

РАСЧЕТНАЯ ОЦЕНКА СООТНОШЕНИЯ ВЫХОДА ДД- И ДТ-НЕЙТРОНОВ ДЛЯ РАЗРЯДНЫХ КАМЕР С ПЛАЗМЕННЫМ ФОКУСОМ

© 2023 г. В. В. Гаганов^а, С. Ф. Гаранин^а, В. Ю. Долинский^{а,*}

^а Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики (РФЯЦ-ВНИИЭФ), Саров, Нижегородская обл., Россия

*e-mail: vyudolinskij@vniief.ru

Поступила в редакцию 23.11.2022 г.

После доработки 09.01.2023 г.

Принята к публикации 10.01.2023 г.

Представлены результаты расчетной оценки соотношения выхода ДД- и ДТ-нейтронов для сферической камеры с плазменным фокусом ПФ9. Расчеты проводились с использованием МГД-кода с моделью ускорительного механизма генерации нейтронов. Напряжение зарядки конденсаторной батареи варьировалось в диапазоне от 15 до 25 кВ, начальное давление рабочего газа варьировалось в диапазоне от 4 до 30 Торр. В расчетах получено, что отношение выхода ДТ-нейтронов к выходу ДД-нейтронов варьируется в широком диапазоне от 2 до 120, в то время как соотношение сечений ДТ- и ДД-реакций для характерных энергий ионов в пучке меняется в диапазоне от 95 до 122. Анализ результатов выполненных расчетов показал, что различие в оценках выхода нейтронов обусловлено особенностями энергетического распределения ионов.

Ключевые слова: плазменный фокус, нейтронный выход, разрядная камера, магнитная гидродинамика

DOI: 10.31857/S0367292123600012, EDN: FKUOKK

1. ВВЕДЕНИЕ

Электрофизические установки на основе разрядных камер с плазменным фокусом находят широкое применение в качестве импульсного источника нейтронов. Наполнение камер равнокомпонентной ДТ-смесью обеспечивает получение максимального выхода нейтронов, однако связано с рядом технических и организационных проблем, обусловленных использованием радиоактивного элемента (третий). Одним из вариантов решения этих проблем является отработка конструкции разрядных камер и режимов их работы при ДД-наполнении с последующей экстраполяцией результатов на ДТ-наполнение. Возможность экстраполяции обеспечивается за счет моделирования плазменных процессов в камере с разным наполнением (ДД и ДТ) и выявления общих закономерностей.

Обычно для оценки нейтронного выхода при переходе с ДД-наполнения на ДТ-наполнение используют масштабный коэффициент K . Например, в работе [1] для оценки мощности термоядерной реакции в токамаке JET, ожидаемой при переходе на ДТ-топливо, вычислялось отношение интенсивностей ДТ- и ДД-реакций, полученных усреднением сечений реакции по спектрам ионов в предположении максвелловского распре-

деления по скоростям ионов, т.е. в предположении термоядерного механизма генерации нейтронов.

Масштабный коэффициент, определенный через отношение интенсивностей реакций, хорошо подходит для описания квазистационарных процессов генерации нейтронов. Для устройств с плазменным фокусом, где процесс генерации нейтронов излучения отличается от генерации нейтронов в токамаках, оценка коэффициента K на основе отношения интенсивностей будет давать неправильный результат. Дело в том, что в плазменном фокусе определяющую роль играет ускорительный (beam-target) механизм генерации нейтронов. Этот механизм является следствием высоких напряжений, развивающихся, когда значительный магнитный поток уходит на ось за короткие времена, соответствующие максимальному сжатию пинча [2–5]. Механизмы формирования высоких напряжений на оси пинча в настоящее время не вполне ясны, и их изучение продолжается. В работе [6] показано, что описание развития перетяжки Z-пинча в магнитогидродинамическом (МГД) приближении с учетом возникающей турбулентности само по себе не приводит к генерации высоких напряжений, и, соответственно, к реализации ускор-

тельного механизма генерации нейтронов. В то же время существует ряд работ [7, 8], указывающих на то, что энергии ускоренных ионов в Z-пинчах могут достигать значений вплоть до десятков МэВ. По-видимому, важную роль при этом должно играть аномальное сопротивление, включающееся раньше, чем происходит глубокое гидродинамическое развитие перетяжки. В представленных расчетах учитывалось возможное появление в плазме аномального сопротивления, вызванного нижегибридной дрейфовой неустойчивостью [9]. Проведенные ранее расчеты показали, что учет аномального сопротивления является ключевым фактором в генерации нейтронов по ускорительному механизму, поскольку именно оно приводит к образованию на оси пинча электрических полей, достаточных для ускорения ионов до высоких энергий. Различные модели проводимости плазмы, основанные на развитии нижегибридной дрейфовой неустойчивости, могут давать различную величину аномального сопротивления [9–12]. В данной работе использовалась модель аномального сопротивления [9], которая дает хорошее согласие с экспериментальными данными по величине нейтронного выхода, форме и положению источника нейтронов [5] (вопрос, насколько чувствительны результаты расчетов нейтронного выхода к величине аномального сопротивления пинча, не исследовался).

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Для ускорительного механизма генерации нейтронов оценка коэффициента K может быть получена из отношения сечений ДТ- и ДД-реакций при характерных энергиях ионов в плазме пинча

$$K(E) \approx 1/4 \times \frac{\sigma_{dt}(E) + \sigma_{dt}(2/3 \times E)}{\sigma_{dd}(E)}. \quad (1)$$

В соотношении (1) и представленных далее расчетах для ДД-реакции учитывался только канал с образованием ${}^3\text{He}$ и нейтрона. Множитель $1/4$ приближенно учитывает, что налетающий пучок ионов и мишень, которую представляет собой “неподвижная” плазма, при ДТ-наполнении содержат одинаковое количество ионов дейтерия и трития. Множитель $2/3$ использован для получения сечения реакции в случае иона трития, налетающего на покоящийся ион дейтерия.

