

УДК 533.9

ТЕНДЕНЦИИ И ДОСТИЖЕНИЯ В ИССЛЕДОВАНИЯХ $p-^{11}\text{B}$ -СИНТЕЗА (ОБЗОР)

© 2025 г. Е. Г. Вовкивский^a, А. Ю. Чирков^{a,*}^aМосковский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, Москва, Россия
*e-mail: chirkov@bmstu.ru

Поступила в редакцию 12.12.2024 г.

После доработки 07.01.2025 г.

Принята к публикации 15.01.2025 г.

Возможное использование безнейтронной реакции $p-^{11}\text{B}$ представляет потенциальный интерес с точки зрения получения чистой энергии. Рассмотрены современные исследования для различных схем реализации данной реакции, представлены оценки предельного усиления энергии в плазме при различных параметрах систем. Обсуждаются возможности увеличения скорости реакции по сравнению с максвелловской плазмой. Проанализировано влияние накопления альфа-частиц и возможные пути его снижения.

Ключевые слова: $p-^{11}\text{B}$ -реакция, безнейтронный термоядерный синтез, баланс энергии, скорость реакции, выход альфа-частиц

DOI: 10.31857/S0367292125010035, **EDN:** DWE0JK

1. ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на долгую историю термоядерных исследований, актуальность анализа различных схем использования энергии реакций ядерного синтеза по-прежнему высока. В настоящее время возобновился интерес к безнейтронной $p-^{11}\text{B}$ -реакции, которая выглядит привлекательно с точки зрения потенциальной возможности применения термоядерного синтеза для производства электричества и других видов энергии, а также неэнергетических приложений [1]. В результате взаимодействия протона и ядра бора-11 происходит следующее превращение:



где p — протон, ^{11}B — ядро бора-11, α — альфа-частица.

Исследования возможностей $p-^{11}\text{B}$ -реакции были начаты примерно 50 лет назад (70-е годы прошлого века) [2–5], причем основные выводы, сделанные в ранних работах, сохраняют актуальность по сей день. Скорость реакции $p-^{11}\text{B}$ в плазме относительно мала даже при очень высоких температурах ($T > 100$ кэВ) [6]. Из исследований энергетического баланса ясно, что при таких высоких температурах потери на тормозное излучение практически равны выделяемой энергии или превышают ее [2–5, 7, 8]. По этой же причине рассмотрение системы с сильным магнитным полем в плазме низкой

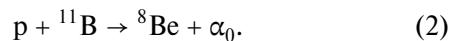
плотности, видимо, не имеет практического смысла, так как радиационные потери еще больше за счет циклотронного излучения.

На данный момент наблюдается сильно возросший интерес к поискам возможных путей практического использования энергии $p-^{11}\text{B}$ -реакции [9, 10]. В современных исследованиях наибольшие надежды возлагаются на быстропротекающие процессы с образованием плазмы высокой плотности [11]. Плазма низкой плотности в стационарных или квазистационарных условиях также рассматривается [12–15].

2. ОСОБЕННОСТИ РЕАКЦИИ $p-^{11}\text{B}$

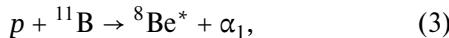
Отметим, что с точки зрения ядерной физики реакция $p-^{11}\text{B}$ представляет существенный интерес, особенно ее механизм [16–18]. Также исследуются сечение и скорость реакции, влияние поляризации реагирующих ядер, возбуждение вторичных реакций и другие вопросы [19–27].

При сравнительно низких энергиях реакция (1) описывается механизмом составного ядра $^{12}\text{C}^*$ с энергией возбужденного состояния 15.96 МэВ [17]. Возможен прямой распад с образованием сразу трех α -частиц. Но более вероятно превращение в две стадии. На первой стадии может образоваться ядро ^8Be в основном невозбужденном состоянии:



Здесь энергия α -частицы $E_{\alpha 0} \sim 6$ МэВ.

Основному каналу, схема которого показана на рис. 1, соответствует образование ядра ${}^8\text{Be}^*$ в первом возбужденном состоянии с его дальнейшим распадом:

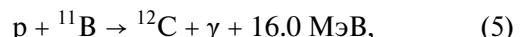


Всего в реакции $p - {}^{11}\text{B} \rightarrow 3\alpha$ выделяется 8.68 МэВ. Если рассматривать реакции (3) и (4) независимо, то энергия альфа-частицы в реакции (3) должна быть $E_{\alpha 1} \sim 4$ МэВ, энергия каждой альфа-частицы в реакции (4) должна быть $E_{\alpha 2} \sim 2.3$ МэВ. Поскольку распад возбужденного ядра ${}^8\text{Be}^*$ происходит за очень короткое время ($\sim 10-16$ с), в течение которого α_1 и две частицы α_2 находятся под действием взаимных ядерных сил, в экспериментах спектр альфа-частиц имеет максимум в диапазоне энергий 3.5–5 МэВ и широкий диапазон при энергиях < 3.5 МэВ [23]. На рис. 2 показан рассчитанный спектр [23], который соответствует спектрам, полученным экспериментально [26].

Энергетический спектр α -частиц важен для энергетического баланса термоядерной плазмы, так как от энергии α -частиц зависит доля энергии, передаваемая ионной и электронной компонентам плазмы. Благоприятный режим может быть реализован, если альфа-частицы почти всю свою энергию передадут ионам. При этом поддержива-

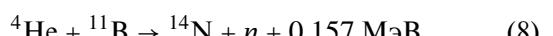
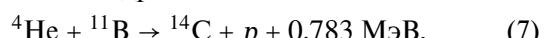
ется высокая температура ионов, необходимая для высокой скорости реакции, а температура электронов минимальна, и, следовательно, потери на излучение минимальны.

Отметим, что параллельно рассмотренным выше могут также протекать следующие реакции [6, 17]:



При относительно низких энергиях сечение реакций (5) и (6) много меньше сечения основной реакции (2)–(4). При увеличении энергии налетающих протонов до $E_p \sim 4$ МэВ сечение реакции (6) становится примерно равными по величине сечению основной реакции. Скорости реакций и выходы продуктов определяются параметром скорости реакции $\langle \sigma v \rangle$ (усредненным по функциям распределения произведением сечения реакции на относительную скорость сталкивающихся частиц), поэтому именно отношением этих величин определяется доля выхода, реализуемая в соответствующих реакциях. Используя данные [6], можно оценить, что в наиболее важном интервале температур ионов $T_i = 200-500$ кэВ отношения параметров скорости реакций (5) и (6) к параметру скорости основной реакции составляют $\sim 10^{-4}$ и $< 3 \cdot 10^{-3}$ соответственно.

Высокоэнергетические α -частицы могут взаимодействовать с ядрами ${}^{11}\text{B}$



Сечения этих вторичных реакций становятся примерно равными сечению основной реакции при энергиях налетающей альфа-частицы $E_\alpha \sim 3$ МэВ. При $T_i \sim 300$ кэВ отношения параметров скорости реакций (7) и (8) к параметру скорости основной реакции составляют $\sim 5 \cdot 10^{-4}$ и $\sim 2 \cdot 10^{-2}$ соответственно.

В случае значительного накопления альфа-частиц в плазме может быть заметным выход продуктов реакции (8). Поэтому вопрос о выходе нейтронов в этой реакции заслуживает внимания. Согласно данным [6], при энергиях $E > 3$ МэВ сечение реакции (8) сравнимо с сечением основной реакции (1). Однако вероятность того, что такая быстрая частица успеет прореагировать до своего замедления, мала. Оценка на основе значений скорости частицы и сечения дает характерное время, необходимое для реакции частицы, которое примерно на два порядка больше времени ее замедления. Скорость реакции (8) в плазме с температурой нескольких сотен кэВ на два порядка меньше скорости основной реакции. Поэтому выход нейтронов, по-видимому, не превышает 1% от выхода α -частиц. Учитывая сравнительно небольшую ве-

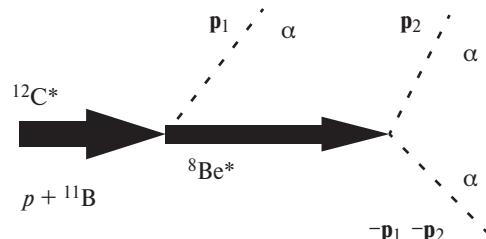


Рис. 1. Схема реакции: ${}^{12}\text{C}^*$ — составное ядро ($p - {}^{11}\text{B}$), α — альфа-частица, \mathbf{p}_1 и \mathbf{p}_2 обозначают импульсы альфа-частиц.

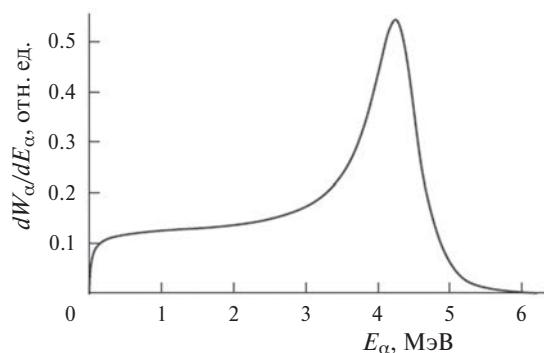


Рис. 2. Энергетический спектр альфа-частиц, рассчитанный в [23].

личину выхода энергии в реакции (8), можно оценить долю выхода энергии в нейтронах на уровне ~0.05%.

Отметим, что при наличии в топливе примеси изотопа ^{10}B , помимо указанных параллельных и вторичных реакций, в плазме могут протекать реакции с участием этого изотопа, но такие реакции мы здесь не рассматриваем. С учетом как скоростей реакций, так и энергии, выделяемой в каждой из реакций (1)–(8), нейтроны и радиоактивные продукты составляют менее 1% выхода энергии. Поэтому топливный цикл $p-^{11}\text{B}$ обычно называют безнейтронным (aneutronic), хотя, как можно убедиться на основе приведенных выше оценок, не исключен некоторый незначительный уровень радиоактивности.

Недавно были обновлены данные о сечении и скорости реакции [21]. В связи с невысокой скоростью энерговыделения в термоядерной $p-^{11}\text{B}$ -плазме и практическому равенству ее потерям на тормозное излучение, даже относительно небольшое увеличение сечения реакции может существенно повлиять на улучшение энергетического баланса. Новый анализ данных по сечению реакции $p-^{11}\text{B}$ в работе [21] показал существенно более высокие значения в области энергий >500 кэВ по сравнению с данными предыдущего анализа [19]. В частности, при энергии налетающих протонов $E_p = 520$ кэВ сечение оказалось примерно на 12% больше.

