

УДК 533.9

ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ГАММА-СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ НА ТОКАМАКЕ TRT

© 2022 г. А. Е. Шевелев^а, *, Е. М. Хилькевич^а, Н. Н. Бахарев^а, М. В. Ильясова^а,
О. М. Скрекель^а, И. А. Полуновский^а

^а Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: shevelev@cycla.ioffe.ru

Поступила в редакцию 10.03.2022 г.

После доработки 08.05.2022 г.

Принята к публикации 25.05.2022 г.

Представлен проект гамма-спектрометрической системы диагностики быстрых частиц в плазме токамака TRT. Представлена концепция организации гамма-спектрометрических измерений. Приведены предварительные расчеты интенсивностей линий гамма-излучения из водородной, дейтериевой и дейтерий-третиевой плазмы, которые продемонстрировали возможность получать информацию об энергетическом и, в случае использования мультidetекторной системы, пространственном распределении быстрых ионов с временным разрешением 1–10 с. Убегающие электроны могут наблюдаться по жесткому рентгеновскому излучению из плазмы токамака в МэВном диапазоне.

Ключевые слова: физика плазмы, управляемый термоядерный синтез, токамак, диагностика термоядерной плазмы, гамма-спектрометрия, TRT

DOI: 10.31857/S0367292122100079

1. ВВЕДЕНИЕ

В связи с разработкой токамаков нового поколения, таких как ИТЭР, DEMO и др. возникла необходимость решения ряда научных и инженерных задач. К числу таких задач относится исследование быстрых частиц, рождающихся в плазме в виде продуктов термоядерного синтеза или в ходе дополнительного нагрева. На проектируемом в настоящее время токамаке с реакторными технологиями TRT [1, 2] планируется использование мощных систем дополнительного нагрева [3, 4]. Эксперимент на токамаке TRT предоставляет возможность изучить распределение быстрых частиц в плазме в условиях высокого магнитного поля.

Высокотемпературная плазма является источником гамма-излучения, которое может быть зарегистрировано гамма-спектрометрами и которое может предоставить информацию о соотношении компонентов термоядерного топлива, распределении быстрых ионов и эффективности дополнительного нагрева. Особый интерес представляет измерение гамма-излучения, испускаемого в реакциях термоядерного синтеза, а также в реакциях с альфа-частицами — продуктами термоядерного синтеза. Гамма-спектрометрия горячей плазмы продемонстрировала свою эффективность в изучении быстрых частиц на токамаке JET [5–7], для токамака ITER проектируются си-

стемы радиальных гамма-спектрометров и гамма-спектрометра в составе системы анализаторов атомов перезарядки [8, 9].

Кроме того, в настоящее время существует острая потребность в понимании и смягчении последствий генерации убегающих электронов (УЭ), что важно для безопасной эксплуатации токамака. По этой причине изучение и контроль УЭ признаны первоочередной задачей. Взаимодействие УЭ с материалами камеры токамака и примесями плазмы порождает интенсивную вспышку тормозного жесткого рентгеновского излучения (Hard X-Ray, HXR), которое может быть измерено гамма-спектрометрами. В экспериментах на токамаках FT-2 [10, 11], TUMAN-3M [12], JET [13, 14], ASDEX Upgrade [15, 16], DIII-D [17] и других, спектрометры жесткого рентгеновского излучения предоставляют важнейшую информацию о генерации убегающих электронов, их временной эволюции и энергетическом распределении.

При проектировании токамака TRT рассматривается возможность использования высокоэффективных гамма-спектрометров для диагностики быстрых ионов и ускоренных электронов. В данной статье мы представляем возможные решения организации гамма-спектрометрической системы на токамаке TRT, а также проводим оценки сигналов, предоставляемых гамма-спек-

тронметрами для различных сценариев плазменного эксперимента.

