ЖЭТФ, 2022, том 162, вып. 1 (7), стр. 34–44 © 2022

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЫХОДА ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ $^{11}\mathrm{B}(p,3\alpha)$ И $^{11}\mathrm{B}(p,n)\mathrm{C}^{11}$, ИНИЦИИРУЕМЫХ МОЩНЫМ ПИКОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

С. Н. Андреев [a,b], *В. С. Беляев* [c], *А. П. Матафонов* [c], *В. П. Тараканов* [d], *Б. В. Загреев* [c], *В. П. Крайнов* [e*], *С. А. Муханов* [a], *А. В. Лобанов* [f]

[a] *Московский политехнический университет*
107023, Москва, Россия

[b] *Московский педагогический государственный университет*
119991, Москва, Россия

[c] *Центральный научно-исследовательский институт машиностроения*
141070, Королев, Московская обл., Россия

[d] *Объединенный институт высоких температур Российской академии наук*
125412, Москва, Россия

[e] *Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)*
141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия

[f] *АО «Научно-производственное объединение измерительной техники»*
141700, Королев, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 13 февраля 2022 г.,
после переработки 9 марта 2022 г.
Принята к публикации 12 марта 2022 г.

Представлены результаты численного моделирования по выходу перспективной ядерной реакции синтеза $^{11}\mathrm{B}(p,3\alpha)$ и реперной ядерной реакции $^{11}\mathrm{B}(p,n)\mathrm{C}^{11}$, инициируемых с помощью мощного пикосекундного лазерного излучения с интенсивностью $2\cdot10^{18}$ Вт/см^2. Численное моделирование взаимодействия лазерного импульса с первичной алюминиевой мишенью проводилось в двумерной xz-версии PIC-кода (particle in cell) KARAT. Моделирование было разделено на два этапа. На первом этапе вычислялся поток протонов с тыльной стороны алюминиевой мишени, на которую падал лазерный импульс. На втором этапе выполнялось моделирование реакций $^{11}\mathrm{B}(p,3\alpha)$ и $^{11}\mathrm{B}(p,n)\mathrm{C}^{11}$ при взаимодействии пучка протонов с мишенью из бора. Результаты расчетов показали, что полный выход альфа-частиц равен $N_\alpha = 7.2\cdot10^8$, количество альфа-частиц с энергией больше 0.5 МэВ, попадающих на детектор, равно $2\cdot10^7$, что составляет 2.8 % от их полного выхода, при этом полный выход нейтронов составил величину $Y_n = 10^5$. Результаты численного моделирования по выходу альфа-частиц и нейтронов за импульс в реакциях $^{11}\mathrm{B}(p,3\alpha)$ и $^{11}\mathrm{B}(p,n)\mathrm{C}^{11}$ достаточно хорошо совпадают с экспериментальными результатами.

DOI: 10.31857/S0044451022070045
EDN: ECYRJU

1. ВВЕДЕНИЕ

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

Активность исследования ядерной реакции $^{11}\mathrm{B}(p,3\alpha)$ значительно возросла после проведения экспериментальных исследований, начало которым положила работа 2005 г. [3]. В этой работе впервые в лазерной плазме был получен выход альфа-частиц в результате протекания реакции $^{11}\mathrm{B}(p,3\alpha)$. Эксперимент был проведен на лазерной установке при

* E-mail: vpkrainov@mail.ru

интенсивности излучения $2 \cdot 10^{18}$ Вт/см^2. Выход альфа-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 (Laboratorie d'Utilisation des Lasers Intenses) [4]. Установка для исследования реакции ^{11}B$(p, 3\alpha)$ позволяет синхронизовать 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 $6 \cdot 10^{14}$ Вт/см^2 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 $6 \cdot 10^{18}$ Вт/см^2 генерировало в тонкой алюминиевой фольге быстрые протоны. Протоны взаимодействовали с ионами бора плазмы, образованной излучением первого лазера.

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.

Следующим 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], предназначенным для научных исследований и расположенном в Праге — PALS (Prague Asterix Laser System). В этих экспериментах был получен выход альфа-частиц в реакции ^{11}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 ($3 \cdot 10^{16}$ Вт/см^2). 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 на основе известного механизма TNSA (target normal sheath acceleration). Пучок протонов падал на мишень из нитрида бора, генерируя альфа-частицы в результате ядерной реакции ^{11}B$(p, 3\alpha)$. Генерировались альфа-частицы с энергиями 8–10 МэВ и с выходом около $5 \cdot 10^9$ 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 предымпульса 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 предымпульса. В работе [4] показано, что при изменении длительности временной задержки между импульсом наносекундного лазера, который создает предварительную плазму, и основным пикосекундным лазерным импульсом изменяется количество альфа-частиц.

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^2 был зарегистрирован значительный выход альфа-частиц. В экспериментах [8] лазерное излучение (энергия 12 Дж, длина волны 1.056 мкм, длительность импульса 350 фс, интенсивность 10^{19} Вт/см^2) 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}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}B$(p, 3\alpha)$, основанный на одновременном измерении количества нейтронов в реперной ядерной реакции ^{11}B$(p, n)^{11}$C.

