

ЛАЗЕРНЫЙ ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ В КЛАСТЕРАХ

В. П. КРАЙНОВ

Московский физико-технический институт (государственный университет), Долгопрудный Московской обл.

LASER-INDUCED NUCLEAR FUSION IN CLUSTERS

V. P. KRAINOV

The first experimental data on nuclear fusion in deuterium clusters, induced by super-intense ultra-short laser pulses, are discussed.

Обсуждены первые эксперименты по осуществлению термоядерной реакции синтеза в дейтериевых кластерах, индуцированные сверхмощными ультракороткими лазерными импульсами.

ВВЕДЕНИЕ

При термоядерном синтезе происходят реакции слияния легких атомных ядер с образованием более тяжелых ядер, а также нейтронов или протонов и выделением большой энергии. Проблемы управляемого термоядерного синтеза обсуждаются в [1]. Одним из направлений в исследованиях по управляемому термоядерному синтезу является лазерный термоядерный синтез. Он основан на способности лазеров концентрировать энергию в малых объемах вещества за короткие промежутки времени и на использовании инерциального удержания плазмы. Эта способность лазеров обеспечивает сжатие и нагрев термоядерного горючего до высокой плотности и температуры, при которых уже возможны термоядерные реакции. Время существования плазмы составляет 10–100 пс, поэтому лазерный термоядерный синтез может осуществляться только в импульсном режиме. Предложение использовать лазеры для таких целей было высказано впервые в 1961 году Н.Г. Басовым и О.Н. Крохиным. В современных установках для реализации реакций лазерного термоядерного синтеза исследуется сжатие сферической мишени из дейтерия и трития под действием лазерного импульса.

В естественных условиях реакции термоядерного синтеза идут в звездах и на Солнце, обеспечивая, в частности, жизнь на Земле. Лишь год назад ученые Ливерморской лаборатории (США) сумели осуществить такую реакцию на лабораторном столе, используя сверхмощные лазеры [2]. Конечно, затрачиваемая энергия во много раз превышает получаемую, так что нельзя говорить о новом источнике энергии. Но физика процесса весьма интересна и заслуживает того, чтобы популярно рассказать о ней в этой статье.

Речь идет о термоядерном синтезе в горячей плазме, получаемой при взаимодействии сверхсильных ультракоротких лазерных импульсов с интенсивностью вплоть до 10^{18} Вт/см² и длительностью в десятки фемтосекунд (фс) с дейтериевыми кластерами. В экспериментах используются титан-сапфировые лазеры светового диапазона с энергией фотона $\hbar\omega = 1,55$ эВ.

Сначала объясним, что такое кластер (от англ. cluster – гроздь). Это макромолекула, состоящая из

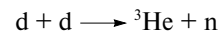
нескольких атомов или молекул. Под термином “большой кластер” понимается система из тысяч и более атомов. К тому же это не есть макроскопическая капля вещества, так как размеры кластера все же малы по сравнению с длиной волны лазера, электромагнитное поле лазерного излучения однородно на размере кластера и, как правило, свободно проникает сквозь него.

Кластеры получают путем испускания газового пучка атомов или молекул под давлением в десятки атмосфер из сопла в вакуум при низкой температуре (порядка температуры жидкого азота и ниже). Слипаясь друг с другом, атомы и образуют кластеры. Низкие температуры нужны, чтобы тепловое движение не разрушило слабую связь атомов друг с другом. Плотность кластера обычно близка к плотности соответствующего вещества в жидком состоянии. Форма большого кластера близка к сферической: поверхностное натяжение обеспечивает минимум потенциальной энергии при сферической форме (форма малых кластеров с числом частиц менее сотни может сильно отличаться от сферической, она зачастую имеет фрактальные свойства).

