

## ИССЛЕДОВАНИЯ ВЫХОДА ЯДЕРНОЙ РЕАКЦИИ $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ , ИНИЦИИРУЕМОЙ МОЩНЫМ ПИКОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

© 2022 г. В. С. Беляев<sup>1)</sup>, А. П. Матафонов<sup>1)</sup>, С. Н. Андреев<sup>2)</sup>, В. П. Тараканов<sup>3)</sup>,  
В. П. Крайнов<sup>4)\*</sup>, В. С. Лисица<sup>5)</sup>, А. Ю. Кедров<sup>1)</sup>, Б. В. Загреев<sup>1)</sup>,  
А. С. Русецкий<sup>6)</sup>, Н. Г. Борисенко<sup>6)</sup>, А. И. Громов<sup>6)</sup>, А. В. Лобанов<sup>7)</sup>

Поступила в редакцию 06.08.2021 г.; после доработки 13.08.2021 г.; принята к публикации 19.08.2021 г.

Представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований по выходу перспективной ядерной реакции синтеза  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ , инициируемой с помощью мощного пикосекундного лазерного излучения с интенсивностью  $3 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>. В измерениях использована новая методика, основанная на одновременной регистрации выхода альфа-частиц и нейтронного выхода в реперной реакции  $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ , позволяющая достичь высокой точности измерений. Измеренный выход альфа-частиц за импульс в реакции  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$  составил величину  $10^9$  частиц в  $4\pi$  стерадиан для указанных параметров лазерного импульса. Представлены результаты численного моделирования процессов протекания ядерной реакции синтеза  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$  в твердотельной мишени из бора на основе метода “частица в ячейке”. Результаты численного моделирования по выходу альфа-частиц за импульс в реакции  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$  достаточно хорошо совпадают с экспериментальными результатами.

DOI: 10.31857/S004400272201007X

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Перспективность бор-водородной смеси, как термоядерного топлива, обладающего важными преимуществами — малым количеством генерируемых нейтронов с невысокой энергией и дешевой, вот уже почти полвека обсуждается в научной печати [1, 2].

Активность исследования ядерной реакции  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$  значительно возросла после проведения экспериментальных исследований, начало которым положила работа 2005 г. [3]. В этой работе

впервые в лазерной плазме был получен выход  $\alpha$ -частиц в результате протекания реакции  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ . Эксперимент был проведен на лазерной установке при интенсивности излучения  $2 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>. Выход  $\alpha$ -частиц был зафиксирован на уровне  $10^3$  в 1 ср.

Первыми после 2005 г. экспериментами в этом направлении были исследования на лазерной установке Pico 2000 в лаборатории LULI (Laboratoire d'Utilisation des Lasers Intenses) [4]. Установка для исследования реакции  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$  позволяет синхронизировать два лазерных пучка, фокусируя их в одной вакуумной камере. Целью работы [4] была демонстрация научного прогресса в осуществлении безнейтронного синтеза. Лазерное излучение первого лазера с энергией в импульсе 400 Дж на длине волны 0.53 мкм при длительности импульса 1.5 нс и пиковой интенсивности излучения  $6 \times 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> фокусировалось на поверхность мишени из бора и вызывало образование плазмы. Лазерное излучение второго лазера с энергией 20 Дж, длиной волны 0.53 мкм, длительностью импульса 1 пс и интенсивностью  $6 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> генерировало в тонкой алюминиевой фольге быстрые протоны. Протоны взаимодействовали с ионами бора плазмы, образованной излучением первого лазера.

<sup>1)</sup>Центральный научно-исследовательский институт машиностроения, Королев, Россия.

<sup>2)</sup>Московский политехнический университет, Москва, Россия.

<sup>3)</sup>Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия.

<sup>4)</sup>Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия.

<sup>5)</sup>Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

<sup>6)</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия.

<sup>7)</sup>Научно-техническое объединение “ИРЭ-Полус”, Фрязино, Московская обл., Россия.

\*E-mail: vpkrainov@mail.ru

При оптимальной задержке между импульсами двух лазеров 1.2 нс выход альфа-частиц достигал максимального значения около  $10^7$  в 1 ср за лазерный импульс.

Следующими по значимости и по рекордному выходу альфа-частиц следует считать эксперименты, проведенные международным коллективом ученых из Чехии, Италии и Польши на одном из мощнейших лазеров Европы “Астерикс” [5], предназначенном для научных исследований и расположенном в Праге — PALS (Prague Asterix Laser System). В этих экспериментах был получен выход альфа-частиц в реакции  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$  около  $10^9$  в 1 ср за лазерный импульс. Параметры лазерного излучения в этих экспериментах — энергия импульса — 500 Дж, длительность импульса порядка 0.3 нс, диаметр пятна фокусировки — 80 мкм. Научная значимость этих экспериментов заключается также в том, что использовался лазер умеренной мощности (2 ТВт) и интенсивности ( $3 \times 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>). Это показывает возможность использования в будущем компактных и недорогих лазерных систем (например, на основе диодной накачки) и простую схему эксперимента (один лазер — одна мишень). Фактически использование лазера умеренной мощности с большой длительностью лазерного импульса избавляет от необходимости использовать специальные технологии его сжатия (например, метод усиления chirпованных импульсов), что упрощает и удешевляет лазерную систему. Кроме этого, лазерные системы такой длительности излучения не требуют вакуума для переноса излучения, так как интенсивности несфокусированного излучения оказываются ниже пороговой для пробоя в воздухе.

В следующих экспериментах на этой установке удалось увеличить выход альфа-частиц до  $10^{10}$  в 1 ср за один лазерный импульс [6] за счет оптимизации мишени.

В статье [7] представлены предварительные результаты по генерации альфа-частиц с использованием пикосекундного высокоинтенсивного лазера петаваттного класса. Эксперимент проводился в Институте лазерной техники в Осаке (Япония). Лазерный импульс фокусировался на тонкой пластиковой фольге для генерации пучка протонов с тыльной стороны мишени, используя известный механизм TNSA (target normal sheath acceleration). Пучок протонов падал на мишень из нитрида бора, генерируя альфа-частицы в результате ядерной реакции  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ . Генерировались альфа-частицы с энергиями 8–10 МэВ и с выходом около  $5 \times 10^9$  в ср.

Важно отметить, что в работах [4–6] для получения максимального выхода альфа-частиц использовали предварительно созданную плазму.

