

ОСОБЕННОСТИ И МЕХАНИЗМЫ ГЕНЕРАЦИИ НЕЙТРОНОВ И ДРУГИХ ЧАСТИЦ В ПЕРВЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ЛАЗЕРНОМУ СИНТЕЗУ

В. И. Высоцкий^{a}, А. А. Корнилова^b, М. В. Высоцкий^a*

^a *Киевский национальный университет им. Тараса Шевченко
01033, Киев, Украина*

^b *Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 24 марта 2020 г.,
после переработки 23 апреля 2020 г.
Принята к публикации 11 мая 2020 г.

Рассмотрены количественные характеристики первых удачных лазерных экспериментов по формированию термоядерной плазмы. Показано, что генерация нейтронов, регистрируемых в этих экспериментах, непосредственно не связана с термоядерными процессами в лазерной плазме со сравнительно низкой температурой. Рассмотрены альтернативные механизмы стимуляции реакции синтеза и показано, что наиболее вероятный механизм генерации нейтронов обусловлен процессами формирования когерентных коррелированных состояний, возникающих за счет действия ударной волны в неразрушенной части решетки мишени или при движении в ней медленных ионов, вылетающих из лазерной плазмы. Показана целесообразность повторения этих экспериментов, в которых кроме генерации нейтронов следует ожидать более эффективную генерацию других продуктов ядерного синтеза.

DOI: 10.31857/S0044451020100077

1. ВВЕДЕНИЕ

Первые успешные эксперименты по реализации ядерного синтеза, стимулированного лазерным воздействием на мишень, были проведены в конце 60-х годов прошлого столетия [1–3]. В этих экспериментах использовались одиночные короткие (длительности порядка 10^{-11} с) лазерные оптические импульсы, генерируемые мощным неодимовым лазером с длиной волны 1.06 мкм. Энергия каждого из импульсов достигала 10 Дж, что обеспечивало интенсивность облучения $J \approx 10^{16}$ Вт/см². В то время такие параметры были одними из лучших в мире.

Такие лазерные импульсы фокусировались в вакууме длиннофокусной линзой на поверхность мишени LiD, что приводило к образованию нестационарной плазмы. Целью экспериментов было обнаружение термоядерных нейтронов, генерируемых в объеме этой плазмы синхронно с импульсом. Ре-

гистрация быстрых нейтронов проводилась с использованием сцинтилляционного счетчика на основе уникального по своим параметрам кристалла полистирола $(\text{C}_6\text{H}_5)_n$ диаметром $D = 30$ см и длиной $L = 20$ см, установленного на расстоянии $R = 10$ см от зоны действия лазерного импульса. Для этих параметров телесный угол регистрации нейтронов составлял

$$\Delta\Omega = 2\pi \sqrt{1 - \frac{R}{\sqrt{R^2 + (D/2)^2}}} \approx 1.3\pi.$$

По оценке авторов итоговая эффективность регистрации нейтронов, учитывающая геометрию расположения детектора и ряд других параметров, соответствовала $\eta \approx 10\%$.

Согласно данным работ [1, 2], при таком воздействии регистрировался (в среднем) один нейтрон на каждый лазерный импульс. Эти данные интерпретировались как подтверждение термоядерного механизма синтеза (фактически, как первая демонстрация инерционного лазерного термоядерного синтеза) на основе одного из трех каналов (dd)-реакции,

$$d + d = \text{He}^3 + n + 3.27 \text{ МэВ}, \quad (1)$$

* E-mail: vivyotskii@gmail.com

реализуемого за счет столкновения дейтронов в горячей плазме, образуемой в области лазерного фокуса на поверхности мишени.

Анализ, проведенный авторами работ [1–3], основывался на следующих характеристиках образуемой плазмы: концентрация ионов дейтерия $n_d \approx 10^{21} \text{ см}^{-3}$, толщина области плазмы возле лазерного фокуса $x_0 \approx 10^{-2} \text{ см}$, максимальная температура ионной компоненты плазмы $kT \approx 120 \text{ эВ}$ или $kT = 210 \text{ эВ}$ в зависимости от сферической или плоской геометрии ее разлета (см. [3], рис. 10), время существования плазмы с такой температурой $\tau \approx 5 \cdot 10^{-10} \text{ с}$. Среднеквадратичная скорость движения ионов дейтерия в плазме при максимальной температуре соответствовала величине $\langle v \rangle \approx \sqrt{3kT/M} \approx 10^7 \text{ см/с}$.