На рис. 1 представлена зависимость масштабного коэффициента (1) от энергии налетающего иона в лабораторной системе координат. Для оценки использованы данные по сечениям ДД- и ДТ-реакций из библиотеки ENDF/B-VII [13].

Из рис. 1 видно, что для ионов с энергией до 200 кэВ масштабный коэффициент меняется в пределах от 45 до 122, при этом для характерных

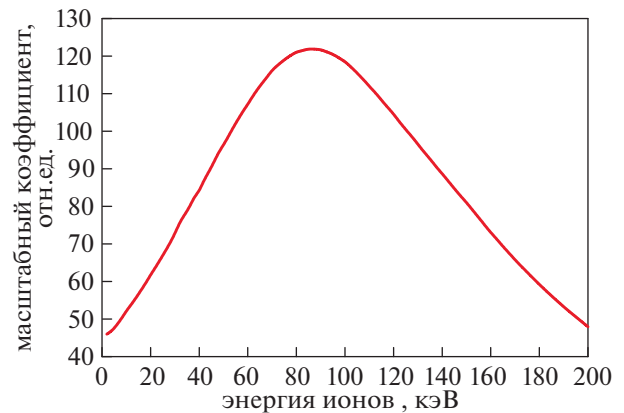


Рис. 1. Оценка масштабного коэффициента по соотношению сечений (1).

энергий ионов 50–90 кэВ, полученных в работах [5, 14], масштабный коэффициент изменяется в пределах от 95 до 122.

Таким образом, оценка масштабного коэффициента на основе соотношения сечений (1) может меняться более чем в 2 раза. Такая точность не всегда приемлема для прогнозирования выхода ДТ-нейтронов. Кроме того, имеющиеся экспериментальные данные по ДД- и ДТ-выходу на различных установках с плазменным фокусом, свидетельствуют о том, что данный коэффициент варьируется в еще более широких пределах, например, в работе [15] – от 17 до 110; в статье [14] приводится соотношение от 110 до 150. В работе [16] для оценки выхода ДТ-нейтронов по известному выходу при ДД-наполнении используется коэффициент 100. Следует отметить, что для экспериментов на установках с плазменным фокусом, проводимых в РФЯЦ-ВНИИЭФ, нередко использовался масштабный коэффициент 80.

В данной работе были проведены расчеты нейтронного выхода при ДД- и ДТ-наполнении для различных режимов работы установки с плазменным фокусом. Целью расчетов являлось определение масштабного коэффициента, позволяющего связать экспериментальный нейтронный выход, полученный при работе на дейтерии, с нейтронным выходом, который можно ожидать при переходе на ДТ-наполнение в широком диапазоне начальных давлений газа и напряжения зарядки конденсаторной батареи. Следует отметить, что в данной работе под нейтронным выходом понимается поток нейтронов в телесный угол 4π стерадиан. Вопрос об анизотропии нейтронного излучения [5, 17, 18], характерной для ДД-реакции, не рассматривался.

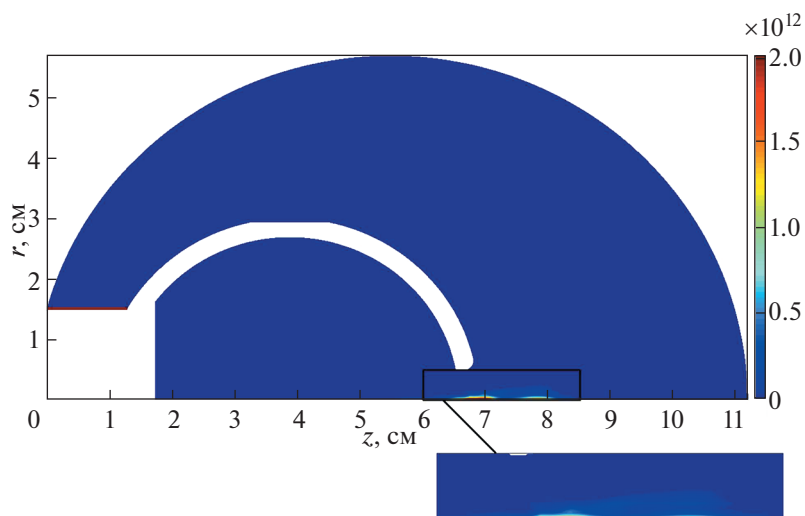


Рис. 2. Расчетная геометрия камеры типа ПФ9 (цветом показано распределение интенсивности нейтронного выхода по объему камеры в единицах нейтрон/(см³ мкс) в момент максимального выхода; на вставке, приосевая область нейтронного источника показана с увеличением).

3. ОПИСАНИЕ ФИЗИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

В расчетах использовалась физическая модель, описанная в статьях [4, 5]. Для описания движения использовались уравнения двумерной двухтемпературной магнитной гидродинамики в цилиндрических координатах с учетом диффузии магнитного поля, излучения и теплопроводности плазмы.

При вычислении электронного и ионного давлений использовалось уравнение состояния идеального одноатомного газа. Для определения связи между температурой электронов, внутренней энергией и ионизационным состоянием плазмы использовалось уравнение Саха.