2. ПРЕДЛАГАЕМОЕ РАСПОЛОЖЕНИЕ ГАММА-СПЕКТРОМЕТРОВ

Для диагностики быстрых частиц на токамаке ТРТ методами гамма-спектрометрии предлагается использовать два типа спектрометров: $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и HPGe . Сцинтилляционные детекторы с кристаллами $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ являются лучшими среди неорганических сцинтилляторов по энергетическому разрешению ($\sim 3\%$ для линии 0.662 МэВ) и световыходу (63 фотона/кэВ) [18]. На ТРТ предлагается использовать детекторы с кристаллами $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ с размерами $\varnothing 76 \text{ мм} \times 76 \text{ мм}$. Эти детекторы обладают высокой эффективностью регистрации гамма-квантов в МэВном диапазоне и коротким временем высвечивания $\sim 16 \text{ нс}$, что позволяет достичь высоких скоростей счета в спектрометрическом режиме измерений. Фактически, предельная нагрузка для этих детекторов ограничена характеристиками фотоэлектронных умножителей (ФЭУ). Эксперименты показали, что $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ детекторы стабильно работают до загрузки $\sim 2 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$ [19, 20]. Так как ФЭУ чувствительны к действию магнитного поля, детекторы должны быть снабжены магнитными экранами.

Полупроводниковые HPGe детекторы предоставляют высокое энергетическое разрешение $\sim 2.1 \text{ кэВ}$, что позволяет проводить анализ формы линий гамма-переходов, уширенных эффектом Доплера, и восстанавливать энергетическое распределение реагирующих частиц по доплеровскому уширению [21]. HPGe детекторы обладают меньшей эффективностью регистрации и скоростью счета, обычно не превышающей $2 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$. Современные модификации HPGe детекторов снабжены электрическими кулерами, охлаждающими кристаллы до температуры -185°C без использования жидкого азота. Кулеры также чувствительны к действию магнитного поля, поэтому должны быть защищены магнитными экранами.

Для проведения измерений профиля источника гамма-излучения в плазме предлагается установить 9 детекторов $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ с линиями обзора плазмы в пологоидальном сечении камеры токамака, как показано на рис. 1. Один HPGe спектрометр устанавливается таким образом, чтобы он просматривал центральную область плазмы квазирадиально. Предлагаемое расположение $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и HPGe спектрометров с обзором плазмы в экваториальной плоскости показано на рис. 2.

Для обеспечения защиты детекторов от действия рассеянного нейтронного излучения и маг-

нитного поля предлагается расположить эти детекторы на расстоянии от камеры токамака 8–10 м и снабдить их соответствующей защитой. Детекторы $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и HPGe необходимо разместить в защитном блоке (магнитный стальной блок вокруг $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и кулера HPGe , а также железобетонный блок во фронтальной части защиты), снабженном коллиматорами длиной 100 см, просматривающими камеру токамака. Для ослабления потока нейтронов в экспериментах с дейтериевой и DT-плазмой в каналах этих коллиматоров будут установлены нейтронные attenuаторы на основе прессованного порошка гидроксида лития (LiH), помещенного в герметичный стальной корпус [22, 23]. Диаметр коллиматора без attenuатора 60 мм, с LiH -аттенуатором – 50 мм. Использование таких attenuаторов уменьшит поток быстрых нейтронов на детектор более чем на четыре порядка, при этом поток гамма-квантов с энергией 4 МэВ ослабнет менее, чем в раз.

На линии обзора плазмы детекторами установлена система дополнительных коллиматоров – стальной блок с отверстиями $\varnothing 100 \text{ мм}$. Коллиматорный блок устанавливается на расстоянии $\sim 3 \text{ м}$ от защитного блока с детекторами (см. рис. 1 и 2). Такая конфигурация расположения детекторов с радиационной защитой позволяет локализовать обозреваемую область плазмы и защитить детекторы от рассеянного нейтронного и гамма-излучения. На рис. 3 показаны линии обзора плазмы детекторами системы гамма-спектрометров, наложенные на рассчитанный профиль источника нейтронов в разряде с дейтериевой плазмой. Область плазменного шнура, видимая детекторами, ограничена длиной патрубка порта: чем длиннее патрубок, тем меньшая доля плазмы по вертикали будет доступна для наблюдений. При длине патрубка 3.2 м детекторы будут просматривать область плазменного шнура 120 см по вертикали. В области большого радиуса тора $R = 215 \text{ см}$ пространственное разрешение системы составит 12 см при диаметре видимой области плазмы для отдельного детектора около 25 см. Энергетический диапазон измерений гамма-излучения рассматриваемой системы составит 0.1–30 МэВ. Потери потока гамма-излучения в этом диапазоне при прохождении через заглушку порта, если она составит $\sim 10 \text{ мм}$, рассматриваются как допустимые. Порт может использоваться другими системами токамака при условии, что элементы этих систем не будут пересекать линии обзора плазмы детекторами.