Дейтериевые кластеры, о которых пойдет речь в статье, состоят из молекул дейтерия (мы не будем ничего говорить о металлических кластерах: их структура детально рассматривается в [3]). Такая молекула состоит из двух ядер дейтерия и двух электронов. Ядро дейтерия, называемое дейтроном, состоит из протона и нейтрона и, таким образом, представляет собой тяжелый изотоп водорода. Расстояние между ядрами в молекуле дейтерия невелико и составляет $0,7 \text{ \AA}$. А расстояние между соседними молекулами дейтерия в дейтериевом кластере, плотность которого приблизительно равна плотности жидкого дейтерия ($0,17 \text{ г/см}^3$, что гораздо меньше плотности воды), существенно больше размера одной молекулы, а именно оно составляет около $3,4 \text{ \AA}$. Это означает, что молекулы дейтерия существуют в кластере, не диссоциируя и не распадаясь. Таким образом, в дейтериевых кластерах нет свободных электронов, и они представляют собой диэлектрическое вещество.

Нейтральные молекулы дейтерия притягиваются друг к другу в дейтериевом кластере силами Ван-дер-Ваальса, то есть слабыми короткодействующими силами, возникающими из-за взаимной электрической поляризации нейтральных молекул. Типичный радиус дейтериевого кластера, получаемого в экспериментах при истечении пучка молекул дейтерия из сопла, составляет $25\text{--}50 \text{ \AA}$, то есть каждый такой кластер насчитывает несколько тысяч или десятков тысяч молекул дейтерия, имея, как правило, сферическую форму. Температура кипения жидкого дейтерия составляет -250°C , так что в нормальных условиях кластеры не могут долго существовать.

Дейтериевые кластеры представляют большой интерес ввиду возможности создать плазму с кинетической энергией дейтронов, достаточной для термоядерной реакции синтеза при столкновении двух таких ядер. После быстрого удаления из кластера сверхсильным лазерным полем всех электронов положительно заряженные дейтроны в кластере отталкиваются друг от друга кулоновскими силами. Ядра дейтерия приобретают энергию в несколько килоэлектронвольт в результате такого кулоновского взрыва кластеров. В результате ядерной реакции слияния двух дейтронов



образуются ядро ${}^3\text{He}$ и нейтрон n , причем энергия нейтрона в системе центра инерции строго фиксирована и равна $2,45 \text{ МэВ}$. Это открывает возможность создания источника пучка моноэнергетических нейтронов. Длительность существования такого пучка определяется длительностью существования плазмы в объеме лазерного фокуса. При отсутствии каких-либо стенок время жизни плазмы оценивается как время вылета дейтронов из области фокусировки (время свободного разлета плазмы). Оно имеет порядок $0,5\text{--}1 \text{ нс}$.

В данной статье излагаются физические процессы, происходящие в таких экспериментах.

ВНУТРЕННЯЯ ИОНИЗАЦИЯ КЛАСТЕРОВ

Как уже говорилось выше, при отсутствии лазерного поля дейтериевый кластер представляет собой диэлектрик. Лазерное поле проникает свободно внутрь диэлектрика. После ионизации полем всех молекул дейтерия внутри кластера возникают свободные электроны, и он становится проводником. Однако лазерное поле свободно проникает и в образованную кластерную плазму, так как толщина скин-слоя составляет несколько сот ангстрем и значительно превышает размеры кластера. Этим кластеры существенно отличаются от макроскопических проводников (и плазмы), где лазерное поле проникает лишь в приповерхностную область проводника на толщину скин-слоя.

В сфокусированном лазерном пучке, используемом в экспериментах с дейтериевыми кластерами, напряженность электрического поля порядка и более атомной напряженности $F_a \approx 5 \cdot 10^9 \text{ В/см}$ (это напряженность поля, действующего на электрон в атоме водорода на первой боровской орбите и создаваемого протоном). Поле лазерного излучения с максимальной интенсивностью порядка $I_{\text{max}} = 3,5 \cdot 10^{16} \text{ Вт/см}^2$ (соответствующей атомной напряженности, в дальнейшем будем придерживаться этой величины для всех оценок) со световой длиной волны еще далеко на переднем фронте лазерного импульса выбивает все электроны из молекул дейтерия. Типичные длительности лазерных