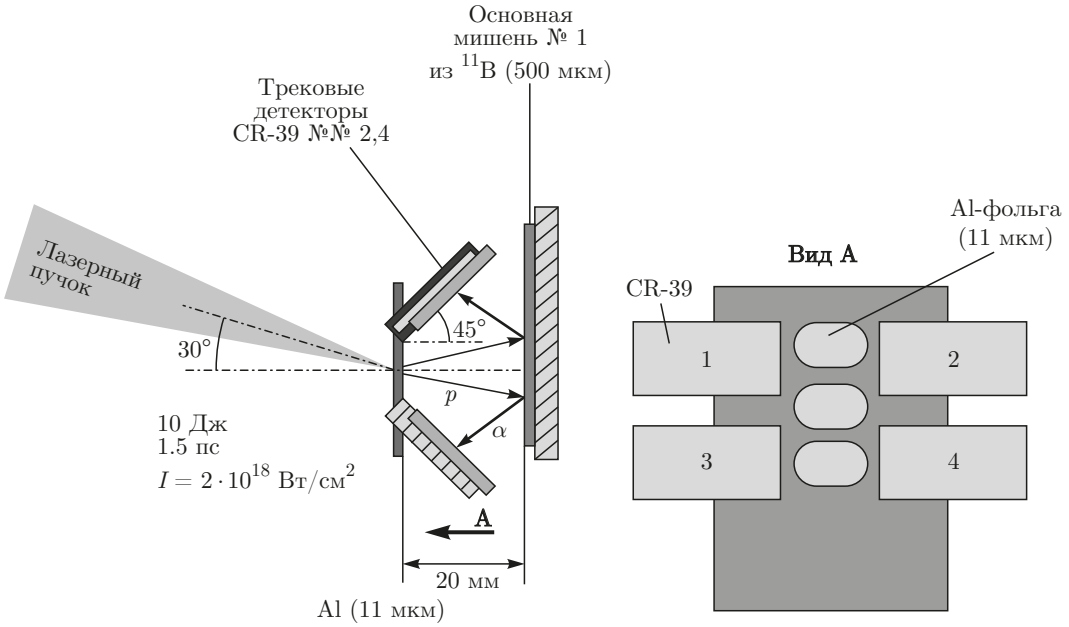

Рис. 1. Детальное изображение расположения трековых детекторов, Al-фольги и мишени из бора

В работе [10] приведены экспериментальные результаты по исследованию реакции ^{11}B$(p, 3\alpha)$ одновременно с реперной реакцией ^{11}B$(p, n)^{11}$C при интенсивности лазерного излучения $2 \cdot 10^{18}$ Вт/см^2. Это позволило оценить полное количество альфа-частиц в 10^9 частиц в 4π ср.

Также необходимо отметить, что в работах [3–6, 8, 9] для анализа полученных экспериментальных результатов не использовалось численное PIC-моделирование ядерной реакции синтеза ^{11}B$(p, 3\alpha)$ в мишенях из бора. Предварительные результаты PIC-моделирования ядерной реакции синтеза ^{11}B$(p, 3\alpha)$ представлены только в работах [7, 10].

Кроме того, во всех представленных работах не использовалось численное PIC-моделирование ядерной реакции ^{11}B$(p, n)^{11}$C в мишенях из бора.

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

В связи с этим в настоящей работе представлены результаты PIC-моделирования ядерных реакций ^{11}B$(p, 3\alpha)$ и ^{11}B$(p, n)^{11}$C при интенсивности лазерного излучения $2 \cdot 10^{18}$ Вт/см^2.

2. КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ СХЕМЫ И РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В связи с тем, что численное моделирование ядерных реакций ^{11}B$(p, 3\alpha)$ и ^{11}B$(p, n)^{11}$C проводилось в соответствии со схемой экспериментов [10], в этом разделе представим краткое описание и результаты этой работы.

Эксперименты проводились на 10 ТВт пикосекундной лазерной установке. 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 30 % энергии лазерного пучка в пятно диаметром 10 мкм и, соответственно, пиковую интенсивность $2 \cdot 10^{18}$ Вт/см^2.

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

Для регистрации альфа-частиц, генерируемых в результате инициирования ядерной реакции

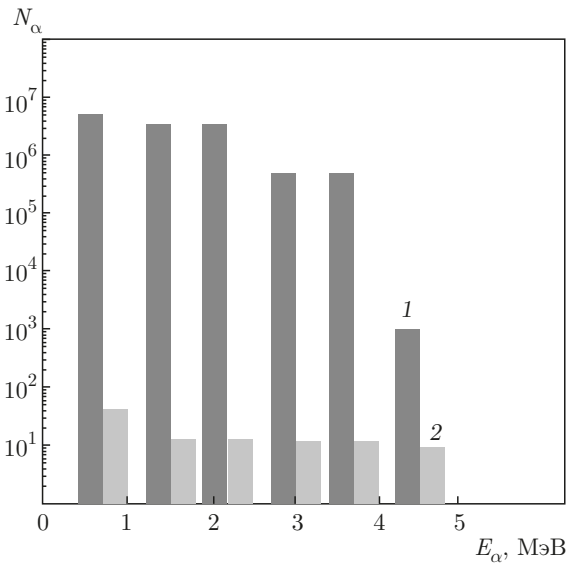

Рис. 2. Интегральный энергетический спектр альфа-частиц (*1*), зарегистрированных детекторами 1–4 в сравнении со спектром альфа-частиц (*2*), зарегистрированных фоновыми детекторами 5–8. N_α — количество альфа-частиц в 1 ср, E_α — энергия альфа-частиц

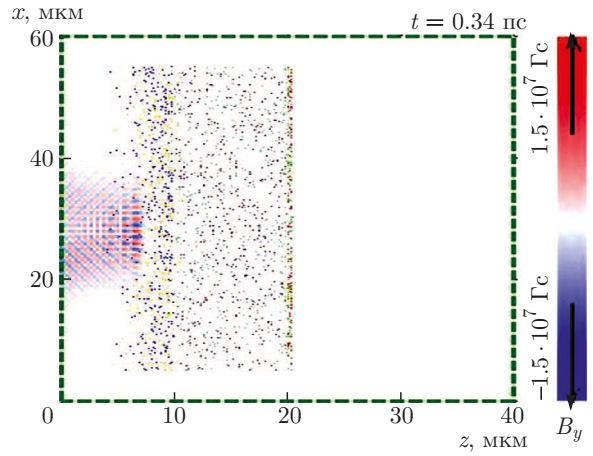

Рис. 3. (В цвете онлайн) Расчетная схема первого этапа численного эксперимента

^{11}B$(p, 3\alpha)$, использовались детекторы 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. 1.