В статье [4] для этой цели использовалось лазерное излучение дополнительного лазера, а в статьях [5, 6] — излучение предимпульса основного лазерного импульса. Для получения максимального выхода альфа-частиц в работе [4] подбирали оптимальную временную задержку между первым лазерным импульсом и основным импульсом, а в работах [5, 6] подбирали величину и длительность предимпульса. В работе [4] показано, что при изменении длительности временной задержки между наносекундным лазером, который создает предварительную плазму, и основным пикосекундным лазерным импульсом изменяется количество альфа-частиц. При этом, когда авторы работы [4] оставляли для воздействия на мишень из бора только один основной пикосекундный лазерный импульс, то количество альфа-частиц было близко к нулю. Однако в следующей статье этих авторов [8] было показано, что в случае воздействия на мишень из бора только одного лазерного импульса с повышенной интенсивностью до уровня  $10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup> был зарегистрирован значительный выход  $\alpha$ -частиц. В экспериментах [8] лазерное излучение (энергия 12 Дж, длина волны 1.056 мкм, длительность импульса 350 фс, интенсивность  $10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup>) генерировало в тонкой алюминиевой фольге быстрые протоны, которые взаимодействовали с ионами бора мишени. Таким образом, как при воздействии быстрых протонов на предварительно созданную плазму, так и при воздействии быстрых протонов на твердотельную мишень регистрируется значительное количество альфа-частиц.

Во всех перечисленных выше работах [3–8] оставался нерешенным вопрос о полном выходе альфа-частиц в результате инициирования реакции  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ , так как регистрируются только те альфа-частицы, которые вышли либо из предварительно созданной плазмы [4–6], либо из твердотельной мишени [3, 8]. При этом нет информации, сколько альфа-частиц не смогло выйти из плазмы или из глубины мишени.

Для решения этой проблемы в работе [9] предложен новый метод измерения абсолютного выхода альфа-частиц в реакции  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ , основанный на одновременном измерении количества нейтронов в реперной ядерной реакции  $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ .

В настоящей работе мы приводим новые экспериментальные результаты по исследованию реакции  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$  одновременно с реперной реакцией  $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$  при интенсивности лазерного излучения  $3 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>. Это позволило оценить полное количество альфа-частиц в  $10^9$  частиц в 4π ср.

Также необходимо отметить, что во всех представленных работах [3–9] не использовалось PIC-моделирование ядерной реакции синтеза  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$

в мишенях из бора. Исключение составляет работа [7], в которой представлены предварительные результаты РС-моделирования.

Но РС-моделирование ядерной реакции  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$  исключительно важно, поскольку позволяет понять основные механизмы, связанные с генерацией быстрых протонов и альфа-частиц, с процессами распространения альфа-частиц в мишени из бора и позволяет адекватно интерпретировать экспериментальные результаты.

В связи с этим в настоящей работе представлены результаты РС-моделирования реакции  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$  при интенсивности лазерного излучения  $3 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>.

## 2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Эксперименты проводились на 10 ТВт пикосекундной лазерной установке “Неодим” [10]. Лазерная установка имеет следующие параметры лазерного импульса: энергия до 10 Дж, длина волны 1.055 мкм, длительность 1.5 пс. Система фокусировки на основе внеосевого параболического зеркала с фокусным расстоянием 20 см обеспечивает концентрацию не менее 40% энергии лазерного пучка в пятно диаметром 10 мкм и, соответственно, пиковую интенсивность  $3 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Генерируемое лазерное излучение установки “Неодим” характеризуется наличием предимпульсов двух типов: пикосекундной и наносекундной длительности. Первый предимпульс возникает за 14 нс до основного импульса, имеет длительность 1.5 пс и контраст более  $10^7$  по отношению к основному импульсу. Второй предимпульс является импульсом усиленной спонтанной эмиссии. Длительность второго предимпульса на полувысоте составляет 4 нс, при этом контраст более  $10^8$ .

Схема эксперимента представлена на рис. 1. Лазерное излучение с  $p$ -поляризацией фокусировалось внеосевым параболическим зеркалом на поверхность алюминиевой фольги толщиной 11 мкм под углом  $30^\circ$  к нормали поверхности фольги. На расстоянии 20 мм за фольгой устанавливалась мишень в виде плоской пластины из бора размером 25 мм на 25 мм и толщиной 500 мкм. Мишень из бора состояла из 80% изотопов  $\text{B}^{11}$  и 20% изотопов  $\text{B}^{10}$ , при этом плотность бора составляла величину около 0.6 г/см<sup>3</sup>. Мишень располагалась в вакуумной камере диаметром 30 см и высотой 50 см. Давление остаточного газа в вакуумной камере было не выше  $10^{-3}$  торр.

Для регистрации жесткого рентгеновского излучения использовались четыре сцинтилляционных детектора Д1–Д4. Перед детекторами устанавливались свинцовые фильтры. Выход рентгеновского излучения сильно зависит от интенсивности лазерного излучения на мишени. Поэтому с помощью детекторов Д1–Д4 контролировалась интенсивность лазерного излучения на мишени в каждом эксперименте.

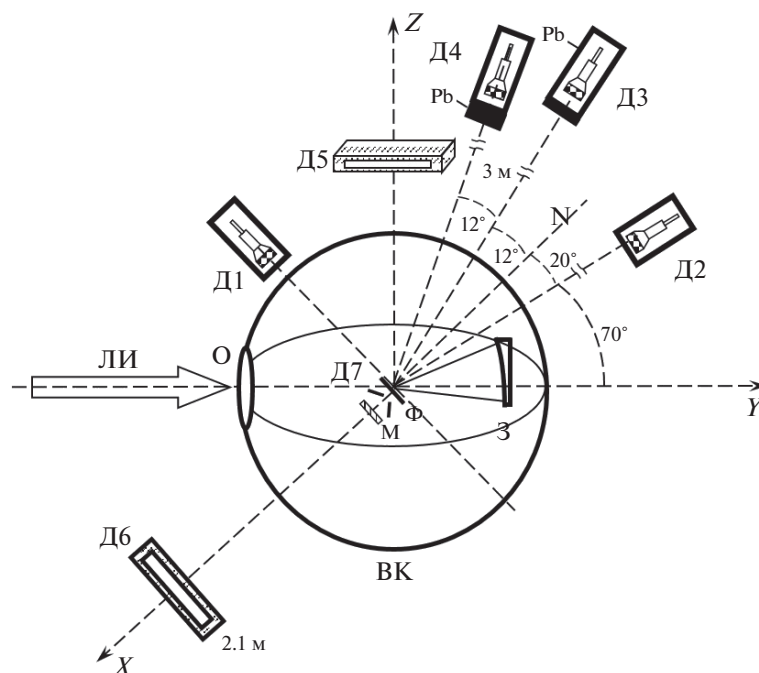
Для определения количества нейтронов, генерируемых в результате инициирования ядерной реакции  $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$  использовались детекторы Д5 и Д6 на гелиевых счетчиках. Детектор Д5 располагался над мишенью на расстоянии 25 см, а детектор Д6 располагался за мишенью на расстоянии 2.1 м. Боковые поверхности детекторов Д5 и Д6 окружены полиэтиленом.