На рис. 3 показаны сечения реакции в соответствии с “новыми” [21] и “старыми” [19] данными. На рис. 4 приведено сравнение данных о скорости реакции для максвелловских распределений реагирующих ионов. Заметим, что параметр скорости реакции, вычисленный путем численного интегрирования сечения [19] и на основе приведенных в [19] аппроксимирующих функций, в диапазоне 250–500 кэВ демонстрирует значения, отличающиеся в пределах 5%.

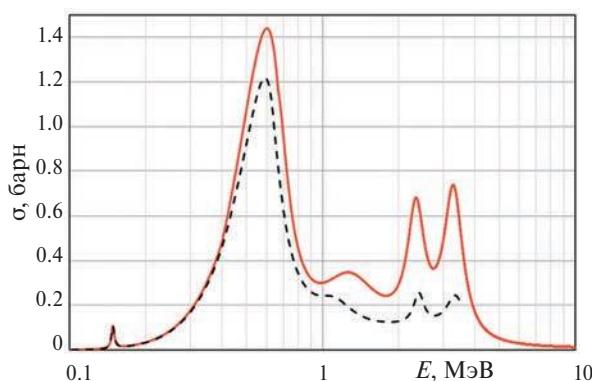


Рис. 3. Зависимость сечения $p-^{11}\text{B}$ -реакции от энергии сталкивающихся частиц по “новым” [21] (сплошная линия) и “старым” [19] (штриховая линия) данным.

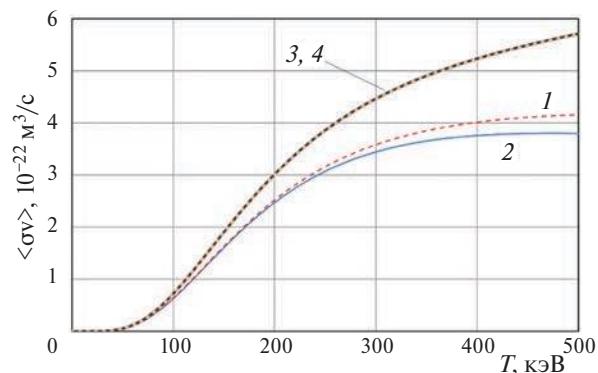


Рис. 4. Зависимость параметра скорости реакции от температуры ионов T_i : 1 – зависимость, полученная численным интегрированием сечения из [19], 2 – по формуле из [19], 3, 4 – зависимости, в соответствии с [21] (результат численного интегрирования сечения и расчет по формуле практически совпадают).

Представленная зависимость параметра скорости реакции соответствует максвелловским распределениям ионов обоих сортов, имеющих одинаковую температуру T_i . Отметим, что в магнитном поле для поляризованных ядер, спины которых определенным образом ориентированы относительно вектора магнитной индукции, сечение $p-^{11}\text{B}$ -реакции выше в 1.6 раза [22]. Методы получения пучков поляризованных частиц на сегодня разработаны. Но, сейчас сложно судить о технических возможностях реализации высокой степени поляризации термоядерного топлива в условиях конкретных систем, а также о том, насколько быстро будет протекать релаксация. Поэтому здесь мы не рассматриваем эффект поляризации.

3. ТЕКУЩИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

3.1. Лазерные системы: эксперименты

Впервые в мире $p-^{11}\text{B}$ -реакция была инициирована в лазерной плазме на установке “Неодим” (г. Королев, Россия) в 2005 г. [28]. Позднее выход термоядерных α -частиц в результате взаимодействия протонов и бора был реализован в экспериментах в лазерной плазме [29–36]. Эксперименты демонстрируют, что лазерные установки различных параметров генерируют существенный выход α -частиц.

В табл. 1 представлены параметры лазерных систем: длина волны λ ; интенсивность I лазерного излучения; энергия E и время τ импульса; плотность образованной плазмы (n_e – плотность электронов, n_B – плотность бора). Приведены характеристики энергии, параметры выхода и особенности спектра α -частиц.

3.2. Лазерные системы: теория

Разработанные на данный момент лазерные схемы для D–T-реакции не позволяют применить их для получения условий, необходимых для эф-

Таблица 1. Основные параметры лазерных систем и особенности спектра α -частиц.

| Установка; Лаборатория, Локация | Год [ссылка] | Параметры | Выход α -частиц, особенности спектра |
|---|------------------------|--|---|
| “Неодим” (Neodymium); г. Королев, Россия | 2005 [28] | $\lambda = 1.055 \text{ мкм}, E = 15 \text{ Дж}, I = 2 \cdot 10^{18} \text{ Вт}/\text{см}^2, \tau = 1.5 \text{ пс}$ | $1.3 \cdot 10^5 \text{ ср}^{-1} \alpha: 2\text{--}10 \text{ МэВ}$ max при 3–4 МэВ (α_{12}) max при 6–10 МэВ (α_1) |
| | 2022 [29] | $\lambda = 1.055 \text{ мкм}, E = 10 \text{ Дж}, I = 3 \cdot 10^{18} \text{ Вт}/\text{см}^2, \tau = 1.5 \text{ пс}$ | 10^8 ср^{-1} за импульс $\alpha: 0.5\text{--}4.5 \text{ МэВ}$ |
| Pico2000; LULI, Франция | 2013 [30] | 1-й луч: $\lambda = 0.53 \text{ мкм}, E = 400 \text{ Дж}, I = 5 \cdot 10^{14} \text{ Вт}/\text{см}^2, \tau = 4 \text{ нс};$ 2-й луч: $\lambda = 0.53 \text{ мкм}, E = 20 \text{ Дж}, I = 6 \cdot 10^{18} \text{ Вт}/\text{см}^2, \tau = 1.5 \text{ пс}, n_e = 6 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$ | $9 \cdot 10^6 \text{ ср}^{-1} \alpha: 3\text{--}8 \text{ МэВ}$ max при 3.5 МэВ |
| PALS; г. Прага, Чешская Республика | 2014 [31] | $\alpha = 1.1315 \text{ мкм}$ 1-й импульс: $E = 50 \text{ Дж}, I = 3 \cdot 10^{10} \text{ Вт}/\text{см}^2, \tau = 1 \text{ нс};$ 2-й импульс: $E = 100 \text{ Дж}, I = 1 \cdot 10^{15} \text{ Вт}/\text{см}^2, \tau = 1 \text{ нс};$ 3-й импульс: $E = 50 \text{ Дж}, I = 3 \cdot 10^{16} \text{ Вт}/\text{см}^2, \tau = 0.3 \text{ нс}$ | $1 \cdot 10^9 \text{ ср}^{-1} \alpha_1: 3\text{--}8 \text{ МэВ},$ max при 4.6 МэВ $\alpha_2: 7\text{--}11 \text{ МэВ}$ max при 8.9 МэВ |
| | 2020 [32] | $\lambda = 1.315 \text{ мкм}, E = 600 \text{ Дж}, \tau = 0.3 \text{ нс}, I = 3 \cdot 10^{16} \text{ Вт}/\text{см}^2$ | $1.3 \cdot 10^{11} \text{ ср}^{-1} \alpha: 2.6\text{--}10 \text{ МэВ}$ max при 3.5 МэВ |
| LFEX; г. Осака, Япония | 2020 [33] | $\lambda = 1.315 \text{ мкм}, E = 600 \text{ Дж}, \tau = 0.3 \text{ нс}, I = 3 \cdot 10^{16} \text{ Вт}/\text{см}^2$ | $5 \cdot 10^9 \text{ ср}^{-1} \alpha: 8\text{--}10 \text{ МэВ}$ max при 8.6 МэВ |
| | 2021 [34] 2022 [35] | $\lambda = 1.05 \text{ мкм}, E = 1.4 \text{ кДж}, I = (2\text{--}3) \cdot 10^{19} \text{ Вт}/\text{см}^2, \tau = 2.6 \text{ пс}$ | $1.2 \cdot 10^{10} \text{ ср}^{-1} \alpha: 5\text{--}10 \text{ МэВ}$ max при 5 МэВ |
| PERLA B; HiLASE Center, Чешская Республика | 2023 [36] | $E = 10 \text{ мДж}, \tau = 1.5 \text{ пс}, I = (2\text{--}3) \cdot 10^{16} \text{ Вт}/\text{см}^2, n_B = 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ | $6 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ при 10 Гц $1 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ при 1 кГц $\alpha: 1\text{--}4.5 \text{ МэВ},$ max при 3.5 МэВ |

фективного $p-^{11}\text{B}$ -синтеза. На протяжении 40 лет предлагались различные схемы, главной задачей которых было уменьшение энергии, затрачиваемой на воспламенение топлива [37–39]. Так, в [39] рассмотрен метод “поджига” твердого $p-^{11}\text{B}$ -топлива с помощью пикосекундного лазера. Оценки показывают, что предимпульс длительностью в пределах пикосекунды позволяет избежать генерации релятивистского плазменного облака на переднем фронте распространения луча и снижает температуру “поджига” T_{ign} . Для данного метода определены пороговые значения плотности потока энергии и температуры, равные $W = (1\text{--}2) \cdot 10^9 \text{ Дж}\cdot\text{см}^{-2}$, $T_{ign} = 87 \text{ кэВ}$, соответственно.

На основе высокого выхода α -частиц, полученного в экспериментах [31, 32], была предложена теория квазицепной реакции с участием протонов резонансной энергии [40, 41]. Однако расчетный анализ не подтвердил изначального оптимизма в отношении эффекта квазицепной реакции [42–46].

В качестве варианта реализации реактора предложена магнитно-инерциальная схема в конфигурации с катушками Гельмгольца [47].

Катушки пытаются энергией конденсатора, заряжаемого лазерным импульсом. В такой схеме экспериментально были получены поля уровня $B = 1 \text{ кГл}$ при интенсивности лазерного излучения $I = 5 \cdot 10^{16} \text{ Вт}/\text{см}^2$ [48]. Амплитуда поля в упомянутых экспериментах увеличивалась примерно пропорционально интенсивности лазерного излучения.

Технологии генерации ультракоротких лазерных импульсов высокой интенсивности и частоты открыли новые возможности для повышения эффективности лазерных систем. Результаты численного моделирования процесса воздействия на мишень аттосекундным лазерным импульсом, показывают, что ионы приобретают радиальное ускорение и разгоняются до энергии $\sim 600 \text{ кэВ}$, соответствующей максимуму сечения реакции $p-^{11}\text{B}$ [49, 50]. Рассматриваются проблемы преобразования лазерной энергии в энергию ионов, ускоренных пикосекундным лазерным импульсом [51–53]. В том числе анализируются возможности развития схем коллективного ускорения ионов [54] и лазерно-плазменных источников высокоэнергичных ионов [55, 56].

