших дейтериевых кластеров полем сверхатомного ультракороткого лазерного импульса. В начале действия импульса определяющим является так называемый «вакуумный нагрев». Электроны, вылетая из кластера в вакуум с малой энергией под действием лазерного поля, через лазерный период возвращаются обратно, но уже с большой энергией порядка колебательной энергии в поле лазерного излучения, обусловливая нагрев кластера. При дальнейшем росте напряженности лазерного поля основная часть в увеличении электронной температуры берется за счет уменьшения потенциальной кулоновской энергии отталкивания электронов вследствие уменьшения их числа. Рассчитана динамика надбарьерной ионизации кластера на переднем фронте сверхатомного лазерного импульса. Результаты обсуждаются в свете недавних экспериментов, нацеленных на создание настольных источников моноэнергетических нейтронов, возникающих в результате слияния ядер дейтерия в образованной кластерной плазме.

PACS: 36.40.-c, 32.80.Rm

1. ВВЕДЕНИЕ

Последние экспериментальные исследования фотоионизации атомарных и молекулярных кластеров фемтосекундными лазерными импульсами сверхатомной интенсивности показали, что, возбуждая большие кластеры, состоящие из тысяч атомов, можно получать сверхнагретую микроплазму с температурой электронов до нескольких кэВ. Большой интерес представляют дейтериевые кластеры ввиду возможности создать плазму с кинетической энергией ядер дейтерия, достаточной для туннельной термоядерной реакции синтеза при столкновении двух таких ядер [1, 2]. Ядра дейтерия приобретают кинетическую энергию в несколько кэВ в результате кулоновского взрыва кластеров после удаления из них лазерным полем всех электронов.

Данная работа посвящена обсуждению механизмов нагрева электронной компоненты дейтериевых кластеров на переднем фронте сверхатомного лазерного импульса, когда радиус кластера увеличивается еще незначительно в процессе очень быстрого отрыва электронов от родительских молекул дейтерия в кластере (так называемая внутренняя ионизация) и дальнейшего вылета этих электронов из самого кластера (так называемая внешняя ионизация). Мы предлагаем два механизма этого нагрева. Первый основан на том, что электрон с малой кинетической энергией, вылетая из кластера под действием лазерного поля, через долю лазерного периода может возвратиться обратно в кластер, но уже с энергией порядка колебательной энергии в поле лазерного излучения. После возврата в кластер этот электрон сталкивается с другими электронами и происходит процесс термализации электронной компоненты. Ее температура постепенно повышается по мере роста интенсивности излучения на переднем фронте лазерного импульса.

Другой механизм нагрева электронной компонен-

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

ты связан с преобразованием кулоновской потенциальной энергии электронов, остающихся на данный момент времени в кластерном ионе в процессе внешней ионизации, в их кинетическую энергию. Этот механизм основан на модели многократной ионизации большого томас-фермиевского кластера сильным электромагнитным полем, развитой нами ранее [3]. В этой модели электроны большого кластерного иона находятся в сфере радиуса $R' < R$, где R — радиус ионной компоненты. В этой сфере плазма из электронов и положительно заряженных ионов является нейтральной и электрическое поле отсутствует. Таким образом, концентрация электронов кластерного иона в процессе внешней ионизации не меняется, а уменьшается лишь радиус R' электронной компоненты. Такой плазменный подход к проблеме требует, чтобы дебаевский радиус экранирования кулоновского поля электронов

$$r_D = \sqrt{\frac{T}{4\pi N}}$$

был бы меньше этого радиуса. Здесь T — электронная температура, а N — концентрация электронов. Как правило, в данной статье будет использоваться атомная система единиц, в которой заряд и масса электрона, а также постоянная Планка равны единице.

Мы не обсуждаем здесь механизм нагрева кластерных электронов, связанный с вынужденным обратным тормозным эффектом: электроны в присутствии лазерного поля при рассеянии на атомарных ионах в основном поглощают его энергию, а не излучают [4]. Этот механизм существен для кластеров из тяжелых элементов (например, атомов ксенона) [5], где образуются многозарядные атомарные ионы, и обратный тормозной эффект значителен. В нашем случае речь идет лишь об однозарядных ионах дейтерия, где вероятность такого эффекта мала.

Также не рассматривается нагрев электронов вследствие возбуждения коллективного дипольного резонанса Ми (поверхностный плазмон) [5]. Он достигается, когда частота лазерного поля совпадает с частотой Ми. В нашем случае частота лазерного поля значительно меньше частоты Ми.

