

ЛАЗЕРНОЕ ИНИЦИИРОВАНИЕ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНЫМИ ИОНАМИ

В. Ю. Быченков^{a*}, В. Т. Тихончук^a, С. В. Толоконников^b

^a Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
117924, Москва, Россия

^b Российский научный центр «Курчатовский институт»
123182, Москва, Россия

Поступила в редакцию 27 января 1999 г.

На основе эффекта ускорения ионов электростатическим полем разделения зарядов, сопровождающего взаимодействие мощного ультракороткого лазерного импульса с плазмой, предложен метод инициирования ядерных реакций. Основная идея предлагаемого компактного «реактора» состоит в использовании высокоэнергетичных ионов, ускоряемых в радиальном направлении по отношению к оси лазерного пучка, распространяющегося в газонаполненном капилляре. Проникая в мишень с внутренней поверхности канала, ускоренные ионы с энергией масштаба мегаэлектронвольт вызывают ядерные реакции, которые предлагается использовать для создания компактных источников быстрых нейтронов и нейтронов умеренных энергий, получения различных (коротко- и долгоживущих, легких и тяжелых) изотопов, генерации жесткого гамма-излучения и гамма-излучения широкого энергетического спектра, создания источников легких ионов и искусственной активности. Изучен выход соответствующих ядерных реакций в зависимости от параметров лазерного пучка. Предложенный метод лазерного инициирования ядерных реакций дает практический инструмент для исследований ядерных превращений в пико- и наносекундном масштабах времени, недоступных для других методов.

1. ВВЕДЕНИЕ

Уникальные возможности современных методов генерации мощных ультракоротких лазерных импульсов открывают перспективу их практического использования в ядерной физике. Это демонстрируют, например, исследования по лазерному ускорению электронов и инициированию ими ядерных реакций [1–4]. Несмотря на то что идея использовать мощные короткоимпульсные лазеры для ускорения ионов и инициирования ими ядерных реакций была высказана еще в 1987 году [5] (см. об этом и в обзоре [6]), только в последнее время наметились практические шаги в ее реализации на пути формирования нового самостоятельного направления исследований. Так, экспериментальные результаты [7, 8], свидетельствующие о генерации ионов с энергией ~ 0.5 МэВ при взаимодействии лазерного импульса с длиной волны 1.06 и 0.53 мкм, интенсивностью $\sim 5 \cdot 10^{18}$ Вт/см² и длительностью импульса 400–600 фс с газовой мишенью, а также теоретические модели [9, 10] показали, что методы лазерного ускорения ионов богаты совершенно новыми приложениями и, прежде всего, для ядерной физики. Неоспоримым преимуществом ионов является то, что они, в отличие от электронов, способны непосредственно участвовать в сильных взаимодействиях, вызывая разнообразные

*E-mail: bychenk@sci.lebedev.ru

ядерные превращения. Именно теоретическому обоснованию метода ионно-лазерного инициирования ядерных реакций посвящена данная работа.

Высокая энергия ионов, ускоряемых в фокусе лазерного пучка, свидетельствует, что они могут эффективно вызывать ядерные реакции даже при использовании уже существующих мощных короткоимпульсных лазеров. Это подтвердили недавние эксперименты [11], в которых сообщалось об обнаружении $\sim 7 \cdot 10^7$ нейтр./ср при фокусировке лазерного импульса с энергией до 20 Дж, длительностью 1.3 пс, длиной волны 1.054 мкм и интенсивностью до 10^{19} Вт/см² на пленку из дейтерированного полистерена или замороженного дейтерия. В эксперименте [12] при взаимодействии лазерного излучения с энергией 200 мДж, длиной волны 0.79 мкм, длительностью 160 фс с плазмой, создаваемой предимпульсом из пленки из дейтерированного полиэтилена, средний за вспышку нейтронный выход составлял ~ 140 нейтронов. Однако схема эксперимента [12] была весьма далека от оптимальной, а число реагирующих частиц было невелико из-за малого размера мишени.

Для эффективной передачи лазерной энергии ионам целесообразно использовать плазму, прозрачную для лазерного излучения, и достаточно мощный и короткий лазерный импульс. Кроме того, плазма должна быть окружена веществом, которое предполагается использовать в качестве мишени. Перечисленным требованиям удовлетворяет мишень в форме капилляра, заполненного газом из вещества, которое обеспечивает нужные для ускорения ионы, а стенки содержат вещество-мишень для ядерной реакции. Плотность газа должна быть таковой, чтобы обеспечить плотность плазмы ниже критической для лазерного излучения, а толщина стенок капилляра должна быть порядка длины пробега ускоренных ионов. Мощность лазерного импульса должна быть согласована с его длительностью таким образом, чтобы она совпадала со временем ускорения ионов в фокусе лазерного пучка.