3.3. Магнитное удержание

Отметим, что недавно были проведены первые измерения выхода α -частиц в системе магнитного удержания — стеллараторе LHD [57]. Говоря о перспективах реактора с магнитным удержанием, стоит обратить внимание на трудность достижения условий, необходимых для реакции синтеза в данных системах, а именно высокое время удержания и высокая (для магнитных систем) плотность топлива. Кроме того, наличие сильного магнитного поля в плазме приводит к дополнительным потерям на циклотронное излучение. В этом случае увеличение скорости реакции может быть вызвано встречным движением компонентов топлива с большой относительной скоростью.

Подобные концепции с пучково-плазменным синтезом были предложены в проектах реакторных систем CBFR [58] и центробежной ловушки [59]. В указанных концепциях кинетическая энергия относительного движения компонентов смеси $p-^{11}\text{B}$ соответствует энергии сталкивающихся ядер в системе центра масс $E \approx 680$ кэВ, при которой сечение реакции максимально. Поэтому такой подход был обозначен авторами как “резонансный синтез”. Однако с точки зрения энергетического баланса с учетом всех процессов в такой неравновесной плазме, а особенно с учетом релаксации [60], к осуществимости таких подходов остается много вопросов.

Как показало недавнее исследование [15], с учетом уточненных данных о сечении реакции, характерные температуры, при которых в стационарной системе достигается максимальное усиление Q , составляют $T_i \approx 300$ кэВ и $T_e \approx 120$ кэВ. Отличие ионной и электронной температур при этом определялось при рассмотрении баланса энергии ионов и электронов. При указанных температурах практически вся энергия образующихся в реакции альфа-частиц передается ионам, электронам альфа-частицы при торможении передают $\sim 5\%$ своей энергии. Если не учитывать равновесное содержание термализовавшихся альфа-частиц (учитывать только их быструю популяцию), то усиление может достигать значения $Q > 10$. Этот результат более оптимистический, чем предыдущая оценка [8], согласно которой усиление ограничено значением $Q \approx 4$. Характерное значение произведения $n_e \tau \approx 1.5 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}$ (n_p — плотность протонов, τ — время удержания плазмы). С учетом термализованной популяции альфа-частиц $Q < 1$. Поэтому реализация стационарного сценария требует разработки эффективных методов удаления тепловых альфа-частиц. Отметим также, что указанные результаты соответствуют радиационным потерям только на тормозное излучение, следовательно, для систем магнитного удержания с низким β (β — отношение давления плазмы к магнитно-

му давлению) учет циклотронного излучения приведет к принципиальной невозможности высоких значений Q .

В работе [61] для плазмы низкой плотности, характерной для систем магнитного удержания, рассматриваются возможности нагрева компонентов до температур, соответствующих резонансным энергиям, при которых сечение реакции резко увеличивается. Первый резонанс сечения реакции $p-^{11}\text{B}$ соответствует энергии в системе центра масс 163 кэВ, ширина резонанса порядка 5 кэВ. Второй резонанс характеризуется энергией 675 кэВ, ширина ~ 300 кэВ. Нагрев до столь высоких температур может быть потенциально реализован термоядерными альфа-частицами при их лавинообразном образовании. Для плотности $n \sim 10^{20} \text{ м}^{-3}$ оценки показывают возможность “зажигания” (термоядерная мощность P_{fus} превышает мощность потерь на тормозное излучение P_{br}) при начальной температуре компонентов $T_0 = 200$ кэВ и отношении концентраций ядер бора и протонов $n_B/n_p < 0.1$. Предполагается, что лавинный эффект может быть реализован при плотности альфа-частиц, сравнимой с плотностью компонентов топлива, при этом реакция становится самоподдерживающейся.

В работе [62] рассматривается концепция термоядерной двигательной системы с $p-^{11}\text{B}$ -топливом на основе открытой магнитной ловушки с центробежным удержанием. Такая система с уровнем термоядерной мощности $\sim 10^5 \text{ Вт/м}^2$ требует электрических полей $\sim 350 \text{ МВ/м}$ и магнитных полей $\sim 30 \text{ Тл}$. Отметим, что в этой работе также обсуждается конверсия излучения.

Отметим, что существуют работы, в которых рассматривается токамак на $p-^{11}\text{B}$ -топливе. Например, в недавней работе [63] анализ параметров, которые необходимы для достижения усиления $Q = 30$, выполнен для сферического токамака с аспектным отношением $A = 1.7$. С точки зрения физики, из всех требований наиболее невыполнимым на данный момент выглядит увеличение скорости $p-^{11}\text{B}$ -реакции в 5 раз при средней по объему температуре плазмы $T = 33$ кэВ. Если допустить, что такое увеличение все же возможно, то, согласно [63], термоядерная мощность такого реактора составит 107 МВт. При этом остальные технические параметры реактора в принципе соответствуют сегодняшнему уровню сферических токамаков.

3.4. Инерциально-электростатическое удержание, осциллирующая плазма

Для систем с инерционно-электростатическим удержанием плазмы требуемые параметры системы оказались крайне жесткие [64]. В традиционных схемах инерциального электростатического удержания имеются трудности получения высокого

го усиления мощности из-за кулоновских столкновений. Поэтому как развитие подхода инерционно-электростатического удержания исследуются возможные режимы осциллирующей плазмы в различных схемах.

В концепции периодически осциллирующей плазменной сферы [65, 66] предполагается поддержание неравновесного состояния плазмы. Инжектируемый пучок электронов создает потенциальную яму, которая ускоряет ионы, заставляя их совершать колебания. При этом встречные столкновения ионов приводят к реакции синтеза. Эксперименты в наносекундном вакуумном разряде низких энергий (1–2 Дж) с виртуальном катодом показал суммарный выход α -частиц $Y_\alpha = 10$ шт./нс.

Также предложена схема осцилляции ионов противоположных зарядов для образования нейтральной и в то же время стабильной системы с колебаниями высокой частоты [67].

3.5. Инерциальное и магнито-инерциальное удержание

На лазерной установке NIF достигнуты параметры зажигания в режиме инерциального удержания D–T-плазмы [68]. Близкие параметры могут быть реализованы в Z-машине с замагниченной нагрузкой [69], особенно после модернизации. В случае сильных магнитных полей время разлета увеличивается примерно на порядок по сравнению с чисто инерционным случаем, и, следовательно, требования к плотности снижаются.

В системе MAGO-MTF [70] сжатие мишени осуществляется драйвером в виде проволочной сборки, через которую пропускают ток. Испаряющиеся проволочки испускают излучение, которое также оказывает сжимающее воздействие на мишень.

Реализовать условия зажигания $p-^{11}\text{B}$ -реакции в инерциальных системах с плазмой высокой плотности [71] предлагается пучком протонов с энергией $E_p = 2.5$ МэВ, действующих на мишень, предварительно сжатую до плотности $\rho = 4000$ г/см³ ($\rho R \approx 8.5$ г/см²), а также нагретую до температур $T_i = 220$ кэВ, $T_e = 85$ кэВ. Для мишени данные параметры достижимы при конечной стадии разогрева “горячих точек”. На ранней стадии нагрева ($T \sim 10$ кэВ) предполагается использование пучка с энергией $E_p \sim 200$ МэВ. Возможно, в магнито-инерциальных системах необходимые для высокоэффективного $p-^{11}\text{B}$ -синтеза условия выполнить легче [72].

Оценки параметров схемы ICF с быстрым поджигом (“Fast Ignition”) $p-^{11}\text{B}$ -топлива пучком протонов с энергией 1 МэВ [73] показывают возможность зажигания с образованием “горячих точек” на глубине проникновения пучка 2.5 мкм. При этом параметр инерционного удержания $\rho R = 12$ г/см². Снизить это значение

до уровня $\rho R = 1$ г/см² потенциально возможно в магнито-инерциальной схеме [74]. Подчеркнем, что для магнито-инерциального синтеза время распада плазмы зависит от способа генерации магнитного поля, и, как правило, оно значительно превосходит время инерционного разлета.

Анализируя сказанное выше, можно прийти к выводу, что системы с плазмой высокой плотности выглядят более многообещающими по сравнению с системами стационарно удерживаемой плазмы низкой плотности в магнитном поле. При высоких плотностях, в частности, снижается кулоновский логарифм, и, следовательно, интенсивность передачи энергии от ионов к электронам также снижается. Плазма экстремально высокой плотности создается в установках инерциального синтеза, которые могут функционировать только в импульсном режиме. С одной стороны, это в определенном смысле есть их недостаток, связанный с затратами на сжатие и нагрев начальной плазмы. С другой стороны, в таких системах содержание продуктов может быть снижено при определенной организации рабочего процесса. Это означает, что плазма может быть более чистой, и, следовательно, потери на излучение могут быть снижены.

3.6. Плазменный фокус, Z-пинчи

Сравнивая оценки для систем с магнитным удержанием и лазерных инерциальных систем, можно утверждать, что в последнем случае условия эффективной реализации синтеза в $p-^{11}\text{B}$ -реакции кажутся реально выполнимыми, несмотря на требования сверхвысоких плотностей. Магнитное поле в импульсных инерциальных системах увеличивает время существования плазменного образования по сравнению со временем его чисто инерционного разлета, что снижает требования к плотности плазмы. Такие условия могут быть реализованы в установках плотного плазменного фокуса (DPF) [75]. Поэтому DPF рассматриваются как концепция $p-^{11}\text{B}$ -реактора. Оценки показывают возможность сжатия $p-^{11}\text{B}$ -плазмы до сверхвысокой плотности ($n \sim 10^{30} - 10^{31}$ м⁻³) и нагрева до необходимой температуры [76–80].

Отметим, что разряд в плазменном фокусе относят к так называемым нецилиндрическим Z-пинчам. Устройства плазменного фокуса состоят из концентрических электродов, заключенных в вакуумной камере. В момент импульса газ ионизируется и образуется токовая оболочка, состоящая из жгутов тока, которые движутся к концу внутреннего электрода (анода). При достижении внутреннего электрода они сходятся, образуя плотный замагниченный плазмоид. В этот момент возможен дополнительный подвод энергии или вещества. Реализация термоядерных условий предпола-

гает использование неустойчивости сжатия плазмы для концентрации энергии в плазмоиде. Выход продуктов реакции (например, нейтронов при использовании дейтериевой нагрузки) в экспериментах с небольшими токами $I \sim 1$ МА пропорционален I^4 , однако при повышении тока (и плотности плазмы) выход продуктов растет не по такой сильной зависимости. В работе [80], обсуждающей перспективы $p-^{11}\text{B}$ -синтеза на установке с плазменным фокусом, в частности, приводится величина выхода нейтронов $\sim 2.5 \cdot 10^{11}$ для разряда в дейтерии. При этом выделяемая энергия составляет ~ 0.2 Дж, затраченная энергия — 60 кДж. Важно, что даже в установке такой низкой энергетики были зафиксированы ионы с энергией ~ 240 кэВ. Подчеркнем, что для Z-пинчей характерно образование ионов высоких энергий (~ 1 МэВ и более) [81, 82], что представляет интерес с точки зрения $p-^{11}\text{B}$ -реакции, скорость которой имеет максимум при энергии ~ 600 кэВ.