Обратимся теперь к вопросу о проникновении лазерного поля в кластерную плазму. При небольшой степени ионизации лазерное поле свободно проникает вглубь всего кластерного иона. Это демонстрируют численные расчеты для кластеров из атомов ксенона [6], где ионизовались в основном лишь внешние оболочки $5p^6$ и $5s^2$. При большой степени ионизации кластеров из атомов тяжелых элементов лазерное поле проникает лишь на небольшую глубину внутрь кластера из-за поглощения при вынужденном обратном тормозном эффекте в процессе упругого рассеяния кластерных свободных электронов на многозарядных атомарных ионах кластера [7]. Однако для кластеров из молекул дейтерия, о которых идет речь в данной статье, этот эффект, как уже говорилось выше, несуществен. Глубина проникновения, связанная с возбуждением плазменных колебаний [8], имеет вид

$$\delta = \frac{c}{\omega\sqrt{|\varepsilon|}}. \qquad (1)$$

Здесь ω — частота лазерного излучения, а диэлектрическая проницаемость, обусловленная электронами проводимости, равна

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} < 0,$$

где плазменная частота

$$\omega_p = \sqrt{4\pi N} = 8.4 \text{ эВ}.$$

Типичная частота лазерного излучения гораздо меньше этого значения, что и обусловливает экранировку. Мы будем в расчетах использовать значение частоты $\omega = 1.55$ эВ, соответствующее длине световой волны 800 нм [1, 2]. Тогда глубина проникновения поля составляет более 300 Å, т. е. значительно больше диаметра дейтериевого кластера.

В кластере молекулы дейтерия притягиваются друг к другу силами Ван-дер-Ваальса и образуют диэлектрическую жидкость. Концентрация ядер дейтерия в этой жидкости (она же равна концентрации электронов) равна $N = 5.15 \cdot 10^{22}$ см$^{-3}$ [9], как и в макроскопической дейтериевой жидкости при температуре ниже температуры ее кипения, т. е. порядка концентрации атомов в металлах. В соответствии с этим значением концентрации среднее расстояние между молекулами дейтерия равно 3.4 Å, в то время как расстояние между двумя атомами в молекуле дейтерия гораздо меньше и составляет всего 0.7 Å. Мы предполагаем, что большой кластер, состоящий из тысяч молекул дейтерия, имеет сферическую форму (хотя экспериментально это доказано лишь для больших металлических кластеров).

2. ВНУТРЕННЯЯ ИОНИЗАЦИЯ

В самом начале сверхатомного лазерного импульса наступает момент времени, когда начинается внутренняя ионизация молекул дейтерия в кластере:

все электроны отрываются от родительских ядер и становятся обобществленными (но пока не вылетают наружу из кластера), а молекулярная связь разрывается, и образуются голые ядра дейтерия.

Процесс такой ионизации является надбарьерным. Он продолжается недолго: одну-две фемтосекунды (аналогичная картина имеет место и при ионизации ксеноновых кластеров сверхатомным лазерным импульсом, см. [6]). Действительно, если взять значение интенсивности лазера в максимуме, равное $I = 5 \cdot 10^{16}$ Вт/см^2 (соответствующее значение максимальной напряженности поля в предположении его линейной поляризации равно $F = 1.17$ а.е.), то для надбарьерной ионизации атомарного водорода (дейтерия) за 3 фс (т. е. примерно за лазерный период для волны светового диапазона с длиной волны 800 нм) согласно численным расчетам [10] требуется гораздо более слабое поле напряженностью $F = 0.08$ а.е. Близкое значение $F = 1/16$ а.е. следует и из правила Бете [11]. Эта же оценка справедлива и в случае молекулы водорода или дейтерия.

Впрочем, как показывают расчеты работы [12], туннельная ионизация при еще меньших значениях напряженности поля может быть определяющей в полной внутренней ионизации из-за наличия пространственного распределения лазерной интенсивности. Это не столь существенно для описания последующего процесса внешней ионизации.

Для типичного импульса гауссовой формы длительностью 35 фс [1, 2] огибающая напряженности поля (в атомных единицах) зависит от времени t (выраженного в фемтосекундах) как

$$F(t) = 1.17 \cdot \exp(-t^2/780) \tag{2}$$

и поле $F = 0.08$ а.е. соответствует моменту времени $t = -45$ фс до максимального значения при $t = 0$. Поэтому мы в расчетах процесса внешней ионизации начинаем отсчет времени с этого значения.

В процессе внутренней ионизации за 1–2 фс в самом начале лазерного импульса молекулярная связь, разумеется, исчезает и дейтериевый сферический кластер представляет собой полностью ионизованную плотную нейтральную плазму, состоящую из свободных электронов и ядер дейтерия. Например, в кластере радиусом $R = 25\,\text{Å}$ (это значение типично для экспериментов [1, 2]) содержится

$$n = N(4\pi/3)R^3 = 3370$$

электронов. Таким образом, диэлектрический кластер становится металлическим!