Площадь поперечного разлета плазмы за это время (с учетом начального сечения фокусированного лазерного импульса, $S_0 = \pi R_0^2 \approx 3 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$) была равной

$$S_\tau \approx \pi(\langle v \rangle \tau + R_0)^2 \approx 6 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2.$$

Согласно этим характеристикам, в объеме плазмы находилось $N_d = n_0 S_\tau x_0 \approx 6 \cdot 10^{15}$ ядер дейтерия.

В работах [1–3] после завершения описания плазмы и ее анализа утверждалось, что результаты экспериментов согласуются с данными расчетов и подтверждают ожидаемый результат — регистрацию нейтронов, образуемых в процессе термоядерного синтеза, стимулированного лазерным облучением. Следует отметить, что в работах [1–3] было проведено очень подробное и квалифицированное исследование характеристик лазерных импульсов и процесса формирования плазмы, но почти не рассматривались особенности ядерного синтеза. Проведем такой анализ.

2. ОЦЕНКИ ЭФФЕКТИВНОСТИ СИНТЕЗА ПРИ ДЕЙСТВИИ ОДИНОЧНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

Расчет полного числа (dd) -реакций с участием всех ядер дейтерия в объеме лазерной плазмы за время ее существования (а значит, и полного числа нейтронов, генерируемых по механизму термоядерного синтеза в зоне действия лазерного импульса) можно провести при использовании стандартной формулы

$$N_{neutron}^0 \approx V n_0^2 \langle \sigma(v)v \rangle \tau / 2, \quad (2)$$

учитывающей усредненное по максвелловскому распределению произведение сечения реакции $\sigma(v)$ и

скорости участвующих в ней частиц. Это произведение для случая (dd) -реакции (1) с выходом нейтронов определяется хорошо известным выражением ([4], гл. 2)

$$\langle \sigma(v)v \rangle_{dd} \approx 1.3 \cdot 10^{-14} \frac{1}{(kT)^{2/3}} \exp\left(-\frac{18.8}{(kT)^{1/3}}\right) \left[\frac{\text{см}^3}{\text{с}}\right], \quad (3)$$

в котором величина kT соответствует температуре плазмы в килоэлектронвольтах.

Если учесть, что пространственная форма разлета плазмы была близка к сферической геометрии ([3], рис. 2), то, принимая ее ионную температуру равной максимальной, $kT \approx 130 \text{ эВ}$, для такой конфигурации [3], из выражения (3) находим, что $\langle \sigma(v)v \rangle \approx 5 \cdot 10^{-30} \text{ см}^3/\text{с}$. С учетом этой величины из формулы (2) можно определить среднее количество нейтронов, генерируемых в экспериментах [1, 2] при воздействии на мишень LiD одного лазерного импульса:

$$N_{neutron}^0 \approx 0.007 \text{ нейтр./импульс}. \quad (4)$$

Из этой оценки следует, что для генерации (не регистрации!) хотя бы одного нейтрона, формируемого в рассматриваемом эксперименте в реакции (3) на основе термоядерного механизма, необходимо последовательное воздействие около 150 лазерных импульсов. Это не согласуется с результатами экспериментов [1, 2], в которых для обоснования экспериментальной эффективности регистрации $N_{neutron} \approx 1 \text{ нейтр./импульс}$ необходима такая эффективность их генерации в реакции (1),

$$N_{neutron}^0 \approx N_{neutron} / \eta \approx 10 \text{ нейтр./импульс}, \quad (5)$$

которая в 1500 раз больше той эффективности, которую способен обеспечить термоядерный механизм синтеза в условиях эксперимента [1, 2].

Исходя из этих оценок очевидно, что нейтроны, регистрируемые в этих экспериментах, не могли быть образованы только за счет механизма термоядерного синтеза в объеме плазмы, формируемой при воздействии лазерного импульса на поверхность мишени LiD. У нас нет сомнения в очень высокой квалификации авторов работ [1–3] и в корректности их измерений, но сразу возникает вопрос: откуда появились те нейтроны, которые регистрировались в этих экспериментах?