Практическая реализация лазерного метода инициирования ядерных реакций могла бы состоять в фокусировке мощного ($I\lambda^2 \gtrsim 10^{19}$ Вт/см²·мкм²) лазерного излучения внутрь цилиндрического (радиусом в несколько десятков микрон) канала в мишени (капилляре), который заполнен газом под нужным давлением. Выбор газа и вещества мишени (стенок капилляра), т. е. подбор реагирующих пар, определяется конкретными ядерными реакциями, которые желательно инициировать. Ускоренные в радиальном направлении ионы газа, проникая в мишень, взаимодействуют с ее ядрами на глубине своего пробега. Генерация высокоэнергетичных ионов основана на использовании явления кулоновского взрыва [13], заключающегося в ускорении ионов электростатическим полем разделения зарядов. Оно создается в плазме в результате радиального выталкивания электронов из области сильного лазерного поля пондеромоторной силой и/или силой теплового давления электронов по всей длине лазерного канала. Возможность создания протяженного лазерного канала позволяет надеяться, что число ускоряемых частиц будет достаточно велико, чтобы обеспечить значительное число ядерных реакций. Так, при длине 1 мм канала диаметром 10 мкм, заполненного газом с плотностью 10^{20} – 10^{21} см⁻³, число радиально ускоренных ионов составит 10^{13} – 10^{14} частиц [9]. Это означает, что даже реакция с относительно малым выходом ($\sim 10^{-5}$) даст наработку $\sim 10^8$ – 10^9 продуктов реакции за лазерную вспышку, что может представлять практический интерес. В настоящей работе впервые проведены оценки выхода ядерных реакций, иницируемых быстрыми ионами, в зависимости от параметров лазерного импульса. Определены также пороговые интенсивности лазера, необходимые для возбуждения соответствующих реакций.

2. ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

При распространении лазерного импульса в газе последний практически мгновенно ионизируется за счет туннельного эффекта, а ионы, благодаря кулоновскому взрыву, получают радиальное ускорение, направленное от оси пучка к мишени и определяющееся пондеромоторной силой и силой электронного давления, пропорционального средней энергии электронов (эффективной температуре T_{eff}) в области сильного лазерного поля. Эта эффективная температура возникает вследствие нелинейных процессов взаимодействия лазерного излучения с электронами, приводящих к их неадиабатическому нагреву в течение действия лазерного импульса. При этом ускорение иона массой M с зарядом Z в поле линейно поляризованного лазерного пучка описывается следующим уравнением [9]:

$$\frac{du_i}{dt} = -\frac{Z}{M} mc^2 \nabla_r \sqrt{1 + \frac{a^2}{2}} - \frac{Z}{M} \nabla_r T_{eff}, \quad (1)$$

где u_i — скорость ионов, m — масса электрона, c — скорость света, $a = 0.85 \cdot 10^{-9} \lambda \sqrt{I}$ — безразмерный вектор-потенциал лазерного поля, интенсивность I измеряется в Вт/см², а длина волны лазера λ в микронах.

Современное состояние исследований не дает пока количественной теории, позволяющей связать T_{eff} с интенсивностью лазера, а прямые измерения энергетического спектра электронов в субпикосекундном диапазоне длительностей лазерных импульсов пока также невозможны. Вместе с тем, высказанная в работе [14] гипотеза о том, что при интенсивностях лазерного поля близких к релятивистским $I \lambda^2 \gtrsim 10^{18}$ Вт/см² · мкм² электронная температура совпадает по порядку величины с энергией осцилляций электронов в поле лазерного излучения $T_{eff} \approx mc^2 (\sqrt{1 + a^2/2} - 1)$, качественно согласуется с результатами численного моделирования [12, 15]. Исходя из этого можно предположить, что вклад в ускоряющую ионы силу (1) от электронного давления сопоставим с пондеромоторным вкладом.

Важным параметром процесса ускорения ионов является длительность лазерного импульса. При очень коротком лазерном импульсе (длительностью $\tau < d/u_i$, где d — диаметр лазерного пучка) находящиеся в фокусе лазера ионы не успевают набрать максимально возможную энергию, а при очень длительном воздействии лазера ($\tau \gg d/u_i$) его энергия напрасно расходуется, поскольку ионы покидают область взаимодействия задолго до окончания лазерного импульса. Таким образом, условие равенства τ времени пролета ионами области взаимодействия d/u_i определяет оптимальную длительность лазерного импульса:

$$\tau \gtrsim 0.1d \text{ [мкм]} \left(\sqrt{1 + a^2/2} - 1 \right)^{-1/2} \text{ пс.} \quad (2)$$

Здесь для оценки принято $A \simeq 2Z$, где A — атомный номер ускоряемых ионов.