импульсов, используемые в таких экспериментах, составляют величины порядка $\tau \sim 20$ фс (это значение мы примем далее в оценках), распределение интенсивности по времени носит гауссов характер:

$$I(t) = I_{\max} \exp\left(-\frac{t^2}{\tau^2}\right), \quad (1)$$

а полная обдирка молекул дейтерия от электронов, как показывают экспериментальные и расчетные данные, происходит для указанного лазерного импульса примерно в момент времени $t_1 = -45$ фс до достижения максимума интенсивности лазерного импульса (при $t = 0$). Этот процесс называется внутренней ионизацией кластера. Она представляет собой надбарьерный развал молекулы дейтерия в сверхатомном лазерном поле. На рис. 1 показана огибающая интенсивности лазерного импульса и отмечен момент времени начала внутренней ионизации. При меньших значениях интенсивности (то есть при $t < t_1$) имеет место туннельная ионизация молекулы дейтерия (см. туннельный эффект в [4]), но ее вклад, как показывают расчеты, мал по сравнению с классической надбарьерной ионизацией в указанный момент времени.

Таким образом, для внутренней ионизации молекул дейтерия в кластере достаточной интенсивности $I(-45 \text{ фс}) = 3,5 \cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2$, то есть в 100 раз меньше максимальной (напряженность поля при этом в десять раз меньше атомной, то есть $F \approx 5 \cdot 10^8 \text{ В/см}$). В результате кластер за времена порядка 2–3 фс (то есть за время

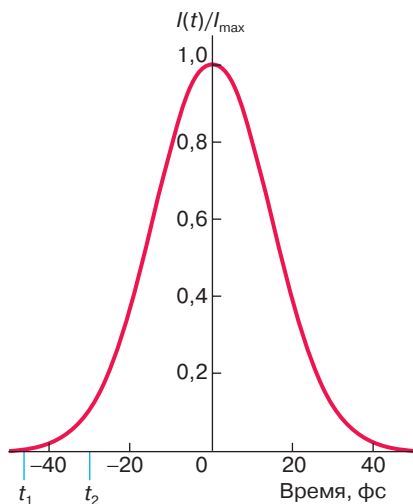


Рис. 1. Гауссов профиль огибающей лазерного импульса (1). t_1 – момент времени полной внутренней ионизации кластера, t_2 – момент времени полной внешней ионизации кластера, $t = 0$ – максимум импульса

одного периода лазерного излучения) превращается в плазменный шар, состоящий из ядер дейтерия и свободных электронов.

Энергетический спектр свободных электронов внутри такого плазменного шара является экспоненциально затухающим по энергии E

$$w(E) \sim \exp\left(-\frac{E}{E_c}\right) \quad (2)$$

со средней энергией электрона порядка потенциала ионизации молекулы дейтерия, то есть порядка $E_c = 15$ эВ. Из-за столь небольшой энергии электроны начинают упруго сталкиваются друг с другом и с ядрами дейтерия, обмениваясь импульсом. Действительно, частота столкновений пропорциональна сечению столкновения и относительной скорости сталкивающихся частиц. Сечение кулоновского (резерфордского) столкновения обратно пропорционально квадрату энергии E , так что частота столкновений составляет около 50 1/фс. При столкновении с ядрами дейтерия в присутствии лазерного поля они поглощают энергию поля (это так называемый вынужденный обратный тормозной эффект). Средняя энергия, поглощаемая за одно столкновение, вычисляется как при рассмотрении оптического пробоя газов (см. детально в [5]):

$$\Delta E = \frac{e^2 F^2}{2m\omega^2}. \quad (3)$$

Подставляя приведенные выше значения напряженности F и частоты ω лазерного импульса, получим, что каждый электрон приобретает энергию около 40 эВ за одно столкновение. Однако из-за быстрого увеличения энергии эти столкновения мгновенно прекращаются. Следует подчеркнуть также, что обмен энергией между свободными электронами внутри кластера и ядрами дейтерия в отличие от обмена импульсом практически отсутствует: передача энергии между ними требует временного интервала в несколько наносекунд, а все события разворачиваются здесь в фемтосекундном диапазоне времени. Причина различия состоит в сильном отличии масс электрона и атомного ядра: при почти упругом столкновении импульс электрона, как правило, изменяется сильно, а его кинетическая энергия не меняется. Таким образом, ядра дейтерия на этом процессе эволюции остаются холодными и электроны не набирают большой энергии.