Для регистрации нейтронов, генерируемых в результате инициирования ядерной реакции ^{11}B$(p, n)^{11}$C, использовались детекторы на гелиевых счетчиках.

Интегральный энергетический спектр для альфа-частиц, зарегистрированных трековыми детекторами CR-39, можно построить, зная толщины их фильтров.

Интегральный спектр зарегистрированных альфа-частиц показан на рис. 2. Видно, что основная часть альфа-частиц имеет энергию меньше 4 МэВ.

По данным с трековых детекторов можно оценить количество альфа-частиц, генерируемых в реакции ^{11}B$(p, 3\alpha)$. С учетом результатов всех экспериментов было определено среднее количество альфа-частиц, равное $5 \cdot 10^6$ в ср (или $\approx 2.5 \cdot 10^7$ альфа-частиц в 2π ср, так как альфа-частицы могут выйти из мишени из бора только в направлении расположения трековых детекторов), которое выходит из мишени из бора и может быть зарегистрировано трековыми детекторами.

При проведении экспериментов с использованием мишени из бора были зарегистрированы нейтроны в количестве около 10^5 за один лазерный импульс, генерируемые в результате инициирования ядерной реакции ^{11}B$(p, n)^{11}$C.

Определенный с помощью реперной ядерной реакции ^{11}B$(p, n)^{11}$C абсолютный выход альфа-частиц за импульс в реакции ^{11}B$(p, 3\alpha)$ составляет для указанных параметров лазерного импульса 10^9 в 4π ср. Однако экспериментально измеренное с помощью трековых детекторов CR-39 количество альфа-частиц составил величину $2.5 \cdot 10^7$ в 2π ср. Отсюда можно сделать вывод, что трековые детекторы регистрируют только около 2.5 % генерируемых альфа-частиц, а 97.5 % альфа-частиц не могут выйти из объема мишени из бора.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ И СРАВНЕНИЕ С РЕЗУЛЬТАТАМИ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

3.1. Постановка задачи

Численное моделирование взаимодействия лазерного импульса с алюминиевой мишенью проводилось в двумерной xz-версии PIC-кода (particle in cell) KARAT [11].

Моделирование было разделено на два этапа. На первом этапе вычислялся поток протонов с тыльной стороны алюминиевой мишени, на которую падал лазерный импульс. На втором выполнялось моделирование реакций ^{11}B$(p, 3\alpha)$ и ^{11}B(p, n)C^{11} при взаимодействии пучка протонов с мишенью из бора.

Расчеты проводились в двумерной xz-версии PIC-кода KARAT. На рис. 3 представлена расчетная схема первого этапа численного эксперимента. Раз-

мер расчетной области: 40 мкм (по оси z) на 60 мкм (по оси x). Все границы расчетной области являются прозрачными для электромагнитного излучения и макрочастиц, моделирующих электроны и ионы плазмы. При попадании макрочастицы на границы расчетной области она исключается из расчета, а ее пространственные координаты и компоненты вектора скорости фиксируются для дальнейшего анализа.

Мишень представляет собой прямоугольную область толщиной 10 мкм (по оси z) и шириной 50 мкм (по оси x), заполненную плазмой, состоящей из макрочастиц, моделирующих электроны e^- и ионы алюминия Al^+ с постоянной концентрацией $n = 10n_{cr} = 1.1 \cdot 10^{22}$ см$^{-3}$, где $n_{cr} = 1.1 \cdot 10^{21}$ см$^{-3}$ — критическая концентрация для длины волны 1 мкм падающего лазерного излучения. Отметим, что реальная концентрация атомов в алюминиевой мишени составляет по порядку величины $n = 100n_{cr} \approx 10^{23}$ см$^{-3}$. Однако предварительные расчеты показали, что эта величина практически не влияет на характеристики потока ускоренных протонов, при этом очень существенно увеличивает время моделирования.

Перед мишенью располагается слой алюминиевой предплазмы толщиной 6 мкм и шириной 50 мкм, состоящий из электронов e^- и ионов алюминия Al^+. Профиль концентрации плазмы вдоль оси z изменяется по экспоненциальному закону от величины $1.1 \cdot 10^{20}$ см$^{-3}$ на левой границе области предплазмы до $2.2 \cdot 10^{21}$ см$^{-3}$ у поверхности алюминиевой мишени. В поперечном направлении x профиль концентрации предплазмы является однородным. Расстояние по оси z от левой границы расчетной области до левой границы предплазмы составляет 4 мкм. Выбор параметров предплазмы определялся результатами гидродинамических расчетов взаимодействия с алюминиевой мишенью основного мощного импульса с учетом пикосекундного предымпульса за 14 нс до основного импульса и предымпульса усиленного спонтанного излучения (УСИ) длительностью 4 нс на полувысоте. В гидродинамической программе RAPID-SP решаются уравнения двухтемпературной гидродинамики плазмы с электронной и ионной теплопроводностями в одномерной постановке задачи для плоской симметрии [12, 13]. На тыльной поверхности мишени располагается слой толщиной 0.2 мкм и шириной 50 мкм, состоящий из электронов e^- и протонов p^+ с концентрацией $n = 1.1 \cdot 10^{22}$ см$^{-3}$. Расстояние по оси z от протонного слоя на тыльной поверхности мишени до правой границы расчетной области составляет 20 мкм.