3. ВНЕШНЯЯ ИОНИЗАЦИЯ

Обсудим теперь процесс внешней ионизации, при которой электроны вырываются из поверхности кластера наружу. Мы считаем, что эта ионизация также является полевой (холодной) и надбарьерной, т. е. лазерное поле является сверхатомным не только для внутренней, но и для внешней ионизации. Тепловая ионизация (испарение нагретых электронов с поверхности кластера), определяемая формулой Ричардсона–Дэшмана, незначительна в данных условиях из-за быстрого протекания процесса ионизации. Конкуренцию к внешней надбарьерной ионизации составляет туннельная ионизация при более слабом поле, которой мы пренебрегаем. Конечно, такое пренебрежение может оказаться также некорректным в свете результатов упомянутой выше работы [12] для атомной ионизации, и этот вопрос требует дальнейшего выяснения.

Условие Бете [11], примененное нами для классической надбарьерной ионизации электронов из кластера, имеет простой вид

$$F(t) = \frac{E_Z^2}{4Z}\,. \tag{3}$$

Здесь $Z = Z(t)$ — заряд кластерного иона в момент времени t, E_Z — потенциал его дальнейшей ионизации. Он равен кулоновскому потенциалу соответствующего кластерного иона:

$$E_Z = \frac{Z(t)}{R}\,, \tag{4}$$

где R — радиус кластера, определяемый ядрами дейтерия (мы полагаем, что на переднем фронте лазерного импульса не происходит существенного увеличения этого радиуса из-за кулоновских сил отталкивания между ядрами дейтерия, см. соответствующие оценки ниже).

Итак, согласно (3), в момент времени t, определяемый из этого соотношения, из кластера вылетает $Z(t)$ электронов.

Оставшиеся $n - Z$ электронов в кластерном ионе сосредоточены в сфере меньшего радиуса R', определяемого из условия электронейтральности этой сферы (см. Введение), т. е. из условия

$$\frac{n - Z}{n} = \left(\frac{R'}{R}\right)^3. \tag{5}$$

Область кластера между радиусами R' и R занята только ядрами дейтерия. Из уравнений (3) и (4) следует, что число вылетевших электронов Z связано простым соотношением с амплитудой напряженности лазерного поля в данный момент времени:

$$Z(t) = 4R^2 F(t), \quad t < 0. \tag{6}$$

Исходя из этого соотношения, находим, что все 3370 электронов дейтериевого кластера радиусом 25 Å вылетят наружу при напряженности поля $F = 0.38$ а.е. в момент времени $t = -29.5$ фс (см. (1)). Если же радиус кластера равен 50 Å, то находящиеся в нем 26960 электронов вылетят наружу при напряженности поля $F = 0.75$ а.е. в момент времени $t = -18.5$ фс. Легко сделать аналогичные оценки для других значений пиковой напряженности лазерного импульса.

Конечно, такой подход справедлив при достаточно большой пиковой напряженности F, когда ионизация является надбарьерной, а именно, при выполнении условия

$$F > \frac{n}{4R^2} = \frac{\pi N R}{3}. \tag{7}$$

При фиксированном значении пиковой напряженности лазерного поля это условие ограничивает сверху радиус дейтериевого кластера R.

4. ВАКУУМНЫЙ НАГРЕВ ЭЛЕКТРОНОВ КЛАСТЕРА

Электрон, вылетающий с поверхности $r = R'$ кластерного иона с определенной энергией, попадает в поле действия лазерного излучения, и может быть возвращен им обратно внутрь через долю лазерного периода, в зависимости от фазы лазерного поля φ с энергией порядка колебательной энергии электрона. Это — так называемый механизм «вакуумного нагрева», предложенный Брунелем [13] для взаимодействия лазерного излучения с металлической поверхностью. Колебательная энергия электрона в данный момент времени, усредненная по периоду лазерного излучения, равна

$$U_p = \frac{F^2(t)}{4\omega^2}. \tag{8}$$

Одномерное уравнение Ньютона для движения электрона в линейно поляризованном поле вдоль оси поляризации поля имеет вид

$$\frac{d^2x}{dt^2} = F(t)\cos(\omega t + \varphi). \tag{9}$$

Интегрируя его, находим текущую скорость электрона (значение времени в огибающей лазерного импульса считается параметром):

$$\frac{dx}{dt} = v + \frac{F(t)}{\omega}\left[\sin(\omega t + \varphi) - \sin\varphi\right]. \tag{10}$$