Далее электрон начинает осциллировать в сильном лазерном поле без столкновений, находясь внутри кластера. Амплитуда колебаний электрона в таком поле $a = eF/m\omega^2$ довольно велика – порядка 15 \AA . Она сравнима с размерами самого кластера. Процесс его вылета

наружу из кластера под действием поля рассматривается в следующем разделе.

ВНЕШНЯЯ ИОНИЗАЦИЯ КЛАСТЕРОВ

После полной внутренней ионизации дейтериевого кластера образовавшийся плазменный шар с холодными дейтронами и электронами с энергиями в десятки электронвольт является нестабильным. Обсудим теперь процесс внешней ионизации, при которой электроны вырываются с поверхности кластера наружу.

Сразу после образования свободных электронов (в приведенных выше оценках это момент времени $t_1 = -45$ фс) начинается туннельная ионизация полем лазерного излучения [4] (в физике взаимодействия лазерного излучения с металлами ее называют также холодной). Выше мы обсуждали туннельную ионизацию из молекулы дейтерия. Здесь же барьер представляет кулоновское поле положительного заряженного кластера после вылета из него нескольких первых электронов. Оценки показывают, что за время порядка 10–15 фс из кластера вылетит не более 1% электронов.

При дальнейшем увеличении интенсивности на переднем фронте лазерного импульса начинается надбарьерная ионизация электронов с поверхности кластера (рис. 2). Это означает, что если какое-то число Z электронов вылетело из кластера и образовался кластерный ион, то сила, втягивающая каждый оставшийся электрон внутрь кластерного иона, на поверхности равна по закону Кулона Ze^2/R^2 . А сила, вытягивающая его из кластера, равна $eF(t)$. Приравнявая их, получим, что

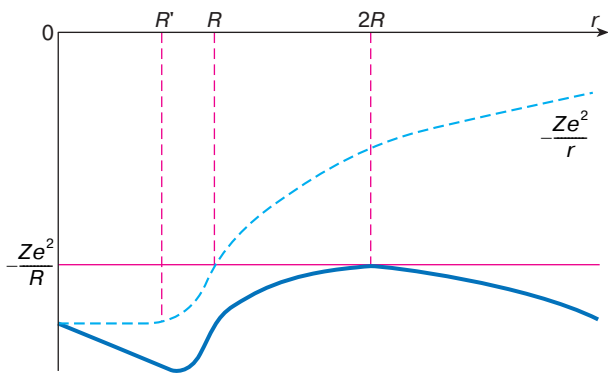


Рис. 2. Штриховая линия — невозмущенная потенциальная энергия кластерного иона в моменты времени $t_1 < t < t_2$ как функция координаты электрона r . Сплошная линия — эффективная потенциальная энергия, учитывающая лазерное поле в данный момент времени t . R — радиус кластерного иона, R' — радиус электронов в кластерном ионе. Электроны с потенциальной энергией выше $-Ze^2/R$ вылетают в момент времени t из кластерного иона, а остальные электроны остаются внутри него

при данном значении напряженности поля $F(t)$ число вылетевших электронов определяется из уравнения

$$F(t) = \frac{Ze}{4R^2} \quad (4)$$

(множитель 4 уточняет соотношение, так как электрон может повернуть обратно и вне кластера). При этом следует иметь в виду, что поверхность кластера расширяется (см. ниже), но скорость ее расширения, определяемая движением атомных ядер, значительно меньше скорости вылетающих электронов.