Перед использованием в экспериментах с горячей плазмой гамма-спектрометры должны быть откалиброваны в измерениях с радиоактивными источниками и в экспериментах на пучке циклотрона. Калибровка должна включать измерение энергетической зависимости эффективно-

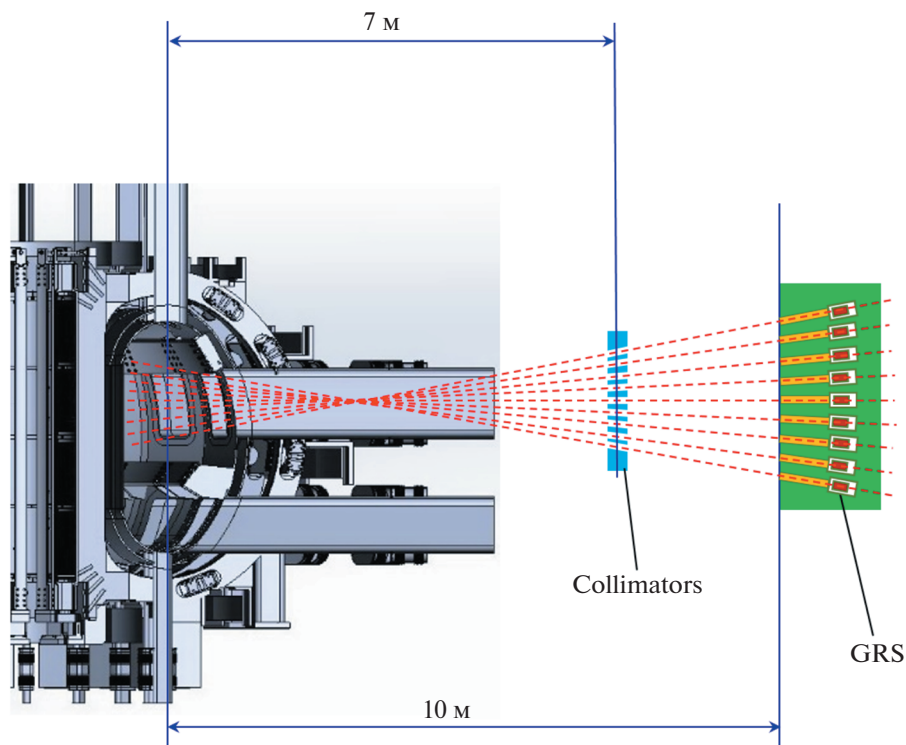


Рис. 1. Схема предполагаемого расположения спектрометров (вид сбоку).

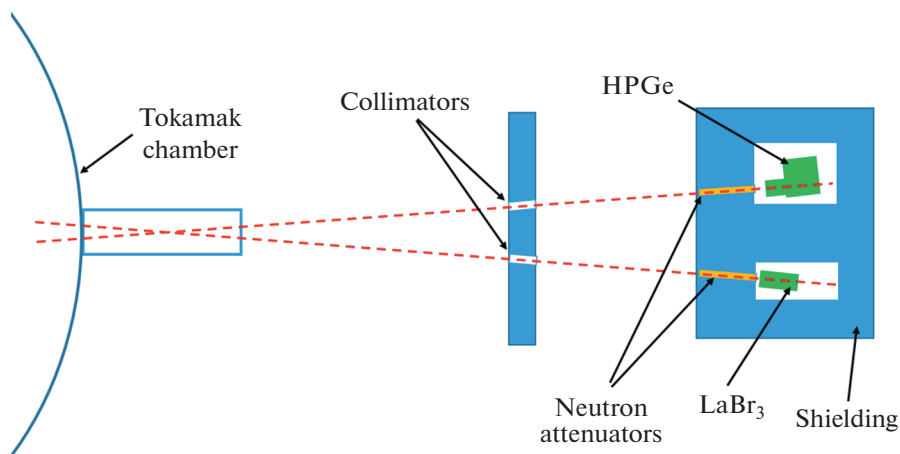


Рис. 2. Схема расположения HPGe и LaBr₃(Ce) детекторов (вид сверху).