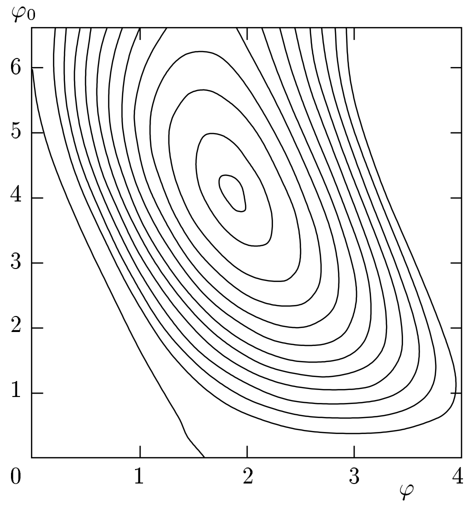

Рис. 1. Зависимость времени возврата электрона t (через фазу $\varphi_0 = \omega t$) от начальной фазы лазерного поля φ согласно решению трансцендентного уравнения (12) при различных значениях скорости v вылетающего электрона, выраженной в единицах полевой скорости $v_F = F(t)/\omega$. Крайняя левая кривая соответствует $v = 0$. Затем кривые соответствуют значениям отношения $v/v_F = 0.1$, 0.2, $0.3, \ldots, 1.1, 1.2$ и 1.25. Меньшее значение времени возврата при данной начальной фазе лазерного поля φ соответствует первому возврату, следующее значение — второму возврату и т. п.

Здесь v — начальная скорость электрона в момент вылета из кластерного иона. Координата электрона обращается снова в нуль в момент времени t, когда

$$x(t) = \frac{F(t)}{\omega^2}\left[\cos\varphi - \cos(\omega t + \varphi)\right] + \left[v - \frac{F(t)}{\omega}\sin\varphi\right] t = 0. \tag{11}$$

Таким образом, для определения указанного времени возврата получаем трансцендентное уравнение

$$\left[\frac{v}{v_F} - \sin\varphi\right]\varphi_0 = \cos(\varphi + \varphi_0) - \cos\varphi. \tag{12}$$

Здесь обозначена фаза возврата $\varphi_0 = \omega t$ и введена полевая скорость

$$v_F = F(t)/\omega.$$

На рис. 1 представлено решение уравнения (12) в виде зависимости φ_0 от начальной фазы φ для различных значений начальной скорости $v/v_F = 0, 0.1, 0.2, \ldots, 1.2, 1.25$. При $v = 0$ это решение известно для соответствующей задачи в теории туннельной ионизации атомов сильным низкочастотным полем [14]. Видно, что для каждого значения скорости возврат имеет место только в ограниченном интервале начальных фаз φ лазерного излучения. При достаточно большой скорости, а именно, при $v \geq 1.25 v_F$ (центральная замкнутая кривая с наименьшей площадью на рис. 1) электроны вообще не возвращаются обратно в кластер, а улетают на бесконечность со скоростью v. Конечно, в расчетах надо иметь в виду, что электрон может вылетать как в положительном, так и в отрицательном направлениях оси x.

В таком подходе мы считаем электрон классической частицей и пренебрегаем расплыванием волнового пакета электрона при его движении после ионизации. С квантовомеханической точки зрения это соответствует тому, что мы пренебрегаем поперечной по отношению к вектору поляризации лазерного поля скоростью электрона по сравнению с его продольной скоростью. Наличие поперечной скорости уменьшает вероятность возврата электрона обратно в кластер. Однако по сравнению с соответствующей задачей возврата электрона при туннельной ионизации атома благоприятным фактором для кластера являются его большие размеры. Кроме того, как и в проблеме для атома, мы увидим, что наиболее существенны электроны, вылетающие из кластера с малой энергией. При этом поперечные скорости достаточно малы по сравнению с продольными скоростями. Мы оценим их ниже.

Полученные кривые на рис. 1 позволяют рассчитать кинетическую энергию электрона в момент возврата обратно в кластер как функцию начальной фазы φ:

$$E_k = \frac{1}{2}\left(\frac{dx(t)}{dt}\right)^2 = 2U_p\left[\frac{v}{v_F} + \sin(\varphi+\varphi_0) - \sin\varphi\right]^2. \quad (13)$$

Результаты расчета представлены на рис. 2 для тех значений скорости электрона, что и на рис. 1. Отметим известное из работы Коркума [14] для ионизации атомов максимальное значение кинетической энергии $E_k = 3.17 U_p$, достигаемое при нулевой начальной скорости электрона и фазе $\varphi = 17°$.