3. ВОЗМОЖНЫЙ МЕХАНИЗМ ГЕНЕРАЦИИ НЕЙТРОНОВ И УСЛОВИЯ ГЕНЕРАЦИИ ДРУГИХ ЧАСТИЦ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА НА МИШЕНЬ LiD

По нашему мнению, регистрируемые в экспериментах нейтроны генерировались в процессе низкоэнергетичных ядерных реакций (LENR), которые стимулировались побочными и непосредственно не связанными с возрастанием температуры эффектами, сопровождающими действие лазерных импульсов на поверхность мишеней.

Можно отметить два базовых механизма, которые основаны на одном и том же физическом процессе и приводят к эффективному ядерному синтезу.

Первый из них связан с ударной волной, сопровождающей действие лазерного импульса на мишень. Хорошо известно, что при таком воздействии всегда имеет место процесс абляции, обусловленный интенсивным импульсным испарением быстрых ионов с той части поверхности мишени, на которую действует лазерный импульс. Это испарение сопровождается передачей импульса на мишень, что приводит к образованию интенсивной ударной волны, движущейся в глубь мишени перпендикулярно к ее поверхности.

Этот процесс фактически соответствует принципу работы любого реактивного двигателя, ускоряемого за счет выброса массы в противоположном направлении. Такой механизм генерации ударных волн хорошо известен [5–9].

Характерное ударное давление при такой абляции на оставшуюся (неиспаренную) часть мишени равно $P \approx 4 \cdot 10^6$ атм при интенсивности лазерного импульса $J = 10^{13}$ Вт/см² [5], что эквивалентно, например, столкновению с мишенью микрометеорита размером в несколько микрометров, движущегося со скоростью 13 км/с. При увеличении интенсивности лазерного импульса давление резко возрастает, $P \propto J^{7/9}$ [8, 9], достигая гигантских значений $P \approx 10^8$ – 10^9 атм при интенсивности $J \approx 10^{16}$ Вт/см², соответствующей данному эксперименту.

Скорость фронта генерируемой при абляции ударной волны при указанных выше параметрах лазерного импульса может достигать или превышать 4–8 км/с. При движении ударной волны внутри любых материальных тел происходит очень резкое сужение ее переднего фронта до размера, минимальное значение которого соответствует нескольким нанометрам. Такое «укручение» фронта удар-

ной волны связано с тем, что более интенсивная (основная) часть фронта ударной волны из-за нелинейности процесса взаимодействия движется быстрее, чем менее интенсивная передняя часть фронта, и «догоняет» ее.

Прохождение этой ударной волны сквозь мишень, содержащую дейтерий и литий, приводит к очень быстрому (длительностью 10^{-13} – 10^{-11} с) ударному сжатию, а затем к быстрому растяжению и последующей более медленной релаксации локального окружения каждого из атомов дейтерия и лития в составе мишени. С точки зрения динамики ионов кристаллической решетки, это соответствует очень быстрой импульсной обратимой модуляции параметров (в частности — частоты колебаний) нестационарного гармонического осциллятора, характеризующего колебательное состояние (включая оптические фононные моды на частотах 10–15 ТГц) каждого из ядер дейтерия в решетке. Такой очень быстрый процесс нестационарной модуляции приводит к фазовой синхронизации оптических фононных мод и к формированию когерентного коррелированного состояния (ККС) этих ядер, следствием чего является генерация сопутствующих этим состояниям гигантских флуктуаций импульса и энергии этих ядер [10–17].

Особенно эффективным такой механизм импульсной модуляции параметров локального осциллятора будет в области, примыкающей к зоне формирования лазерной плазмы. В этой области еще до прихода ударной волны возникают многочисленные нанотрещины, формируемые за счет попадания туда быстрых ионов, вылетающих из объема образуемой приповерхностной плазмы. Такой процесс аналогичен процедуре растрескивания металлогидридов типа TiD или TiH при их насыщении изотопами водорода. Сравнительно большая ширина этих нанотрещин, заполненных дейтерием, очень резко (в несколько раз) увеличивает амплитуду возможной модуляции частоты колебаний дейтронов при последующем воздействии на эту нанотрещину ударной волны. Еще одним подобным следствием действия ударной волны является быстрое «раскрытие» тех нанотрещин, которые до этого еще не сформировались, но были в очень напряженном состоянии из-за внутреннего давления дейтронов, попавших в междоузлия решетки мишени.

Именно такие условия быстрой модуляции эквивалентного осциллятора требуются для эффективного формирования ККС этих дейтронов.

