

УДК 533.9

## СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЙ МОНИТОР ПОЛНОГО НЕЙТРОННОГО ВЫХОДА ТОКАМАКА TRT

© 2022 г. Т. М. Кормилицын<sup>а</sup>, \*, Ю. А. Кашук<sup>а</sup>, Р. Н. Родионов<sup>а</sup>, К. К. Артемьев<sup>а</sup>,  
А. В. Панкратенко<sup>а</sup>, Г. Е. Немцев<sup>а</sup>, А. В. Красильников<sup>а</sup>

<sup>а</sup> Частное учреждение государственной корпорации по атомной энергии “Росатом”  
“Проектный центр ИТЭР”, Москва, Россия

\*e-mail: t.kormilitsyn@iterrf.ru

Поступила в редакцию 25.05.2022 г.

После доработки 17.08.2022 г.

Принята к публикации 22.08.2022 г.

Ключевой задачей проекта TRT является достижение высокой мощности реакций синтеза, приводящей к значительному уровню выхода нейтронов из плазмы реактора. Обеспечение количественного контроля мощности источника нейтронов, рожденных в реакциях синтеза D–D и D–T, во времени, таким образом, становится основополагающим требованием к диагностическому комплексу TRT. В статье проведен анализ особенностей нейтронного источника в условиях дейтериевых и дейтерий-тритиевых разрядов высокой мощности. Представлен обзор текущих методов мониторинга и спектрометрии быстрых нейтронов. Освещены вопросы интеграции детекторных узлов в конструкцию токамака, а также следующие шаги в разработке проекта.

*Ключевые слова:* токамак с реакторными технологиями, TRT, диагностика плазмы, нейтронный спектрометр, монитор нейтронного выхода

DOI: 10.31857/S0367292122600509

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Проектные характеристики токамака с реакторными технологиями (TRT, Tokamak with Reactor Technologies) [1] нацелены на достижение разрядов с высокой мощностью и длительностью. Такие разряды отличаются мощностью дополнительного нагрева 30–40 МВт [2] в силу ограничений омического метода. Количество рожденных в термоядерных реакциях быстрых нейтронов в условиях TRT может достигать  $10^{18}$  н/с, а распределение нейтронов по энергиям будет обладать особенностями, регистрация которых позволит судить о достигнутой ионной температуре, топливном отношении для дейтерий-тритиевой плазмы, эффективности дополнительного нагрева, времени замедления быстрых ионов на электронах.

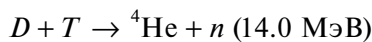
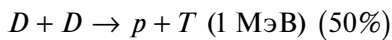
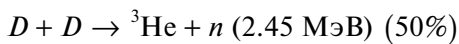
Предлагаемый проект спектрометрического монитора нейтронного выхода TRT обеспечит контроль мощности нейтронного источника с высоким разрешением по времени с учетом особенностей их происхождения – рожденных в результате взаимодействия тепловых (максвелловских) ионов друг с другом, пучковых ионов с тепловыми, пучковых ионов с пучковыми, и ряд других процессов. Наличие различных компонент в спектре быстрых нейтронов, при возмож-

ности их дифференцированного (покомпонентного) контроля, несет в себе большой объем информации о разряде. В комбинации с нейтронной камерой TRT [3] (Немцев Г.Е. и др., см. этот выпуск) и с данными других диагностических систем токамака спектрометрический монитор нейтронного выхода TRT имеет значительный потенциал для анализа пространственного, временного и энергетического распределения выхода нейтронов.

Современные методы нейтронной спектрометрии с использованием компактных и высокочувствительных детекторов широко применяются на действующих установках, работающих преимущественно с дейтериевой плазмой – EAST, KSTAR, JET, Глобус-М2, Туман-3М [4–8], однако значительный опыт в работе с дейтерий-тритиевой плазмой был также приобретен на установке JET [9]. В целях данного концептуального проекта исследование было сфокусировано на сцинтилляционных и полупроводниковых детекторах ввиду простоты конструкции, надежности и существенного прогресса в области систем сбора данных.

## 2. РАСЧЕТНАЯ МОДЕЛЬ И МЕТОДИКА

Планируемый в разрядах TRT-диапазон ионной температуры плазмы составляет 10–20 кэВ, и является оптимальным для протекания синтеза ядер дейтерия и трития (D–T-реакции) в термоядерной плазме [10]. Стоит заметить, что в интересующем нас диапазоне 10–20 кэВ ионной температуры скорость D–T-реакции примерно в 30–50 раз выше D–D-реакция в такой горячей плазме. Ключевые реакции ядерного синтеза, участвующие в рождении быстрых нейтронов в современной термоядерной установке управляемого синтеза с магнитным удержанием плазмы, следующие:



В условиях подчиняющейся равновесному распределению Максвелла–Больцмана горячей плазмы, наблюдаемый энергетический спектр нейтронов можно оценить нормальным распределением, полная ширина на полувысоте (ПШПВ, FWHM) которого связана с параметрами распределения как [11]:

$$FWHM \approx C(T_i)^{1/2}$$

Причем для дейтериевой плазмы коэффициент  $C$  определен как 82.6, а для дейтерий-тритиевой плазмы – 177 [11]. Таким образом, распределение быстрых нейтронов по энергиям должно иметь определенную форму распределения, ПШПВ которого позволяет судить об ионной температуре плазмы.