Считая, что эта фаза принимает случайные значения, можно усреднить выражение (13) равномерно по фазе. Результат представлен на рис. 3, где средняя энергия возвращающегося электрона представлена как функция начальной скорости электрона, с которой он вылетает с поверхности кластера $r = R'$. Видно, что эта энергия составляет существенную часть колебательной энергии, и поэтому данный механизм так называемого «вакуумного нагрева» Брунеля [13], в принципе, может обеспечивать нагрев оставшихся электронов внутри кластер-

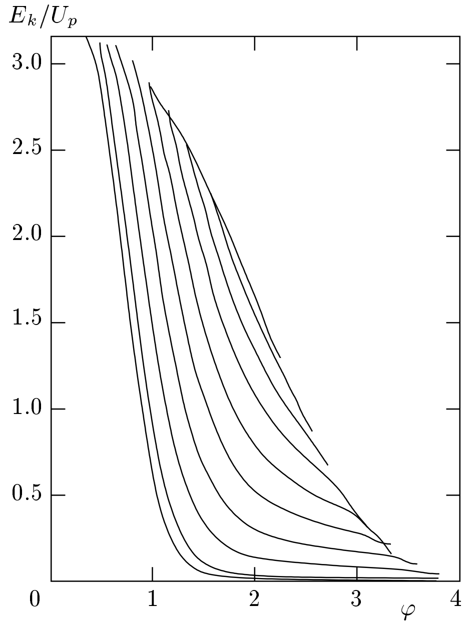

Рис. 2. Зависимость кинетической энергии возвращающегося в кластер электрона (в единицах колебательной энергии U_p) от начальной фазы лазерного поля φ согласно соотношению (13) при различных значениях скорости вылетающего электрона, идентичных приведенным на рис. 1. Значение скорости возрастает от крайней левой кривой вправо

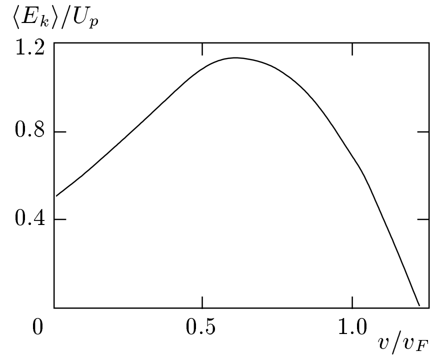

Рис. 3. Зависимость средней кинетической энергии возвращающегося в кластер электрона (в единицах колебательной энергии U_p) от его скорости v в момент вылета из кластера, выраженной в единицах полевой скорости $v_F = F(t)/\omega$

ного иона на переднем фронте лазерного импульса и должен быть учтен в энергетическом балансе при внешней ионизации кластера.

Конечно, если вычесть из энергии возвращающегося электрона энергию вылетающего электрона $v^2/2$, то результирующая разность может быть как положительной (нагрев электронной компоненты), так и отрицательной (ее охлаждение). Поэтому важную роль играет то, с преимущественно какими начальными скоростями v вылетают электроны при внешней ионизации. Здесь можно воспользоваться известными результатами для туннельной и надбарьерной ионизаций атомов [15]. Распределение вылетевших электронов по продольным скоростям (вдоль направления вектора напряженности лазерного поля) имеет вид гауссовой кривой с максимумом при нулевой скорости:

$$dZ \propto \exp\left(-\frac{v^2\gamma^3}{3\omega}\right) dv. \tag{14}$$

Здесь введен параметр Келдыша [16]

$$\gamma = \frac{\omega\sqrt{2E_z}}{F(t)} = \omega\sqrt{\frac{8R}{F(t)}}\,. \tag{15}$$

Мы использовали результаты (4) и (6) при выводе выражения для этого параметра. Строго говоря, выражение (14) верно для туннельной ионизации. При надбарьерной ионизации туннельная экспонента заменяется на функцию Эйри (см. соответствующие распределения в работе [17]). Но нам требуется не столько само энергетическое распределение вылетающих электронов, сколько характерные продольные скорости, а они имеют одинаковую буквенную оценку для туннельной и надбарьерной ионизаций [17]. Согласно (14), типичное значение продольной скорости, существенное для вылетающих электронов, можно оценить следующим образом:

$$v = \sqrt{\frac{3\omega}{\gamma^3}}\,, \quad \frac{v}{v_F} = \frac{\sqrt{3}}{[F(t)]^{1/4}(8R)^{3/4}}\,. \tag{16}$$

В максимуме лазерного импульса (при $t = 0$) из (16) получим $v/v_F = 0.02$, в то время как при $t = -45$ фс ($F = 0.08$ а.е.) находим $v/v_F = 0.04$.

Выражение (14) справедливо, если параметр Келдыша γ меньше или порядка единицы. Для параметров кластера и лазерного поля, используемых выше в качестве типичного примера, значение этого параметра порядка единицы.