Полагая силу электронного давления в (1) равной пондеромоторной силе, для характерной энергии ионов ϵ , приобретаемой ими в результате лазерного ускорения, приближенно имеем

$$\epsilon \approx Z \left(\sqrt{1 + a^2/2} - 1 \right) \text{ МэВ.} \quad (3)$$

В частности, для ионов, ускоряемых лазером интенсивностью $I\lambda^2 \simeq 10^{21}$ Вт/см²·мкм длительностью импульса $\tau \sim 100$ фс и диаметром канала $d \simeq 10$ мкм, формула (3) дает оценку $\epsilon \approx 20Z$ МэВ. Заметим, что эти параметры близки к параметрам существующего петаваттного лазера [1]. Ионы такой энергии способны иницировать широкий спектр ядерных реакций. Вместе с тем, для большого числа реакций достаточно значительно меньших энергий ионов, т. е. меньших значений лазерной интенсивности. Так, DT-реакция наиболее эффективно идет при относительной энергии сталкивающихся частиц $\simeq 0.1$ МэВ, для достижения которой достаточно тераваттного лазера пикосекундной длительности (например, $I\lambda^2 \simeq 10^{18}$ Вт/см²·мкм², $\tau \sim 3$ пс и $d \simeq 10$ мкм). В целом можно констатировать, что энергии ионов в несколько МэВ вполне достижимы в уже существующих короткоимпульсных лазерных системах и достаточны для иницирования разнообразных ядерных реакций.

Быстрые ионы, проходя через вещество, теряют энергию, главным образом, на ионизацию и возбуждение атомов вещества (тормозные потери). Тормозной пробег l_i достаточно хорошо описывается формулой Бете:

$$l_i(\epsilon) = \int_0^\epsilon \frac{d\epsilon}{|d\epsilon/dr|}, \quad \frac{d\epsilon}{dr} \simeq -\frac{M^*}{m\epsilon} 2\pi e^4 Z^2 Z_a n_a \Lambda, \quad (4)$$

где n_a — плотность атомов мишени, Z_a — их заряд, M^* — приведенная масса сталкивающихся частиц, $\Lambda = \ln(4m\epsilon/M^*J)$, J — средняя энергия ионизации атома вещества мишени (для водорода $J = 14.9$ эВ, а для тяжелых атомов $J \simeq 10Z_a$ эВ). Здесь не учитываются эффекты релятивизма для ионов, поправка, учитывающая энергию связи электронов на K - и L -оболочках атомов, и поправка, связанная с так называемым эффектом плотности. Эти приближения достаточны в диапазоне энергии ионов до 100 МэВ.

Ускоренные ионы на длине своего тормозного пробега (4) вступают в реакции с ядрами мишени. Полное число реакций N можно оценить как $N \approx N_i^0 n_a \sigma l_i$, где σ — характерное сечение реакции. Таким образом, число реакций оказывается меньше числа ускоренных ионов N_i^0 в число раз, равное отношению характерной длины пробега относительно возбуждения реакции $(\sigma n_a)^{-1}$ к полной длине торможения l_i . С учетом (3) и (4) это дает

$$N \approx N_i^0 \frac{4\sigma}{AZ_a \Lambda} \left(\sqrt{1 + \frac{a^2}{2}} - 1 \right)^2, \quad (5)$$

где сечение реакции измеряется в мбн. Заметим, что число ядерных реакций не зависит от заряда ускоренных ионов и плотности вещества мишени. Последнее означает, что в качестве мишени, вообще говоря, может быть использована и газовая среда. В практическом плане такая реализация возможна при использовании тонкостенных капилляров с толщиной стенок, не вызывающей заметного торможения быстрых ионов. Однако длительность реакций $\simeq l_i/u_i$ при этом возрастает, так же как и размер области взаимодействия ($l_i \propto n_a^{-1}$), что требует мишеней достаточно большого размера. Последнее условие не было выполнено в эксперименте [12]. Это может быть одной из причин, по которой в нем было зарегистрировано так мало реакций.

3. СПЕКТР УСКОРЕННЫХ ИОНОВ

Соотношения (2) и (5) удобны для качественного определения эффективности ядерной реакции и ее оптимизации. Они позволяют по порядку величины оценить выход ядерной реакции, зная грубые характеристики лазерного импульса. Вместе с тем, полученные оценки основаны на использовании некоторой характерной энергии быстрых ионов (3), в то время как реально в результате лазерного ускорения возникает распределение ионов по энергиям $dN_i/d\epsilon$, форма которого зависит от временного профиля импульса и его пространственного распределения [9]. Многие сечения реакций носят резонансный характер, и поэтому выход реакции может существенно зависеть от деталей энергетического распределения частиц. Более аккуратное по сравнению с (5) выражение для числа реакций содержит усредненное по энергетическому спектру ионов сечение — так называемый интеграл перекрытий:

$$N = n_a \int_0^{\infty} d\epsilon \frac{dN_i}{d\epsilon} \int_0^{\epsilon} d\epsilon' \sigma(\epsilon') \left| \frac{d\epsilon'}{dr} \right|^{-1}, \quad (6)$$

где тормозная способность $d\epsilon/dr$ определена формулой (4).