В работах [10–17] было показано, что при такой импульсной модуляции параметров нестационарно-

го осциллятора амплитуда флуктуаций кинетической энергии частицы (в частности протона) может достигать величины δE_{corr} в интервале 10–30 кэВ даже в случае кристаллической решетки, находящейся при комнатной температуре. Очень интересно, что при этом средняя кинетическая энергия этих ядер может оставаться неизменно малой и мало отличаться от тепловой энергии конденсированной мишени!

Важно отметить, что во всех случаях в таких ККС гигантские флуктуации энергии будут существовать аномально большое время δt_{corr} , которое на много порядков превышает длительность возможных некоррелированных флуктуаций δt_{uncorr} , если ее оценивать на основе «обычного» соотношения неопределенностей Гейзенберга $\delta t_{uncorr} \approx \hbar/2\delta E$.

Возможность существования таких ККС была обоснована в самом общем виде (для разных пар произвольных динамических переменных A и B) еще в 1930 году независимо Шредингером и Робертсоном [18, 19] на основании общих правил квантовой механики. В общем случае эти соотношения характеризуются обобщенными соотношениями неопределенностей для дисперсий этих переменных с учетом явного вида их операторов \hat{A} , \hat{B} , \hat{C} :

$$\begin{aligned} \sigma_A \sigma_B &\equiv (\delta A)^2 (\delta B)^2 \geq \frac{|\langle [\hat{A}\hat{B}] \rangle|^2}{4(1 - r_{AB}^2)}, \\ \sigma_C &= \langle (\hat{C} - \langle C \rangle)^2 \rangle, \quad r_{AB} = \frac{\sigma_{AB}}{\sqrt{\sigma_A \sigma_B}}, \\ \sigma_{AB} &= \frac{\langle \hat{A}\hat{B} + \hat{B}\hat{A} \rangle}{2} - \langle A \rangle \langle B \rangle, \quad |r_{AB}| \leq 1. \end{aligned} \quad (6)$$

В частности, для пары переменных «координата–пульс» это состояние характеризуется принципиально отличным от соотношения неопределенностей Гейзенберга соотношением Шредингера–Робертсона

$$\delta p \delta x \geq \hbar/2 \sqrt{1 - r^2} \equiv \hbar G/2, \quad (7)$$

в котором $0 \leq |r| < 1$ и $1 \leq G < \infty$ — соответственно коэффициент корреляции и коэффициент эффективности корреляции. Эти коэффициенты характеризуют степень синфазности и взаимной коррелированности разных собственных состояний частицы в суперпозиционном квантовом состоянии (в частности, синфазности колебательных мод дейтрона в пространстве между соседними атомами лития в решетке).

Для некоррелированных состояний $r = 0$ и $G = 1$, а для коррелированных — $|r| \rightarrow 1$ и $G \gg 1$. Характеристики этих состояний и возможность их

применения изучались во многих работах (в частности, в больших обзорных статьях [20, 21]).

Принципиальное отличие процесса взаимодействия частиц с очень большими флуктуациями импульса (а следовательно, и флуктуациями кинетической энергии) от взаимодействия частиц с аналогичной по величине, но реальной (не виртуальной) кинетической энергией состоит в том, что частицы с виртуальной энергией не могут, например, реализовать эндоэнергетические реакции, возбуждать (ионизировать) другие атомы или генерировать тормозное излучение, поскольку в таких процессах происходит необратимая потеря энергии, что принципиально запрещено для виртуальных флуктуаций энергии, связанных с ее неопределенностью и общим законом сохранения энергии, который будет выполняться после завершения флуктуации.

С другой стороны, такие частицы могут «использовать» большую флуктуацию импульса δp и, соответственно, флуктуацию виртуальной кинетической энергии $\delta E = (\delta p)^2/2M$ при ККС для, например, прохождения сквозь потенциальный барьер и последующего стимулирования ядерных или химических реакции, если эти процессы будут соответствовать экзоэнергетическим реакциям.

Этот механизм, реализуемый за счет импульсной модуляции параметров локальных гармонических осцилляторов при воздействии на них ударной волны, успешно обосновывает результаты экспериментов по генерации альфа-частиц при воздействии малых по амплитуде высокочастотных температурных волн, генерируемых при кавитации струи воды, на удаленные от кавитатора мишени TiD [22, 23].