В экспериментах с мощными цилиндрическими Z-пинчами также достигнут значительный прогресс. Например, время жизни пинча удалось существенно увеличить за счет его стабилизации при создании радиального градиента аксиальной скорости потока ускоренной плазмы [83, 84]. В упомянутых экспериментах рабочий газ — дейтерий, плотность электронов и температура достигали значений $n_e \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $T_e \approx T_i \approx 1$ кэВ соответственно.

В X-пинчах (частный случай Z-пинча с твердотельной нагрузкой из перекрещенных проволочек) образование перетяжки сопровождается появлением так называемой горячей точки (одной или нескольких), в которой, как предполагается, могут быть реализованы условия, необходимые для термоядерного синтеза, в том числе в результате радиационного коллапса [85].

Максимальная плотность и температура плазмы достигается на конечной стадии сжатия перетяжки пинча. Процессы, определяющие длительность этой фазы, предшествующей разрушению пинча, видимо, связаны с развитием турбулентности и диссипацией энергии [86, 87].

Анализ выхода нейтронов из D-T- и D-D-плазмы [88] показал, что существенный рост энергий ионов при сжатии Z-пинча способствует интенсивной генерации нейтронов на конечной стадии сжатия перетяжки. Оценки параметров термоядерной плазмы Z-пинча, выполняемые в [89], показывают, что при использовании D-T-топлива усиление $Q \sim 100$ может быть достигнуто при токе $I = 200$ МА и начальной энергии плазмы $W_0 = 30$ МДж, в случае D-D-плазмы $Q \sim 20$ при $I = 4.5$ ГА, $W_0 = 75$ ГДж. Экстраполяция этих результатов на случай $p-^{11}\text{B}$ -плазмы приводит к еще более высоким требуемым параметрам.

3.7. Вырожденная плазма

В качестве возможного способа уменьшения передачи энергии от ионов к электронам рассматриваются условия взаимодействия компонентов в вырожденной $p-^{11}\text{B}$ -плазме [90–92]. Идея этого подхода заключается в уменьшении электронно-ионных столкновений и соответствующего кулоновского логарифма [93, 94]. Также рассматривается влияние квантования электронов в сильном магнитном поле, что также снижает эффект столкновений. Однако для обеспечения параметров системы с вырожденной плазмой необходимо сжатие топлива до сверхплотного состояния ($n \sim 10^{28} \text{ см}^{-3}$). В [91] проведены расчетные оценки усиления для реакции $p-^{11}\text{B}$, значение которого не превысило 20, что, по мнению авторов, является низким показателем с точки зрения энергетического баланса реактора. Возможность применения этого эффекта требует дополнительных исследований.

Отметим, что при сверхвысоких плотностях возможно также частичное “запирание” тормозного излучения. Но для этого размеры плазмы должны быть весьма велики. Так как для условий $p-^{11}\text{B}$ -синтеза температура электронов высока ($T_e > 100$ кэВ), то релятивистские эффекты приводят к дополнительному эффекту увеличения тормозного излучения по сравнению с его ростом по нерелятивистскому закону ($\propto T_e^{1/2}$) [95].

4. ВОЗМОЖНЫЕ СЦЕНАРИИ, ПРОБЛЕМЫ И ПУТИ УЛУЧШЕНИЯ

4.1. Баланс энергии и предельное усиление

Вне зависимости от типа системы и режима ее работы (стационарный или импульсный) коэффициент усиления энергии в плазме можно представить в виде

$$Q = \frac{W_{fus}}{W_{in}}, \quad (9)$$

где W_{fus} — энергия синтеза, выделившаяся за определенное время, W_{in} — энергия, вложенная в плазму.

Состав $p-^{11}\text{B}$ -топлива будем характеризовать отношением

$$x_B = \frac{N_B}{N_p} = \frac{n_B}{n_p}, \quad (10)$$

где N_p и N_B — количество частиц каждого компонента, протонов и ядер бора-11, соответственно, n_p и n_B — плотности (концентрации) компонентов.

Баланс энергии плазмы в простейшем случае можно представить в виде

$$\frac{dW_p}{dt} = P_{fus} + P_{ext} - P_{rad} - \frac{W_p}{\tau}. \quad (11)$$

Здесь

$$P_{fus} = n_p n_B \langle \sigma v \rangle E_{fus} V = x_B n_p^2 \langle \sigma v \rangle E_{fus} V \quad (12)$$

— термоядерная мощность, E_{fus} — выход энергии в реакции, V — объем плазмы, P_{ext} — мощность внешнего нагрева, P_{rad} — потери на излучение, t — время,

$$\begin{aligned} W_p &= \frac{3}{2}(n_p + n_B)k_B T_i V + \frac{3}{2}n_e T_e V = \\ &= \frac{3}{2}n_p k_B T_i \left[\left(1 + x_B + \frac{T_e}{T_i} \right) (1 + 5x_B) \right] V \end{aligned} \quad (13)$$

— энергия плазмы, k_B — постоянная Больцмана, T_i — температура ионов, T_e — температура электронов, τ — время удержания частиц (энергии).

Отметим, что здесь мы не рассматриваем пространственные распределения параметров. Использование температуры в выражении для энергии плазмы подразумевает, что компоненты плазмы имеют максвелловские распределения. В ином случае под температурой можно подразумевать эффективную величину, характеризующую среднюю энергию частиц. Баланс энергии в виде (11) можно рассматривать как для стационарных условий ($dW_p/dt = 0$), характерных для магнитного удержания, так и для инерциальных систем ($dW_p/dt \neq 0$). В последнем случае мощность P_{ext} внешнего нагрева учитывает подвод энергии при сжатии.

В максвелловской плазме с $T_e = T_i$, даже если радиационные потери связаны только с тормозным излучением (и никакими другими механизмами), то они практически при любых температурах пре- восходят термоядерную мощность. Поэтому необходимо учитывать разницу в значениях T_e и T_i . Для этого рассмотрим баланс энергии ионов и электронов по отдельности:

$$\frac{dW_i}{dt} = \alpha_i P_{fus} + \delta_i P_{ext} - P_{ie} - \frac{W_i}{\tau}, \quad (14)$$

$$\frac{dW_e}{dt} = \alpha_e P_{fus} + \delta_e P_{ext} - P_{ie} - P_{rad} - \frac{W_e}{\tau}, \quad (15)$$

где $W_e = 3n_i k_B T_i V / 2$ и $W_e = 3n_e k_B T_e V / 2$ энергии ионов и электронов соответственно; α_i и α_e — доли энергии термоядерных α -частиц, передаваемые ионам и электронам; δ_i и δ_e — доли внешней энергии, передаваемые ионам и электронам; P_{ie} — мощность энергообмена при столкновениях между ионами и электронами.

Мощность, передаваемая от ионов электронам [3]

$$P_{ie} = \frac{3}{2} \left(\frac{n_p}{\tau_{pe}} + \frac{n_B}{\tau_{Be}} \right) k_B (T_i - T_e), \quad (16)$$

где

$$\tau_{ie} = \frac{3\pi\sqrt{2\pi}\epsilon_0^2 m_i m_e}{Z_i^2 e^4 n_i \ln \Lambda_{ie}} \left(\frac{k_B T_e}{m_e} \right)^{3/2} \quad (17)$$

— время кулоновских столкновений ионов с электронами; ϵ_0 — электрическая постоянная; e — заряд электрона; m_e — масса электрона; $i = p, B$ — сорт

иона; m_i и Z_i — масса и заряд иона; $\ln \Lambda_{ie}$ — кулоновский логарифм.

В режиме интенсивного горения основные составляющие в (14), (15) связаны с термоядерным энерговыделением, излучением и обменом энергией между ионами и электронами. При высоких температурах электронов, характерных для $p-^{11}B$ -синтеза, термоядерные α -частицы передают свою энергию в основном ионам (подробнее этот вопрос рассматривается в разд. 4.3). При $T_e > 100$ кэВ электроны сильно охлаждаются за счет излучения ($T_e < T_i$), их температура поддерживается в основном передачей энергии от ионов. Поэтому величины P_{fus} , P_{rad} и P_{ie} одного порядка.

С точки зрения радиационных потерь, температура электронов T_e должна быть как можно ниже. Но при снижении T_e сильно снижается время кулоновских столкновений, и, соответственно, растет интенсивность охлаждения ионов на электронах. При относительно низких температурах $T_e < 50$ кэВ, различие между T_e и T_i несущественно [96], т. е. $T_e \approx T_i$. Так как время столкновений (17) растет с температурой, то при $T_e \sim 150$ кэВ значительная разность температур ($T_i - T_e \sim T_e$) необходима для передачи энергии от ионов электронам ($P_{ie} \sim P_{fus} \sim P_{rad}$). Отношение $T_e/T_i \sim 0.5$ в некотором смысле типично для баланса энергии термоядерной $p-^{11}B$ -плазмы. Разумеется, в конкретных системах, особенно в сильно нестационарных условиях, это отношение может отличаться в зависимости от режимов. В частности, этот вопрос рассмотрен в [3], а также в комментариях [96] к статье о концепции $p-^{11}B$ -синтеза в сферическом токамаке [63].

Рассмотрим $p-^{11}B$ -реакцию при следующих условиях: $T_i \sim 300$ кэВ, $T_e \sim 150$ кэВ, $x_B \sim 0.2$. Если время удержания τ порядка характерного времени выгорания топлива (бора) $\tau_{burn} = (n_p(\sigma v))^{-1}$, то потери плазмы (последние члены в (14), (15)) по сравнению с P_{fus} невелики, так как характеризуются энергией $3k_B T_i (1 + x_B + (T_e/T_i) \times (1 + 5x_B)) / 2 \sim 1$ МэВ, что заметно меньше, чем энергия ~ 8.7 МэВ, выделяемая в $p-^{11}B$ -реакции. Для эффективного сгорания топлива удержание должно быть более длительным, и, следовательно, потери плазмы в этом случае еще менее существенны с точки зрения энергобаланса. Отметим, что при указанных условиях $\tau_{ie}/\tau_{burn} \sim 0.1$ и $P_{ie} \sim P_{fus}$.

Горение не будет затухать, если $P_{br} < P_{fus}$ (P_{br} — мощность тормозного излучения). Тормозное излучение растет с температурой, но также его рост в значительной мере связан с накоплением термоядерных альфа-частиц в плазме, содержание которых $x_\alpha = n_\alpha/n_p$ (n_α — плотность альфа-частиц), согласно оценкам баланса частиц, достигает величины $x_\alpha \sim 0.5$ [15]. Отметим, что для случая чистой плазмы ($x_\alpha = 0$) с учетом с $T_e < T_i$ баланс энергии

допускает зажигание при $T_i \approx 300\text{--}400$ кэВ, а режимы с $Q > 10$ требуют ограничения содержания альфа-частиц на уровне $x_\alpha \sim 0.1$.