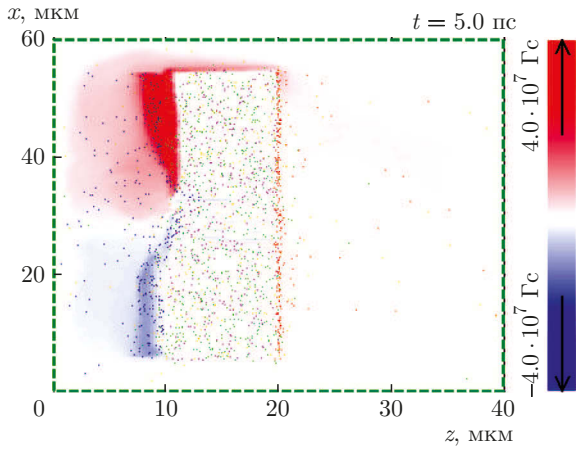

Рис. 4. (В цвете онлайн) Распределение магнитного поля в области мишени в момент времени $t = 5$ пс

Лазерный импульс с длиной волны 1 мкм, длительностью 1 пс и диаметром 10 мкм падает на мишень слева направо под углом 30° к нормали мишени, что соответствует эксперименту [10]. Интенсивность лазерного импульса составляет $2 \cdot 10^{18}$ Вт/см^2. Максимум интенсивности лазерного излучения на алюминиевой мишени достигается в момент времени 2 пс. Полная длительность расчета составляет 6 пс.

3.2. Результаты моделирования и сравнение с результатами экспериментов

Лазерный импульс проходит через предплазму и отражается от алюминиевой мишени, поскольку концентрация предплазмы существенно ниже критической концентрации $n_{cr} = 1.1 \cdot 10^{21}$ см$^{-3}$ для длины волны 1 мкм падающего лазерного излучения. Электроны предплазмы, 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 электростатического поля может достигать величины около $E = 0.5 \cdot 10^{10}$ В/см, что позволяет протонам приобрести энергию до 4.2 МэВ.

Интересно, что при движении горячих электронов в мишени в ней формируются «вмороженные» магнитные поля с амплитудой, достигающей максимального значения $B = 1.2 \cdot 10^8$ Гс при $t = 2.4$ пс и медленно уменьшающейся в течение нескольких пикосекунд после окончания действия лазерного им-

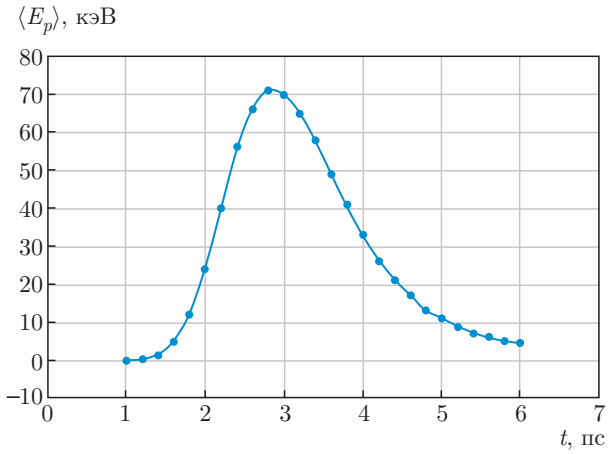

Рис. 5. Средняя кинетическая энергия протонов в зависимости от времени

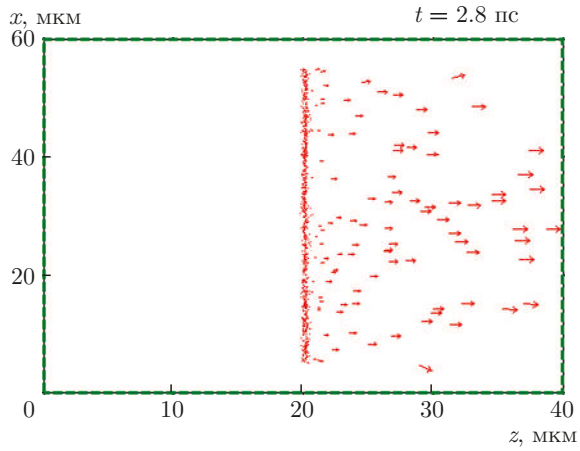

Рис. 6. Пространственное распределение скоростей протонов в момент времени $t = 2.8$ пс

пульса. На рис. 4 в качестве примера показано распределение магнитного поля в момент времени $t = 5$ пс, амплитуда которого в области предплазмы составляет $B = 2.6 \cdot 10^7$ Гс. То есть спустя 2.6 пс после достижения максимума амплитуда «вмороженного» магнитного поля уменьшилась всего в 4.6 раза, оставаясь в области значений десятков мегагауссов. На рис. 4 отчетливо видны магнитные «трубки» разной полярности (синие и красные области), формирующиеся в области воздействия лазерного импульса на алюминиевую мишень и проходящие сквозь всю ее толщину. Полученные в расчете величины магнитного поля близки к значениями, экспериментально измеренным в работе [14].

Отметим, что, как показано в работе [15], применение даже простейшей модели перезамыкания силовых линий магнитного поля к задаче взаимодействия сильного магнитного поля с потоком заряженных частиц обусловливает целесообразность и перспективность применения и развития методов теории перезамыкания применительно к формированию узконаправленных плазменных потоков. Важность и широта такой задачи фундаментального характера требует специального исследования, которое выходит за рамки данной статьи.

Зависимость от времени средней кинетической энергии протонов, находившихся на тыльной поверхности мишени, приводится на рис. 5. Отметим, что усреднение проводилось по всем протонам — как ускоренным под действием электростатического поля и покинувшим мишень, так и тем, которые не приобрели кинетическую энергию, оставаясь на тыльной поверхности мишени.