Другой механизм реализации реакции (1) связан с альтернативным методом формирования ККС при учете взаимодействия движущихся ионов с атомами решетки. Он обусловлен тем, что в экспериментах [1, 2] много быстрых ионов лазерной плазмы при ее расширении будут двигаться в глубь неразрушенной кристаллической решетки LiH в режиме каналирования. В работах [16, 17] было показано, что при похожем движении сравнительно медленных протонов в периодическом поле решетки кристалла лития очень быстро (на интервале, равном 3–4 периодам решетки) будет формироваться аналогичное ККС движущейся частицы с коэффициентом корреляции $1 - |r| \leq 10^{-8}$, чему соответствуют коэффициент эффективности корреляции $G \geq 10^4$ и возрастание амплитуды флуктуации энергии в поперечном (по отношению к продольному движению) направлении до величины

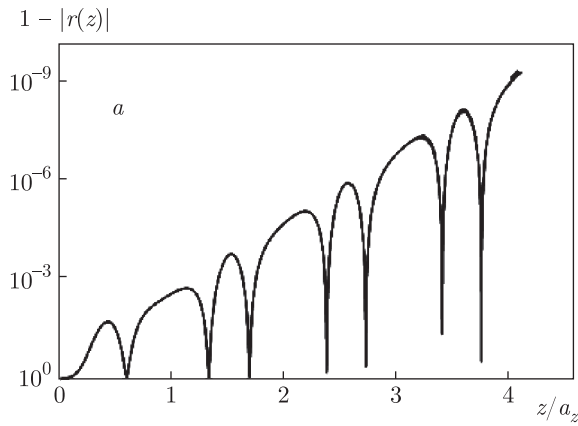


Рис. 1. Формирование когерентного коррелированного состояния при движении протонов с оптимальной энергией 450–500 эВ в кристалле лития в режиме плоскостного каналирования в направлении z (a_z — продольный период решетки лития)

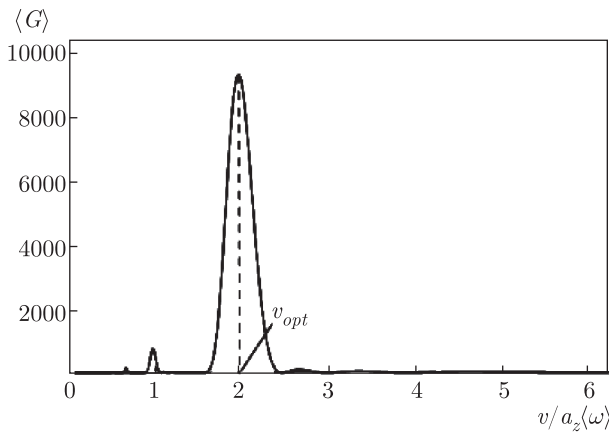


Рис. 2. Зависимость усредненного коэффициента эффективности корреляции от скорости протона в конце третьего периода решетки лития [16]

$$\delta E \approx \frac{(\delta p)^2}{2M} \geq \frac{G^2 \hbar^2}{8M(\delta x)^2} \approx \frac{G^2 \hbar^2}{2M a_x^2} \geq 40 \text{ кэВ}, \quad (8)$$

на много порядков превышающей энергию продольного поступательного движения (рис. 1). Здесь M — масса протона, $a_x \approx 2\delta x \approx 2 \text{ \AA}$ — межплоскостное расстояние в решетке.

Этот механизм автомодельного формирования ККС будет выполняться для тех ионов, которые движутся в периодическом поле решетки со скоростями, близкими к величине $v_{opt} \approx 2a_z \langle \omega \rangle$, обеспечивающей синхронизацию собственных состояний поперечного квантованного движения частицы в канале [16]. Здесь $\langle \omega \rangle$ — средняя частота колебаний иона между плоскостями при каналировании в усредненном потенциале стенок канала.

Зависимость усредненной по времени величины $\langle G \rangle$ от скорости протонов представлена на рис. 2. Видно, что очень большое значение $\langle G \rangle$ реализуется в интервале скоростей, равном примерно 10% от оптимальной скорости для данного кристаллографического направления. Таких частиц с энергией в несколько сотен электронвольт достаточно много на хвосте максвелловского распределения ионов лазерной плазмы в экспериментах типа [1, 2].