В условиях, когда за время лазерного импульса ускоряемые частицы успевают покинуть область фокуса, согласно (1), устанавливается универсальное, не зависящее от длительности импульса, распределение ионов по энергии:

$$\frac{dN_i}{d\epsilon} \simeq \frac{2\pi r^*(\epsilon) n_i^0 (2Zmc^2 + \epsilon)}{Z^2 m^2 c^4 \left| da^2/dr \right|_{r=r^*(\epsilon)}}, \quad (7)$$

где n_i^0 — исходная плотность ионов, зависящий от энергии радиус r^* определяется корнем уравнения

$$\epsilon = \Phi(r^*) \equiv 2Zmc^2 \left(\sqrt{1 + a(r^*)^2/2} - 1 \right),$$

а спектр обрезается со стороны больших энергий условием $\epsilon \leq \max[\Phi(r)]$. В случае гауссова радиального распределения интенсивности в лазерном пучке, $I = I_0 \exp(-4r^2/d^2)$, соотношение (7) приводит к убывающему спектру:

$$\frac{dN_i}{d\epsilon} \simeq 2N_i^0 \frac{\epsilon + Z}{\epsilon(\epsilon + 2Z)} \Theta(\epsilon_{max} - \epsilon), \quad \epsilon_{max} = Z \left(\sqrt{1 + 0.4I_0\lambda^2} - 1 \right). \quad (8)$$

Здесь $N_i^0 = \pi n_i^0 d^2/4$, величины ϵ , I_0 и λ даны, соответственно, в МэВ, 10^{18} Вт/см² и мкм, Θ — единичная ступенчатая функция, а нижний предел допустимой энергии ϵ определяется условием $\epsilon > \Phi(R)$, где R — радиус плазмы, возникающей в результате быстрой туннельной ионизации газа лазерным импульсом на стадии, предшествующей ускорению ионов. Так как реально $R \gg d$ [9], эта энергия пренебрежимо мала по сравнению с максимальной энергией ионов ϵ_{max} . По сравнению с зависимостью ϵ^{-1} , имеющей место при $\epsilon \ll Z$ и $\epsilon \gg Z$, формула (8) демонстрирует уплощение спектра быстрых ионов в области энергий $\epsilon \sim Z$, что способствует повышению выхода реакций, протекающих в этой области энергий.

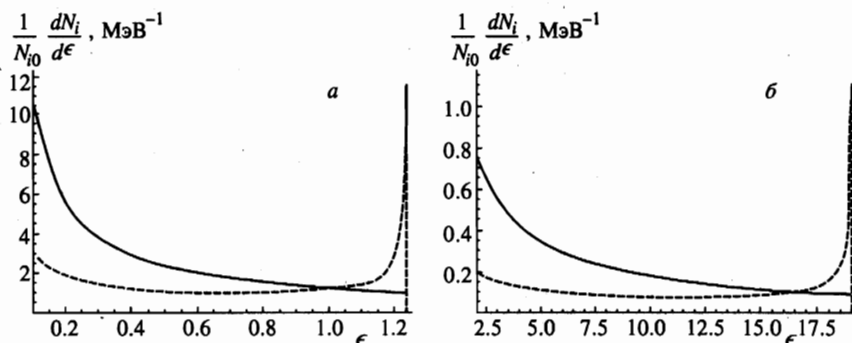


Рис. 1. Спектр протонов $dN_i/d\epsilon N_i^0$, ускоряемых лазером интенсивностью $I_0 \lambda^2 = 10^{19}$ Вт/см²·мкм² (а) и 10^{21} Вт/см²·мкм² (б). Сплошные и штриховые кривые соответствуют гауссову и супергауссову профилям лазерной интенсивности: соответственно, $I_0 \exp[-(2r/d)^2]$ и $I_0 \exp[-(2r/d)^4]$