Рассмотрим импульсные режимы, в которых энергия затрачивается только на создание начальной высокотемпературной плазмы и ее поджига. На стадии горения энергия не подводится, хотя в зону реакции может поступать вещество для частичной компенсации сгоревшего топлива. В таких режимах подведенная к плазме энергия W_{in} — это энергия плазмы с начальными параметрами (в момент времени $t = 0$).

Если вещество не поступает в зону реакции, то коэффициент усиления энергии в плазме можно представить следующим образом:

$$Q = \xi \frac{x_B E_{fus}}{(1 + x_B) E_i + (1 + 5x_B) E_e}, \quad (18)$$

где ξ — полнота сгорания топлива; E_i и E_e — энергии, подводимые от драйвера в расчете на ион и электрон, соответственно; x_B характеризует начальный состав топлива.

Полнота сгорания ξ при $x_B < 1$ определяется как отношение числа сгоревших ядер бора (N_B)_{burn} к полному числу ядер бора (N_B)_{tot}, введенных в реакционный объем,

$$\xi = \frac{(N_B)_{burn}}{(N_B)_{tot}} = \frac{1}{(N_B)_{tot}} \int \int n_B n_p \langle \sigma v \rangle dV dt. \quad (19)$$

Здесь интегрирование по времени t проводится от условного начала реакции ($t = 0$) по промежутку времени τ_R до окончания процесса реакции. Отметим, что окончание реакции определяется затуханием реакции из-за исчерпания одного компонента топлива (бора), распадом плазмы и другими факторами, зависящими от конкретного рассматриваемого сценария. Мы рассматриваем нуль-мерное приближение, в силу чего интегрирование по реакционному объему V тривиально. В общем случае плотности протонов n_p и ядер бора n_B , а также величина реакционного объема V в формуле (18) могут зависеть от времени.

Как можно видеть из (19), высокое усиление ($Q > 10$) достижимо, если драйвер инициирует горение при небольших затратах энергии, т. е. $E_i \ll k_B T_i$, $E_e \ll k_B T_e$, где T_i и T_e — значения температур на стадии горения. Эти температуры могут отличаться от начальных температур за счет нагрева плазмы продуктами реакции. Также отметим, что при объемном зажигании относительное содержание альфа-частиц x_α растет с ростом полноты сгорания ξ .

При анализе импульсных систем с $p-^{11}\text{B}$ -реакцией необходимо учитывать, что выделение энергии становится интенсивным при температуре ионов $T_i > 100$ кэВ (в максвелловской плазме). Если обсуждать немаксвелловскую плазму, то энергии сталкивающихся ядер по ве-

личине должны быть такого же порядка. Если рассматривать вложенную во все компоненты $p-^{11}\text{B}$ -смеси (протоны, ядра бора и электроны) энергию, то в расчете на одну частицу эта энергия (величина в знаменателе (18)) может быть ~ 1 МэВ. Эта величина сравнима с выходом энергии при одной реакции. Согласно (18) и (19), для высокого усиления необходимо выполнение следующих условий: относительно низкие начальные температуры (энергии) частиц плазмы и продолжительное горение (с высокой полнотой сгорания). В настоящее время трудно предположить, в системах какого типа эти условия можно одновременно выполнить.

Для импульсных систем можно рассмотреть два предельных случая инициации реакции термоядерного горения [97]: объемное зажигание и режим термоядерной искры (“горячей точки”). В первом случае до термоядерных температур необходимо нагреть весь объем топлива, во втором — только небольшую его часть, и за счет выделившейся энергии горение распространяется на соседние области. Второй вариант энергетически более выгоден, по крайней мере, для “традиционных” видов термоядерного топлива (D-T, D-D) [97]. В случае $p-^{11}\text{B}$ -топлива возможность его реализации неочевидна из-за высоких радиационных потерь, на компенсацию которых требуется практически вся энергия термоядерных α -частиц. При этом энергия из области инициации реакции выделяется в виде жесткого рентгеновского излучения, для поглощения которого необходимы сверхвысокая плотность топлива или значительные его размеры. И то, и другое может привести к запредельно большой энергетике соответствующей конфигурации. В этом нетрудно убедиться, например, на основе простой оценки длины пробега [98] для рентгеновских квантов с энергиями ~ 100 кэВ. Однако здесь мы не приводим соответствующие числовые данные, так как перенос излучения в сверхплотной плазме весьма сложен, а простые оценки, видимо, дают весьма грубые результаты. Подчеркнем высокую важность проблемы излучения для $p-^{11}\text{B}$ -синтеза.

Проанализируем энергобаланс (на основе уравнений (14), (15)) для условий $x_B = 0.2$, $\alpha_i \approx 1$, $\alpha_e \approx 0$, нет внешнего нагрева ($\alpha_i = 0$, $\alpha_e = 0$), потери плазмы не учитываются ($W_i/\alpha \approx 0$, $W_e/\alpha \approx 0$). При указанных условиях основные составляющие энергобаланса: $P_{ie} \approx P_{fus} \approx P_{rad}$. В этом случае оценки показывают, что при $T_i > 200$ кэВ, $T_e > 100$ кэВ в начальный момент времени ионы могут нагреваться ($dW_i/dt > 0$, $dT_i/dt > 0$). Характерное время реакции τ_R (существования стадии горения) будет определяться интенсивностью охлаждения за счет тормозного излучения. При $T_i = 200$ кэВ, $T_e = 100$ кэВ по порядку величины оно сопоставимо с временем $(n_p \langle \sigma v \rangle)^{-1}$, характе-

ризующим выгорание бора. Полагая в формуле (18) $E_i = 3k_B T_i/2$, $E_e = 3k_B T_e/2$, оценим, что $Q > 2$, если $\xi > 0.5$.

Если в некотором объеме плазмы выход энергии может более чем двукратно превысить затраты энергии, то можно надеяться, что выделившаяся в этом объеме энергия запустит процесс горения в соседнем объеме и, соответственно, дальнейшее его распространение. Спрогнозировать эффективность реализации такого сценария в рамках рассмотренного здесь нуль-мерного балансового подхода вряд ли возможно. Для $p-^{11}\text{B}$ -синтеза помимо высоких температур $T_i \sim 200$ кэВ, $T_e \sim \sim 100$ кэВ требуются экстремально высокие плотности плазмы и достаточно продолжительное время существования плазменного образования: произведение плотности плазмы на время удержания $\pi t \sim 10^{22} \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}$. Проблемы реализации энергетически выгодного $p-^{11}\text{B}$ -синтеза во многом связаны со скоростью реакции, которая достаточно высока только при высоких энергиях реагирующих ядер. Энергия частиц топлива и электронов при этом не мала по сравнению с энергией продуктов.

4.2. Скорость реакции

В общем случае параметр скорости реакции рассчитывается в результате усреднения по скоростям реагирующих компонентов

$$\langle \sigma v \rangle_{jk} = \int \int \sigma(|\mathbf{v}_j - \mathbf{v}_k|) |\mathbf{v}_j - \mathbf{v}_k| \times \\ \times f_j(\mathbf{v}_j) f_k(\mathbf{v}_k) d^3 v_j d^3 v_k. \quad (20)$$

Здесь $f_j(\mathbf{v}_j)$ и $f_k(\mathbf{v}_k)$ — функции распределения компонентов по скоростям, компоненты j и k — протоны и ядра ^{11}B .

В случае максвелловских распределений с разными температурами $T_j \neq T_k$ значение $\langle \sigma v \rangle_{jk}$ такое же, как при эффективной температуре компонентов $T_{eff} = (m_k T_j + m_j T_k) / (m_k + m_j)$, где m_j и m_k — массы реагирующих ядер.

При распределениях, отличных от максвелловского, скорость реакции может заметно отличаться в сторону более высоких значений [99–101].

Рассмотрим скорость реакции $\langle \sigma v \rangle$ для случая, когда протоны и ионы бора-11 имеют так называемые сдвинутые максвелловские распределения, характеризуемые различными скоростями макроскопического движения компонентов. При достаточно большой скорости относительной скорости можно ожидать значительного увеличения скорости реакции из-за увеличения энергии столкновения. В случае сдвинутых максвелловских распределений формула (20) приводится к виду [102]

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{1}{w} \sqrt{\frac{2M}{\pi k_B T_i}} \exp\left(-\frac{Mw^2}{2k_B T_i}\right) \times \\ \times \int_0^\infty \sinh\left(\frac{Muw}{k_B T_i}\right) \exp\left(\frac{Mu^2}{2k_B T_i}\right) \sigma(u) u^2 du, \quad (21)$$

где $w = |w_j - w_k|$ — относительная гидродинамическая скорость компонентов, w_j и w_k — гидродинамические скорости (скорости течений), $u = |\mathbf{v}_j - \mathbf{v}_k|$ — относительная скорость частиц, $M = m_k m_j / (m_k + m_j)$ — приведенная масса.

На рис. 5 показаны зависимости параметра скорости $p-^{11}\text{B}$ -реакции при различных энергиях взаимного движения компонентов в системе центра масс $E = Mw^2/2$. Как можно видеть, заметный эффект достигается при скоростях относительного движения компонентов сравнимых или превосходящих скорости теплового движения.

Как возможный вариант создания таких сильных относительных течений компонентов может рассматриваться диамагнитный дрейф за счет резкого градиента давления при наличии магнитного поля [102]. При этом относительная скорость протонов и ядер бора

$$w = \frac{k_B T_i}{eBL} \left(\frac{1}{Z_p} - \frac{1}{Z_B} \right), \quad (22)$$

где B — индукция магнитного поля в плазме, L — пространственный масштаб неоднородности давления, $Z_p = 1$ и $Z_B = 5$.