Этот же механизм (формирование ККС при движении иона в периодическом поле решетки или в поле кластера из нескольких атомов) очень хорошо объясняет результаты многочисленных экспериментов, проводимых в нескольких лабораториях США (Louisiana Accelerator Center (Lafayette), Physical Department of North Texas University (Deuton) и NASA MFES Center in Huntsville) с использованием пучка ускоренных протонов с перестраиваемой энергией $E \leq 500$ эВ и двух типов мишеней — твердотельной мишени в виде тонкой фольги (толщиной около 1 мм) из лития и мишени в виде насыщенных паров того же лития, приводящих к эффективному ядерному синтезу (подробности см. в работе [16]).

Оба рассмотренных выше механизма соответствуют определению «ядерные реакции при низкой энергии», или LENR, поскольку не требуют нагрева или реального (не виртуального за счет флуктуаций) ускорения частиц. Они также хорошо обосновывают полный запрет [15, 17] на реализацию тех каналов ядерных реакций, которые после слияния исходных частиц ведут к образованию радиоактивных составных ядер. Этот запрет наблюдается во всех без исключения успешных экспериментах при низкой энергии, и его невозможно объяснить, если использовать для его обоснования стандартные методы оптимизации реакций при низкой энергии (например, за счет аномального экранирования поля ядра или за счет пикноядерных эффектов при очень сильном сжатии мишени).

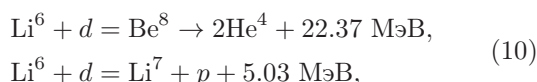
Более того, анализ экспериментов [1, 2] позволяет объяснить также сравнительно слабую (на уровне $N_{neutron}^0 \approx 10$ нейтр./импульс) эффективность генерации нейтронов, которая наблюдалась в этих экспериментах. Это связано с тем, что нейтронный канал (dd)-реакции $d + d = He^3 + n$, если связывать его с формированием таких ККС, оказывается на много порядков менее вероятным [11, 13], чем альтернативный и более быстрый «протонный» канал

$$d + d = T + p + 4.03 \text{ МэВ}. \quad (9)$$

Это связано как со спецификой (длительностью) реакций, стимулированных виртуальными флукту-

ациями энергии, так и с возможным проявлением эффекта Опенгеймера–Филлипса [24], связанного с взаимной пространственной переориентацией дейтронов перед их взаимодействием, ведущим к реакции захвата (4) без образования составного ядра He^4 .

Следует сделать еще одно замечание по поводу лазерных экспериментов конца 60-х годов. Оно связано с тем обстоятельством, что при использовании мишени LiD большую вероятность имеют альтернативные реакции с участием изотопов лития



дочерними продуктами которых являются альфа-частицы и протоны, которые также должны регистрироваться в большом количестве в этих лазерных экспериментах. Некоторые из успешных и эффективных экспериментов, в которых такие измерения были сделаны для близких реакций с участием лития и протонов, рассмотрены в работе [16]. Реализация реакций (10) и обнаружение их продуктов также могут быть проведены по схеме, рассмотренной в этой работе.

К сожалению, авторы лазерных экспериментов [1, 2] не проводили контрольных измерений других потенциально возможных дочерних продуктов этих реакций (протонов и альфа-частиц) с помощью, например, трековых детекторов, и эти особенности остались неисследованными и незамеченными.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ первых удачных экспериментов по созданию и исследованию термоядерной плазмы при облучении мишени LiD с помощью лазерных импульсов показывает, что наиболее вероятный механизм генерации нейтронов был связан не с прямой реализацией термоядерного синтеза, а с формированием когерентных коррелированных состояний в объеме мишени за счет действия ударной волны или при движении образовавшихся ионов в неразрушенной части решетки мишени.

Полученные результаты обосновывают возможность альтернативных реакций при лазерном моделировании термоядерного синтеза и показывают целесообразность более детального изучения и повторения этого и аналогичных экспериментов с целью поиска других возможных продуктов ядерного синтеза по той же методике [1, 2] с помощью воздействия однонаправленных одиночных или повторяю-

щихся лазерных импульсов. Очень важно, что такие исследования могут проводиться в небольших лабораториях и они не требуют очень сложного, уникального и дорогостоящего оборудования, которое в настоящее время существует только в некоторых мировых центрах, занимающихся решением глобальных проблем инерционного термоядерного синтеза с обязательным всесторонним сжатием мишени за счет синхронизованного во времени воздействия лазерных импульсов, генерируемых многими десятками сверхмощных лазеров. Успешные эксперименты по реализации ядерного синтеза [22, 23], проведенные с использованием тепловых волн, формируемых в простой кавитационной установке на основе струи воды, подтверждают эффективность таких исследований.