Как видно из графика на рис. 5, максимум средней кинетической энергии $\langle E_p \rangle_{max} = 71$ кэВ достигается в момент времени $t = 2.8$ пс, т. е. с запаздыванием примерно на 1 пс относительно максимума воздействия лазерного импульса на мишень.

Уменьшение средней энергии протонов при $t > 2.8$ пс связано с двумя факторами: во-первых, с тем, что протоны с наибольшей энергией в первую очередь покидают расчетную область и перестают давать вклад в среднюю энергию, и во-вторых, с тем, что потенциал электростатического поля, возникающего на тыльной поверхности мишени, со временем уменьшается, что приводит к уменьшению эффективности ускорения оставшихся протонов на тыльной поверхности.

На рис. 6 показано пространственное распределение скоростей небольшой случайной выборки протонов, обозначенных красными стрелками, в момент времени $t = 2.8$ пс. Длина стрелки характеризует величину скорости, а направление стрелки указывает направление вектора скорости протона.

Прежде всего стоит отметить тот факт, что ускорение протонов происходит на всей тыльной поверхности, длина которой в нашем расчете в 6 раз больше диаметра $d = 10$ мкм «пятна» лазерного импульса на фронтальной поверхности мишени. Это происходит из-за того, что «горячие» электроны, создающие ускоряющее электростатическое поле на тыльной поверхности мишени, совершая колебательные движения и многократно проходя сквозь мишень и обратно, покрывают своими траекториями практически весь объем мишени, а не только область лазерного воздействия [16].

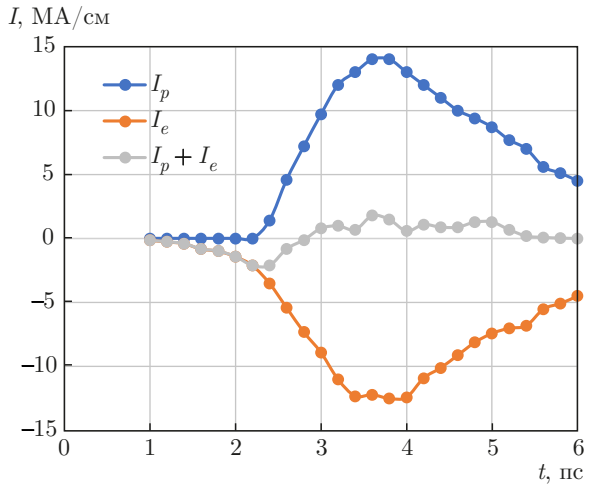

Рис. 7. (В цвете онлайн) Ток электронов (I_e), ток протонов (I_p) и суммарный ток ($I_p + I_e$) на правую границу расчетной области в зависимости от времени t

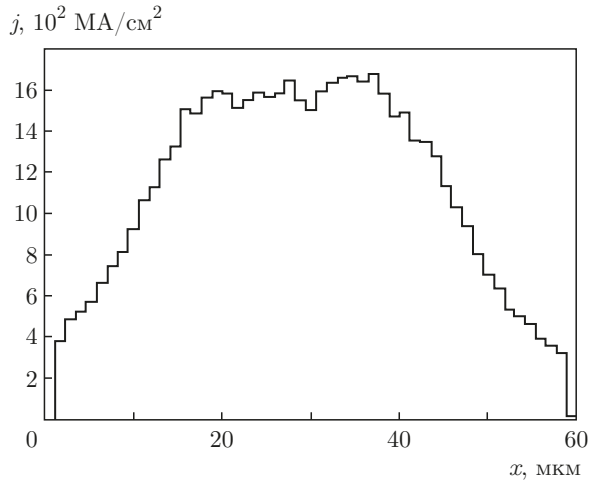

Рис. 8. Линейная плотность j тока протонов на правую границу расчетной области в зависимости от координаты x

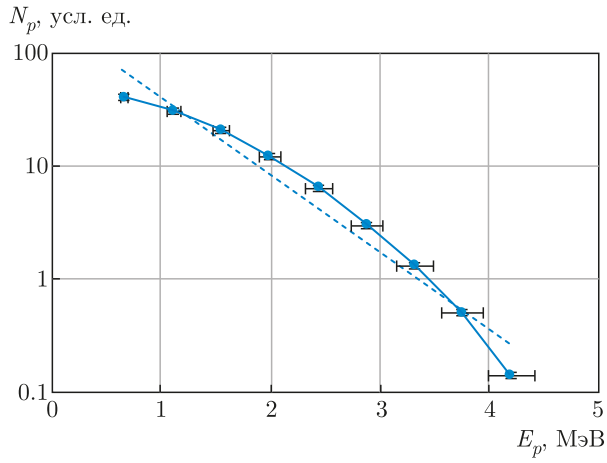

Рис. 9. Интегральный спектр протонов, падающих на правую границу расчетной области. Пунктирной прямой показана экспоненциальная аппроксимация спектра с эффективной температурой $T_p = 620 \pm 100$ кэВ

Как видно из рис. 6, большинство протонов двигаются перпендикулярно мишени в положительном направлении оси z, а угол разлета пучка не превышает 15°–20°, что соответствует экспериментальным результатам, полученным в работе [17]. Однако часть протонов, в основном вблизи верхнего и нижнего краев мишени, имеют составляющие скорости и вдоль оси x. Наличие подобного краевого эффекта приводит к тому, что не все протоны достигают правой границы расчетной области, а попадают на ее верхнюю и нижнюю границы. Долю таких частиц можно уменьшить за счет увеличения длины мишени вдоль оси x, однако это приводит к существенному увеличению длительности расчета.