Для того чтобы эта относительная скорость достигла величины $w \approx 10^7 \text{ м/с}$, масштаб неоднородности должен быть равен $L \approx 1 \text{ мм}$ при темпера-

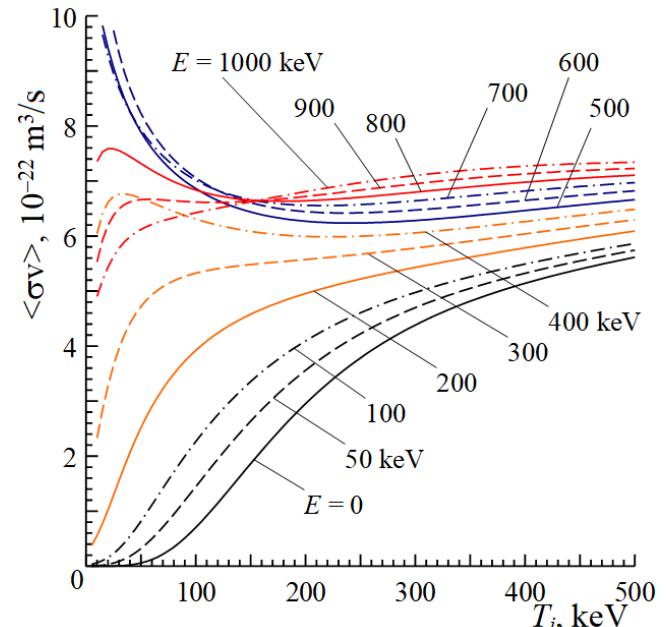


Рис. 5. Параметр скорости реакции $p-^{11}\text{B}$ в зависимости от температуры ионов T_i при различных энергиях относительного движения компонентов (E — энергия в системе центра масс).

туре ионов $T_i \approx 150$ кэВ и индукции магнитного поля в плазме $B \approx 10$ Тл. Если относительное движение компонентов обусловлено диамагнитным дрейфом, то, как может показаться, дополнительные вложения энергии в компоненты топлива не требуются. Однако следует помнить о необходимости корректного учета эффекта релаксации пространственно неоднородного распределения скорости и связанных с этим потерях.

В принципе аналогичного эффекта относительной скорости можно добиться при инжекции в плазму быстрых частиц. В этом случае эффект может оказаться ограниченным быстрым замедлением инжектируемых частиц. Относительно небольшая их доля все же может успеть прореагировать до замедления до тепловых скоростей. Повторим, что эффект такого увеличения требует детального анализа вопросов, связанных с релаксацией.

Существуют различные способы генерации пучков высокогенеретических протонов. Например, в экспериментах [103] пучки протонов были получены в результате D–D-реакции при облучении мишени из детерированного полиэтилена (CD_2) лазерным импульсом с энергией $E \approx 600$ Дж, длинной волны $\lambda = 1.315$ мкм и длительностью $\tau = 350$ пс. Предполагалось, что протоны ускорялись интенсивным электрическим полем. Энергия протонов составляла ~ 5.2 МэВ. Результаты моделирования облучения борированной фольги протонами такой энергии предсказали выход альфа-частиц $1.3 \cdot 10^{11}$ (за мишенью).

4.3. Альфа-частицы, потери на излучение

При высоких энергиях альфа-частица замедляется в основном за счет столкновений с электронами. Критическая энергия E_c , при которой интенсивности замедления на ионах и электронах равны, зависит от состава плазмы и прямо пропорциональна температуре электронов [104, 105]. Время замедления τ_s характеризует уменьшение скорости частицы (или кинетической энергии) в плазме при энергии $E > E_c$. В противном случае $E < E_c$, время замедления уменьшается с уменьшением энергии как $(E/E_c)^2\tau_s$. Согласно [104], быстрая частица с начальной энергией $E = E_c$ передает электронам часть энергии $\alpha_e \approx 0.25$.

В частности, в плазме $p-^{11}\text{B}$ с $x_{\text{B}} = 0.2$ критическая энергия альфа-частицы равна $E_c \approx 30 \cdot k_B T_e$. При $T_e \sim 100-150$ кэВ она равна $E_c \approx 3-4.5$ МэВ. Как отмечено во втором разделе, спектр альфа-частиц, образующихся в реакции $p-^{11}\text{B}$, состоит из “пика” при $E \sim 4$ МэВ и “плато” при $E < 3.5$ МэВ. Поэтому только сравнительно небольшая группа альфа-частиц передает $>25\%$ своей кинетической энергии электронам. Оценки [15] в предположении, что продукты синтеза образуют распределение замедления (slow-down distribution) [99, 104], дали $\alpha_e < 0.05$ при $T_e > 100$ кэВ.

Уменьшение содержания термализованных альфа-частиц оказывает благоприятное воздействие на увеличение коэффициента усиления Q . Однако в настоящее время трудно сказать, как именно можно организовать их удаление из тех или иных систем. В отношении систем магнитного удержания были предложены концепции принудительного удаления альфа-частиц [106–109]. Были рассмотрены эффекты внешнего возмущения магнитного поля [107, 108] и механизм авторезонанса [109, 110], приводящий к принудительной диффузии альфа-частиц определенных энергий. Удаление высокогенеретических альфа-частиц не выгодно с точки зрения эффективности синтеза, так как они производят необходимый нагрев. В [61] приведены результаты расчета для плазмы низкой плотности ($n \approx 10^{20}-10^{21} \text{ м}^{-3}$) в сценарии с нагревом за счет “лавинной” (квази-цепной) реакции. Расчеты показывают возможность зажигания при начальной температуре плазмы $T = 200$ кэВ.

Подчеркнем, что с альфа-частицами связаны следующие весьма важные вопросы $p-^{11}\text{B}$ -синтеза: накопление и удаление золы; реакции с участием быстрых альфа-частиц; нагрев ионных и электронного компонентов; возможное образование высокогенеретической популяции протонов и связанная с этим возможность увеличения скорости реакции $p-^{11}\text{B}$. Очевидно, что все эти вопросы требуют разработки детальной модели кинетики альфа-частиц, образующихся в реакции $p-^{11}\text{B}$.

Увеличение средней энергии частиц плазмы приводит к более интенсивной реакции и менее интенсивному обмену энергией при кулоновских столкновениях. В то же время рост температуры электронов сопровождается увеличением потерь энергии из-за тормозного и циклотронного излучения. Кванты, излучаемые высокогенеретическими электронами, уносят значительное количество энергии, поэтому важно учитывать особенности распределения электронов по энергиям. Так, например, расчеты для распределений с “отсеченной” областью частиц высоких энергий [111] или перераспределением их в область более низких энергий [112] показывают ощутимое уменьшение потерь на излучение. Таким образом, при поиске оптимальных условий должен сохраняться баланс между достижением высоких температур для ускорения реакций и минимизацией потерь энергии на излучение.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

К параметрам системы с $p-^{11}\text{B}$ -топливом предъявляются экстремально жесткие требования. Параметры плазмы на порядки превышают требования к “традиционным” термоядерным топливам (D–T, D–D). При этом достижение таких параметров сопровождается ограничениями,

связанными с накоплением α -частиц в плазме и необходимостью их удаления. Данные ограничения связаны с тормозным излучением и передачей энергии от ионов к электронам за счет кулоновских столкновений.

Известные расчетные исследования неидеальной и вырожденной плазмы демонстрируют уменьшение кулоновского логарифма за счет более точного описания взаимодействия частиц при высоких плотностях плазмы и высоких магнитных полях. Квантовые эффекты в сверхплотной вырожденной плазме проявляются при сравнительно низких температурах, поэтому они вряд ли могут изменить к лучшему режимы, в которых температура превышает 100 кэВ.

Так как основным источником нагрева являются высокоэнергетические α -частицы, необходимо более детальное моделирование их взаимодействия с компонентами плазмы — ионами топлива и электронами. Поэтому важной задачей в дальнейших исследованиях будет моделирование кинетики α -частиц с учетом спектра их рождения, а также проработка схем эффективного удаления термализированных α -частиц, отдавших свою энергию компонентам топлива.

Условия, необходимые для практического использования энергии безнейтронной реакции $p-^{11}\text{B}$, конечно, намного более трудновыполнимы, чем для традиционной D-T-реакции (и даже для D-D-реакции). Однако все продукты первой реакции заряженные, вся их энергия может эффективно передаваться плазме, потенциально не исключена возможность инициации горения сравнительно низкоэнергетичным драйвером, способным “поджечь” небольшой объем плазмы. Благоприятный режим для эффективного $p-^{11}\text{B}$ -синтеза предполагает такую систему, в которой возможно достижение высокой плотности $n \sim 10^{30}-10^{31} \text{ м}^{-3}$ и температуры ионов $T_i \sim 200 \text{ кэВ}$. Перспективными могут оказаться системы типа Z-пинча с конденсированной нагрузкой, в которых реализуется нагрев при быстром сжатии замагниченной плазмы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *McKenzie W., Batani D., Mehlhorn T.A., Margarone D., Belloni F., Campbell E.M., Woodruff S., Kirchhoff J., Paterson A., Pikuz S., Hora H.* // *J. Fusion Energy*. 2023. V. 42. P. 17. <https://doi.org/10.1007/s10894-023-00349-9>
2. *Weaver T., Zimmerman G., Wood L.* Exotic CTR fuel: Non-thermal effects and laser fusion application. Lawrence Livermore Laboratory. California Univ. Livermore. 1973. Report UCRL-74938.
3. *Moreau D.C.* // *Nuclear Fusion*. 1977. V. 17. P. 13. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/17/1/002>
4. *Kukushkin A.B., Kogan V.I.* // *Soviet J. Plasma Phys.* 1979. V. 5. P. 1264. [Кукушкин А.Б., Коган В.И. // Физика плазмы. 1979. Т. 5. С. 1264.]
5. *McNally J.R.* // *Nuclear Technol. – Fusion*. 1982. V. 2. P. 9. <https://doi.org/10.13182/FST2-1-9>
6. *Feldbacher R.* Nuclear Reaction Cross Sections and Reactivity Parameter. IAEA, 1987. <https://www-nds.iaea.org/publications/nds/iaeands-0086/>
7. *Nevins W.M.* // *J. Fusion Energy*. 1998. V. 17. P. 25. <https://doi.org/10.1023/A:1022513215080>
8. *Chirkov A.Yu.* // *Yader. Fiz. Inshiniring*. 2013. V. 4. P. 1050. [Чирков А.Ю. // Ядерная физика и инжиниринг. 2013. Т. 4. С. 1050.] <https://doi.org/10.1134/S2079562913120075>
9. 2nd International Workshop on Proton-Boron Fusion, Rome, Italy, 5–8 September 2022. <https://agenda.infn.it/event/30291/timetable/> (дата обращения 12.11.2024).
10. *Lerner E.J., Hassan S.M., Karamitsos-Zivkovic I., Fritsch R.* // *Phys. Plasmas*. 2023. V. 30. P. 120602. <https://doi.org/10.1063/5.0170216>
11. *Mehlhorn T.A.* // *Phys. Plasmas*. 2024. V. 31. P. 020602. <https://doi.org/10.1063/5.0170661>
12. *Putvinski S.V., Ryutov D.D., Yushmanov P.N.* // *Nuclear Fusion*. 2019. V. 59. P. 076018. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab1a60>
13. *Kolmes E.J., Ochs I.E., Fisch N.J.* // *Phys. Plasmas*. 2022. V. 29. P. 110701. <https://doi.org/10.1063/5.0119434>
14. *Cai J., Xie H., Li Y., Tuszewski M., Zhou H., Chen P.* // *Fusion Sci. Technol.* 2022. V. 78. P. 149. <https://doi.org/10.1080/15361055.2021.1964309>
15. *Chirkov A.Yu., Kazakov K.D.* // *Plasma*. 2023. V. 6. P. 379. <https://doi.org/10.3390/plasma6030026>
16. *Cavaignac J.F., Longequeue N., Honda T.* // *Nuclear Phys. A*. 1971. V. 167. P. 207. [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(71\)90594-X](https://doi.org/10.1016/0375-9474(71)90594-X)