На основе данного соотношения (называемого условием Бете) получим, что все $Z = 3370$ электронов вылетят из кластера с радиусом $R = 25 \text{ \AA}$ в момент времени $t_2 = -30$ фс до максимума лазерного импульса ($t = 0$). Этот момент времени также показан на рис. 1. В интервале времени между t_1 и t_2 остающиеся в кластере электроны занимают центральную часть кластера, так чтобы вместе с дейтронами образовать нейтральную систему. Соответствующий кластерный ион схематически изображен на рис. 3. Подчеркнем здесь, что хотя амплитуда колебаний электрона в поле лазерного излучения сравнима с размерами кластера, но энергия взаимного отталкивания электронов существенно превышает колебательную энергию электрона и электроны действительно вылетают из кластера, не возвращаясь в него обратно.

Если взять кластер больших размеров, например с радиусом $R = 80 \text{ \AA}$ (он содержит 110 000 электронов), то надбарьерным образом в том же лазерном поле может быть ионизовано только 100 000 электронов. Таким образом, можно сделать вывод, что эффективность внешней ионизации кластера падает с ростом его размеров (при заданной интенсивности лазерного импульса).

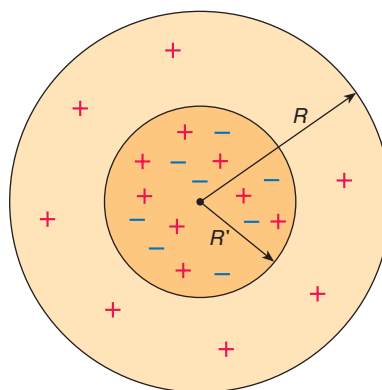


Рис. 3. Схема кластерного иона в момент времени $t_1 < t < t_2$. Показаны радиус R кластерного иона и радиус R' электронов, остающихся на данный момент времени в ионе

Обсудим, какова кинетическая энергия электронов после вылета из кластера. Первое, откуда электрон может почерпнуть энергию, — это кулоновская энергия отталкивания электронов, которая по закону сохранения полной энергии превращается в кинетическую энергию электронов после их вылета из кластера. Считая, что свободные электроны были первоначально равномерно распределены по объему кластера, получим, что кинетическая энергия каждого вылетевшего электрона составляет $2Z/5R$, где R — первоначальный радиус кластера, а Z — число атомов (ядер) в кластере. В частности, для кластера с радиусом $R = 25 \text{ \AA}$ имеем $Z = 3370$ и эта величина составляет около $0,8 \text{ кэВ}$. Это согласуется с известными экспериментальными данными.

Второй механизм заключается в том, что вылетевший электрон может упруго рассеяться на другом кластерном ионе и в присутствии лазерного поля поглотить энергию, определяемую соотношением (3). Частота таких столкновений велика из-за большого заряда кластерного иона Z (она пропорциональна Z^2). Оценки показывают, что набор энергии электроном составляет также величину порядка 1 кэВ .

Во время и после внешней ионизации кластерный ион, состоящий из ядер дейтерия, начинает сильно расширяться (см. следующий раздел). В итоге ядра дейтерия и свободные электроны заполняют область фокусного пятна лазера (с типичным диаметром фокусного кружка 200 мкм , который существенно превышает диаметр кластера 50 \AA), и в ней образуется лазерная плазма. Концентрация электронов и дейтронов в этой плазме порядка газовой концентрации, а именно $3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, она значительно меньше концентрации ядер дейтерия в исходных дейтериевых кластерах.

РАСШИРЕНИЕ КЛАСТЕРА

За время внутренней ионизации кластер, конечно, не успеет существенно расширяться, так как, как мы говорили выше, процесс внутренней ионизации занимает всего $2\text{--}3 \text{ фс}$. Но в процессе внешней ионизации и тем более после нее кластерный ион расширяется. Обсудим механизмы расширения. Их два. Первый связан с давлением электронного газа внутри кластера. Его можно оценить по формуле Клапейрона $P = NT$, где N — концентрация электронов в кластере. Расширяющийся электронный газ увлекает за собой положительные тяжелые ионы из-за стремления обеспечить в каждой точке кластерной плазмы условие электронейтральности.