Подчеркнем, что распределение ионов по энергии, а следовательно, и выход реакции существенно зависят от пространственного распределения лазерной интенсивности, которое, вообще говоря, может заметно отличаться от распределения интенсивности в падающем пучке из-за взаимодействия с плазмой. Подбором соответствующего профиля лазерной интенсивности можно достичь условий, наиболее подходящих с точки зрения эффективности возбуждения той или иной ядерной реакции. В частности, для большинства ядерных реакций требуются энергии в несколько МэВ при достаточно большом числе ионов такой энергии. Поэтому в условиях ограниченных энергетических возможностей современных лазеров желательно профилирование лазерного импульса в целях перераспределения энергии в более быструю компоненту ускоряемых ионов. Примером может служить супергауссов профиль лазерного пучка $I = I_0 \exp[-(2r/d)^4]$, для которого аналогом спектра (8) является

$$\frac{dN_i}{d\epsilon} \simeq N_i^0 \frac{\epsilon + Z}{\epsilon(\epsilon + 2Z)} \left[\ln \frac{\epsilon_{max}(\epsilon_{max} + 2Z)}{\epsilon(\epsilon + 2Z)} \right]^{-1/2} \Theta(\epsilon_{max} - \epsilon). \quad (9)$$

Сопоставление (9) со спектром (8), отвечающим гауссовому распределению, приведено на рис. 1 для релятивистски сильного, $a \sim 1$ (а), и ультрарелятивистского, $a \gg 1$ (б), лазерных импульсов, ускоряющих протоны. Из рисунка видно, что спектр ионов (9) для супергауссова лазерного пучка обогащен энергиями $\epsilon \lesssim \epsilon_{max}$. Соответственно, наблюдается подавление числа медленных ионов. Последнее особенно наглядно демонстрирует переход к параболическому профилю лазерной интенсивности $I = I_0(1 - 4r^2/d^2)$, для которого имеет место нарастающий с энергией спектр, пропорциональный $(\epsilon + Z)\Theta(\epsilon_{max} - \epsilon)$.

4. ВЫХОД ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Обсудим теперь выход реакций $w = N/N_i^0$, интересных с точки зрения возможных приложений. При этом для определенности будем исходить из формул для гауссова распределения лазерной интенсивности по радиусу и использовать усредненные

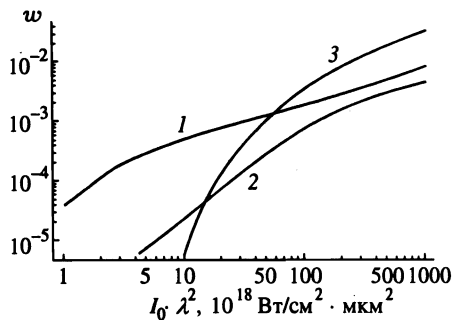


Рис. 2. Зависимость от лазерной интенсивности выхода нейтронов в реакциях $T(d, n)^4\text{He}$ (1), $D(d, n)^3\text{He}$ (2) и $T(p, n)^3\text{He}$ (3)

(по результатам различных литературных источников) зависимости сечений ядерных процессов от энергии из базы данных [18]. Прежде всего лазерный метод ускорения ионов дает микроисточник нейтронов короткой длительности, причем подбором соответствующих пар взаимодействующих ядер возможно получение нейтронов различных энергий от нескольких сотен кэВ до десятков МэВ. На рис. 2 приведены зависимости от лазерной интенсивности I_0 выхода быстрых нейтронов (≥ 14.1 МэВ) и нейтронов умеренной энергии (от нескольких сотен кэВ до нескольких МэВ) в реакциях $T(d, n)^4\text{He}$ и $T(p, n)^3\text{He}$ соответственно. Там же представлен выход реакции $D(dn)^3\text{He}$, для которой в работе [11] сообщалось об эффективной наработке нейтронов с характерной энергией ~ 2.45 МэВ.

Авторы эксперимента [11] оценивают полное число ускоренных ионов на уровне $\sim 10^{14}$ частиц. Согласно кривой 2 рис. 2, характерный выход реакции $D(d, n)^3\text{He}$ для условий эксперимента [11] оказывается $\sim 10^{-5}$. Это означает, что для обсуждаемых параметров можно ожидать производства $\sim 10^9$ нейтронов за вспышку, что качественно согласуется с измерениями.

Из рис. 2 видно, что DT-реакция возникает при достаточно малых, с точки зрения современных возможностей эксперимента, интенсивностях лазерного излучения. При $I_0 \lambda^2 = 10^{18}$ Вт/см²·мкм² выход реакции достигает уже $4 \cdot 10^{-5}$. Реакция перезарядки протона $T(p, n)^3\text{He}$ имеет ярко выраженный порог на уровне 10^{19} Вт/см²·мкм², однако характеризуется более высоким выходом ≥ 0.01 для лазерных импульсов большой интенсивности.

Ряд примеров реакций синтеза, инициируемых лазером в рамках предлагаемой схемы, можно отнести к способам ускорения легких ионов. Эффект ускорения легких ионов состоит в том, что выделяющаяся при синтезе энергия утилизируется в виде высокой кинетической энергии продуктов реакции. Примером может служить реакция ${}^6\text{Li}(d, \alpha){}^4\text{He}$, позволяющая ускорять альфа-частицы до энергии 22.4 МэВ, и реакция ${}^7\text{Li}(p, \alpha){}^4\text{He}$ с максимальной энергией альфа-частиц до 17.3 МэВ. На рис. 3 представлены зависимости выхода этих реакций от интенсивности лазерного пучка. Они имеют порог на уровне $\sim 10^{19}$ Вт/см²·мкм² и меньший выход по сравнению с термоядерными реакциями, рассмотренными выше.