сти и энергетического разрешения спектрометров. Проведение *in-situ* калибровки гамма-спектрометров на токамаке является трудно выполнимой задачей из-за больших размеров установки, что влечет за собой необходимость использования высокоактивных источников. Проблема может быть решена проведением Монте-Карло расчетов прохождения гамма-излучения из

плазмы в направлении детекторов после размещения спектрометров в экспериментальном зале.

3. ВОССТАНОВЛЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОТОНОВ В ВОДОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ

В режимах с инжекцией пучков нейтральных атомов водорода в водородную плазму информа-

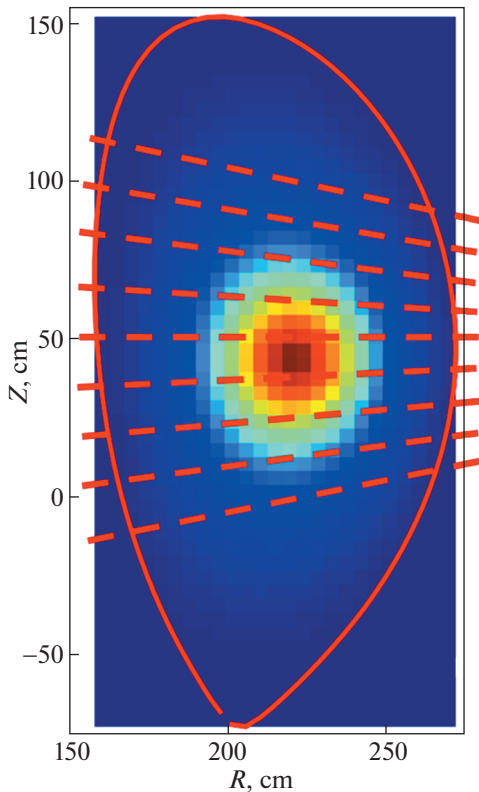


Рис. 3. Линии обзора гамма-спектрометрами плазмы TRT.

ция о распределении быстрых протонов может быть получена из спектров гамма-излучения, содержащих линии гамма-переходов ядра ^{10}B , образовавшегося в результате реакции радиационного захвата $^9\text{Be}(p, \gamma)^{10}\text{B}$. Так как планируется, что стенка камеры токамака, обращенная к плазме, будет изготовлена с использованием бериллия (аналогично токамакам JET-ILW и ITER), можно ожидать высокое содержание примеси бериллия в плазме TRT: в работе [24] приводится содержание бериллия в плазме JET 0.5%, в ИТЭР содержание бериллия может достичь 2% [8]. Реакция $^9\text{Be}(p, \gamma)^{10}\text{B}$ имеет низкий кулоновский барьер около 100 кэВ, но относительно низкое полное сечение реакции в диапазоне до 500 кэВ (~14 мкбн на резонансе 320 кэВ) [25, 26]. Так как реакция имеет высокий энергетический выход $Q = 6.586$ МэВ [27], ядро ^{10}B рождается с высокой энергией возбуждения, которое снимается сериями гамма-переходов. Наиболее применимыми для наблюдения являются переходы в основное состояние, а также в первое (0.718 МэВ) и второе (1.74 МэВ) возбужденные состояния. В последнем случае окончательное возбуждение ядра снимается каскадными переходами 0.718 и 1.022 МэВ. На рис. 4 приведены функции возбуждения переходов в основное, первое и второе воз-