Нейтроны, возникающие при коротком (порядка 1.0 пс) лазерном импульсе, при попадании в полиэтилен замедляются до тепловой энергии за разное время и регистрируются гелиевыми счетчиками в разные моменты времени. Тем самым реализуется задержка (растягивание) времени регистрации импульсного потока нейтронов. Детекторы Д5 и Д6 были откалиброваны на эталонном источнике нейтронов  $^{252}\text{Cf}$ . Эффективность регистрации нейтронов для импульсного потока нейтронов составила для детектора Д5 величину около 10%, а для детектора Д6 около 50% [11]. Временное разрешение детекторов Д5 и Д6 составляет около 2 мкс.

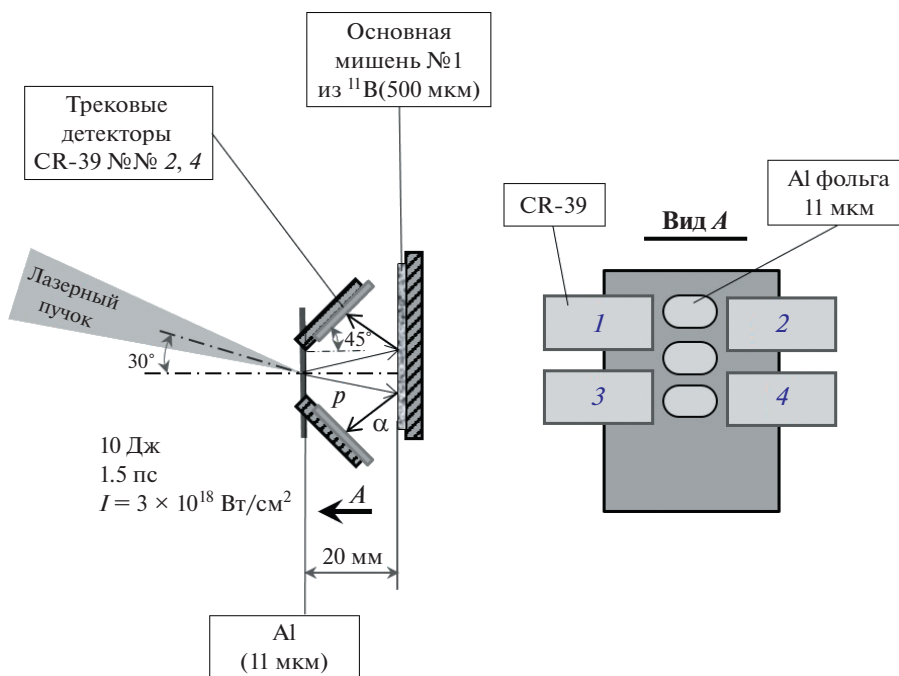
Для определения выхода альфа-частиц использовались детекторы Д7 на основе трековых детекторов CR-39 с фильтрами из алюминия различной толщины. Детальное изображение расположения трековых детекторов, Al-фольги и мишени из бора представлено на рис. 2.

При воздействии лазерного излучения на алюминиевую фольгу на ее тыльной поверхности генерируется направленный поток быстрых протонов, который падает на мишень из бора и иницирует в ее объеме ядерные реакции  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$  и  $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ . Те альфа-частицы, которые смогут выйти из объема мишени из бора, попадают на трековые детекторы CR-39. В экспериментах использовали четыре трековых детектора CR-39 с Al-фильтрами различной толщины.

В отличие от работы [9], в настоящей работе мы разместили трековые детекторы под углом  $45^\circ$  относительно нормали мишени из бора. В таком случае альфа-частицы попадают на трековые детекторы под углом, близким к нулю, что не приводит к искажению треков альфа-частиц на поверхности трековых детекторов.



**Рис. 1.** Схема эксперимента: Ф — фольга из Al, М — мишень из бора, ВК — вакуумная камера, О — окно вакуумной камеры, З — внеосевое параболическое зеркало, ЛИ — лазерное излучение, N — нормаль к мишени, Д1–Д4 — сцинтилляционные детекторы нейтронного и  $\gamma$ -излучения, Д5, Д6 — детекторы нейтронов на гелиевых счетчиках, Д7 — трековые детекторы CR-39. Детекторы Д1–Д4, Д6–Д7 расположены в одной плоскости XY.



**Рис. 2.** Детальное изображение расположения трековых детекторов, Al-фольги и мишени из бора.

Для сравнения и учета фона вместо мишени из бора использовалась мишень из Al. Для регистрации фоновых частиц использовали четыре трековых детектора CR-39 с Al-фильтрами различной

толщины. Эти трековые детекторы располагались на позициях, соответствующих предыдущим четырем детекторам.

Использование детекторов с фильтрами из

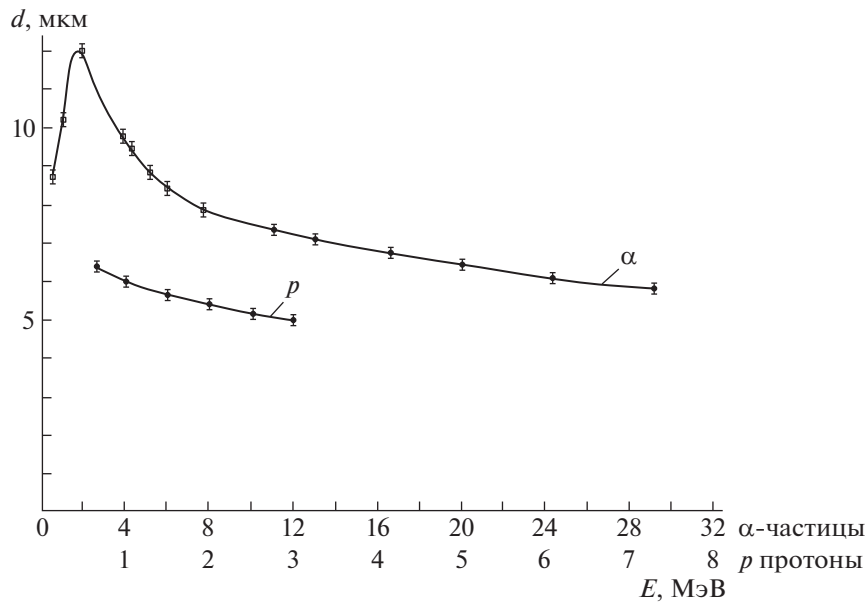


Рис. 3. Зависимости диаметров треков  $\alpha$ -частиц и протонов от их энергии.