В большинстве современных экспериментов на токамаке термоядерная плазма содержит популяцию ионов с надтепловыми энергиями, возникающую преимущественно при дополнительном нагреве плазмы с помощью инъекции нейтрального пучка атомов или за счет ускорения ионов СВЧ-волнами на ионно-циклотронной резонансной (ИЦР) частоте. При доминировании нагрева плазмы методом инъекции нейтрального пучка распределение ионов по скоростям можно разделить на тепловую (максвелловскую) и пучковую составляющие. В этом случае полный выход нейтронов из плазмы  $Y_{\text{tot}}$ , состоит из трех компонентов: плазменный компонент –  $Y_{TH}$ ; компонент, связанный с взаимодействием пучков атомов с плазмой –  $Y_{BT}$  и компонент, возникаю-

щий в результате взаимодействия типа пучок-пучок –  $Y_{BB}$ :

$$Y_{\text{tot}} = Y_{TH} + Y_{BT} + Y_{BB},$$

$$\text{где } Y_{TH} = n_i n_d \langle \sigma v \rangle_{Ti} + 1/2 n_d^2 \langle \sigma v \rangle_{Ti}$$

$$Y_{BT} = n_b n_i \langle \sigma v \rangle_{BT} + n_b n_d \langle \sigma v \rangle_{BT}$$

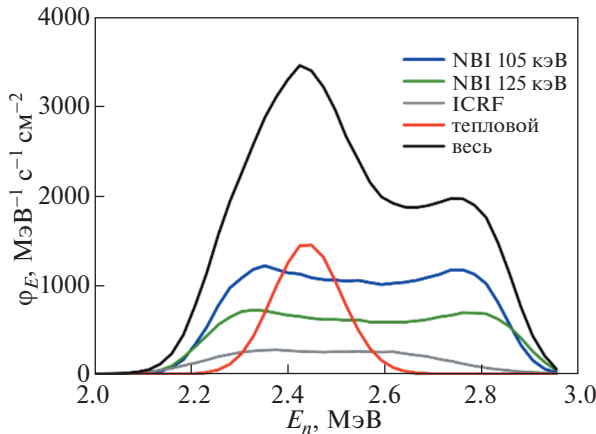
$$Y_{BB} = 1/2 n_b^2 \langle \sigma v \rangle_{BB}$$

Здесь  $n_i$  и  $n_d$  – концентрация ионов трития и дейтерия,  $n_b$  – концентрация быстрых ионов дейтерия, возникших в результате инъекции быстрых нейтралов,  $\langle \sigma v \rangle_{Ti}$  – скорость реакции синтеза в тепловой плазме при ионной температуре  $T_i$ ,  $\langle \sigma v \rangle_{BT}$  и  $\langle \sigma v \rangle_{BB}$  – скорости реакции синтеза для взаимодействия пучок-плазма и пучок-пучок.

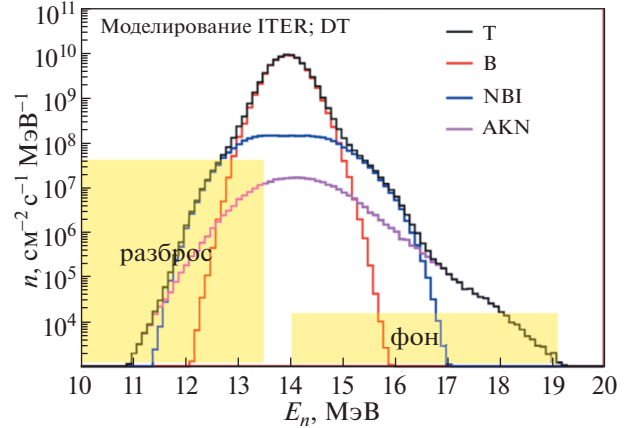
Анализ измерений полного нейтронного выхода показал, что во многих экспериментах с горячей D–D-плазмой (без введения трития), существенный вклад в  $Y_{\text{tot}}$  вносит взаимодействие мощного инжектируемого в плазму пучка атомов (взаимодействие пучок-плазма),  $Y_{BT}$ , даже при плотности частиц пучка  $n_b$  много меньше плотности плазмы. Это обусловлено тем, что сечения D–D-реакций резко возрастают в диапазоне энергий, характерных для применяемых нагретых нейтральных пучков. Выход нейтронов в результате взаимодействия типа пучок-пучок требует отдельного рассмотрения в будущих работах.

В то же время ввиду того, что присутствие в плазме фракции высокоэнергетичных ионов приводит к изменению формы спектра вылетающих из горячей плазмы нейтронов, исследование этой формы спектра позволяет анализировать некоторые эффекты, связанные с особенностями дополнительного нагрева плазмы [12].

На рис. 1 представлен пример спектра источника быстрых D–D-нейтронов токамака JET [12] в разрядах с интенсивным дополнительным нагревом суммарной мощностью, достигающей 8 МВт (2 МВт вводится путем инъекции в плазму быстрых нейтралов и 6 МВт – это радиочастотный ИЦР-нагрев). Вклад в нагрев плазмы и в результирующий выход нейтронов оказывается наибольшим в результате инъекции быстрых нейтралов с энергиями 105 кэВ и 125 кэВ и составил около 70%, несмотря на вдвое большую мощность ИЦР-нагрева, вклад от которого дал лишь 9%. На токамаке TRT предполагаются режимы со схожими и большими мощностями нагрева в результате инъекции пучков нейтралов мощностью до 40 МВт и энергиями инжектируемых атомов до 500 кэВ. Таким образом, контроль выхода нейтронов в разрядах с дейтериевой плазмой, подкрепленный анализом распределения быстрых нейтронов по энергии, позволит детально анализировать эффективность ключевого средства на-



**Рис. 1.** Разбиение по компонентам спектра быстрых D–D-нейтронов в разряде токамака JET (из [12]). Здесь “NBI 105, 125 keV” – компонента, обусловленная взаимодействием пучков атомов с энергиями 105 кэВ и 125 кэВ с максвелловской плазмой; “ICRF” – компонента, обусловленная взаимодействием нагретых ионов с помощью ИЦР-излучения с максвелловской плазмой; “thermal” – компонента, обусловленная нейтронным излучением максвелловской плазмы; “total” – сумма вышеперечисленных компонент.