17. Becker H.W., Rolfs C., Trautvetter H.P. // Zeitschrift für Physik A. Atomic Nuclei. 1987. V. 327. P. 341.
<https://doi.org/10.1007/bf01284459>
18. Yamashita Y., Kudo Y. // Nuclear Phys. A. 1995. V. 589. P. 460.
[https://doi.org/10.1016/0375-9474\(95\)00069-D](https://doi.org/10.1016/0375-9474(95)00069-D)
19. Nevins W.M., Swain R. // Nuclear Fusion. 2000. V. 40. P. 865.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/40/4/310>
20. Sikora M.H., Weller H.R. // J. Fusion Energ. 2016. V. 35. P. 538.
<https://doi.org/10.1007/s10894-016-0069-y>
21. Tentori A., Belloni F. // Nuclear Fusion. 2023. V. 63. P. 086001.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/acda4b>
22. Dmitriev V.F. // Phys. Atomic Nuclei. 2006. V. 69. P. 1461.
<https://doi.org/10.1134/S1063778806090043>
23. Dmitriev V.F. // Phys. Atomic Nuclei. 2009. V. 72. P. 1165.
<https://doi.org/10.1134/S1063778809070084>
24. Ahmed M.W., Weller H.R. // J. Fusion Energ. 2014. V. 33. P. 103.
<https://doi.org/10.1007/s10894-013-9643-8>
25. Stave S., Ahmed M.W., France R.H., Henshaw S.S., Müller B., Perdue B.A., Prior R.M., Spraker M.C., Weller H.R. // Phys. Lett. B. 2011. V. 696. P. 26.
<https://doi.org/10.1016/j.physletb.2010.12.015>
26. Spraker M.C., Ahmed M.W., Blackston M.A., Brown N., France R.H., Henshaw S.S., Perdue B.A., Prior R.M., Seo P.N., Stave S. et al. // J. Fusion Energ. 2012. V. 31. P. 357.
<https://doi.org/10.1007/s10894-011-9473-5>
27. Belyaev V.S., Krainov V.P., Zagreev B.V., Matafonov A.P. // Phys. Atomic Nuclei. 2015. V. 78. P. 537.
<https://doi.org/10.1134/S1063778815040031>
28. Belyaev V.S., Matafonov A.P., Vinogradov V.I., Krainov V.P., Lisitsa V.S., Roussetski A.S., Ignatyev G.N., Andrianov V.P. // Phys. Rev. E. 2005. V. 72. P. 026406.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.72.026406>
29. Belyaev V.S., Matafonov A.P., Andreev S.N., Tarakanov V.P., Krainov V.P., Lisitsa V.S., Kedrov A.Yu., Zagreev B.V., Rusetskii A.S., Borisenco N.G., Gromov A.I., Lobanov A.V. // Phys. Atomic Nuclei. 2022. V. 85. P. 31.
<https://doi.org/10.1134/S1063778822010070>
- [Беляев В.С., Матафонов А.П., Андреев С.Н., Тараканов В.П., Крайнов В.П., Лисица В.С., Кедров А.Ю., Загреев Б.В., Русецкий А.С., Борисенко Н.Г., Громов А.И., Лобанов А.В. // Ядерная физика. 2022. Т. 85. С. 34.]
30. Labaune C., Baccou C., Depierreux S., Goyon C., Loisel G., Yahia V., Rafelski J. // Nature Communications. 2013. V. 4. P. 2506.
<https://doi.org/10.1038/ncomms3506>
31. Picciotto A., Margarone D., Velyhan A., Bellutti P., Krasa J., Szydlowsky A., Bertuccio G., Shi Y., Mangione A., Prokopek J. et al. // Phys. Rev. X. 2014. V. 4. P. 031030.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevX.4.031030>
32. Giuffrida L., Belloni F., Margarone D., Petringa G., Milluzzo G., Scuderi V., Velyhan A., Rosinski M., Picciotto A., Kucharik M. et al. // Phys. Rev. E. 2020. V. 101. P. 013204.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.101.013204>
33. Margarone D., Morace A., Bonvalet J., Abe Y., Kantarelou V., Raffestin D., Giuffrida L., Nicolai P., Tosca M., Picciotto A. et al. // Front. Phys. 2020. V. 8. P. 343.
<https://doi.org/10.3389/fphy.2020.00343>
34. Bonvalet J., Nicolai Ph., Raffestin D., D'humieres E., Batani D., Tikhonchuk V., Kantarelou V., Giuffrida L., Tosca M., Korn G. et al. // Phys. Rev. E. 2021. V. 103. P. 053202.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.103.053202>
35. Margarone D., Bonvalet J., Giuffrida L., Morace A., Kantarelou V., Tosca M., Raffestin D., Nicolai P., Picciotto A., Abe Y. et al. // Appl. Sci. 2022. V. 12. P. 1444.
<https://doi.org/10.3390/app12031444>
36. Istoksaia V., Tosca M., Giuffrida L., Psikal J., Grepl F., Kantarelou V., Stancek S., Di Siena S., Hadjikyriacou A., Mcilvenny A., Levy Y., Huynh J., Cimrman M., Pleskunov P., Nikitin D., Choukourov A., Belloni F., Picciotto A., Kar S., Borghesi M., Lucianetti A., Mocek T., Margarone D. // Communications Phys. 2023. V. 6. P. 27.
<https://doi.org/10.1038/s42005-023-01135-x>
37. Miley G.H., Hora H. // Nuclear Fusion. 1998. V. 38. P. 1113.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/38/7/413>
38. Miley G.H., Hora H., Cicchitelli L., Kasotakis G.V., Stening R.J. // Fusion Technology. 1991. V. 19. P. 43.
<https://doi.org/10.13182/FST91-A29314>

39. Hora H., Miley G.H., Ghoranneviss M., Malekynia B., Azizic N., He Xian-Tu. // Energy Environ. Sci. 2010. V. 3. P. 479. <https://doi.org/10.1039/B904609G>
40. Eliezer S., Hora H., Korn G., Nissim N., Martinez Val J.M. // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. P. 050704. <https://doi.org/10.1063/1.4950824>
41. Eliezer S., Martinez-Val J.M. // Laser Particle Beams. 2022. V. 38. P. 39. <https://doi.org/10.1017/s0263034619000818>
42. Shmatov M.L. // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. P. 050704; Phys. Plasmas. 2016. V. 23. P. 094703. <https://doi.org/10.1063/1.4963006>
43. Shmatov M.L. // Laser Particle Beam 2022. V. 2022. P. 7473118. <https://doi.org/10.1155/2022/7473118>
44. Belloni F., Margarone D., Picciotto A., Schillaci F., Giuffrida L. // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. P. 020701. <https://doi.org/10.1063/1.5007923>
45. Belloni F. // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2021. V. 63. P. 055020. <https://doi.org/10.1088/1361-6587/abf255>
46. Belloni F. // Laser Particle Beams 2022. V. 2022. P. 3952779. <https://doi.org/10.1155/2022/3952779>
47. Hora H., Eliezer S., Nissim N., Lalouis P. // Matter and Radiation at Extremes. 2017. V. 2. P. 177. <https://doi.org/10.1016/j.mre.2017.05.001>
48. Fujioka S., Zhang Z., Ishihara K., Shigemori K., Hironaka Y., Johzaki T., Sunahara A., Yamamoto N., Nakashima H., Watanabe T. et al. // Sci. Rep. 2013. V. 3. P. 1170. <https://doi.org/10.1038/srep01170>
49. Mehlhorn T.A., Labun L., Hegelich B.M., Margarone D., Gu M.F., Batani D., Campbell E.M., Hu S.X. // Laser Particle Beams. 2022. V. 2022. P. 2355629. <https://doi.org/10.1155/2022/2355629>
50. Ribeyre X., Capdessus R., Wheeler J., d'Humières E., Mourou G. // Sci. Reps. 2022. V. 12. P. 4665. <https://doi.org/10.1038/s41598-022-08433-4>
51. Belyaev V.S., Vinogradov V.I., Matafonov A.P., Rybakov S.M., Krainov V.P., Lisitsa V.S., Andrianov V.P., Ignatiev G.N., Bushuev V.S., Gromov A.I., Rusetsky A.S., Dravin V.A. // Phys. Atomic Nuclei. 2009. V. 72. P. 1077. <https://doi.org/10.1134/S1063778809070011>
52. Gus'kov S.Yu., Korneev F.A. // JETP Lett. 2016. V. 104. P. 1. <https://doi.org/10.1134/S0021364016130117>
53. Andreev S.N., Matafonov A.P., Tarakanov V.P., Belyaev V.S., Kedrov A.Yu., Krainov V.P., Mukhanov S.A., Lobanov A.V. // Phys. Atomic Nuclei. 2023. V. 86. P. 406. <https://doi.org/10.1134/S1063778823040038>
54. Dubinov A.E., Kornilova I.Yu., Selemir V.D. // Uspekhi Fizicheskikh Nauk. 2002. V. 172. P. 1225. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0172.200211a.1225>
55. Macchi A., Borghesi M., Passoni M. // Rev. Mod. Phys. 2013. V. 85. P. 751. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.85.751>
56. Bychenkov V.Yu., Brantov A.V., Govras E.A., Kovalev V.F. // Uspekhi Fizicheskikh Nauk. 2015. V. 185. P. 77. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0185.201501f.0077>
57. Magee R.M., Ogawa K., Tajima T., Allfrey I., Goto H., McCarroll P., Ohdachi S., Isobe M., Kamio S., Klumper V. et al. // Nature Commun. 2023. V. 14. P. 955. <https://doi.org/10.1038/s41467-023-36655-1>
58. Rostoker N., Binderbauer M.W., Monkhorst H.J. // Science. 1997. V. 278. P. 1419. <https://doi.org/10.1126/science.278.5342.1419>
59. Volosov V.I. // Nuclear Fusion. 2006. V. 46. P. 820. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/46/8/007>
60. Nevins W.M. // Science. 1998. V. 281. P. 307. <https://doi.org/10.1126/science.281.5375.307a>
61. Moustazis S., Daponta C., Eliezer S., Henis Z., Lalouis P., Nissim N., Schweitzer Y. // J. Instrumentation. 2024. V. 19. P. C01015. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/19/01/C01015>
62. Bone T., Sedwick R. // Acta Astronautica. 2024. V. 220. P. 356. <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2024.04.040>
63. Liu M., Xie H., Wang Y., Dong J., Feng K., Gu X., Huang X., Jiang X., Li Y., Li Z. et al. // Phys. Plasmas. 2024. V. 31. P. 062507. <https://doi.org/10.1063/5.0199112>
64. Rider T.H. // Phys. Plasmas. 1995. V. 2. P. 1853. <https://doi.org/10.1063/1.871273>