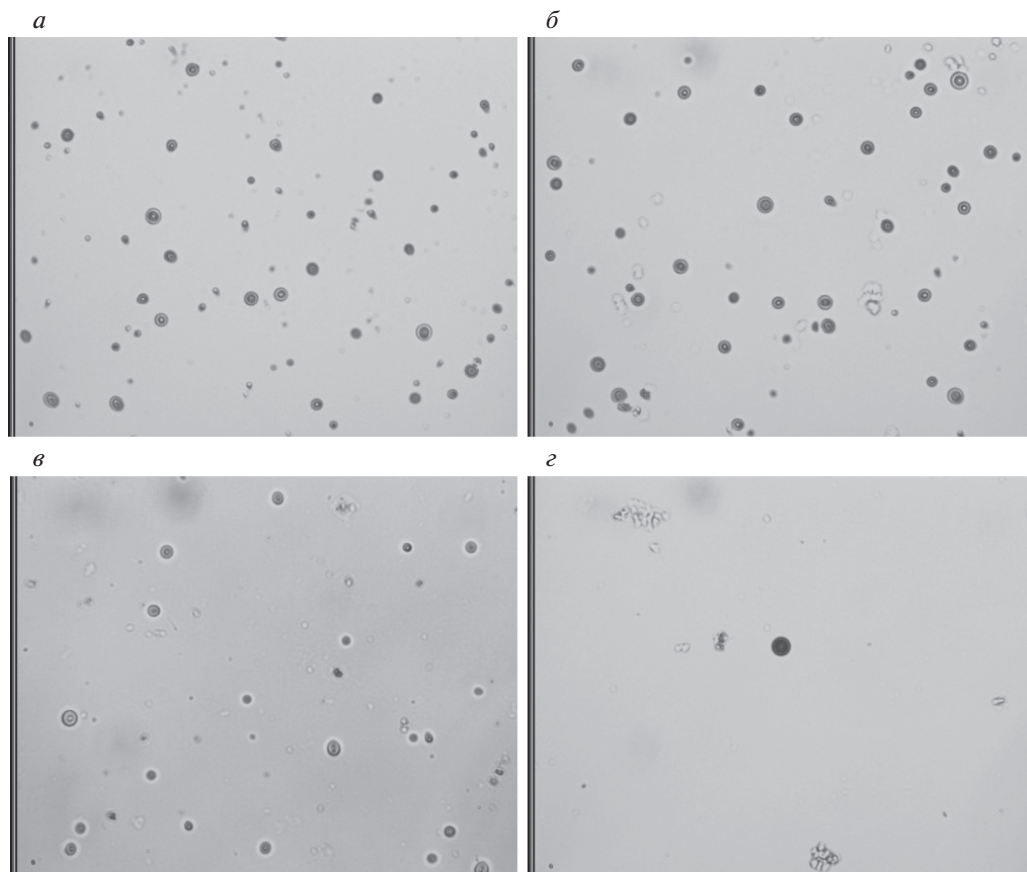


Рис. 4. Микрофотографии детекторов 1 (а), 2 (б), 3 (в) и фонового детектора 5 (г). Размер изображения  $120 \times 90$  мкм.

алюминия различной толщины позволяет оценить энергию и определить тип детектируемых частиц.

Калибровка детекторов CR-39 была проведена

с помощью протонного пучка ускорителя Ван-де-Граафа, стандартных альфа-источников и пучка циклотрона в НИИЯФ МГУ. После облучения

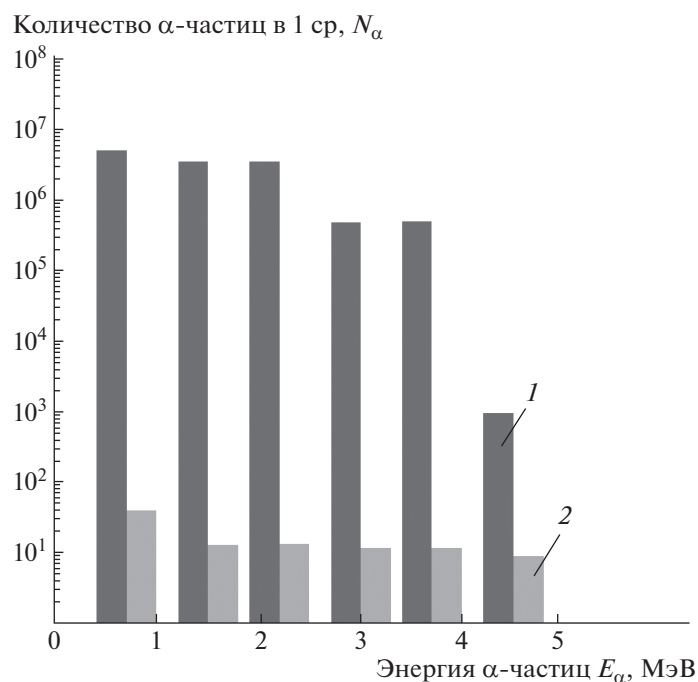


Рис. 5. Энергетический спектр альфа-частиц (1), зарегистрированных детекторами 1–4, в сравнении со спектром альфа-частиц (2), зарегистрированных фоновыми детекторами 5–8.

проводилось травление детекторов. Просмотр детекторов проводился на микроскопном комплексе в Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН. На рис. 3 представлены результаты калибровки, т.е. зависимости диаметров треков протонов и альфа-частиц от их энергии.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Результаты экспериментов по регистрации альфа-частиц представлены в табл. 1. В экспериментах производили по три выстрела лазерной установки для основной и контрольной (фоновой) мишени. Выстрел лазерной установки проводился один раз в 30 мин. Для детекторов 1–4 (основная мишень — бор) зарегистрировано значительное превышение над фоном (детекторы 5–8, фоновая мишень — алюминий).

На рис. 4 представлены микрофотографии детекторов 1 (а), 2 (б), 3 (в) и фонового детектора 5 (г), которые показывают наличие большого числа альфа-частиц с МэВными энергиями.

Энергетический спектр для альфа-частиц, зарегистрированных детекторами, можно построить, зная толщины их фильтров. Спектр зарегистрированных альфа-частиц показан на рис. 5. Видно, что основная часть альфа-частиц имеет энергию меньше 4 МэВ.