**Рис. 2.** Разбиение по компонентам спектра быстрых D–T-нейтронов в разряде токамака-реактора ИТЭР (из [13]). Здесь “B” – компонента, обусловленная нейтронным излучением максвелловской плазмы; “NBI” – компонента, обусловленная взаимодействием пучковых ионов с максвелловской плазмой; “AKN” – компонента, обусловленная взаимодействием максвелловской плазмы и быстрых ионов, получивших свою энергию от прямого столкновения с  $\alpha$ -частицами; “T” – сумма вышеперечисленных компонент.

грева плазмы в проектируемом токамаке TRT – инъекции пучков быстрых нейтралов.

Стоит отметить, что измерение полного нейтронного выхода в экспериментах с дейтериевой плазмой на токамаках предоставляет информацию о наличии высокоэнергичных ионов, но не позволяет напрямую измерять выделяемую термоядерную мощность.

Отдельный тип сценариев – эксперименты с дейтериевой плазмой с малыми добавками трития, характеризующиеся сопоставимыми величинами выхода D–D и D–T-нейтронов. Проблема счетчиков, традиционно используемых для контроля полного нейтронного выхода, заключается в различных чувствительностях к D–D и D–T-нейтронам. Анализ энергетического распределения быстрых нейтронов, в свою очередь, служит решением этой проблемы, позволяя точнее измерять итоговую термоядерную мощность.

Рассмотрим также на примере распределения источника быстрых нейтронов по энергиям в планируемом разряде в токамаке-реакторе ИТЭР, в случае топливного отношения дейтерия и трития 50:50 при энергии инъекции пучка атомарного дейтерия 1 МэВ и температуре ионов в центре плазменного шнура 25 кэВ.

В планируемом разряде ИТЭР, спектр нейтронного источника которого представлен на рис. 2 [13], параметры плазмы во многом будут сопоставимы с ключевым и наиболее мощным планируемым разрядом TRT. В этих разрядах то-

токамака TRT предполагается более низкая температура ионов, которая составит величину около 18 кэВ, а также более низкая энергия инжектируемых нейтралов, равная 500 кэВ. Характерными особенностями энергетического спектра нейтронов в этом случае являются области энергий от 15 до 17 МэВ, и область более 17 МэВ, преимущественно занимаемая нейтронами, рожденными в результате взаимодействия высокоэнергетичного пучка атомов с тепловой плазмой, а также ионов, провзаимодействовавших с быстрыми альфа-частицами. В других условиях, характерных для сценариев TRT, с более низкими значениями плотности плазмы и ионной температуры, а также при меньшем содержании трития, соотношения этих компонент нейтронов в спектре могут значительно меняться, ввиду различной их зависимости от параметров разряда. Мощность источника нейтронов максвелловской плазмы зависит от ее плотности как  $S_{TH} \sim n^2$  (см. “B” на рис. 2), тогда как для части источника, соответствующей взаимодействию типа “пучок-плазма”, мощность потока нейтронов по-другому зависит от параметров плазмы  $S_{BT} \sim P_{NBI} T_e^{3/2} n_T / n_e$  (см. “NBI” на рис. 2). Таким образом, доминирующая часть мощности нейтронного источника становится результатом взаимодействия нагревного пучка нейтральных атомов с плазмой. Соотношение этих компонент источника нейтронов позво-

ляет получить оценку топливного отношения трития и дейтерия [14]

$$n_T/n_D \approx \frac{(S_{BT})^2 \langle \sigma v \rangle_{TH}}{S_{TH} \langle \sigma v \rangle_{BT}^2 \left( \int_0^L \frac{\partial n_b}{\partial l} dl \right)^2},$$

где  $n_b$  — оцененная плотность быстрых ионов дейтерия вдоль линии наблюдения детектора,  $L$  — полная длина линии наблюдения внутри объема плазмы.

В условиях горячей плазмы компонента спектра нейтронов, обусловленная взаимодействием альфа-частиц с ионами плазмы (“AKN” на рис. 2) позволяет судить об эффективности удержания этих альфа-частиц, и следовательно, о качестве процесса термоядерного горения, хотя относительная мощность видимой части этой компоненты источника низка и составляет величину около 1/5000 [15], что делает ее исследование затруднительным, однако возможным при длительных разрядах.

Совокупность особенностей энергетического распределения быстрых нейтронов в плазме диктует необходимость комбинированных измерений полного нейтронного выхода с помощью спектрометрии быстрых нейтронов.