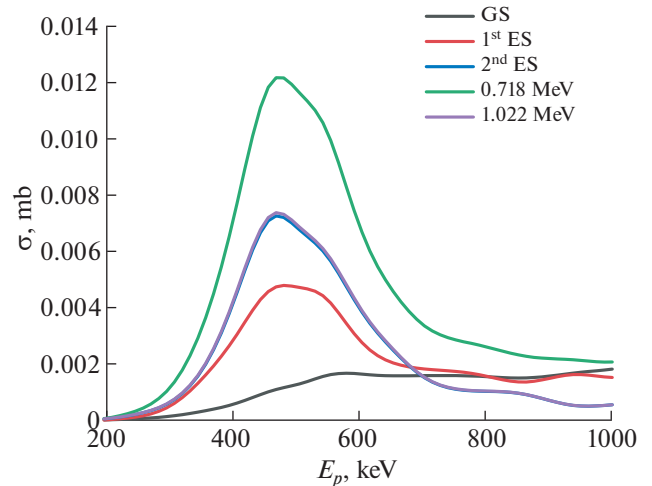


Рис. 4. Сечения гамма-переходов ядра ^{10}B , рожденного в реакции $^9\text{Be}(p, \gamma)^{10}\text{B}$ [24, 25].

бужденное состояние ядра ^{10}B , а также переходов 0.718 и 1.022 МэВ.

Планируется, что токамак TRT будет оснащен инжекторами нейтральных частиц с энергией инжектируемого водорода 500 кэВ с суммарной мощностью до 20 МВт [3]. Энергетическое распределение быстрых ионов водорода, полученное с помощью решения уравнения Фоккера–Планка для параметров плазмы, представленных в работе [2], показано на рис. 5.

Полученное распределение было использовано при моделировании спектров гамма-излучения из плазмы токамака. Для моделирования в коде MCNP (Monte-Carlo N-Particle code [28]) была разработана упрощенная модель камеры токамака и спектрометров $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и HPGe , поме-

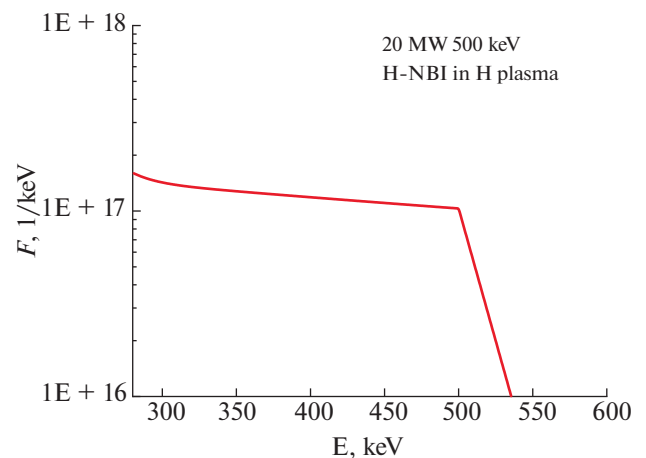


Рис. 5. Модельная функция энергетического распределения водорода в плазме TRT.

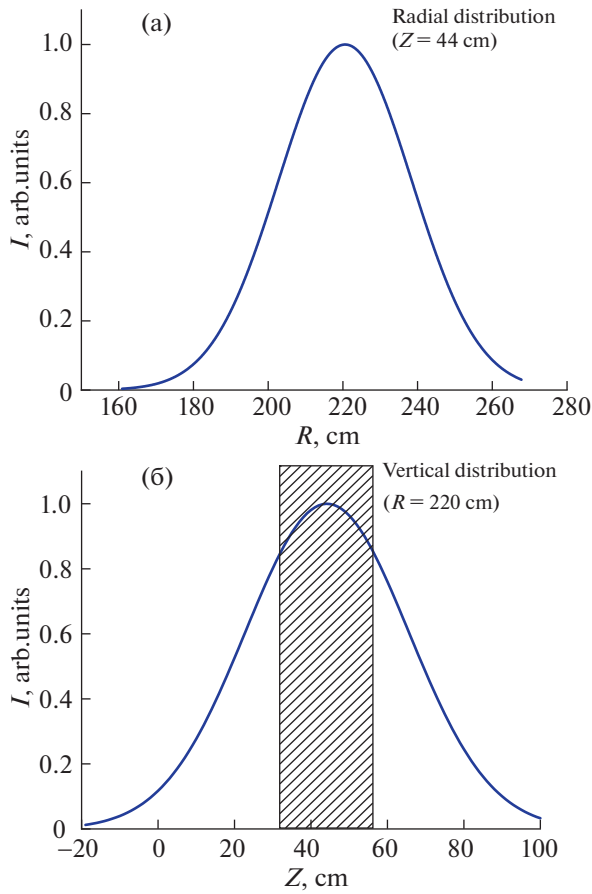


Рис. 6. Пространственное распределение гамма-источника в камере TRT: а) в радиальном направлении ($Z = 44$ см); б) в вертикальном направлении ($R = 220$ см).