Что касается характерной поперечной скорости $v_\perp$, определяющей расплывание электронного волнового пакета, то она также при надбарьерной ионизации имеет ту же оценку, что и при туннельной ионизации, а именно [17],

$$v_\perp \propto \frac{\sqrt{F(t)}}{(2E_Z)^{1/4}} \ll v. \tag{17}$$

Таким образом, можно сделать вывод, что абсолютное большинство электронов вылетают из кластера с малыми скоростями в сравнении с полевой скоростью (как и в атоме при туннельной ионизации) и, следовательно, согласно рис. 3, средняя кинетическая энергия влетающего обратно в кластер электрона равна

$$E_k \approx U_p/2.$$

Таким образом, энергия, поглощаемая электронами кластерного иона в единицу времени от лазерного излучения, дается простым соотношением:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{F^2(t)}{8\omega^2}\frac{dZ}{dt}\,. \tag{18}$$

Здесь величина dZ/dt определяет число электронов, вылетающих из кластера в единицу времени. Часть этих электронов возвращается через долю лазерного периода обратно в кластер и нагревает оставшиеся в кластере электроны, в то время как другая часть улетает безвозвратно на бесконечность. Этот процесс продолжается до тех пор, пока в кластере еще остаются электроны. Как уже отмечалось выше, он заканчивается до момента времени $t = 0$, когда напряженность лазерного поля принимает максимальное значение в импульсе. Отмеченное выше расплывание электронного волнового пакета может привести лишь к некоторому уменьшению численного множителя в (18).

5. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ БАЛАНС

Энергия (18) тратится на нагрев электронной компоненты и изменение потенциальной энергии электронов (обмена энергией между электронной и ионной компонентой не происходит в течение ультракороткого лазерного импульса). Часть энергии уходит вместе с электронами, испускаемыми при внешней ионизации. Энергетический баланс имеет следующий вид [7]:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} - \left[\frac{3}{2}T - \frac{Z}{R}\right]\frac{dZ}{dt} = \frac{d}{dt}\left\{\frac{3}{2}(n - Z(t))\,T(t) + \frac{3}{5}\frac{(n - Z(t))^2}{R'}\right\}. \tag{19}$$

Здесь мы учли, что электроны кластерного иона распределены однородно в сфере радиуса $R' < R$, определяемого соотношением (5) (см. Введение). Первое слагаемое в правой части (19) представляет собой изменение кинетической энергии электронов, остающихся в кластерном ионе на данный момент времени, в единицу времени. Второе слагаемое — это скорость изменения их потенциальной кулоновской энергии.

Второе слагаемое в левой части (19) представляет собой энергию электронов, вылетающих в единицу времени из кластерного иона. При этом величина $3T/2$ — средняя энергия вылетающего электрона внутри кластерного иона, а Z/R — энергия, теряемая им при вылете из кластерного иона наружу.

Величина $T(t)$ представляет собой электронную температуру. Конечно, для того чтобы эта температура действительно установилась, нужны эффективные электрон-электронные столкновения внутри кластера. Они обеспечиваются, если длина свободного пробега электрона меньше R'. Оценим эту длину по известным формулам теории столкновений в плазме [18], подставив в нее вместо электронной температуры среднюю кинетическую энергию возвратившегося электрона согласно соотношению $E_k = 3T/2$:

$$l = v_e \tau_{ee} = \sqrt{2E_k}\,\frac{3(2E_k/3)^{3/2}}{4\sqrt{2\pi}\,N\ln\Lambda}\,. \qquad (20)$$

Здесь кинетическая энергия электрона, согласно приведенным выше расчетам, оценивается как $E_k = U_p/2$, $v_e = \sqrt{2E_k}$ — скорость электрона внутри кластера, типичное значение кулоновского логарифма $\ln\Lambda$ может быть взято равным 10, а N — концентрация электронов внутри кластера (она не меняется в процессе внешней ионизации, так как электроны сжимаются в сферу меньшего радиуса). При типичной напряженности поля во время лазерного импульса $F = 0.25$ а.е. из (18) находим, что $l = 4$ Å. Таким образом, электроны часто сталкиваются друг с другом внутри кластера, устанавливая максвелловское распределение по температуре. Исключение составляет заключительная часть процесса внешней ионизации, когда величина l сильно растет, в то время как R' уменьшается. Эти соображения обосновывают уравнение (19) для баланса энергии и сам механизм перерассеяния электронов.

Подставляя в (19) соотношения (5) и (18), окончательно получаем следующее уравнение для определения электронной температуры:

$$(n-Z)\frac{dT}{dt} = \frac{2}{3R}\times \\ \times\left[Z + \frac{Z^2}{128R^4\omega^2} + n^{1/3}(n-Z)^{2/3}\right]\frac{dZ}{dt}. \qquad (21)$$

Здесь число вылетевших электронов $Z(t)$ определяется из соотношения (6).