Для расчета проводимости плазмы использовались классические формулы с учетом рассеяния электронов на нейтралах. Также учитывалось возможное появление в плазме аномального сопротивления вследствие развития нижнегибридной дрейфовой неустойчивости [9].

Нейтронный выход вычислялся как сумма вкладов термоядерного и ускорительного механизмов генерации нейтронов. При расчете нейтронного выхода по ускорительному механизму предполагалось, что вблизи оси камеры, на расстояниях меньше трех ларморовских радиусов ускоренных ионов, часть ионов имеет возможность ускоряться в электрическом поле вдоль оси, одновременно испытывая силу торможения со стороны ионов и электронов плазмы. Плотность потока таких ускоренных ионов рассчитывалась из осевой составляющей плотности тока, которая определялась из МГД-расчета. При этом

считалось, что на ускоренные ионы приходится 15% от плотности тока.

В ходе расчета генерации нейтронов по ускорительному механизму помимо интегрального выхода нейтронов дополнительно рассчитывались энергетический спектр налетающих ионов и распределение нейтронного выхода по энергии налетающих ионов.

Расчеты проводились для сферической плазменной камеры типа ПФ9 [14] с внешним диаметром анода 60 мм и внешним диаметром катода 120 мм (рис. 2). Помимо геометрии камеры на рис. 2 показан пример результатов МГД-расчета для ДД-наполнения при напряжении зарядки конденсаторной батареи $U_0 = 21$ кВ и начальном давлении рабочего газа $P_0 = 18$ Торр; цветом показано распределение интенсивности нейтронного выхода по объему камеры в единицах нейтрон/(см³ мкс) в момент максимального выхода.

Магнитное поле вдоль изолятора определялось по значению тока в цепи разряда, которое рассчитывалось из электротехнического уравнения для RLC-контура со следующими параметрами: $C = 69.5$ мкФ, $L = 27$ нГн, $R = 3$ мОм. Напряжение U_0 в расчетах варьировалось в диапазоне от 15 до 25 кВ.

Границы с электродами в камере считались жесткими, холодными, идеально проводящими стенками. На границах расчетной области тангенциальная компонента напряженности электрического поля считались нулевой, таким образом, диффузия магнитного поля через границы отсутствовала.

Начальная температура электронов и ионов плазмы полагалась равной 1 эВ. Плотность плазмы рассчитывалась исходя из начального давления рабочего газа P_0 , которое в проведенных расчетах варьировалось в диапазоне от 4 до 30 Торр.

Для каждой точки по начальному давлению P_0 и напряжению U_0 расчет проводился в двух постановках: при наполнении камеры дейтерием (атомная масса $A = 2$) и при наполнении равнокомпонентной дейтерий-третиевой смесью (средняя атомная масса $A = 2.5$). В первом случае для расчета нейтронного выхода использовались сечения ДД-реакции, во втором случае — сечения ДТ-реакции.

4. СХЕМА РАСЧЕТА

Расчеты проводились для прямоугольной области, на которой была введена регулярная однородная прямоугольная сетка с количеством ячеек 1120×571 . Размер счетной ячейки составлял 0.01×0.01 см. В расчетной области было выделено три типа ячеек: ячейки, заполненные дейтерием или ДТ-смесью (внутренняя область камеры — выделена цветом на рис. 2), ячейки, заполненные плотным неподвижным веществом с высокой проводимостью (имитация электродов камеры — незакрашенная область на рис. 2) и строка ячеек на границе с изолятором ($r = 1.53$ см, $0 \leq z \leq 1.3$ см), в которых задавалось граничное значение магнитного поля.

Описание основных этапов МГД-расчета и используемых численных схем приведено в работах [4, 5], далее будет описана лишь технология расчета энергетического спектра налетающих ионов и распределения нейтронного выхода по энергии налетающих ионов.

Для расчета распределения нейтронного выхода по энергии налетающих ионов $Y(E)$ была введена равномерная сетка по энергии ионов в диапазоне $0 \leq E \leq 500$ кэВ с шагом $\Delta E = 0.625$ кэВ. В процессе МГД-расчета из каждой пространственной ячейки, в которой происходила генерация нейтронов по ускорительному механизму, величина нейтронного выхода в единицу времени добавлялась в соответствующую энергетическую ячейку $(E, E + \Delta E)$, для которой выполнялось условие $E \leq E_i < E + \Delta E$. E_i — энергия налетающих ионов, которая реализовалась в данной пространственной ячейке. В результате суммирования по всем пространственным ячейкам, в которых происходила генерация нейтронов, получалось распределение нейтронного выхода в единицу времени по энергии налетающих ионов в данный момент времени. При переходе к следующему временному шагу полученное распределение интегрировалось по времени, в результате к

концу расчета получалось искомое распределение $Y(E)$.

Расчет энергетического спектра налетающих ионов $f(E)$ проводился в том же диапазоне по энергии, что и распределение $Y(E)$. В рамках данной работы были вычислены энергетические спектры $f(E)$ в различные моменты генерации нейтронного излучения, а также интегральный по времени спектр $\langle f(E) \rangle$. При расчете спектров $f(E)$ в заданный момент времени t в каждой i -й пространственной ячейке, в которой происходила генерация нейтронов по ускорительному механизму, вычислялась величина

$$g_i(E) = \frac{\alpha \Delta t}{e} j_i S_i \omega_i, \quad (2)$$

где $\alpha = 0.15$ — доля тока, переносимая ионами, Δt — шаг по времени, e — заряд электрона, j_i — максимальная до текущего значения z плотность тока в i -й ячейке, S_i — площадь сечения i -й цилиндрической ячейки плоскостью $z = \text{const}$, ω_i — нормировочный вес. В проведенных расчетах использовалось взвешивание по произведению плотности ионов на длину пути ионов в ячейке $\omega_i = n_i \Delta z$, поскольку такое взвешивание позволяет выделить ионы, вносящие наибольший вклад в нейтронный выход.