По данным детекторов можно оценить количество альфа-частиц, генерируемых в реакции

$^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ . С учетом результатов всех экспериментов было определено среднее количество альфа-частиц, равное  $5 \times 10^6$  в ср с точностью 20% (или  $\sim 5 \times 10^7$  альфа-частиц в  $4\pi$  ср), генерируемых за один лазерный импульс.

При проведении экспериментов с использованием мишени из бора были зарегистрированы нейтроны, генерируемые в результате инициирования ядерной реакции  $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ . Пример осциллограмм импульсов от детекторов нейтронов на гелиевых счетчиках Д5 и Д6 представлен на рис. 6.

Детектор Д6 зарегистрировал около 80 нейтронов. Учитывая, что телесный угол регистрации нейтронов детектором Д6 равен  $2.6 \times 10^{-2}$  ср при расстоянии 2.1 м от детектора Д6 до мишени и учитывая, что эффективность регистрации нейтронов детектором Д6 равна 50%, получим, что выход нейтронов в  $4\pi$  ср (при условии изотропии нейтронного излучения) за один лазерный импульс составляет величину около  $10^5$ .

При использовании контрольной (фоновой) мишени из алюминия нейтроны не были зарегистрированы.

В работе [9] был описан новый метод измерения абсолютного выхода альфа-частиц в реакции  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ , основанный на одновременном измерении количества нейтронов в реперной ядерной реакции  $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ . Показано, что при интенсивности лазерного излучения  $5 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> генерация

**Таблица 1.** Результаты экспериментов по регистрации альфа-частиц

№ детектора	Мишень	Фильтр	Количество альфа-частиц в 1 ср, измеренное с точностью 20%
1	B (0.5 мм) — основная мишень	Без фильтра	$5 \times 10^6$
2	B (0.5 мм) — основная мишень	7 мкм Al	$3 \times 10^6$
3	B (0.5 мм) — основная мишень	11 мкм Al	$6 \times 10^5$
4	B (0.5 мм) — основная мишень	18 мкм Al	$10^3$
5	Al (2 мм) — контрольная (фоновая) мишень	Без фильтра	30
6	Al (2 мм) — контрольная (фоновая) мишень	7 мкм Al	16
7	Al (2 мм) — контрольная (фоновая) мишень	11 мкм Al	15
8	Al (2 мм) — контрольная (фоновая) мишень	18 мкм Al	10

одного нейтрона в реакции  $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$  соответствует генерации  $10^4$  альфа-частиц в результате протекания реакции  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ .

Учитывая, что в наших экспериментах интенсивность лазерного излучения  $3 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> была близка к интенсивности  $5 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> и было зарегистрировано  $10^5$  нейтронов в реакции  $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ , можно сделать вывод, что величина абсолютного выхода альфа-частиц в реакции  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$  в наших экспериментах составляет около  $10^9$  альфа-частиц в  $4\pi$  ср за один лазерный импульс.

Однако экспериментально измеренное количество альфа-частиц составило величину в  $5 \times 10^7$  в  $4\pi$  стерадиан. Отсюда можно сделать вывод, что трековые детекторы регистрируют только около 5% генерируемых альфа-частиц, а 95% альфа-частиц не могут выйти из объема мишени из бора.

#### 4. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Численное моделирование взаимодействия лазерного импульса с алюминиевой мишенью проводилось в двухмерной XZ-версии PIC- (particle in cell) кода KARAT [12].

Моделирование было разделено на два этапа для экономии вычислительных ресурсов и сокращения времени расчетов. На первом этапе вычислялся поток протонов с тыльной стороны мишени, на которую падал лазерный импульс. На втором выполнялось моделирование реакции  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$  при взаимодействии пучка протонов с мишенью из бора.

Схема численного эксперимента на первом этапе моделирования приводится на рис. 7. Прямоугольная расчетная область имела размеры 40 мкм по оси Z и 60 мкм по оси X. Мишень представляла

собой прямоугольную область толщиной 10 мкм (по оси Z) и шириной 50 мкм (по оси X), заполненную плазмой, состоящей из макрочастиц, моделирующих электроны и ионы алюминия с постоянной концентрацией  $n = 10n_{cr} = 1.1 \times 10^{22}$  см<sup>-3</sup>, где  $n_{cr} = 1.1 \times 10^{21}$  см<sup>-3</sup> — критическая концентрация для длины волны 1 мкм падающего лазерного излучения. Перед мишенью располагается слой алюминиевой преплазмы толщиной 6 мкм и шириной 50 мкм, состоящий из электронов и ионов алюминия, который моделировал преплазму, возникающую из-за воздействия предимпульса лазерного излучения на алюминиевую мишень. Профиль концентрации плазмы вдоль оси Z изменялся по экспоненциальному закону от величины  $1.1 \times 10^{20}$  см<sup>-3</sup> на левой границе области преплазмы до  $2.2 \times 10^{21}$  см<sup>-3</sup> у поверхности алюминиевой мишени. В поперечном направлении X профиль концентрации преплазмы полагался однородным. Расстояние по оси Z от левой границы расчетной области до левой границы преплазмы составляло 4 мкм. На тыльной поверхности мишени располагался слой толщиной 0.2 мкм и шириной 50 мкм, состоящий из электронов и протонов с концентрацией  $n = 1.1 \times 10^{22}$  см<sup>-3</sup>. Расстояние по оси Z от протонного слоя на тыльной поверхности мишени до правой границы расчетной области составляло 20 мкм.

Лазерный импульс с длиной волны 1 мкм, длительностью 1 пс и диаметром 10 мкм падал на мишень слева направо под углом 30 градусов к нормали поверхности мишени. Интенсивность лазерного импульса составляла  $3 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>. Максимум интенсивности лазерного излучения на алюминиевой мишени достигался в момент времени 2 пс. Полная длительность расчета взаимодействия лазерного импульса с алюминиевой мишенью составила 5 пс.