Второе слагаемое в правой части (21), ответственное за энергию, возвращающуюся в кластерный ион при вакуумном нагреве, мало по сравнению с первым слагаемым в правой части (21). Действительно, их отношение равно

$$\frac{Z}{128R^4\omega^2}.$$

Максимальное значение этого отношения достигается при $Z = n$. Для кластера радиусом 25 Å получим, что это отношение равно $0.08 \ll 1$.

Таким образом, можно сделать вывод, что вакуумным нагревом можно пренебречь и нагрев электронов, остающихся внутри кластерного иона, определяется лишь потенциальной кулоновской энергией электронов.

Пренебрегая этим слагаемым, перепишем уравнение (21) в виде

$$(n-Z)\frac{dT}{dZ} = \frac{2}{3R}\left[Z + n^{1/3}(n-Z)^{2/3}\right]. \qquad (22)$$

Интегрируя его, находим универсальную связь между электронной температурой кластерного иона и его зарядом. Введем обозначения

$$y = \frac{3RT}{2n}, \quad x = \frac{Z}{n}\,.$$

Получаем (в предположении, что температура равна нулю в отсутствие внешней ионизации):

$$y = -\ln(1-x) - x + \frac{3}{2}\left[1-(1-x)^{2/3}\right]. \qquad (23)$$

График этой зависимости представлен на рис. 4. Величина x меняется в пределах от 0 до 1. Зависимость электронной температуры от времени определяется этим соотношением вместе с соотношением (6), дающим заряд кластерного иона как функцию времени.

Например, при $x = Z/n = 1/2$ из (23) получим, что электронная температура равна

$$T_{1/2} \approx \frac{n}{2R}\,.$$

В частности, для кластера радиусом 25 Å находим, что $T_{1/2} = 0.97$ кэВ.

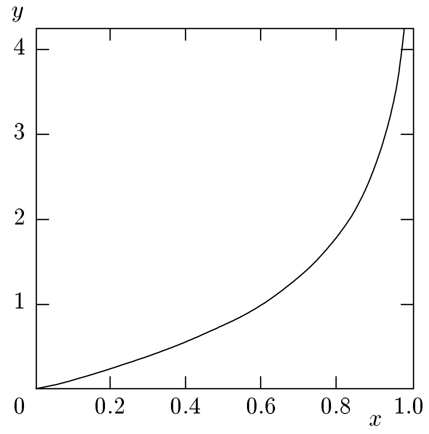

Рис. 4. Универсальная зависимость электронной температуры кластерного иона (в единицах $y = 3RT/2n$) от заряда этого иона (в единицах $x = Z/n$)

В соответствии с (22) полная электромагнитная энергия, поглощенная одним кластером, равна его первоначальной кулоновской энергии (в пренебрежении вкладом вакуумного нагрева в полную энергию в соответствии с приведенными выше оценками)

$$\delta E = \frac{3n^2}{5R}\,. \tag{24}$$

Средняя температура вылетевших электронов в указанных условиях, когда они все вылетают из кластера, не зависит от интенсивности лазерного излучения (конечно, при условии, что это излучение является сверхатомным) и равна

$$\langle T \rangle = \frac{2n}{5R}\,. \tag{25}$$

Отметим, что она близка к температуре $T_{1/2}$, при которой из кластера вылетает половина всех электронов. В частности, для кластера радиусом 25 Å получим среднюю электронную температуру, равную 0.78 кэВ, а для кластера радиусом 50 Å она равна 3.1 кэВ. Независимость этой величины от пиковой интенсивности лазерного излучения объясняется тем, что в более сильном лазерном поле «не работает» центральная часть лазерного импульса.

Если взять кластер больших размеров, например, радиусом 80 Å (он содержит 110000 электронов), то согласно (6) надбарьерным образом в лазерном поле (1) может быть ионизовано только 107000 электронов. Таким образом, можно сделать вывод, что эффективность внешней ионизации кластера уменьшается с ростом его размеров (при заданной интенсивности лазерного излучения).

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

После вылета всех электронов из дейтериевого кластера радиусом 25 Å в поле с пиковой интенсивностью $5\cdot10^{16}$ Вт/см^2 в момент времени $t = -29$ фс образуется шар, состоящий только из положительно заряженных ядер дейтерия, с концентрацией ядер $N = 5.15\cdot10^{22}$ см$^{-3}$. В этот момент начинается кулоновский взрыв, при котором вся потенциальная кулоновская энергия этого шара $n^2/2R$ превращается в кинетическую энергию ядер дейтерия. Средняя кинетическая энергия одного ядра составляет

$$E_d = n/2R = 0.95 \text{ кэВ},$$

а максимальная энергия

$$n/R = 1.9 \text{ кэВ}.$$

Кластер начинает достаточно быстро расширяться: его радиус утраивается по сравнению с первоначальным значением примерно за последующие 30 фс, т. е. уже к моменту максимума лазерного импульса. Отметим, что в случае кластера из атомов ксенона расширение кластера идет одновременно с внешней ионизацией ввиду многократного характера ионизации [6].