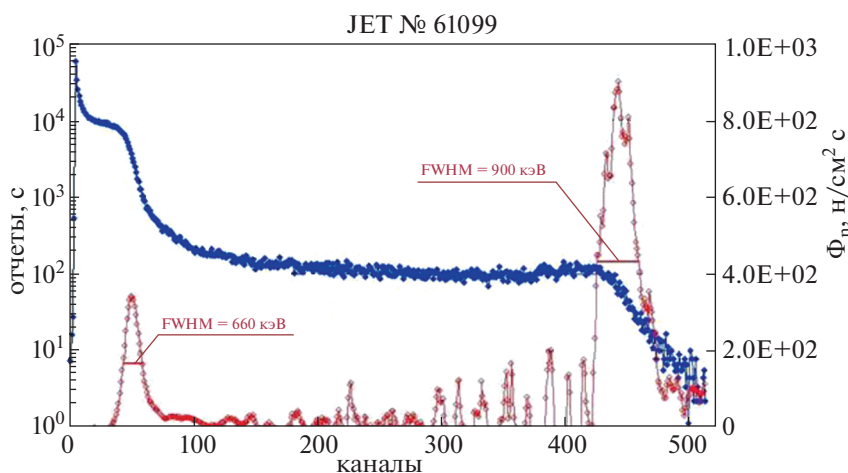
### 3. ДЕТЕКТОРЫ СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКОГО МОНИТОРА НЕЙТРОННОГО ВЫХОДА TRT

#### *Органический сцинтиллятор*

Основным методом спектрометрии быстрых нейтронов традиционно является реакция их упругого рассеяния на ядрах водорода. Этим объясняется высокая популярность органических

сцинтилляторов, применяемых в спектрометрии нейтронного выхода. Также важными факторами таких сцинтилляторов можно считать высокое содержание водорода в их составе, отсутствие сложных примесей и простота изготовления. Как следствие, преимуществом детектора нейтронов на основе органического сцинтиллятора является его довольно высокая эффективность, лежащая в интервале значений 0.01–0.05, и потенциально высокая скорость счета нейтронов, т.к. характерная длительность светового импульса, генерируемого нейтроном в органическом сцинтилляторе лежит в пределах 100 нс. При большей длине импульса, характерной для неорганических сцинтилляторов, предельная загрузка спектрометрического тракта может быть ограничена наложениями импульсов. Развитие электроники также позволило использовать методы разделения частиц по форме импульса. К недостаткам применения органических сцинтилляторов следует отнести невысокие энергетические разрешения при регистрации D–D-нейтронов (8–10%) [16] и при регистрации D–T-нейтронов (около 4%), нелинейная зависимость светового выхода от энергии регистрируемого ядра отдачи и низкая температурная стойкость.

Ввиду простой кинематики реакции упругого рассеяния нейтрона на ядре водорода, несложно получить представление о распределении протонов отдачи по энергии для случая моноэнергетического нейтронного излучения, — это столбчатая функция распределения с предельной энергией, равной энергии нейтрона. Характерный вид спектра светового отклика органического сцинтиллятора после разделения сцинтилляционных сигналов от нейтрона и  $\gamma$ -кванта ( $n$ – $\gamma$ -разделение) представлен на рис. 3. Разуме-



**Рис. 3.** Характерный амплитудный спектр органического сцинтиллятора в условиях дейтериевого разряда токамака JET № 61099 с напуском малой добавки трития (из [16]). Здесь синим — аппаратный спектр детектора, красным — восстановленный спектр быстрых нейтронов, регистрируемых детектором, с указанием значений ПШПВ.

ется, имеется ряд факторов, влияющих на световой отклик нейтрона, искажая его первоначальную столообразную форму, это первичное рассеяние нейтрона на других ядрах (например, на ядре углерода в случае органических сцинтилляторов) и нелинейность светового выхода сцинтиллятора от энергии ядра отдачи. Тем не менее, вкупе с современными методами цифрового  $n$ - $\gamma$ -разделения по форме импульса и низкой стоимостью, органические сцинтилляторы остаются привлекательными для решения задачи спектрометрии как D–D, так и D–T-нейтронов. Такого рода детектор был успешно применен для целей нейтронной спектрометрии на установке JET [17, 18].

#### Хлорсодержащий сцинтиллятор

Недавним прорывом в тематике спектрометрии быстрых D–D-нейтронов стали сцинтилляционные детекторы на основе хлорсодержащих кристаллов – CLYC (Cerium-doped Cesium Lithium Yttrium,  $\text{Cs}_2\text{LiYCl}_6\text{:Ce}$ ), CLLBC (Cesium Lanthanum Lithium BromoChloride,  $\text{Cs}_2\text{LiLaBr}_{4.8}\text{Cl}_{1.2}\text{:Ce}$ ),  $\text{LaCl}_3\text{(Ce)}$  [19]. Данные сцинтилляторы разрабатывались приоритетно как гамма-детекторы, однако детальное изучение сечения пороговых реакций нейтрон – протон ( $n, p$ ) и нейтрон –  $\alpha$ -частица ( $n, \alpha$ ) на ядрах хлора-35 позволило раскрыть потенциал данных детекторов и использовать их при измерениях спектра быстрых нейтронов на токамаке EAST [20].

На рис. 4 представлены сечения реакций ( $n, p$ ) для случаев образования в качестве продукта реакции ядра серы в различных состояниях – основном, 1-м возбужденном и 2-м возбужденном. Источником этих результатов послужила база данных ENDF-B/VIII.0 [21]. Также на рисунке представлено сечение реакции ( $n, \alpha$ ) для случаев, в которых образуется ядро фосфора в одном из аналогичных трех состояний.