65. Kurilenkov Yu.K., Oginov A.V., Tarakanov V.P., Gus'kov S.Yu., Samoylov I.S. // Phys. Rev. E. 2021. V. 103. P. 043208.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.103.043208>
66. Kurilenkov Yu.K., Tarakanov V.P., Oginov A.V., Gus'kov S.Yu., Samoylov I.S. // Laser Particle Beams. 2023. V. 2023. P. 9563197.
<https://doi.org/10.1155/2023/9563197>
67. Wong A.Y., Shih C.C. // Plasma. 2022. V. 5. P. 176.
<https://doi.org/10.3390/plasma5010013>
68. Hurricane O.A., Callahan D.A., Casey D.T., Celliers P.M., Cerjan C., Dewald E.L., Dittrich T.R., Döppner T., Hinkel D.E., Hopkins L.F.B. et al. // Nature. 2014. V. 506. P. 343.
<https://doi.org/10.1038/nature13008>
69. Yager-Elorriaga D.A., Gomez M.R., Ruiz D.E., Slutz S.A., Harvey-Thompson A.J., Jennings C.A., Knapp P.F., Schmit P.F., Weis M.R., Awe T.J. et al. // Nuclear Fusion. 2022. V. 62. P. 042015.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac2dbe>
70. Гаранин С.Ф. Физические процессы в системах МАГО-МТФ. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2012.
71. Ghorbanpour E., Belloni F. // Front. Phys. 2024. V. 12. P. 1405435.
<https://doi.org/10.3389/fphy.2024.1405435>
72. Ghorbanpour E., Ghazemizad A., Khoshbinfar S. // Phys. Particles Nuclei Lett. 2020. V. 17. P. 809.
<https://doi.org/10.1134/S1547477120060126>
73. Mahdavi M., Bakhtiyari M., Najafi A. // Internat. J. Mod. Phys. B. 2023. V. 37. P. 2350142.
<https://doi.org/10.1142/S0217979223501424>
74. Khademloo E., Mahdavi M., Azadboni F.K. // Indian J. Phys. 2024. V. 98. P. 4543.
<https://doi.org/10.1007/s12648-024-03193-5>
75. Auluck S., Kubes P., Paduch M., Sadowski M.J., Krauz V.I., Lee S., Soto L., Scholz M., Miklaszewski R., Schmidt H. et al. // Plasma. 2021. V. 4. P. 450.
<https://doi.org/10.3390/plasma4030033>
76. Haruki T., Yousefi H.R., Sakai J.I. // Phys. Plasmas. 2010. V. 17. P. 032504.
<https://doi.org/10.1063/1.3318470>
77. Abolhasani S., Habibi M., Amrollahi R. // J. Fusion. Energ. 2013. V. 32. P. 189.
<https://doi.org/10.1007/s10894-012-9547-z>
78. Di Vita A. // European Phys. J. 2013. V. 67. P. 191.
<https://doi.org/10.1140/epjd/e2013-40096-3>
79. Scholz M., Kro'K., Kulin A., Karpin L., Wojcik-Gargula A., Fitta M. // J. Fusion Energy. 2019. V. 38. P. 522.
<https://doi.org/0.1007/s10894-019-00225-5>
80. Lerner E.J., Hassan S.M., Karamitsos-Zivkovic I., Fritsch R. // J. Fusion Energy. 2023. V. 42. P. 7.
<https://doi.org/10.1007/s10894-023-00348-w>
 Correction // J. Fusion Energy. 2023. V. 42. P. 9.
<https://doi.org/10.1007/s10894-023-00348-w>
81. Vikhrev V.V., Korolev V.D. // Plasma Phys. Rep. 2007. V. 33. P. 356.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X07050029>
82. Akel M., AL-Hawat S., Ahmad M., Ballul Y., Shaaban S. // Plasma. 2022. V. 5. P. 184.
<https://doi.org/10.3390/plasma5020014>
83. Shumlak U. // J. Appl. Phys. 2020. V. 127. P. 200901.
<https://doi.org/10.1063/5.0004228>
84. Shumlak U., Meier E.T., Levitt B.J. // Fusion Sci. Technol. 2024. V. 80. P. 1.
<https://doi.org/10.1080/15361055.2023.2198049>
85. Pikuz S.A., Sinars D.B., Shelkovenko T.A., Chandler K.M., Hammer D.A., Ivanenkov G.V., Stepniewski W., Skobelev I.Yu. // Phys. Rev. Lett. 2024. V. 89. P. 035003.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.89.035003>
86. Kroupp E., Stambulchik E., Starobinets A., Osin D., Fisher V.I., Alumot D., Maron Y., Davidovits S., Fisch N.J., Fruchtman A. // Phys. Rev. E. 2018. V. 97. P. 013202.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.97.013202>
87. Davidovits S., Kroupp E., Stambulchik E., Maron Y. // Phys. Rev. E. 2021. V. 103. P. 063204.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.103.063204>
88. Vikhrev V.V., Frolov A.Yu., Chirkov A.Yu. // J. Physics: Confer. Ser. 2019. V. 1370. P. 012026.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1370/1/012026>
89. Chirkov A.Yu., Tokarev S.A. // Fusion Sci. Technology. 2023. V. 79. P. 413.
<https://doi.org/10.1080/15361055.2022.2135337>

90. *Son S., Fisch N.J.* // Phys. Lett. A. 2004. V. 329. P. 76.
<https://doi.org/10.1016/j.physleta.2004.06.054>
91. *Hosseini Motlagh S.N., Mohamadi Sh.S., Shamsi R.* // J. Fusion Energy. 2008. V. 27. P. 161.
<https://doi.org/10.1007/s10894-007-9124-z>
92. *Eliezer S., León P.T., Martinez-Val J.M., Fisher D.V.* // Laser Particle Beams. 2003. V. 21. P. 599.
<https://doi.org/10.1017/S0263034603214191>
93. *Dzhavakhishvili D.I., Tsintsadze N.L.* // Sov. Phys.–JETP. 1973. V. 37. P. 666.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/acee96>
94. *Lavrinenco Y.S., Morozov I.V., Valuev I.A.* // Contrib. Plasma Phys. 2024. V. 64. P. e202300158.
<https://doi.org/10.1002/ctpp.202300158>
95. *Svensson R.* // Astrophys. J. 1982. V. 258. P. 335.
<https://doi.org/10.1086/160082>
96. *Li Z.* // Phys. Plasmas. 2024. V. 31. P. 084701.
<https://doi.org/10.1063/5.0223575>
97. *Basko M.M.* // Nucl. Fusion. 1990. V. 30. P. 2443.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/30/12/001>
98. Зельдович Я.Б., Райзэр Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. [Zel'dovich Ya.B., Raizer Yu.P. Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena (Academic Press, New York–London, 1966).]
99. *Moseev D., Salewski M.* // Phys. Plasmas. 2019. V. 26. P. 020901.
<https://doi.org/10.1063/1.5085429>
100. *Xie H., Tan M., Luo D., Li Z., Bing L.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2023. V. 65. P. 055019.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/acc8f9>
101. *Kong H., Xie H., Bing L., Tan M., Luo D., Li Z., Sun J.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2024. V. 66. P. 015009.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/ad1008>
102. *Binderbauer M.W., Rostoker N.* // J. Plasma Phys. 1996. V. 56. P. 451.
<https://doi.org/10.1017/S0022377800019413>
103. *Tchórz P., Chodukowski T., Rosiński M., Borodziuk S., Szymański M., Dudżák R., Singh S., Krupka M., Burian T., Marchenko A.* et al. // Phys. Plasmas. 2024. V. 31. P. 084503.
<https://doi.org/10.1063/5.0207108>
104. *Putvinskii S.V.* // Reviews of Plasma Physics. V. 18 / Ed. B. B. Kadomtsev. 1993. P. 239.
105. *Zhang D., Wang X., Dong C., Bao J., Cao J., Zhang W., Li D.* // Phys. Plasmas. 2024. V. 31. P. 042509.
<https://doi.org/10.1063/5.0197259>
106. *Baldwin D.E., Byers J.A., Chen Y.J., Kaiser T.B.* // IAEA Internat. Confer. on Plasma Phys. Controlled Nuclear Fusion Research. Kyoto. Japan. 12 November 1986. IAEA. Vienna. Austria. 1986. P. 293.
107. *Shabrov N.V., Khvesjuk V.I.* // Fusion Technology. 1994. V. 26. P. 117.
<https://doi.org/10.13182/FST94-A30335>
108. *Khvesyuk V.I., Shabrov N.V., Lyakhov A.N.* // Fusion Technol. 1995. V. 27. P. 406.
<https://doi.org/10.13182/FST95-A11947116>
109. *Gudinetsky E., Miller T., Be'ery I., Barth I.* // arXiv.2402.18687. 2024.
<https://doi.org/10.48550/arXiv.2402.18687>
110. *Barth I., Friedland L., Sarid E., Shagalov A.G.* // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. P. 155001.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.155001>
111. *Munirov V.R., Fisch N.J.* // Phys. Rev. E. 2023. V. 107. P. 065205.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.107.065205>
112. *Ochs I.E., Mlodik M.E., Fisch N.J.* // Phys. Plasmas. 2024. V. 31. P. 083303.
<https://doi.org/10.1063/5.0228464>

TRENDS AND ACHIEVEMENTS IN THE STUDY OF THE $p-^{11}\text{B}$ FUSION: A REVIEW

E. G. Vovkivsky^a and A. Yu. Chirkov^{a,*}

^aBauman Moscow State Technical University, Moscow, 105005 Russia

*e-mail: chirkov@bmstu.ru

The possible use of the aneutronic $p-^{11}\text{B}$ reaction is of interest from the viewpoint of obtaining clean energy. Here, we consider the current studies of the different schemes of implementing this reaction and present the estimates of the limiting energy gain in the plasma at different system parameters. The possibilities of increasing the reaction rate compared to the Maxwellian plasma are discussed. The effect of the accumulation of the alpha particles and the possible means of decreasing it are analyzed.

Keywords: $p-^{11}\text{B}$ reaction, aneutronic fusion, energy balance, reaction rate, alpha particle yield