В итоге образуется дейтериевая плазма со средней концентрацией электронов и ядер дейтерия, равной $N' = 10^{19}$ см$^{-3}$ [2]. Время столкновения ядер дейтерия друг с другом можно оценить по соответствующей формуле плазменных столкновений [18]:

$$\tau_{ii} = \frac{3\sqrt{M}\,(2E_d/3)^{3/2}}{4\sqrt{2\pi}\,N'\ln\Lambda}\,. \tag{26}$$

Здесь M — приведенная масса ядра дейтерия при столкновении двух ядер друг с другом, а E_d — его кинетическая энергия. Подставляя приведенные выше значения, получим для этого времени оценку в 1–3 нс. Таким образом, можно сделать вывод, что в этой плазме заведомо не успевает установиться максвелловское распределение и, скорее всего, распределение ядер дейтерия по кинетическим энергиям следует считать равномерным от нуля до максимального значения, равного $2E_d$.

Конечно, в отсутствие высокоэнергетических дейтронов ядерная реакция слияния

$$d + d = {}^3\mathrm{He} + n$$

практически не идет, так как сечение туннельной реакции весьма мало: при энергии дейтронов $E_d = 2$ кэВ оно равно 10^{-37} см^2 [19]. Для заметной величины выхода нейтронов нужны дейтроны с энергиями более 10 кэВ.

По-видимому, в экспериментах [1, 2], где наблюдался выход нейтронов до 10^4 на лазерный импульс, имеют место коллективные механизмы передачи энергии от электронов к ядрам дейтерия, приводящие к высокоэнергетическим ядрам. Один из них может быть связан с процессом, аналогичным амбиполярной диффузии, при которой электроны, вылетая из кластера, тянут за собой часть ядер дейтерия кулоновскими силами притяжения. Разнообразные неустойчивости в дейтериевой плазме также могут приводить к появлению дейтронов высокой энергии. Так, в работе [2] средняя кинетическая энергия дейтронов составляла 12 кэВ! Наконец, может иметь место механизм, предложенный А. Д. Сахаровым и состоящий в том, что внешняя ионизация происходит очень быстро и наблюдается начальное частичное сжатие ионного шара из-за отдачи при вылете всех электронов. Анализ этих механизмов требует отдельного рассмотрения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 99-02-17810 и 01-02-16056). Авторы благодарят проф. Т. Дитмайера за ценные советы и участников Московского семинара по многофотонным процессам (руководитель — проф. Н. Б. Делоне) за обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Ditmire et al., Nature (London) **398**, 489 (1999).
2. J. Zweiback et al., Phys. Rev. Lett. **85**, 3640 (2000).
3. М. Б. Смирнов, В. П. Крайнов, ЖЭТФ **115**, 2014 (1999).
4. M. V. Fedorov, *Atomic and free electrons in a strong light field*, World Scientific, Singapore (1997).
5. T. Ditmire et al., Phys. Rev. A **53**, 3379 (1996).
6. I. Last and J. Jortner, Phys. Rev. A **62**, 013201 (2000).
7. В. П. Крайнов, М. Б. Смирнов, УФН **170**, 969 (2000).
8. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Наука, Москва (1982).
9. *Handbook of Chemistry and Physics*, 79$^{\text{th}}$ ed., ed. by D. R. Lide, CRC Press, London (1998–1999).
10. D. Bauer and P. Mulser, Phys. Rev. A **59**, 569 (1999).
11. Г. Бете, Э. Солпитер, *Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами*, Физматгиз, Москва (1960).
12. M. V. Ammosov and N. B. Delone, Laser Physics **7**, 79 (1997).
13. F. Brunel, Phys. Rev. Lett. **59**, 52 (1987).
14. P. B. Corkum, Phys. Rev. Lett. **71**, 1994 (1993).
15. N. B. Delone and V. P. Krainov, *Multiphoton Processes in Atoms*, 2$^{\text{nd}}$ ed., Berlin, Springer (2000).
16. Л. В. Келдыш, ЖЭТФ **47**, 1945 (1964).
17. V. P. Krainov, J. Opt. Soc. Amer. B **14**, 425 (1997).
18. В. П. Силин, ЖЭТФ **47**, 2254 (1964).
19. E. Teller, *Fusion*, Academic Press, New York (1981).