Еще один вывод из проведенного выше анализа относится к необходимости определенной переоценки роли и эффективности ядерных реакций при низкой энергии для решения современных задач ядерной технологии. Очевидно, что для успешного решения таких задач также необходимо учитывать не только конкретное взаимодействие между парой рассматриваемых частиц, как это имеет место в ядерной физике высоких энергий, но и в полной мере анализировать влияние окружающей среды на эффективность этих процессов. В определенной степени эта ситуация аналогична хорошо известному эффекту Мессбауэра, в котором процесс генерации рекордных по параметрам резонансных линий гамма-излучения связан как с внутриядерными процессами, так и со свойствами окружающей среды.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Г. Басов, С. Д. Захаров, П. Г. Крюков, Ю. В. Сенатский, С. В. Чекалин, Препринт ФИАН № 63 (1968).
2. Н. Г. Басов, С. Д. Захаров, П. Г. Крюков, Ю. В. Сенатский, С. В. Чекалин, Письма в ЖЭТФ 8, 26 (1968).
3. Н. Г. Басов, С. Д. Захаров, О. Н. Крохин, П. Г. Крюков, Ю. В. Сенатский, Е. Л. Тюрин, А. И. Федосимов, С. В. Чекалин, М. Я. Щелев, КЭ № 1, 4 (1971).
4. М. М. Баско, *Физические основы инерциального термоядерного синтеза*, ИТЭФ, Москва (2008).

5. Н. Бурдонский, А. Ю. Гольцов, А. Г. Леонов, К. Н. Макаров, И. С. Тимофеев, В. Н. Юфа, ВАНТ, сер. Термоядерный синтез **36**(2), 8 (2013).
6. С. И. Анисимов, А. М. Прохоров, В. Е. Фортов, УФН **142**, 395 (1984).
7. В. Е. Фортов, *Физика высоких плотностей энергии*, Физматлит, Москва (2013), § 4.3.
8. P. Mulser and D. Bauer, *High Power Laser-Matter Interaction*, Springer, Berlin (2010).
9. P. Mora, *Phys. Fluids* **25**, 1051 (1982).
10. В. И. Высоцкий, С. В. Адаменко, ЖТФ **80**, 23 (2010).
11. V. I. Vysotskii and M. V. Vysotskyu, *Eur. Phys. J. A* **49**, 99 (2013).
12. V. I. Vysotskii, S. V. Adamenko, and M. V. Vysotskyu, *Ann. Nucl. Energy* **62**, 618 (2013).
13. V. I. Vysotskii and M. V. Vysotskyu, *Current Sci.* **108**, 524 (2015).
14. В. И. Высоцкий, М. В. Высоцкий, ЖЭТФ **152**, 234 (2017).
15. V. I. Vysotskii and M. V. Vysotskyu, *RENSIT* **9**, 21 (2017).
16. В. И. Высоцкий, М. В. Высоцкий, С. Баргалуччи, ЖЭТФ **154**, 560 (2018).
17. S. Bartalucci, V. I. Vysotskii, and M. V. Vysotsky, *Phys. Rev. Accel. and Beams* **22**, 054503 (2019).
18. E. Schrödinger, *Ber. Kgl. Akad. Wiss.* **24**, 296 (1930).
19. H. P. Robertson, *Phys. Rev. A* **35**, 667 (1930).
20. В. В. Додонов, В. И. Манько, Труды ФИАН **183**, 71 (1987).
21. В. В. Додонов, А. В. Климов, В. И. Манько, Труды ФИАН **200**, 56 (1991).
22. А. А. Корнилова, В. И. Высоцкий, Ю. А. Сапожников, И. Э. Власова, С. Н. Гайдамака и др., *Инженерная физика № 5*, 13 (2018).
23. A. A. Kornilova, V. I. Vysotskii, T. Krit, M. V. Vysotskyu, and S. N. Gaydamaka, *J. Surf. Invest.: X-ray, Synchrotron and Neutron Techn.* **14**, 117 (2020).
24. V. I. Vysotskii, *Infinite Energy* **18**(108), 30 (2013).