Величина (2) добавлялась в соответствующую энергетическую ячейку $(E, E + \Delta E)$. В результате суммирования по всем пространственным ячейкам, в которых происходила генерация нейтронов, для каждого шага по времени было получено распределение числа ионов по энергии $f(E)$. Для вычисления интегрального по времени спектра $\langle f(E) \rangle$ распределения $f(E)$, полученные на каждом шаге по времени, суммировались.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Результаты расчетов нейтронного выхода в случае ДД- и ДТ-наполнения в зависимости от начального давления газа для напряжения зарядки от 15 до 21 кВ представлены на рис. 3. Проведенные расчеты показали, что отношение выхода ДТ-нейтронов к выходу ДД-нейтронов K меняется в широком диапазоне от 2 до 120 (см. рис. 4). При этом низкие значения масштабного коэффициента $K < 40$ как правило соответствуют низким напряжениям зарядки (15–17 кВ) и высоким начальным давлениям (≥ 14 Торр). Оценки масштабного коэффициента на основе отношения сечений (1) не объясняют значения K ниже 40, поскольку в этом случае энергия налетающих ионов должна превышать 200 кэВ. Ионы с такой энергией, хотя и могут присутствовать в пучке (согласно МГД-расчетам, выполненным в данной работе и в [5]), их количество и их вклад в нейтронный выход невелики.

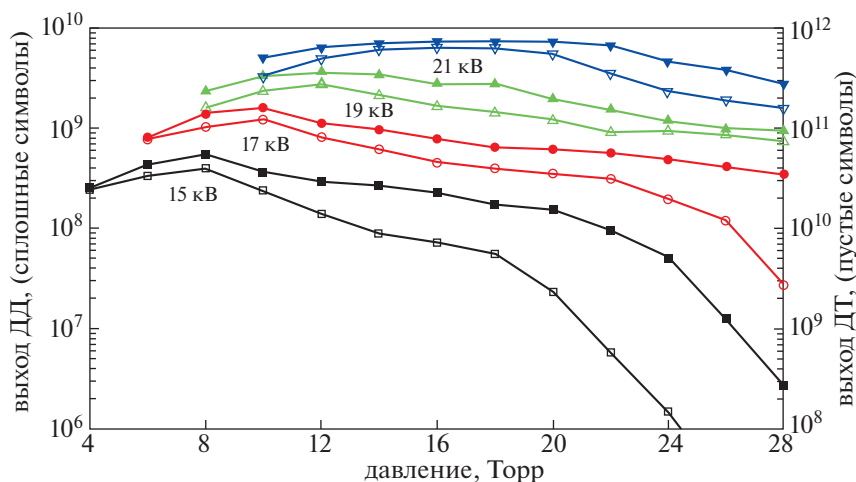


Рис. 3. Нейтронный выход в зависимости от давления для нескольких значений напряжения зарядки.

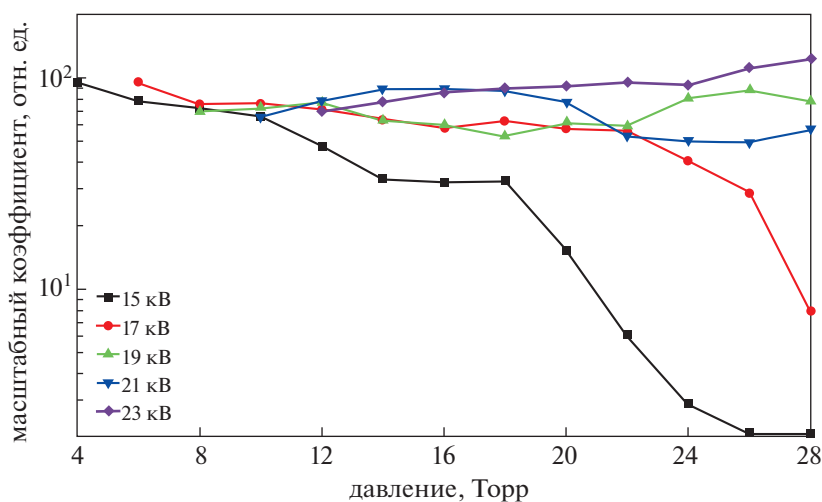


Рис. 4. Расчетные значения масштабного коэффициента K в зависимости от начального давления газа в камере.

Для объяснения полученных результатов были проанализированы энергетические спектры налетающих ионов $f(E)$ и распределения нейтронного выхода по энергии налетающих ионов $Y(E)$ в случае ДД- и ДТ-наполнения. Расчеты вышеуказанных распределений были проведены для $U_0 = 15$ кВ, $P_0 = 20$ Торр ($K \approx 15$) и $U_0 = 21$ кВ, $P_0 = 18$ Торр ($K \approx 86$). Результаты расчета энергетических спектров налетающих ионов на различные моменты времени представлены на рис. 5–8 (каждый из спектров нормирован на интеграл по энергии). В легендах к рисункам, момент времени, которому соответствуют представленные спектры, указан относительно момента максимального выхода нейтронов t_0 . В моменты времени, отстоящие от t_0 , интенсивность нейтронного выхода соответствует уровню 20% от максимума.