Наиболее полезной с точки зрения регистрации быстрых нейтронов реакцией является ядерная реакция нейтрона с ядром хлора с выходом протона и образование ядра серы  $^{35}\text{Cl}(n, p)^{35}\text{S}_{\text{g.s.}}$ , обеспечивающая классическую форму отклика, сдвиг средней энергии регистрируемых протонов в область больших энергий, лучшее соотношение энергии рожденного протона  $E_p$  с энергией  $E_n$  регистрируемого нейтрона  $E_p \sim E_n$ , а также упрощенную процедуру восстановления исходного спектра нейтронов. Реакция ( $n, \alpha$ ) при этом позволяет при энергиях нейтрона более 3 МэВ получать дополнительную информацию об исходном распределении нейтронов по энергии.

Методы цифрового разделения частиц по форме импульса позволили достоверно выделять импульсы, соответствующие регистрации быстрых

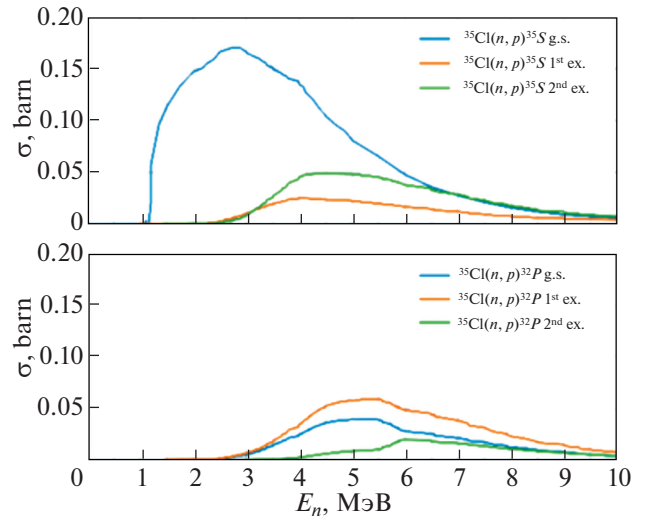


Рис. 4. Сечения реакций  $^{35}\text{Cl}(n, p)^{35}\text{S}$  – сверху и  $^{35}\text{Cl}(n, \alpha)^{32}\text{P}$  – снизу [21]. Представлены сечения реакции с образованием остаточного ядра в основном, 1-м возбужденном и 2-м возбужденном состояниях.

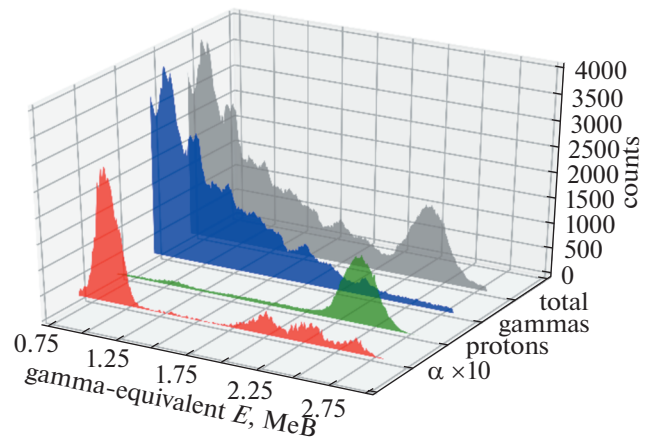


Рис. 5. Амплитудный спектр детектора на основе кристалла  $\text{LaCl}_3\text{(Ce)}$  в поле излучения D–D нейтронного генератора (энергия нейтронов  $E_n = 2.8$  МэВ) после разделения частиц по форме импульса (красным –  $\alpha$ -частицы, включающие собственное излучение кристалла, зеленым – протоны, рожденные в ( $n, p$ )-реакции, синим – зарегистрированное  $\gamma$ -излучение).

нейтронов, на фоне импульсов гамма-квантов также, как и в случае с органическими сцинтилляторами. Энергетическое же разрешение оказывается сопоставимым с органическими сцинтилляторами 8%, но при более низкой эффективности около  $5 \times 10^{-4}$ . Характерный отклик сцинтилляторного детектора на основе кристаллического легированного церием хлорида лантана  $\text{LaCl}_3\text{(Ce)}$  в потоке излучения D–D нейтрон-

ного генератора после разделения частиц по форме импульса представлен на рис. 5 [22].

#### Алмазный детектор

Особое место в данной работе отводится полупроводниковому детектору на основе синтетического монокристалла алмаза с низким содержанием примесей. Особенностью именно алмазного твердотельного детектора является удобная с точки зрения спектрометрии быстрых нейтронов реакция  $^{12}\text{C}(n, \alpha)^9\text{Be}$  энергия реакции  $Q = -5.7$  МэВ. В этой пороговой реакции рождается две частицы с длинами свободного пробега менее 20 мкм, что даже при типично малых толщинах кристалла синтетического алмаза (характерная толщина около 500 мкм) оказываются достаточными, чтобы обеспечить эффективную конверсию кинетической энергии осколков ядерной реакции в объемный заряд. Причем величина этого заряда оказывается прямо пропорционально связана с энергией осколков, а значит пропорциональна и энергии налетающего нейтрона. Характерный амплитудный спектр детектора на основе монокристалла алмаза в поле излучения D–T-нейтронов представлен на рис. 6. Достаточно низкое сечение реакции  $^{12}\text{C}(n, \alpha)^9\text{Be}$  вкуче с малым объемом детектора ведет к низкой чувствительности (на уровне  $5 \times 10^{-5}$  см<sup>2</sup>) детектора к D–T-нейтронам с характерной энергией 14 МэВ. Однако низкая чувствительность такого алмазного детектора компенсируется высоким энергетическим разрешением 1–2%, а также его уникальной компактностью. Такой детектор на основе монокристалла алмаза был использован для регистрации быстрых D–D и D–T-нейтронов на установке JET [23, 24]. В случае применения детектора на основе монокристалла алмаза для регистрации нейтронов с энергией около 2.45 МэВ доминирующей является реакция упругого рассеяния на ядрах углерода, что снижает спектрометрические характеристики детектора, делая его малоприменимым для спектрометрии D–D-нейтронов.