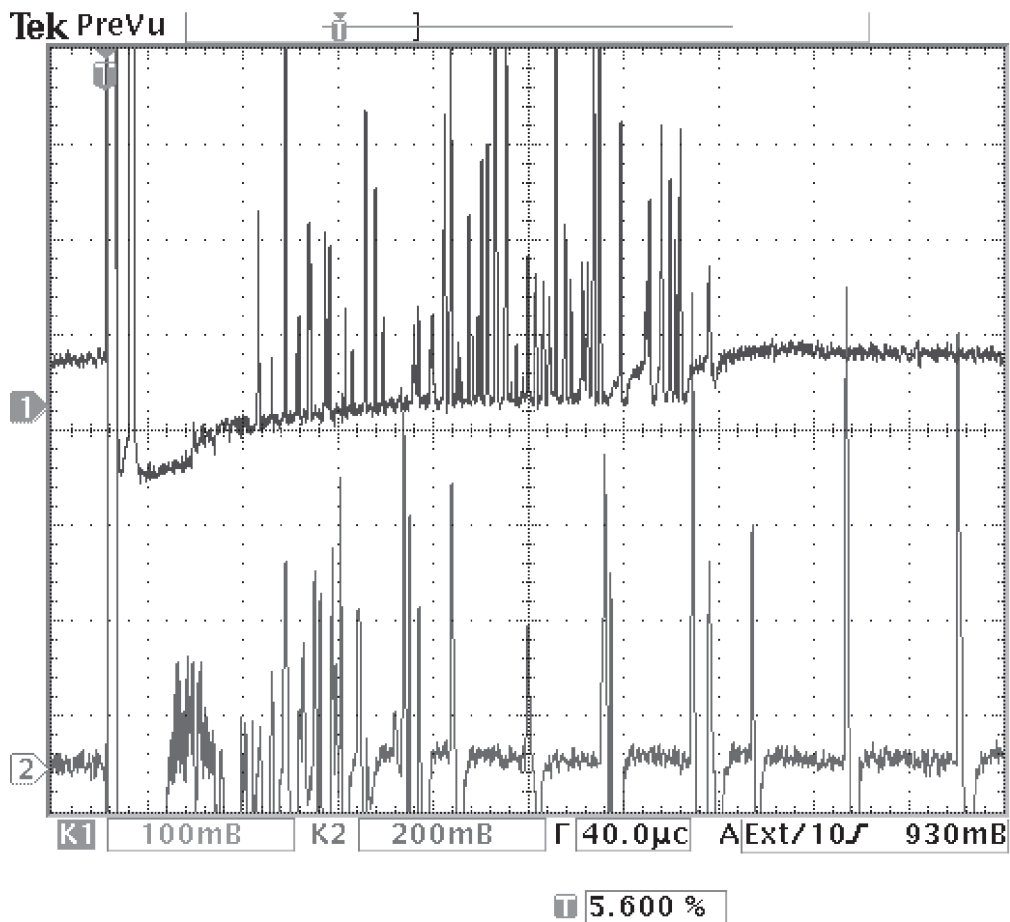


Рис. 6. Осциллограммы импульсов от детекторов нейтронов на гелиевых счетчиках Д5 (нижний луч) и Д6 (верхний луч). Масштаб по горизонтали — 40 мкс/дел., по вертикали — 0.1 В/дел. для детектора Д5 и 0.5 В/дел. для детектора Д6.

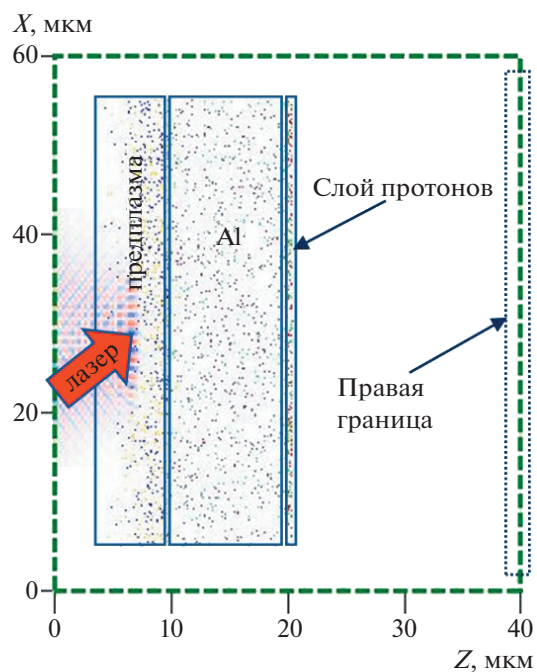


Рис. 7. Схема численного эксперимента по взаимодействию лазерного импульса с мишенью из алюминия.



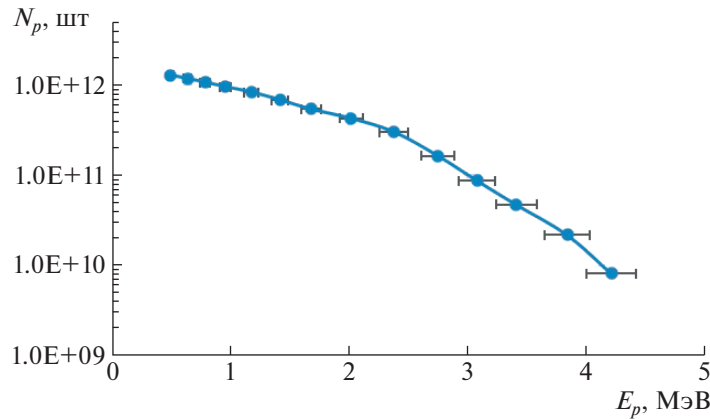


Рис. 8. Интегральный спектр протонов, падающих на правую границу расчетной области.

Лазерный импульс проходит через преплазму и отражается от алюминиевой мишени, поскольку концентрация преплазмы существенно ниже критической концентрации. Электроны преплазмы, совершая сложные колебательные движения в поле лазерного импульса, приобретают составляющую скорости в положительном направлении оси  $Z$ . Эти “горячие” электроны проходят сквозь мишень и формируют вблизи ее тыльной поверхности электростатическое поле, в котором происходит ускорение протонов, находящихся на ней. Амплитуда напряженности электростатического поля может достигать величины порядка  $10^{10}$  В/см, что позволяет протонам приобрести кинетическую энергию до 5 МэВ. Отметим, что ускорение протонов происходит на всей тыльной поверхности, длина которой в нашем расчете в 5 раз больше диаметра 10 мкм “пятна” лазерного импульса на фронтальной поверхности мишени. Это происходит из-за того, что “горячие” электроны, совершая

колебательные движения и многократно проходя сквозь мишень и обратно, покрывают своими траекториями практически весь объем мишени, а не только область лазерного воздействия [13]. Из проведенных расчетов следует, что большинство ускоренных протонов двигаются перпендикулярно мишени в положительном направлении оси  $Z$ . Угол разлета пучка не превышает 15–20 градусов, поперечный размер протонного пучка вдоль оси  $X$  на удалении 20 мкм от тыльной поверхности мишени составляет около 42 мкм.