Однако в дейтериевом кластере значительно эффективнее оказывается механизм кулоновского расширения: вследствие того что часть электронов вылетела из кластера, а оставшаяся часть сконцентрировалась в центральной части кластера, чтобы нейтрализовать

имеющиеся там положительные ионы (ядра дейтерия), нескомпенсированные положительно заряженные дейтроны в поверхностной области кластера начинают радиальное движение наружу еще в моменты времени $t_1 < t < t_2$, когда не все электроны вылетели из кластера.

Если взять дейтрон на самой поверхности $r(t)$ расширяющегося кластера, то уравнение второго закона Ньютона для него имеет простой вид

$$Ma = \frac{Z(t)e^2}{r^2}; \quad (5)$$

здесь a — ускорение дейтрона, а M — его масса, $Z(t)$ — заряд кластерного иона, растущий в процессе его внешней ионизации (см. предыдущий раздел). Выражая согласно условию Бете (см. предыдущий раздел) $Z(t)e = 4F(t)R^2$, можно подставить это значение в уравнение второго закона Ньютона (5) и решить указанное уравнение. В результате получим, что к моменту времени $t = -30 \text{ фс}$, когда все электроны вылетят из кластера, его радиус расширится от 25 до 40 \AA .

Дальнейшее расширение (при $t > t_2$) происходит без участия экранирующих электронов и, следовательно, более энергично. В результате потенциальная энергия кулоновского отталкивания дейтронов преобразуется по закону сохранения полной энергии в их кинетическую энергию, причем на каждый дейтрон в среднем приходится энергия $E_d = Z/2R$, что составляет около 1 кэВ для рассматриваемых выше параметров кластера. Так как число дейтронов в кластере $Z = N(4\pi R^3/3)$, то при фиксированной концентрации атомов в дейтериевых кластерах энергия E_d растет пропорционально квадрату радиуса кластера R . Так, для кластеров с радиусом 75 \AA эта энергия достигает 10 кэВ . В экспериментах именно такие кластеры приводят к дейтронам, участвующим в реакции термоядерного синтеза.

ТЕРМОЯДЕРНАЯ РЕАКЦИЯ СИНТЕЗА

Как уже было сказано выше, после окончания лазерного импульса в лазерном фокусе образуется плазма, состоящая из электронов и ядер дейтерия, возникших после кулоновского взрыва кластеров. Их концентрация порядка $3 \cdot 10^{19} \text{ 1/см}^3$. Плазма существует в течение времени порядка 1 нс , после чего дальнейшее расширение приводит к ее исчезновению. В течение существования плазмы ядра дейтерия сталкиваются друг с другом и может происходить реакция синтеза, о которой мы уже говорили во введении: $d + d \longrightarrow {}^3\text{He} + n$. С той же вероятностью идет и конкурирующая ядерная реакция с образованием в конечном состоянии трития (это тяжелый изотоп водорода ${}^3\text{H}$, содержащий один протон и два нейтрона) и протона: $d + d \longrightarrow t + p$.

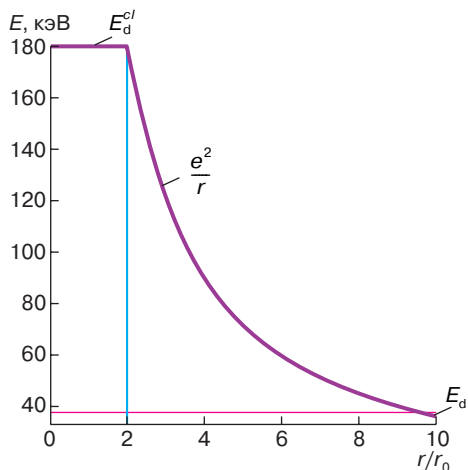


Рис. 4. Кулоновский барьер e^2/r при сближении двух дейтронов как функция расстояния r между ними. E_d – кинетическая энергия относительного движения дейтронов при туннелировании в экспериментах с кластерами, E_d^{cl} – кинетическая энергия дейтрона, при которой возможна надбарьерная реакция термоядерного синтеза, r_0 – радиус дейтрона