В практическом плане существенный интерес представляют реакции, сопровождающиеся наработкой искусственных изотопов. Кривые 1, 2 на рис. 4 демонстрируют эффективность образования β^+ - и β^- -активных легких изотопов (реакции ${}^{14}\text{N}(p, n){}^{14}\text{O}$ и ${}^{26}\text{Mg}(d, \alpha){}^{24}\text{Na}$), а кривые 3, 4 — более тяжелых изотопов (реакции ${}^{124}\text{Te}(p, n){}^{124}\text{I}$ и ${}^{95}\text{Mo}(p, n){}^{95}\text{Tc}$). Последние две реакции, обладая β^+ -активностью, представляют инте-

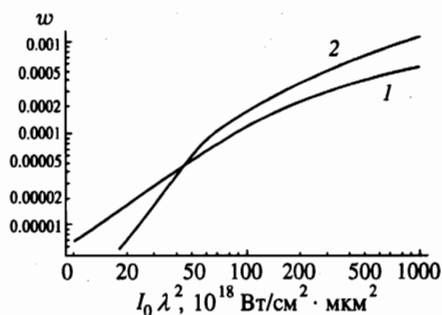


Рис. 3

Рис. 3. Зависимость от лазерной интенсивности выхода реакций ${}^6\text{Li}(d, \alpha){}^4\text{He}$ (1) и ${}^7\text{Li}(p, \alpha){}^4\text{He}$ (2) с образованием быстрых альфа-частиц

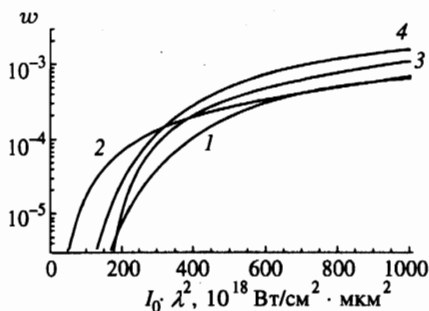


Рис. 4

Рис. 4. Зависимость от лазерной интенсивности выхода изотопов в реакциях ${}^{14}\text{N}(p, n){}^{14}\text{O}$ и ${}^{26}\text{Mg}(d, \alpha){}^{24}\text{Na}$ (кривые 1, 2 соответственно) и в реакциях ${}^{124}\text{Te}(p, n){}^{124}\text{I}$, ${}^{95}\text{Mo}(p, n){}^{95}\text{Tc}$ (кривые 3, 4 соответственно)

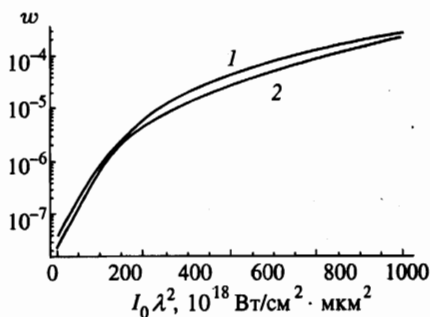


Рис. 5. Зависимость от лазерной интенсивности выхода реакций деления ${}^{238}\text{U}$, ${}^{232}\text{Th}$ протонами (кривые 1 и 2, соответственно)

рес для практической медицины, например, позитронной томографии. Долгоживущий изотоп ${}^{24}\text{Na}$ часто используется как источник вторичных гамма-квантов. Выход рассмотренных реакций оказывается достаточно высоким ($w \gtrsim 10^{-5}$), хотя и требует большой интенсивности лазера: $I_0 \lambda^2 \gtrsim 10^{19} - 10^{20}$ Вт/см² · мкм².

При достаточно высокой интенсивности лазера, $I_0 \lambda^2 \gtrsim 10^{20}$ Вт/см² · мкм², требующейся для того, чтобы энергия налетающей частицы превосходила барьер деления (7–8 МэВ) и обеспечивала достаточную проникаемость кулоновского барьера ядра ($\approx 1.4ZZ_a/(A^{1/3} + A_a^{1/3})$ МэВ \sim 20 МэВ), ускоряемые лазером ионы вызывают реакции деления в тяжелой мишени. На рис. 5 это демонстрируется на примере деления урана ${}^{238}\text{U}$ и тория ${}^{232}\text{Th}$ под действием протонов. В отличие от других источников протонов, метод лазерного ускорения позволяет создать искусственную активность за экстремально короткое время. В самом деле, протон с энергией \sim 10 МэВ пробегает длину торможения (4), например, в урановой соли за время \sim 10 пс, тогда как другие протонные источники имеют длительность импульса порядка наносекунды и более. Отсюда вытекает совершенно уникальная возможность для проведения фундаментальных