Источником нейтронного излучения является плазменный шнур на оси камеры (см. рис. 2).

По рис. 5–8 можно отметить, что в момент максимального выхода нейтронного излучения энергия ионов в пучке максимальна. При этом в случае ДД-наполнения максимальная энергия дейтронов в характерные времена выше, чем в аналогичных расчетах с ДТ-наполнением. При увеличении напряжения зарядки с 15 до 21 кВ максимальная энергия дейтронов в спектре заметно увеличивается как в случае ДД-наполнения, так и в случае ДТ-наполнения. Кроме того, происходит не только увеличение максимальной энергии в спектре, но и смещение всего спектра в область больших энергий с появлением пиков в диапазоне 70–130 кэВ.

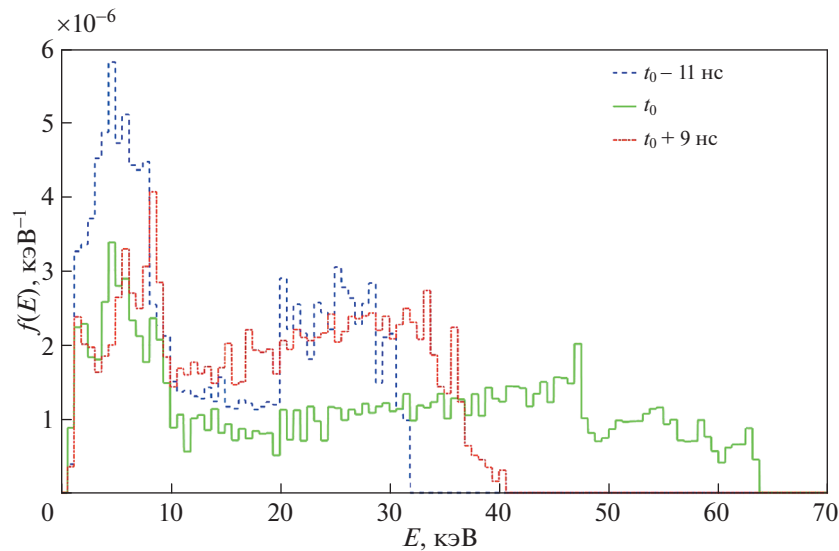


Рис. 5. Распределение налетающих ионов по энергии для ДД-наполнения при $U_0 = 15$ кВ, $P_0 = 20$ Торр.

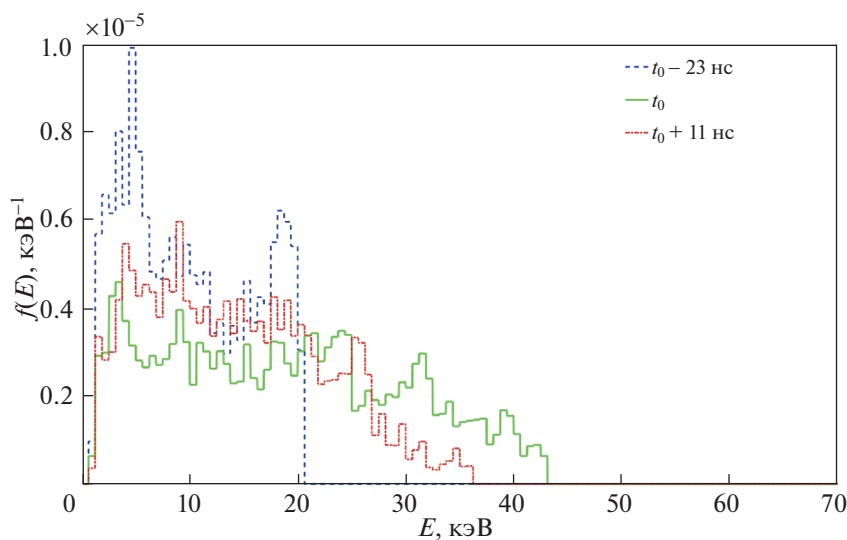


Рис. 6. Распределение налетающих ионов по энергии для ДТ-наполнения при $U_0 = 15$ кВ, $P_0 = 20$ Торр.

Отмеченные выше особенности для распределения налетающих ионов по энергии также видны на интегральных спектрах $\langle f(E) \rangle$, полученных накоплением спектра по времени в ходе МГД-расчета. Интегральные спектры $\langle f(E) \rangle$ для напряжений зарядки 15 и 21 кВ, нормированные на интеграл по энергии, представлены на рис. 9.

Помимо энергетических спектров ионов дополнительно были рассчитаны распределения нейтронного выхода по энергии налетающих ионов $Y(E)$. Поскольку интегральные выходы нейтронов в проведенных расчетах отличаются более чем на 3 порядка, для отображения в одном

масштабе, распределения $Y(E)$ были нормированы на соответствующие интегралы по энергии, аналогично тому, как это сделано для спектров ионов, представленных на рис. 9. Результаты расчетов распределений $Y(E)$ представлены на рис. 10.

Представленные выше зависимости объясняют заметное уменьшение масштабного коэффициента K для низких напряжений зарядки конденсаторной батареи и высоких начальных давлений. Анализ полученных распределений и причин уменьшения коэффициента K проведен в следующем разделе.