Интегральный спектр протонов, падающих на правую границу расчетной области в интервале времени от  $t = 2.4$  пс (момент, когда первые протоны достигают правой границы) до  $t = 5$  пс приводится на рис. 8. Для вычисления абсолютных значений числа протонов мы использовали приближение, что поперечный размер протонного пучка вдоль оси  $Y$  (он не используется в расчете) совпадает с поперечным размером вдоль оси  $X$ .

Из проведенных расчетов следует, что количество быстрых протонов с энергией выше 1 МэВ составляет величину около  $9 \times 10^{11}$ , а эффективная температура быстрых протонов равна  $630 \pm 30$  кэВ. Полученные значения эффективной температуры и количества быстрых протонов близки к экспериментальным значениям, полученным в настоящей работе.

На втором этапе выполнялось моделирование ядерных реакций  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$  при взаимодействии пучка протонов с мишенью из бора. Использовался новый программный блок, включенный в PIC-код KARAT.

Размер расчетной области в блоке моделирования ядерных реакций вдоль оси  $X$  совпадал с размером расчетной области PIC-модели и составлял 60 мкм; вдоль оси  $Z$  размер расчетной области составлял 120 мкм.

Для задания пучка протонов в блоке моделирования ядерных реакций использовался массив

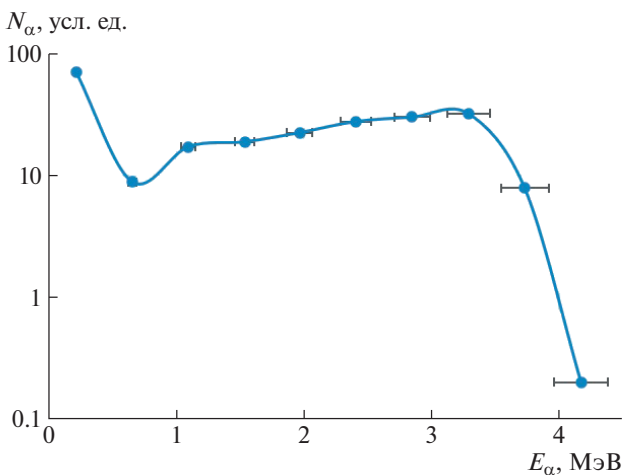


Рис. 9. Энергетический спектр альфа-частиц, достигших левой границы расчетной области.

данных, полученный на первом этапе моделирования для протонов, достигших правой границы. Для каждого протона фиксировались  $X$ -координата, компоненты скорости ( $V_x$ ,  $V_z$ ) и момент времени попадания на границу. На втором этапе протоны с параметрами, взятыми из указанного массива, запускались с левой границы ( $Z = 0$ ) новой расчетной области, с временным сдвигом, соответствующим приходу первого протона на правую границу на первом этапе.

Борсодержащая мишень в виде прямоугольника с размерами 50 мкм вдоль оси  $X$  и 100 мкм вдоль оси  $Z$  моделировалась электрически нейтральной средой с заданной концентрацией атомов бора  $n = 2.5 \times 10^{23} \text{ см}^{-3}$ . На каждом шаге по времени для каждого протона, движущегося со скоростью  $V_P$  в области мишени, по заданному сечению  $\sigma(E_p)$  реакции  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$  [9], рассчитывалась вероятность акта реакции  $P = \sigma(E_p) V_P n \Delta t$  и сравнивалась со случайным числом  $\xi \leq 1$ . Если вероятность  $P$  оказывалась меньше  $\xi$ , то осуществлялся переход к следующему протону, в противном случае запускалась процедура, в результате которой протон исключался из расчета, а из точки его нахождения запускались альфа-частицы с энергиями 0.9 и 3.9 МэВ соответственно [14]. Направление запуска определялось из закона сохранения импульса.

Ионизационные потери энергии протонов и альфа-частиц при их движении по своей траектории  $l$  в мишени из бора учитывались по известной формуле Бете—Блоха:

$$\frac{dE_{p,\alpha}}{dl} = - \frac{2\pi n Z^2 e^4}{E_{p,\alpha}} \frac{M_{p,\alpha}}{m_e} \ln \frac{4m_e E_{p,\alpha}}{M_{p,\alpha} I},$$

где  $E_{p,\alpha}$  — энергия протона или альфа-частицы,  $M_{p,\alpha}$  и  $Z$  — их масса и заряд,  $m_e$  и  $e$  — масса и заряд электрона,  $I = 13.5 Z_B$  (эВ) — средний потенциал ионизации атома бора,  $Z_B = 5$ . Длительность расчета в блоке моделирования ядерных реакций составила 24 пс.

В результате проведенных расчетов определено полное количество альфа-частиц  $N_\alpha = 1.04 \times 10^9$ , родившихся при взаимодействии пучка протонов с мишенью из бора, которое с хорошей точностью совпадает с экспериментальным значением абсолютного выхода альфа-частиц.

Для того, чтобы оценить количество альфа-частиц, зарегистрированных с помощью трековых детекторов CR-39, мы определили количество альфа-частиц с энергией  $E_\alpha > 0.5$  МэВ, покинувших мишень и достигших левой границы расчетной области (это положение соответствует схеме эксперимента, а также учитывает чувствительность трековых детекторов CR-39). Количество таких альфа-частиц составило  $4.37 \times 10^7$ , т.е. не более

4.2% от полного количества альфа-частиц. Полученная в расчете величина подтверждает экспериментальный вывод о том, что трековые детекторы регистрируют не более 5% генерируемых альфа-частиц.

Энергетический спектр альфа-частиц, достигших левой границы расчетной области, приводится на рис. 9. Спектр имеет локальный максимум при энергии  $E_\alpha = 3.3$  МэВ, который соответствует альфа-частицам с энергией 3.9 МэВ, испущенным на глубине около 18 мкм от поверхности мишени. Именно на этом расстоянии протоны с энергией 1 МэВ на поверхности мишени в результате ионизационных потерь будут иметь энергию  $E_p = 0.6$  МэВ, резонансную для сечения реакции  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$  [9].