Для выяснения особенностей формирования пучка протонов, ускоренных с тыльной поверхности алюминиевой мишени, были вычислены токи электронов и протонов, падающих на правую границу расчетной области. На рис. 7 приводятся зависимости от времени тока электронов и протонов, а также их суммы.

Максимальная величина протонного тока достигает значения $I_p = 14$ МА/см (размерность тока МА/см определяется двумерностью постановки задачи) в момент времени $t = 3.8$ пс, в этот же момент максимален и электронный ток $I_e = -12.5$ МА/см. Суммарный ток на правую границу расчетной области $I_p + I_e$ в начале лазерного воздействия принимает отрицательные значения (в токе преобладают электроны), затем меняет знак (преобладает протонный ток), однако при $t > 5.4$ пс суммарный ток практически обращается в нуль, что свидетельствует о достижении состояния квазинейтральности пучка заряженных частиц, ускоренных в результате лазерного воздействия на мишень.

На рис. 21 приводится линейная плотность тока протонов, падающих на правую границу расчетной области, в единицах МА/см^2 как функция координаты x. Из графика можно определить поперечный размер протонного пучка, падающего на мишень из бора, который по уровню половины амплитуды (FWHM) составляет 40 мкм.

Интегральный спектр протонов, падающих на правую границу расчетной области в интервале времени от $t = 2.5$ пс до $t = 6$ пс, приводится на рис. 30. Пунктирной прямой на графике показана экспоненциальная аппроксимация спектра.

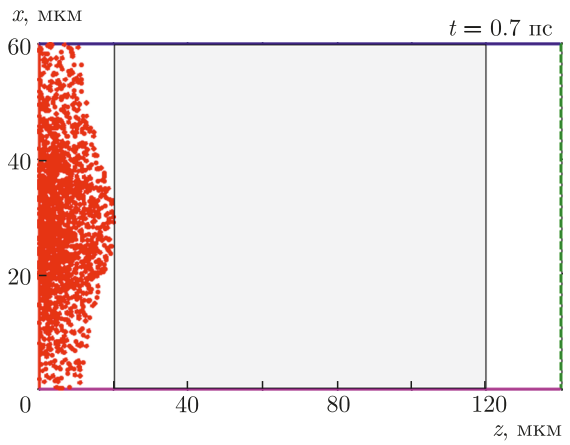

Рис. 10. (В цвете онлайн) Расчетная схема второго этапа численного эксперимента: серая область — мишень из бора, красные точки — пучок протонов, падающий на мишень

Для вычисления абсолютного значения числа протонов использовалось допущение о том, что поперечный размер протонного пучка по оси y совпадает с поперечным размером по оси x и составляет 40 мкм. Количество быстрых протонов с энергией $E_p > 1$ МэВ, полученное в расчете, составляет $N_p = 5.4 \cdot 10^{11}$, а эффективная температура быстрых протонов равна $T_p = 620 \pm 100$ кэВ. Полученные значения количества быстрых протонов и эффективной температуры довольно близки к экспериментальным значениям [9], равным соответственно $N_p = 5 \cdot 10^{11}$ и $T_p = 450$ кэВ.

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

Расчетная схема второго этапа численного эксперимента показана на рис. 32. Размер расчетной области вдоль оси x совпадал с размером расчетной области PIC-модели и составлял 60 мкм, а вдоль оси z размер расчетной области составлял 140 мкм.

Для задания пучка протонов в блоке моделирования ядерных реакций использовался массив 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.

Мишень из бора в виде прямоугольника с размерами 60 мкм вдоль оси x и 100 мкм вдоль оси z моделировалась электрически нейтральной средой с заданной концентрацией атомов бора $n = 2.5 \cdot 10^{23}$ см$^{-3}$. На каждом шаге по времени для каждого протона, движущегося со скоростью V_P в области мишени, по заданным сечениям $\sigma(E_p)$ реакций $^{11}\mathrm{B}(p, 3\alpha)$ [9] и $^{11}\mathrm{B}(p, n)\mathrm{C}^{11}$ [9], рассчитывались вероятности $P = \sigma(E_p) V_P n \Delta t$ актов соответствующих реакций и сравнивались со случайным числом $\xi \leq 1$. Если вероятность P оказывалась меньше ξ, 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 МэВ и 3.9 МэВ [18] в случае реакции $^{11}\mathrm{B}(p, 3\alpha)$ (направление запуска альфа-частиц определялось из закона сохранения импульса) или нейтрон с энергией 90 кэВ в случае реакции $^{11}\mathrm{B}(p, n)\mathrm{C}^{11}$ (ядро углерода в моделировании не участвовало). Полный выход нейтронов определялся возрастающим итогом по количеству прошедших реакций.

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

$$\frac{dE_{p,\alpha}}{dl} = -\frac{2\pi n Z^2 e^4}{dE_{p,\alpha}} \frac{M_{p,\alpha}}{m_e} \ln \frac{4 m_e E_{p,\alpha}}{M_{p,\alpha} l}, \qquad (1)$$

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 [эВ] $= 13.5 Z_B$ — 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 $N_\alpha = 7.2 \cdot 10^8$, возникающих при взаимодействии пучка протонов с мишенью из бора, которое достаточно близко к экспериментальному значению абсолютного выхода альфа-частиц 10^9 в 4π ср [10].

На рис. 11 приводится распределение альфа-частиц в расчетной области в различные моменты времени: $t = 4$ пс и $t = 24$ пс, соответствующий окончанию расчета. Как видно из рис. 11, большинство альфа-частиц остаются в глубине мишени. Лишь малая часть альфа-частиц, находящихся вблизи поверхности мишени, может покинуть ее и попасть на трековые детекторы. Отметим, что все нейтроны, возникшие в результате реакции $^{11}\mathrm{B}(p, n)\mathrm{C}^{11}$ к моменту времени $t = 24$ пс, покинули мишень и расчетную область.