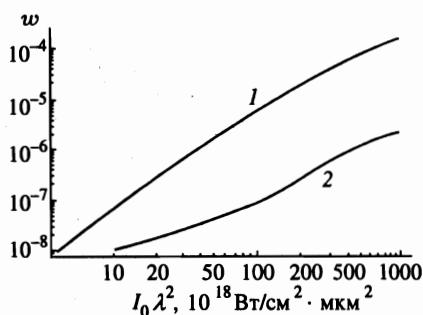


Рис. 6. Зависимость от лазерной интенсивности (в единицах 10^{18} Вт/см 2) выхода реакций с вылетом жестких гамма-квантов (реакция $T(p, \gamma)^4\text{He}$, кривая 1) и гамма-квантов широкого энергетического спектра (реакция $^{11}\text{B}(p, \gamma)^{12}\text{C}$, кривая 2)

исследований в области ядерной физики в новом, субнаносекундном диапазоне времен. В частности, становится возможным изучение распадов радиоактивных осколков деления на временах, недоступных для других методов инициирования деления. В рамках предлагаемой схемы впервые открывается перспектива определения времен жизни ультракороткоживущих изотопов (в основном β^\pm -активных), сильно удаленных от полосы стабильности, и исследования релаксации сильнонеравновесной системы короткоживущих изотопов к вековому равновесию. Несмотря на относительно небольшой выход и высокий порог, инициирование реакций деления в масштабах лабораторного устройства также уникально благодаря большому выделению энергии: $\gtrsim 200$ МэВ на деление. Такие реакции могут сопровождаться тепловым взрывом, а их изучение, по-видимому, потребует решения вопросов радиационной безопасности вследствие наработки активности и нейтронов деления.

Наконец, рассмотрим примеры генерации жестких гамма-квантов и возбуждения широкого спектра гамма-квантов, включая более мягкую составляющую, с помощью лазера при бомбардировке мишени протонами. Так, реакция радиационного захвата протона $T(p, \gamma)^4\text{He}$ (кривая 1 на рис. 5) является источником жестких гамма-квантов, в которой выделяемая энергия $\gtrsim 19.8$ МэВ уносится тремя-четырьмя гамма-квантами, а в другой аналогичной реакции $^{11}\text{B}(p, \gamma)^{12}\text{C}$ (кривая 2 на рис. 5) испускаются гамма-кванты с широким спектром с максимальной суммарной энергией $\epsilon_{\gamma \max}$, определяемой максимальной энергией протона $\epsilon_{p \max}$, именно:

$$\epsilon_{\gamma \max} \approx 16 \text{ МэВ} + \epsilon_{p \max} \approx \left(15 + \sqrt{1 + 0.4 I_0 \lambda^2} \right) \text{ МэВ},$$

где лазерная интенсивность I_0 дается в 10^{18} Вт/см 2 , а длина волны лазера — в мкм. Переход к более тяжелым мишеням приведет к генерации гамма-квантов с более мягким спектром и меньшей суммарной энергией. Будучи электромагнитными процессами, эти реакции обладают значительно меньшим выходом (в силу малости электромагнитной константы $e^2/\hbar c = 1/137$), чем, например, реакции синтеза, которые обусловлены сильным взаимодействием. Однако это не исключает возможности того, что они могут быть использованы в исследованиях по проблеме создания гамма-лазера.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе предложена схема компактного ядерного «реактора» на основе лазерного ускорения ионов. Предложенный метод инициирования ядерных реакций может быть реализован на уже существующих короткоимпульсных мощных лазерах ($10\text{--}10^3$ ТВт). Их применение может оказать существенное влияние на инструментарий ядерной физики. Явление релятивистской самофокусировки лазерного пучка может существенно увеличить длину его каустики и тем самым увеличить общее число ускоренных ионов. По этой причине реализация условий самофокусировки является весьма желательной. Укорочение длины волны лазера с одновременным повышением давления газа в канале также желательно, поскольку позволит увеличить число ускоряемых ионов и, следовательно, выход ядерных реакций. Отметим также, что даже при отсутствии самофокусировки капилляр благодаря своим волноводным свойствам может обеспечить фокусировку лазерного импульса на достаточно большой длине. Это было продемонстрировано в недавних экспериментах по распространению лазерных импульсов в полых капиллярах [16], в которых наблюдалась их фокусировка на длине до 10 мм. Возможно, что работы по проблеме лазерного прожигания плазмы («laser hole boring») в рамках программы по быстрому поджигу термоядерной реакции («fast ignitor») [17] покажут, что для определенных типов ядерных реакций от заранее приготовленных каналов вообще можно отказаться, если удастся найти условия для прожигания достаточно протяженных каверн с высокой плотностью плазмы внутри их. Последнему может способствовать явление индуцированной релятивизмом прозрачности плазмы. На это указывают результаты численного моделирования [15] формирования в твердотельной мишени плазменного канала длиной до 20 мкм и плотностью порядка удвоенной критической лазерным пучком релятивистской интенсивности $I\lambda^2 \sim 10^{20}$ Вт/см²·мкм².