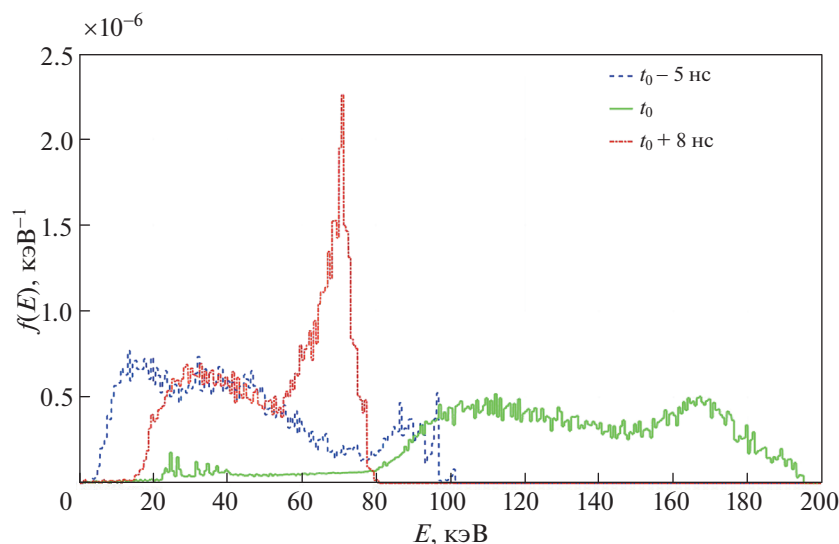


Рис. 7. Распределение налетающих ионов по энергии для ДД-наполнения при $U_0 = 21$ кВ, $P_0 = 18$ Торр.

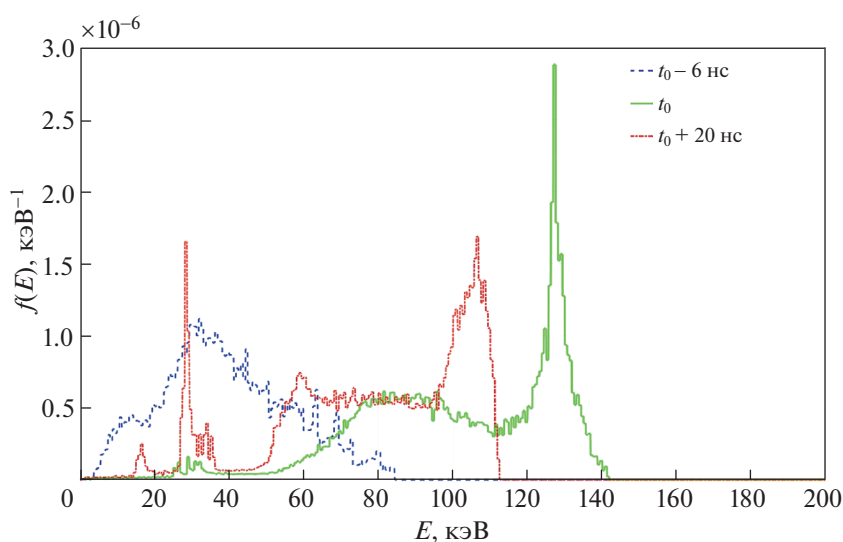


Рис. 8. Распределение налетающих ионов по энергии для ДТ-наполнения при $U_0 = 21$ кВ, $P_0 = 18$ Торр.

6. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Анализ зависимостей, представленных на рис. 9, 10, позволяет сделать следующие выводы:

- максимальная энергия ионов в спектре в случае ДД-наполнения (70 и 200 кэВ) превышает максимальную энергию ионов в спектре в случае ДТ-наполнения (50 и 160 кэВ);

- при более высоком напряжении зарядки (21 кВ), для обоих вариантов наполнения, в энергетических спектрах ионов появляются высокоэнергетические “хвосты” [19–21] с максимальной энергией ~ 200 кэВ (ДД-наполнение) и ~ 160 кэВ (ДТ-наполнение). На эти “хвосты” в

энергетических спектрах приходится $\sim 20\%$ от общего числа ионов, но именно они обуславливают $\sim 70\%$ выхода нейтронов;

- при более высоком напряжении зарядки, для обоих вариантов наполнения, распределения нейтронного выхода по энергии нейтронов уширяются. Так при напряжении зарядки 15 кВ ширина на полувысоте распределения $Y(E)$ составляет ~ 20 кэВ; при напряжении зарядки 21 кВ ширина на полувысоте распределения $Y(E)$ составляет ~ 100 кэВ.

Из проведенных оценок с использованием интегральных по времени спектров ионов $\langle f(E) \rangle$

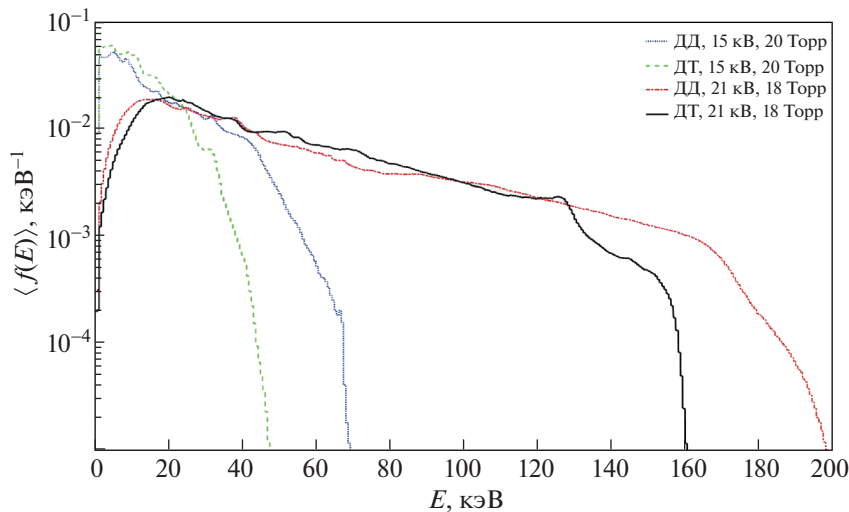


Рис. 9. Интегральные по времени спектры налетающих ионов $\langle f(E) \rangle$.