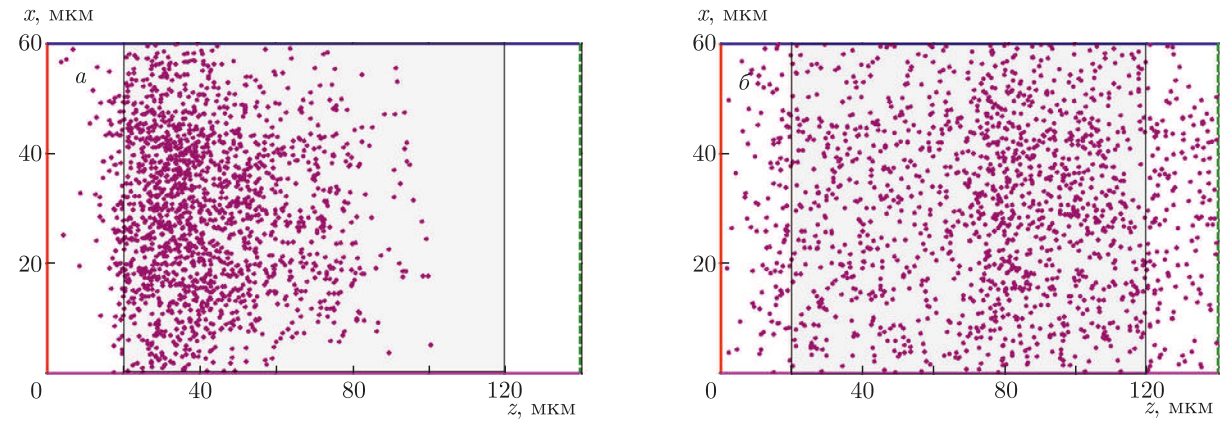

Рис. 11. (В цвете онлайн) Распределение альфа-частиц (фиолетовые точки) в расчетной области в различные моменты времени: $t = 4$ пс (*а*), 24 пс (*б*). Серая область — мишень из бора

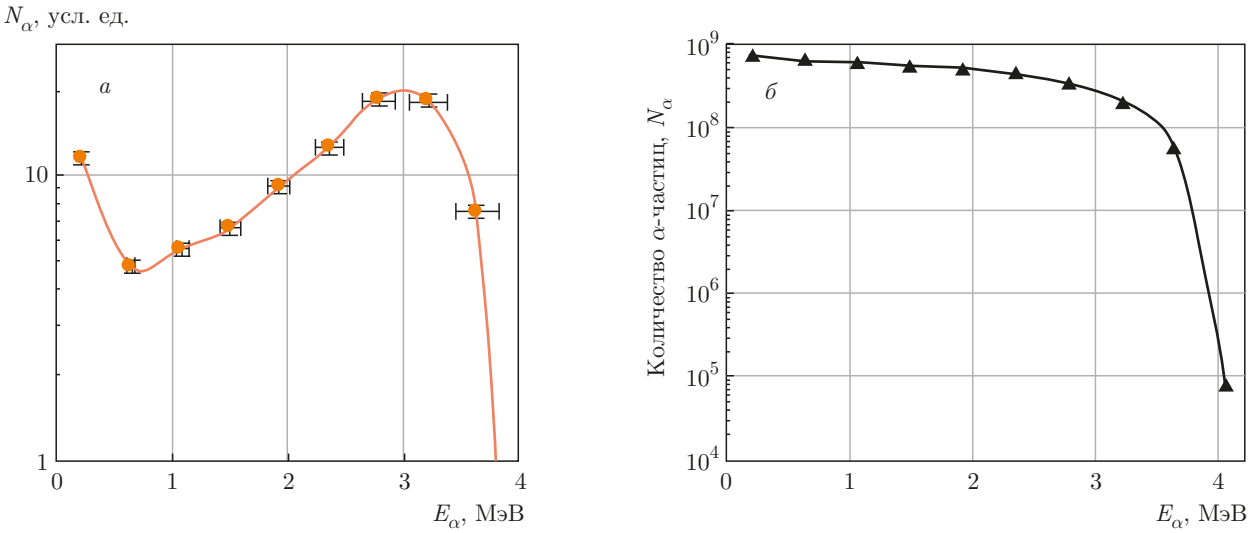

Рис. 12. Дифференциальный (*а*) и интегральный (*б*) энергетические спектры альфа-частиц, достигших левой границы расчетной области

Для того чтобы оценить число альфа-частиц, которые могут быть зарегистрированы с помощью трековых детекторов, определялось количество альфа-частиц с энергией $E_\alpha > 0.5$ МэВ, покинувших мишень и попавших на левую границу расчетной области (это предположение соответствует схеме эксперимента, а также учитывает чувствительность трековых детекторов CR-39 в работе [10]). Количество таких альфа-частиц составило $2 \cdot 10^7$, т. е. около 2.8 % от полного количества альфа-частиц. Полученная в расчете величина подтверждает экспериментальный вывод о том, что трековые детекторы регистрируют не более 2.5 % генерируемых альфа-частиц в π стерадиан в сторону размещения трековых детекторов [10].