щенных в защиту от рассеянного излучения. При моделировании задавался источник гамма-излучения, радиальное ($Z = 44$ см) и вертикальное ($R = 220$ см) распределение интенсивности которого показаны на рисунках 6а и 6б, соответственно. На рис. 6б штриховкой показана часть распределения, видимая детектору через систему коллиматоров. Полученный в результате моделирования спектр гамма-излучения показан на рис. 7. Как видно на рисунке, спектр включает несколько линий гамма-переходов с высокой интенсивностью.

С учетом функций возбуждения соответствующих переходов (рис. 4) анализ форм линий дает возможность восстановить энергетическое распределение протонов в видимом для детектора объеме плазмы. Пусть частица A с массой m_A и скоростью v_A взаимодействует с покоящейся частицей B с массой m_B , в результате чего образуется возбужденное ядро C с массой m_C , которое затем испускает гамма-квант с энергией E_γ . То есть мы имеем дело с реакцией радиационного захвата

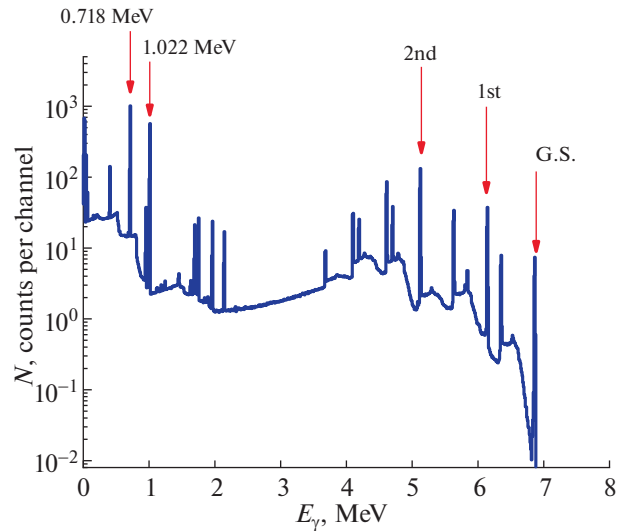


Рис. 7. Расчетный спектр гамма-излучения из водородной плазмы с 1% примесью бериллия и инжекцией пучков водорода с энергией 500 кэВ и суммарной мощностью 20 МВт. Расчеты проведены для времени набора спектра 1 с.

$B(A, \gamma)C$. Тогда из кинематических уравнений энергия E_γ равна

$$E_\gamma(v_a) = m_C c^2 \times \left(-1 + \frac{\cos(\alpha)v_C}{c} + \sqrt{\left(1 - \frac{\cos(\alpha)v_C}{c}\right)^2 + \frac{2Q^*}{m_C c^2}} \right), \quad (1)$$

где m_C – масса ядра C ; v_C – скорость движения ядра C ; v_A – скорость движения частицы A ; α – угол между направлениями движения частицы C и испускания гамма-кванта; c – скорость света; Q^* – энергия возбуждения ядра C :

$$Q^* = (m_A + m_B - m_C)c^2 + \left(1 - \frac{m_A}{m_C}\right) \frac{m_A v_A^2}{2}, \quad (2)$$

где m_B – масса ядра B ; m_A – масса частицы A . Эта формула связывает энергию родившегося гамма-кванта со скоростью частиц v_A . Видно, что энергия гамма-кванта оказывается больше величины Q реакции. Число реакций с частицами, скорость которых равна v_A , определяется соотношением

$$R_{AB} = v_A \sigma(v_A) n_B n_A f(v_A), \quad (3)$$

где $\sigma(v_A)$ – сечение реакции между ядрами A и B при скорости v_A ; n_B – концентрация ядер B ; n_A – концентрация ядер A ; $f(v_A)$ – функция распределения частиц A . Таким образом, зная функцию распределения частиц A по энергии, можно построить спектр гамма-излучения из реакции $B(A, \gamma)C$. Верно и обратное: из измеренной формы линии гамма-перехода возможно восстановить