#### Счетчик быстрых нейтронов

В условиях мощного дополнительного нагрева плазмы в установке TRT пучками нейтральных атомов, полный выход нейтронов  $Y_{tot}$  может меняться более чем в 100 раз в течение характерного времени замедления быстрых ионов, которое составляет около 50 мс. Поэтому детектор полного выхода нейтронов должен иметь широкий динамический диапазон и быстрое время отклика. Также очень важно, чтобы детектор имел низкую чувствительность к жесткому рентгеновскому излучению и гамма-квантам, которые сопровождают поток нейтронов. Для одновременного выпол-

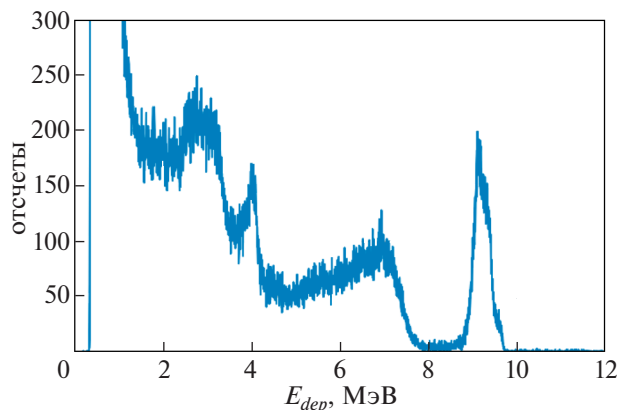


Рис. 6. Амплитудный спектр алмазного детектора в поле излучения D–T нейтронного генератора (средняя энергия нейтронов  $E_{n, \text{сред}} \sim 14.8$  МэВ).

нения этих двух требований необходимо использовать быстродействующие детекторы нейтронов, которые могут быть использованы в двух режимах работы: счетном режиме, когда скорость счета импульсов пропорциональна плотности потока нейтронов, и флуктуационном режиме, при котором значение дисперсии сигнала детектора пропорционально скорости счета импульсов и, следовательно, пропорциональна плотности потока нейтронов.

К таким детекторам относятся нейтронные пропорциональные счетчики и камеры деления. Это пропорциональные счетчики на основе бора (В) и гелия-3 ( $^3\text{He}$ ), а также камеры деления с изотопом урана  $^{235}\text{U}$  наиболее чувствительны к тепловым нейтронам, поэтому для регистрации быстрых нейтронов эти детекторы часто помещают в замедлитель нейтронов. Применение камеры деления с изотопом урана  $^{238}\text{U}$  позволяет напрямую регистрировать быстрые нейтроны с энергией свыше 1 МэВ. Ввиду позитивного опыта разработки подобной системы для строящегося токамака-реактора ИТЭР [25] целесообразным является выбор счетчика на основе ионизационной камеры деления с изотопом урана  $^{238}\text{U}$ , который будет эффективным в условиях эксплуатации установки TRT.

#### 4. ХАРАКТЕРИСТИКИ ДЕТЕКТОРНЫХ УЗЛОВ И ВОПРОСЫ ИНТЕГРАЦИИ

В качестве концепта диагностики, предназначенной для решения задачи контроля нейтронного выхода при поддержке нейтронной спектрометрии, предлагается комплекс детекторных узлов, обеспечивающих измерения нейтронного потока и энергетического спектра нейтронов в непосредственной близости к плазме, внутри экваториального патрубка установки TRT. Раз-

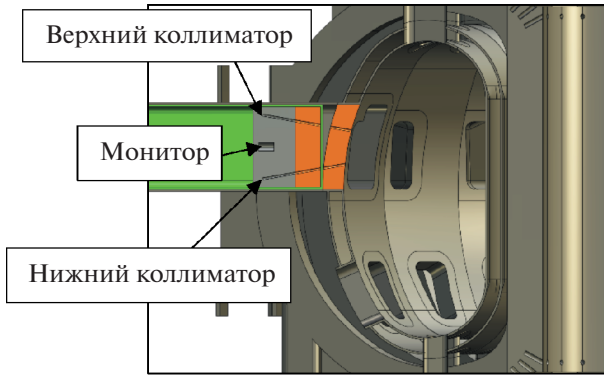


Рис. 7. Концепт размещения детекторных узлов внутри экваториального патрубка установки TRT.

мещение детекторов в экваториальном патрубке призвано решить несколько задач. Приоритетной задачей является обеспечение размещения детектора нейтронов вблизи границы плазменного шнура, но вне вакуумной камеры. Герметичный кожух, представленный зеленым цветом на рис. 7, обеспечивает размещение детекторов нейтронной диагностики в непосредственной близости к первой стенке установки, сохраняя возможность удобного обслуживания детекторных узлов, размещенных внутри объема высокоплотного полиэтилена. Фронтальная часть коллиматоров должна быть выполнена из стали толщиной 200 мм.