Дифференциальный энергетический спектр альфа-частиц, достигших левой границы расчетной области, приводится на рис. 12*а*. Дифференциальный спектр имеет локальный максимум при энергии $E_\alpha = 3$ МэВ, который соответствует альфа-частицам с энергией 3.9 МэВ, испущенным на глубине около 18 мкм от поверхности мишени (см. рис. 11*а*). 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 $^{11}\mathrm{B}(p, 3\alpha)$ [9]. Интегральный энергетический спектр альфа-частиц показан на графике рис. 12*б*. Его форма хорошо соответствует экспериментальному спектру альфа-частиц, приведенному на рис. 2. От-

личие в абсолютных значениях альфа-частиц в расчетном и экспериментальном спектрах объясняется тем, что трековые детекторы регистрируют не более 3 % генерируемых альфа-частиц, как упоминалось выше. Расчетный полный выход нейтронов в результате реакции $^{11}\mathrm{B}(p,n)\mathrm{C}^{11}$ составил $N_n = 10^5$, что совпадает с величиной полного выхода нейтронов, полученной в эксперименте [10]. Таким образом, проведенный расчет подтверждает вывод о том, что на каждый нейтрон, зарегистрированный в эксперименте, приходится порядка 10^4 альфа-частиц, появившихся в результате реакции $^{11}\mathrm{B}(p,3\alpha)$, при этом не более 2.5 % от общего количества альфа-частиц способны покинуть мишень из бора и попасть на трековые детекторы.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено численное моделирование выхода перспективной ядерной реакции синтеза $^{11}\mathrm{B}(p,3\alpha)$ и реперной ядерной реакции $^{11}\mathrm{B}(p,n)\mathrm{C}^{11}$, инициируемых с помощью мощного пикосекундного лазерного излучения с интенсивностью $2\cdot10^{18}$ Вт/см^2. Численное моделирование взаимодействия лазерного импульса с первичной алюминиевой мишенью проводилось в двумерной xz-версии PIC-кода KARAT. Моделирование было разделено на два этапа. На первом этапе вычислялся поток протонов с тыльной стороны алюминиевой мишени, на которую падал лазерный импульс. На втором выполнялось моделирование реакций $^{11}\mathrm{B}(p,3\alpha)$ и $^{11}\mathrm{B}(p,n)\mathrm{C}^{11}$ при взаимодействии пучка протонов с мишенью из бора. Результаты расчетов показали следующее.

• При воздействии лазерного импульса на мишень в ней формируются «вмороженные» магнитные поля с амплитудой до $1.2\cdot10^8$ Гс, а на тыльной поверхности мишени возникает электростатическое поле с амплитудой до $0.5\cdot10^{10}$ В/см.

• Количество быстрых протонов с энергией, превышающей 1 МэВ, составляет $5.4\cdot10^{11}$ шт., максимальная энергия протонов в пучке достигает 4.2 МэВ.

• Угол разлета протонов в пучке не превышает 15°–20°.

• Суммарный заряд пучка близок к нулю, т. е. пучок является квазинейтральным.

• Полный выход альфа-частиц равен $N_\alpha = 7.2\cdot10^8$, количество альфа-частиц с энергией большей 0.5 МэВ, попадающих на детектор, равно $2\cdot10^7$, что составляет 2.8 % от их полного выхода.

• Полный выход нейтронов $Y_n = 10^5$.

Результаты численного моделирования по выходу альфа-частиц и нейтронов за импульс в реакциях $^{11}\mathrm{B}(p,3\alpha)$ и $^{11}\mathrm{B}(p,n)\mathrm{C}^{11}$ достаточно хорошо совпадают с экспериментальными результатами, полученными при интенсивности лазерного излучения $2\cdot10^{18}$ Вт/см^2.

Благодарности. За организацию и проведение полезных дискуссий по теме исследований авторы выражают благодарность программе 10 «Экспериментальная лабораторная астрофизика и геофизика» НЦФМ.

Финансирование. Работа выполнена в рамках темы государственного задания МПГУ «Физика наноструктурированных материалов: фундаментальные исследования и приложения в материаловедении, нанотехнологиях и фотонике» при поддержке Министерства просвещения РФ (номер государственной регистрации: АААА-А20-120061890084-9) и при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-29-21021). Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ (№ FSMG-2021-0005).

ЛИТЕРАТУРА

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. Baccou, S. Depierreux, C. Goyon, G. Loisel, V. Yahia, and J. Rafelski, Nature 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. Baccou, S. Depierreux, V. Yahia, C. Neuville, C. Goyon, R. De Angelis, F. Consoli, J. E. Ducret, G. Boutoux, J. Rafelski, and C. Labaune, Laser Particle 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. Atom. Nucl. **83**, 641 (2020)].

10. В. С. Беляев, А. П. Матафонов, С. Н. Андреев, В. П. Тараканов, В. П. Крайнов, В. С. Лисица, А. Ю. Кедров, Б. В. Загреев, А. С. Русецкий, Н. Г. Борисенко, А. И. Громов, А. В. Лобанов, ЯФ **85**, 34 (2022).

11. V. P. Tarakanov, EPJ Web Conf. **149**, 04024 (2017).

12. N. N. Demchenko and V. B. Rozanov, *ECLIM 2002*, Proc. SPIE **5228**, 427 (2003).

13. Н. Н. Демченко, С. Ю. Гуськов, В. Б. Розанов, А. И. Громов, В. С. Беляев, Д. В. Ковков, А В. Лобанов, А. Ю. Кедров, А. П. Матафонов, В. П. Крайнов, ЖЭТФ **155**, 204 (2019).

14. В. С. Беляев, В. И. Виноградов, А. С. Курилов, А. П. Матафонов и др., ЖЭТФ **126**, 819 (2004).

15. В. С. Беляев, Б. В. Загреев, А. Ю. Кедров, А. Г. Кольчугин, В. П. Крайнов, А. П. Матафонов, ЖЭТФ **160**, 474 (2021).

16. S. N. Andreev and V. P. Tarakanov, Plasma Phys. Rep. **35**, 1013 (2009).

17. V. Belyaev and A. Matafonov, Acta Technica **56**, Special issue, T438 (2011).

18. 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).