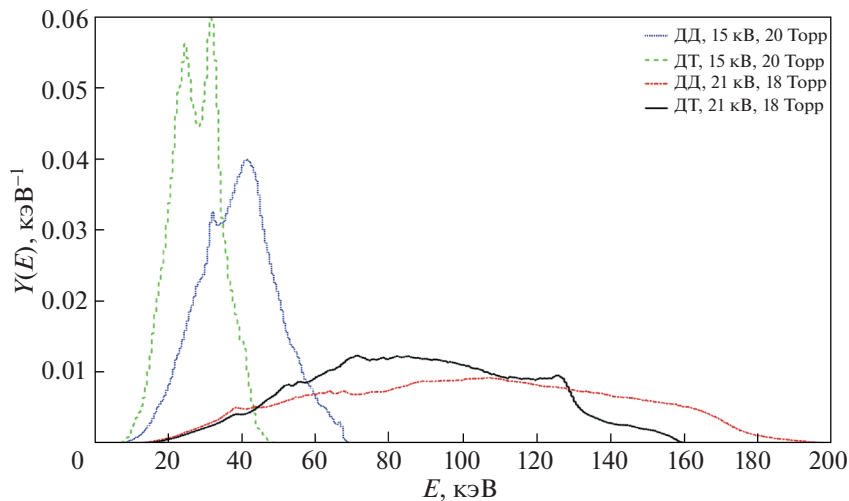


Рис. 10. Распределения нейтронного выхода по энергии налетающих ионов $Y(E)$.

можно сделать заключение, что различие в отношении выхода ДТ-нейтронов к выходу ДД-нейтронов при одном и том же напряжении зарядки и давлении газа обусловлено различием в энергетическом распределении ионов в налетающем пучке. Значение K , заниженное по сравнению с оценкой 95–122, полученной из отношения сечений для характерных энергий ионов в пучке (см. рис. 1), объясняется смещением энергетического распределения ионов в область меньших энергий при переходе к ДТ-наполнению (при тех же напряжениях зарядки и начальном давлении газа). В области малых энергий ионов сечения ДД- и ДТ-реакций спадают значительно быстрее, чем в области больших энергий, поэтому уменьшение энергии ионов при переходе к ДТ-наполнению

приводит к заметно более существенному снижению выхода нейтронов и соответственно коэффициента K , по сравнению с аналогичными расчетами, в которых ионы в пучке имели большую энергию. Так согласно проведенным расчетам при переходе от ДД- к ДТ-наполнению при напряжении 15 кВ и давлении 20 Торр средняя энергия ионов, вычисленная по распределениям $\langle f(E) \rangle$ (см. рис. 9), уменьшается с 16 до 12 кэВ, сечение ДТ-реакции при таком уменьшении энергии уменьшается в 4.5 раза. В то же время при расчетах для напряжения 21 кВ и давлении 18 Торр средняя энергия ионов при переходе от ДД- к ДТ-наполнению уменьшается с 49 до 47 кэВ, сечение ДТ-реакции в этом случае уменьшается заметно слабее – в 1.1 раза. Таким образом, смещение

спектра в область более низких энергий при работе при низких напряжениях зарядки и высоких давлениях, где энергия ускоренных ионов мала, приводит к значительному уменьшению выхода ДТ-нейтронов, что и приводит к уменьшению масштабного коэффициента K до значений ~ 20 , и ниже (см. рис. 4).

Согласно проведенным МГД-расчетам, для оптимальных по давлению параметров работы камеры ПФ9, при которых достигается максимальный нейтронный выход для данного напряжения зарядки, расчетные значения коэффициента K для диапазона напряжений от 15 до 21 кВ находятся в интервале от 72 до 86.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнена работа по расчетному исследованию соотношения выхода нейтронов для разрядной камеры с плазменным фокусом при наполнении дейтерием или равнокомпонентной дейтерий-третиевой смесью. Расчеты проведены для сферической камеры ПФ9 в широком диапазоне значений зарядного напряжения и начальных давлений рабочего газа. Расчеты показали, что отношение выхода ДТ-нейтронов к выходу ДД-нейтронов может варьироваться в широком диапазоне от 2 до 120 в зависимости от напряжения и начального давления газа, в то время как соотношение сечений ДД- и ДТ-реакции (1) для характерных энергий налетающих ионов находится в интервале от 95 до 122.

Для объяснения полученных результатов были детально проанализированы полученные в ходе расчетов энергетические спектры налетающих ионов и распределения нейтронного выхода по энергии налетающих ионов. Анализ проводился для расчетов при ДД- и ДТ-наполнении с параметрами, соответствующими значению $K = 15$ ($U_0 = 15$ кВ, $P_0 = 20$ Торр) и значению $K = 86$ ($U_0 = 21$ кВ, $P_0 = 18$ Торр). Выявлено, что при увеличении напряжения зарядки с 15 до 21 кВ происходит смещение спектра ионов в область больших энергий; максимальная энергия ионов в спектре увеличивается в ~ 3 раза как в случае ДД-наполнения, так и в случае ДТ-наполнения.