Для каждого отдельно взятого разряда токамака два детекторных узла призваны проводить измерения распределения по энергиям быстрых нейтронов, вылетающих из центра плазменного шнура, используя коллиматоры длиной около 1 м и диаметром 25 мм. Контрольный монитор располагается рядом со спектрометрическими детекторными узлами в толще полиэтилена, обеспечивающего снижение нейтронного потока в экваториальном порту позади объема защиты. При размещении на установке TRT детекторных узлов

с кристаллическими сцинтилляторами отдельной сложной задачей является прокладка оптоволоконной группы для вынесения фотоэлектронных умножителей из зоны с сильным магнитным полем. Обслуживание этих оптоволоконных кабелей и их потенциальная замена также заметно упрощается при вневакуумной конфигурации защитного кожуха.

Перечень планируемых к использованию детекторных узлов с проектными характеристиками представлен в табл. 1. В условиях дейтериевой плазмы и интегрального нейтронного выхода, достигающего величины  $10^{17}$  н/с, анализ и моделирование с помощью метода Монте-Карло и библиотеки сечений ENDF/B-VIII.0 показал, что такой комплекс детекторов позволит проводить измерения полного нейтронного выхода с временным разрешением около 100 мс со статистической погрешностью не более 3.6%. В установке TRT в сценариях с разрядами с более интенсивным нейтронным выходом и наличием в плазме трития, статистическая погрешность может быть минимизирована до величины менее 1% при том же временном разрешении 100 мс. Задача оптимизации коллиматорных линий, удовлетворяющих различным наборам детекторных узлов и сценариям разрядов, находится за пределами данной работы.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ доступных и надежных решений для целей диагностики и комбинированного контроля выхода нейтронов и нейтронной спектрометрии, а также оценочных скоростей счета в предлагаемых местах размещения нейтронных детекторов показал, что в сценариях с интенсивным нагревом плазмы в токамаке TRT методом инъекции нейтралов, предложенная концепция диагностики спектрометрического мониторинга полного выхода нейтронов станет важным дополнением разрабатываемого диагностического комплекса установки.

Таблица 1. Сравнение характеристик детекторных узлов, предлагаемых в рамках концептуального проекта спектрометрического монитора нейтронного выхода установки TRT

Чувствительный элемент	Чувствительность, $\text{см}^2$	$dE/E$ , %	Фаза работы TRT		Оценочные скорости счета, $\text{с}^{-1}$	
			DD	DT	DD	DT
LaCl <sub>3</sub> (Ce)	$\sim 10^{-2}$	7–8	+	–	$10^4$	–
Стильбен	$1-10^{-2}$	8–9 (DD), 4–5 (DT)	+	+	$10^5$	$10^6$
Монокристалл алмаза	$\sim 5 \times 10^{-5}$	1–2	–	+	–	$10^4$
Счетчик (ИКД)	$10^{-1}$	–/–	+	+	$10^3$	$10^5$

Существенной для контроля нейтронного выхода является процедура абсолютной калибровки детекторов нейтронной диагностики, а также разработка методологии этого процесса является одной из предстоящих задач. Следующие шаги проекта также будут включать в себя: оптимизацию коллиматорных линий и объемов чувствительных элементов детекторов, проработку инженерных вопросов, связанных с прокладкой оптического волокна для сцинтилляционных детекторов, разработку системы сбора данных для контроля измерений в реальном времени, анализ измерительных характеристик детекторов в различных сценариях работы установки.