Из графика на рис. 9 также следует, что значительное число альфа-частиц, покинувших мишень, имеет энергию меньше 0.5 МэВ. Они не регистрируются трековыми детекторами CR-39, однако могут участвовать во вторичных реакциях с ядрами алюминия:  $^{27}\text{Al}(\alpha, p)^{30}\text{Si}$  и  $^{27}\text{Al}(\alpha, n)^{30}\text{P}$ , давая определенный вклад в полный выход нейтронов.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований по выходу перспективной ядерной реакции синтеза  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ , инициируемой с помощью мощного пикосекундного лазерного излучения с интенсивностью  $3 \times 10^{18} \text{ Вт/см}^2$ . Определенный с помощью реперной ядерной реакции  $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$  абсолютный выход альфа-частиц за импульс в реакции  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$  составляет для указанных параметров лазерного импульса  $10^9$  в  $4\pi$  ср. Однако экспериментально измеренное с помощью трековых детекторов CR-39 количество альфа-частиц составило величину в  $5 \times 10^7$  в  $4\pi$  ср. Отсюда можно сделать вывод, что трековые детекторы регистрируют только около 5% генерируемых альфа-частиц, а 95% альфа-частиц не могут выйти из объема мишени из бора.

Представлены результаты численного моделирования ядерной реакции синтеза  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$  в твердотельной мишени из бора на основе метода “частица в ячейке”. Результаты численного моделирования по выходу альфа-частиц за импульс в реакции  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$  достаточно хорошо совпадают с экспериментальными результатами.

Работа выполнена при частичной поддержке проекта РФФИ № 18-29-21021.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Изотопы: свойства, получение, применение*, под ред. В. Ю. Баранова (Наука, Москва, 1999), т. 2.
2. А. Б. Кукушкин, В. И. Коган, *Физика плазмы* **5**, 1264 (1979) [Sov. J. Plasma Phys. **5**, 708 (1979)].
3. V. S. Belyaev, A. P. Matafonov, V. I. Vinogradov, V. P. Krainov, V. S. Lisitsa, A. S. Roussetski, G. N. Ignatyev, and V. P. Andrianov, *Phys. Rev. E* **72**, 026406 (2005).
4. C. Labaune, C. Vassou, S. Depierreux, C. Goyon, G. Loisel, V. Yahia, and J. Rafelski, *Nat. Commun.* **4**, 2506 (2013).
5. A. Picciotto, D. Margarone, A. Velyhan, P. Bellutti, J. Krasa, A. Szydlowsky, G. Bertuccio, Y. Shi, A. Mangione, J. Prokupek, A. Malinowska, E. Krousky, J. Ullschmied, L. Laska, M. Kucharik, and G. Korn, *Phys. Rev. X* **4**, 031030 (2014).
6. L. Giuffrida, F. Belloni, D. Margarone, G. Petringa, G. Milluzzo, V. Scuderi, A. Velyhan, M. Rosinski, A. Picciotto, M. Kucharik, J. Dostal, R. Dudzak, J. Krasa, V. Istokskaia, R. Catalano, S. Tudisco, *et al.*, *Phys. Rev. E* **101**, 013204 (2020).
7. D. Margarone, A. Morace, J. Bonvalet, Y. Abe, V. Kantarelou, D. Raffestin, L. Giuffrida, P. Nicolai, M. Tosca, A. Picciotto, G. Petringa, G. A. P. Cirrone, Y. Fukuda, Y. Kuramitsu, H. Habara, Y. Arikawa, *et al.*, *Front. Phys.* **8**, 343 (2020).
8. C. Vassou, S. Depierreux, V. Yahia, C. Neuville, C. Goyon, R. De Angelis, F. Consoli, J. E. Ducret, G. Boutoux, J. Rafelski, and C. Labaune, *Laser Part. Beams* **33**, 117 (2015).
9. В. С. Беляев, А. П. Матафонов, В. П. Крайнов, А. Ю. Кедров, Б. В. Загреев, А. С. Русецкий, Н. Г. Борисенко, А. И. Громов, А. В. Лобанов, В. С. Лисица, *ЯФ* **83**, 370 (2020) [*Phys. At. Nucl.* **83**, 641 (2020)].
10. Н. Н. Демченко, В. С. Беляев, А. П. Матафонов, Б. В. Загреев, А. Ю. Кедров, А. А. Летягин, А. В. Лобанов, В. П. Крайнов, *ЖЭТФ* **156**, 428 (2019) [*JETP* **129**, 357 (2019)].
11. В. С. Беляев, В. И. Виноградов, А. П. Матафонов, С. М. Рыбаков, В. П. Крайнов, В. С. Лисица, В. П. Андрианов, Г. Н. Игнатьев, В. С. Бушуев, А. И. Громов, А. С. Русецкий, В. А. Дравин, *ЯФ* **72**, 1123 (2009) [*Phys. At. Nucl.* **72**, 1077 (2009)].
12. V. P. Tarakanov, *EPL Web Conf.* **149**, 04024 (2017).
13. С. Н. Андреев, В. П. Тараканов, *Физика плазмы* **35**, 1094 (2009) [*Plasma Phys. Rep.* **35**, 1013 (2009)].
14. S. Stave, M. W. Ahmed, R. H. France III, S. S. Henshaw, B. Müller, B. A. Perdue, R. M. Prior, M. C. Spraker, and H. R. Weller, *Phys. Lett. B* **696**, 26 (2011).

## INVESTIGATIONS OF THE NUCLEAR REACTION $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ YIELD, INITIATED BY POWERFUL PICOSECOND LASER RADIATION

V. S. Belyaev<sup>1)</sup>, A. P. Matafonov<sup>1)</sup>, S. N. Andreev<sup>2)</sup>, V. P. Tarakanov<sup>3)</sup>, V. P. Krainov<sup>4)</sup>, V. S. Lisitsa<sup>5)</sup>, A. Yu. Kedrov<sup>1)</sup>, B. V. Zagreev<sup>1)</sup>, A. S. Rusetskii<sup>6)</sup>, N. G. Borisenko<sup>6)</sup>, A. I. Gromov<sup>6)</sup>, A. V. Lobanov<sup>7)</sup>

<sup>1)</sup> Central Research Institute for Machine Building, Korolev, Russia

<sup>2)</sup> Moscow Polytechnic University, Moscow, Russia

<sup>3)</sup> Joint Institute for High Temperatures of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

<sup>4)</sup> Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Dolgoprudny, Russia

<sup>5)</sup> National Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, Russia

<sup>6)</sup> P. N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

<sup>7)</sup> IPG IRE Polus, Fryasino, Russia

We present results of experimental and theoretical investigations for yield of perspective nuclear fusion reaction  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ , initiated by powerful picosecond laser radiation with the intensity of  $3 \times 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>. New approach was used in our measurements based on the simultaneous registration of alpha-particle and neutron yields in the reference reaction  $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ . This allows to achieve high accuracy of measurements. The yield of alpha-particles in the reaction  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$  for one laser pulse was  $10^9$  particles into  $4\pi$  steradian. We present also results of numerical PIC simulation of the fusion reaction  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$  in the solid boron target. These numerical results are in a good agreement with the experimental data.