Мы количественно оценили выход различных реакций, богатых своими приложениями, и показали реальную возможность создания компактных источников быстрых нейтронов и нейтронов умеренных энергий, получения разнообразных изотопов, генерации жесткого гамма-излучения и гамма-излучения широкого энергетического спектра, создания источников легких ионов и искусственной радиоактивности. Разработанная схема лазерного инициирования ядерных реакций дает практический инструмент для фундаментальных исследований ядерных превращений на временном масштабе в несколько десятков пикосекунд, на котором другие методы исследований невозможны. Продемонстрированная возможность генерации гамма-излучения, может составить основу целенаправленных исследований по проблеме создания γ -лазеров.

При использовании твердотельной мишени предложенный метод позволяет получить практически точечный источник активности размером в десятки — сотни микрон, что является уникальным. Это делает метод ионно-лазерного инициирования реакций перспективным для исследований широкого круга явлений в ядерной физике и позволит изготавливать радиоактивные микрообразцы с заданными свойствами. Одним из возможных практических применений, на наш взгляд, является использование разработанной схемы в целях получения изотопов для использования в медицине и биологии. Известно, что стоимость производства ряда изотопов для этих целей весьма высока, и поэтому поиск альтернативных способов производства желателен. Поскольку в этих случаях не требуется достижения высокой активности, то наработка необходимого количества изотопа может быть достигнута за одну или несколько лазерных вспышек.

Выполнению работы в существенной мере способствовал свободный доступ к базе данных EXFOR (Experimental Nuclear Reaction Data File) [18]. Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 99-02-17267).

Литература

1. G. A. Mourou, C. P. J. Barty, and M. D. Perry, *Phys. Today* **51**(1), 22 (1998).
2. C. Bula, K. T. McDonald, E. J. Prebys et al., *Phys. Rev. Lett.* **76**, 3116 (1996); D. L. Burke, R. C. Field, G. Horton-Smith et al., *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1626 (1997).
3. P. L. Shkolnikov and A. E. Kaplan, *J. Nonlinear Opt. Phys. Mater.* **6**, 161 (1997).
4. Д. А. Грязных, Я. З. Кандиев, В. А. Лыков, *Письма в ЖЭТФ* **67**, 239 (1998).
5. M. D. Perry, E. M. Campbell, J. T. Hunt et al., LLNL Report, *Ultra-High Brightness ($> 10^{21}$ W/cm²) Laser Facility* (1987).
6. B. Luther-Davis, E. G. Gamaly, Y. Wang et al., *Laser Physics* **1**, 325 (1991).
7. G. S. Sarkisov, V. Yu. Bychenkov, V. T. Tikhonchuk et al., *Письма в ЖЭТФ* **66**, 787 (1997).
8. J. Fuchs, G. Malka, J. C. Adam et al., *Phys. Rev. Lett.* **80**, 1658 (1998).
9. G. S. Sarkisov, V. Yu. Bychenkov, V. N. Novikov et al., *Phys. Rev. E* **59**(5) (1999).
10. Г. С. Саркисов, В. Ю. Быченков, В. Т. Тихончук, *Письма в ЖЭТФ* **69**, 20 (1999).
11. P. A. Norreys, A. P. Fews, F. N. Beg et al., *Plasma Phys. Contr. Fusion* **40**, 175 (1998).
12. G. Pretzler, A. Saemann, A. Pukhov et al., *Phys. Rev. E* **58**, 1165 (1998).
13. N. H. Burnett and G. D. Enright, *IEEE J. Quantum Electron.* **26**, 1797 (1990).
14. S. C. Wilks, W. L. Kruer, M. Tabak, and A. B. Langdon, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1383 (1992); G. Malka and J. L. Miquel, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 75 (1996).
15. A. Pukhov and J. Meyer-ter-Vehn, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2686 (1997).
16. M. Borghesi, A. J. Mackinnon, R. Gaillard et al., *Phys. Rev. E* **57**, 4899 (1998).
17. M. Tabak, J. Hammer, M. E. Glinsky et al., *Phys. Plasmas* **1**, 1626 (1994).
18. Experimental Nuclear Reaction Data File, <http://www.nndc.bnl.gov/nndc/exfor/>.