Согласно результатам МГД-расчетов, при переходе на ДТ-наполнение (при том же начальном давлении газа и напряжении зарядки) происходит смещение спектра ионов в область более низких энергий. “Замедление” пучка ионов, по сравнению с ДД-наполнением, по-видимому, является следствием большей массы токово-плазменной оболочки. В случае малых напряжений зарядки и больших давлений характерные энергии ионов в пучке заметно меньше (5–40 кэВ), чем при работе с большими напряжениями и меньшими давлениями, когда характерные энер-

гии ионов достигают значений 70–130 кэВ. В то же время зависимость сечений ДД- и ДТ-реакций от энергии более выражена в области низких энергий, поэтому уменьшение энергии ионов при переходе на ДТ-наполнение в случае малых напряжений зарядки и больших давлений вызывает существенное снижение выхода ДТ-нейтронов, и, соответственно, уменьшение масштабного коэффициента K до значений ~ 20 и ниже.

Для оптимальных по давлению параметров работы камеры ПФ9, при которых достигается максимальный нейтронный выход, расчетные значения масштабного коэффициента K для диапазона напряжений зарядки от 15 до 21 кВ находятся в интервале от 72 до 86.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Sahlberg A., Eriksson J., Conroy S., Ericsson G., Hellesen C., King D.* // Nucl. Fusion. 2019. V. 59. P. 126044.
2. *Иванов В.Д.* // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 42. С. 269.
3. *Трубников В.А.* // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 42. С. 317.
4. *Гаранин С.Ф., Мамышев В.И.* // Физика плазмы. 2008. Т. 34. С. 695.
5. *Гаранин С.Ф., Долинский В.Ю., Мамышев В.И., Макеев Н.Г., Маслов В.В.* // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 890.
6. *Гаранин С.Ф., Долинский В.Ю.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 728.
7. *Klir D., Shishlov A.V., Kokshenev V.A., Kubes P., Rezac K., Cherdizov R.K., Cikhhardt J., Cikhhardtova B., Dudkin G.N., Fursov F.I., Hyhlik T., Kaufman J., Kovalchuk B.M., Krasa J., Kravarik J., Kurmaev N.E., Labetsky A.Yu., Munzar V., Orcikova H., Padalko V.N., Ratakhin N.A., Sila O., Stodulka J., Turek K., Varlachev V.A., Wagner R.* // New J. Phys. 2018. V. 20. P. 053064.
8. *Klir D., Jackson S.L., Shishlov A.V., Kokshenev V.A., Rezac K., Beresnyak A.R., Cherdizov R.K., Cikhhardt J., Cikhhardtova B., Dudkin G.N., Engelbrecht J.T., Fursov F.I., Krasa J., Kravarik J., Kubes P., Kurmaev N.E., Munzar V., Ratakhin N.A., Turek K., Varlachev V.A.* // Matter Radiation Extremes. 2020. V. 5. P. 026401.
9. *Davidson R.C., Gladd N.T.* // Phys. Fluids. 1975. V. 18. P. 1327.
10. *Krall N.A., Liewer P.C.* // Phys. Rev. A. 1971. V. 4. P. 2094.
11. *Гудблуд И.П., Пятак А.И., Сизоненко В.Л.* // ЖЭТФ. 1973. Т. 64. С. 2084.
12. *Сасоров П.В.* // Физика плазмы. 1992. Т. 18. С. 275.
13. *Chadwick M.B., Oblozinsky P., Herman M., Greene N.M., McKnight R.D., Smith D.L.* // Nuclear Data Sheets. 2006. V. 107. P. 2931.
14. *Михайлов Ю.В., Лемешко Б.Д., Прокуратов И.А.* // Физика плазмы. 2019. Т. 45. С. 323.

15. *Hogg G.R.* The dense plasma focus as a pulsed deuterium-tritium neutron source. Australian Atomic Energy Commission Research Establishment, 1973. Rep. AAEC/E-279.
16. *Saw S.H., Lee S.* // *Internat. J. Energy Res.* 2011. V. 35. P. 81.
17. *Бакшаев Ю.Л., Брызгунов В.А., Вихрев В.В., Волобуев И.В., Данько С.А., Казанов Е.Д., Королев В.Д., Клир Д., Мироненко-Маренков А.Д., Пименов В.Г., Смирнова Е.А., Устроев Г.И.* // *Физика плазмы.* 2014. Т. 40. С. 516.
18. *Аблесимов В.Е., Долин Ю.Н., Пашко О.В., Циби-ков З.С.* // *Физика плазмы.* 2010. Т. 36. С. 436.
19. *Klir D., Kravarik J., Kubes P., Rezac K., Anan'ev S.S., Bakshaev Yu.L., Blinov P.I., Chernenko A.S., Kazakov E.D., Korolev V.D., Meshcherov B.R., Ustroev G.I., Juha L., Krasa J., Velyhan A.* // *Phys. Plasmas.* 2008. V. 15. P. 032701.
20. *Kubes P., Kravarik J., Klir D., Rezac K., Bohata M., Sholz M., Paduch M., Tomaszewski K., Ivanova-Stanik I., Karpinski L., Sadowski M.* // *IEEE Transac. Plasma Sci.* 2009. V. 37. P. 83.
21. *Klir D., Kravarik J., Kubes P., Rezac K., Cikhardt J., Litseva E., Hyhlik T., Anan'ev S.S., Bakshaev Yu.L., Bryzgunov V.A., Chernenko A.S., Kalinin Yu.G., Kazakov E.D., Korolev V.D., Ustroev G.I., Zelenin A.A., Juha L., Krasa J., Velyhan A., Vysin L., Sonsky J., Volo-buev I.V.* // *Plasma Phys. Controlled Fusion.* 2010. V. 52. P. 065013.