Работа выполнена в соответствии с государственным контрактом № Н.4ф.241.09.22.1135 “НИОКР в обоснование программы исследований и технических требований к системам токамака с реакторными технологиями. Этап 2022 года”.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Krasilnikov A.V., Konovalov S.V., Bondarchuk E.N., Mazul I.V., Rodin I.Y., Mineev A.B., Kuzmin E.G., Kavin A.A., Karpov D.A., Leonov V.M., Khayrutdinov R.R., Kukushkin A.S., Portnov D.V., Ivanov A.A., Belchenko Y.I., Denisov G.G.* // Plasma Physics Reports. 2021. V. 47. № 11. P. 1092.  
<https://doi.org/10.1134/S1063780X21110192>
2. *Леонов В.М., Коновалов С.В., Жоголев В.Е., Кавин А.А., Красильников А.В., Куянов А.Ю., Лукаш В.Э., Минеев А.Б., Хайрутдинов Р.Р.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47 (11). С. 986.  
<https://doi.org/10.31857/s0367292121120040>
3. *Немцев Г.Е., Родионов Р.Н., Хафизов Р.Р., Кащук Ю.А., Кормилицин Т.М., Красильников А.В.* // Физика плазмы. 2022. Т. 48. № 12. С. 1166.
4. *Liao L.Y., Zhang Y.M., Hu Z.M., Yang D.K., Ge L.J., Sun J.Q., Zhong G.Q., Hu L.Q., Wan B.N., Gorini G., Nocente M., Tardocchi M., Li X.Q., Fan T.S.* // Review of Scientific Instruments. 2021. V. 92 (4).  
<https://doi.org/10.1063/5.0043617>
5. *Kim Y.K., Lee S.K., Kang B.H., Son J.B., Kim G.D.* // Journal of Instrumentation. 2012. V. 7 (6).  
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/7/06/C06013>
6. *Hellesen C., Eriksson J., Conroy S., Ericsson G., Skiba M., Weiszflog M.* // Review of Scientific Instruments. 2012. V. 83 (10). 10D916.  
<https://doi.org/10.1063/1.4738647>
7. *Iliasova M.V., Shevelev A.E., Khilkevitch E.M., Bakharev N.N., Skrekel O.M., Minaev V.B., Doinikov D.N., Gin D.B., Gusev V.K., Kornev V.A., Naidenov V.O., Novokhatskii A.N., Petrov Y.V., Polunovsky I.A., Sakharov N.V., Shchegolev P.B., Telnova A.Y., Varfolomeev V.I.* // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2022. 1029. 166425.  
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2022.166425>
8. *Iliasova M.V., Shevelev A.E., Khilkevitch E.M., Lebedev S.V., Askinazi L.G., Kornev V.A., Minaev V.B., Tuckachinsky A.S., Doinikov D.N., Polunovsky I.A., Naidenov V.O., Gin D.B.* // Review of Scientific Instruments. 2021. V. 92 (4). 043560.  
<https://doi.org/10.1063/5.0040667>
9. *Mailloux J., Abid N., Abraham K., Abreu P., Adabonyan O., Adrich P., Afanasev V., Afzal M., Ahlgren T., Aho-Mantila L., Aiba N., Airila M., Akhtar M., Albanese R., Alderson-Martin M., Alegre D., Aleiferis S., Aleksa A., Alekseev A.G., ... Zychor I.* // Nuclear Fusion. 2022. V. 62 (4), 042026.  
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac47b4>
10. *Bosch H.S., Hale G.M.* // Nuclear Fusion. 1992. V. 32 (4). P. 611.  
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/32/4/I07>
11. *Ballabio L., Källne J., Gorini G.* // Nucl. Fusion. 1998. V. 38. № 11. P. 1723.  
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/38/11/310>
12. *Bertalot L., Conroy S., Murari A., Reginatto M., Schuhmacher H., Zimbal A.* // 32nd EPS Conf. Plasma Physics. 2005. Europhysics Conference Abstracts, 1. P. 594.
13. *Ericsson Göran* // Journal of Fusion Energy. 2019. V. 38 (3–4). P. 330.  
<https://doi.org/10.1007/s10894-019-00213-9>
14. *Kormilitsyn T., Nemtsev G., Rodionov R., Kashchuk Y., Portnov D.* // Journal of Instrumentation. 2019. V. 14 (10). C10019.  
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/14/10/C10019>
15. *Ballabio, L., Gorini G., Källne J.* // Physical Review E – Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics. 1997. V. 55 (3). P. 3358.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.55.3358>
16. *Tardini G., Gagnon-Moisan F., Zimbal A.* // Review of Scientific Instruments. 2016. V. 87 (10).  
<https://doi.org/10.1063/1.4964375>
17. *Kashchuk Yu.A., Popovichev S., Trykov L.A., Bertalot L., Oleynikov A.A., Murari A.* // 31st EPS Conf. Plasma Physics Proc. 2004. V. 28 (04). P. 2.
18. *Adams J.M., Jarvis O.N., Sadler G.J., Syme D.B., Watkins N.* // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A. 1993. V. 329 (1–2). P. 277.  
[https://doi.org/10.1016/0168-9002\(93\)90947-G](https://doi.org/10.1016/0168-9002(93)90947-G)
19. *Giaz A., Blasi N., Boiano C., Brambilla S., Camera F., Cattadori C., Ceruti S., Gramegna F., Marchi T., Mattei I., Mentana A., Million B., Pellegrini L., Rebai M., Riboldi S., Salamida F., & Tardocchi M.* // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2016. V. 825. P. 51.  
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.03.090>
20. *Rigamonti D., Zhong G.Q., Croci G., Giacomelli L., Gorini G., Hu Z., Muraro A., Nocente M., Perelli Cippo E., Rebai M., Tardocchi M., Camera F., Cattadori C., Zhou R.J., Hu L.Q., Ge L., Zhang Y., Fan T.S.* // Journal of Instrumentation. 2019. V. 14 (9). C09025.  
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/14/09/C09025>



21. *Brown D.A., Chadwick M.B., Capote R., Kahler A.C., Trkov A., Herman M.W., Sonzogni A.A., Danon Y., Carlson A.D., Dunn M., Smith D.L., Hale G.M., Arbanas G., Arcilla R., Bates C.R., Beck B., Becker B., Brown F., Casperson R.J., ... Zhu Y.* // Nuclear Data Sheets. 2018. V. 14. P. 1.  
<https://doi.org/10.1016/j.nds.2018.02.001>
22. *Kormilitsyn T.M., Obudovsky S.Y., Rodionov R.N., Pankratenko A.V., Dzhurik A.S., Kashchuk Y.A., Krasilnikov A.V.* // Review of Scientific Instruments. 2021. V. 92 (4). 043528.  
<https://doi.org/10.1063/5.0042394>
23. *Krasilnikov A.V., Amosov V.N., Van Belle P., Jarvis O.N., Sadler G.J.* // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2002. V. 476 (1–2). P. 500.  
[https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)01497-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)01497-8)
24. *Cazzaniga C., Nocente M., Rebai M., Tardocchi M., Calvani P., Croci G., Giacomelli L., Girolami M., Griesmayer E., Grosso G., Pillon M., Trucchi D.M., Gorini G.* // Review of Scientific Instruments. 2014, 85(11), 11E101.  
<https://doi.org/10.1063/1.4885356>
25. *Kaschuck Y.A., Batyunin A.V., Egorov O.G., Krasilnikov A.V., Tsutskih A.Y., Frunze V.V.* // AIP Conf. Proc. 2008. V. 988 (1). P. 303.  
<https://doi.org/10.1063/1.2905086>