Ввиду короткодействия ядерных сил ядерная реакция слияния двух ядер дейтерия может происходить, только когда они соприкасаются друг с другом (радиус ядра дейтерия составляет около $r_0 = 2$ ферми = 2×10^{-12} см). Этому препятствует кулоновское отталкивание между двумя положительно заряженными ядрами. В классической механике соприкосновение возможно, если энергия каждого из ядер превышает значение $E_d^{cl} = e^2/2r_0 = 180$ кэВ. Конечно, в упомянутых выше экспериментах таких энергий при кулоновском взрыве дейтериевых кластеров заведомо не достигается.

При меньших энергиях имеет место квантово-механическое туннелирование дейтронов друг к другу через потенциальный кулоновский барьер [4] (рис. 4). Вероятность туннелирования экспоненциально падает с уменьшением кинетической энергии дейтронов. При значении энергии в 10 кэВ, приведенном выше, сечение туннельной реакции синтеза составляет 10^{-30} см². Именно дейтроны с такими энергиями и вносят основной вклад в термоядерную реакцию синтеза (например, при кинетической энергии дейтрона в 1 кэВ сечение реакции меньше указанного значения на 11 десятичных порядков!). В экспериментах наблюдалось около 10^4 нейтронов в расчете на один лазерный импульс. Время их испускания составило около 0,5 нс. Это время определяется временем разлета плазмы в лазерном фокусе. На рис. 5 представлена диаграмма, обобщающая эволюцию во времени основных величин, описанных выше.

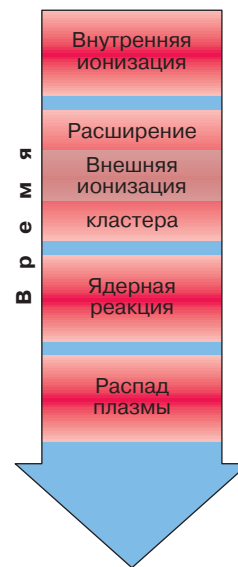


Рис. 5. Диаграмма изменения во времени основных величин при облучении дейтериевого кластера сверхсильным ультракоротким лазерным импульсом

Таким образом, впервые удалось получить в лаборатории реакцию лазерного термоядерного синтеза, причем был получен пучок моноэнергетических нейтронов (2,45 МэВ) короткой длительности (0,5 нс).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Бойко В.И.* Управляемый термоядерный синтез и проблемы инерциального термоядерного синтеза // Соросовский Образовательный Журнал. 1999. № 6. С. 97–104.
2. *Ditmire T., Zweiback J., Yanovsky V.P. et al.* Термоядерный синтез при взрыве дейтериевого кластера, нагретого фемтосекундным лазером // Nature. 1999. Vol. 398. P. 489.
3. *Иванов В.К.* Электронные свойства металлических кластеров // Соросовский Образовательный Журнал. 1999. № 8. С. 97–102.
4. *Делоне Н.Б.* Туннельный эффект // Там же. 2000. Т. 6, № 1. С. 79–84.
5. *Райзер Ю.П.* Пробой газов под действием лазерного излучения – “лазерная искра” // Там же. 1998. № 1. С. 108–113.

Рецензент статьи Н.Б. Делоне

* * *

Владимир Павлович Крайнов, доктор физико-математических наук, профессор МФТИ. Область научных интересов – теория взаимодействия сильных электромагнитных полей с атомами и молекулами. Автор более 200 статей, а также шести монографий и учебников, изданных в США и Германии.