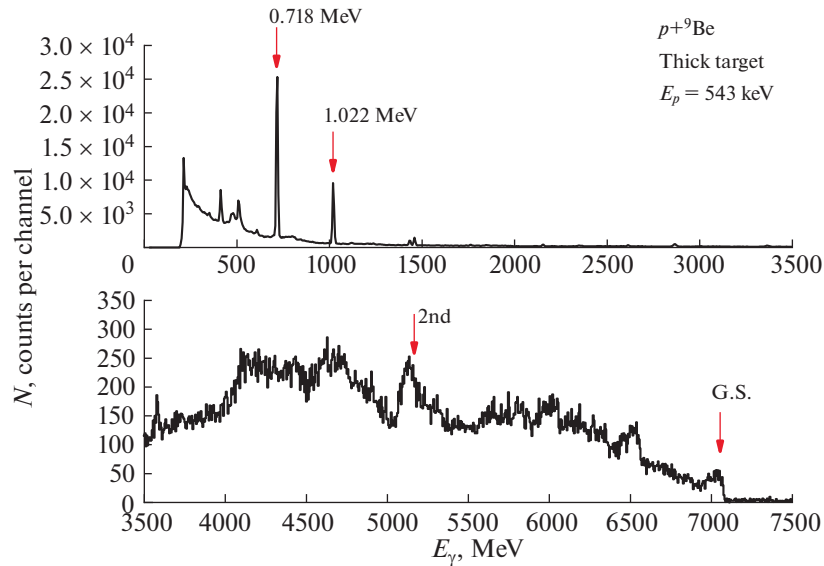


Рис. 8. Спектр гамма-излучения, измеренный при облучении толстой ⁹Be мишени пучком ионов водорода с энергией 543 кэВ на циклотроне.

распределение налетающих частиц. Члены $\cos(\alpha)$ в формуле (1) описывают влияние эффекта Доплера на энергию наблюдаемого гамма-кванта. Значение этого члена будет зависеть от распределения частиц в пространстве скоростей. Для рассматриваемого случая реакции типа $B(A, \gamma)C$ основной вклад в энергию испускаемого кванта будут вносить величина Q реакции и кинетическая энергия взаимодействующих ядер.

На рис. 8 показан спектр, зарегистрированный HPGe спектрометром при облучении толстой бериллиевой мишени пучком протонов с энергией 543 кэВ на циклотроне ФТИ им. А.Ф. Иоффе. В реакции радиационного захвата образовавшееся ядро ¹⁰B, в соответствии законам сохранения энергии и импульса, приобретает энергию возбуждения

$$Q_B^* = Q + \frac{M_B - m_p}{M_B} E_p \approx Q + 0.9E_p, \quad (4)$$

где $Q = M_{Be}c^2 + m_p c^2 - M_B c^2$ – энергия реакции, M_B – масса ядра ¹⁰B; M_{Be} – масса ядра ⁹Be; m_p – масса протона; c – скорость света; $E_p = m_p v_p^2 / 2$ – кинетическая энергия протона в лабораторной системе. Таким образом, энергия перехода в основное состояние зависит от кинетической энергии протонов, взаимодействующих с ядрами бериллия, кинетической энергией которых можно пренебречь. Этим объясняются уширения линий переходов в основное состояние ядра ¹⁰B, а также во второе возбужденное состояние $E_B^* = 1.74$ МэВ, показанные на рис. 8.

В экспериментах с водородной плазмой без бериллиевых элементов внутри камеры система, по-видимому, может быть пригодна только для диагностики убегающих электронов, так как реакции протонов на углероде, который будет в этом случае основной примесью в плазме, имеют высокие энергетические пороги.

4. ВОССТАНОВЛЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ БЫСТРЫХ ИОНОВ В ДЕЙТЕРИЕВОЙ ПЛАЗМЕ

Исследования на токамаке JET продемонстрировали эффективность применения комбинации инжекции пучка нейтральных атомов (Neutral Beam Injection, NBI) и ионно-циклотронного резонансного нагрева (Ion-Cyclotron Resonance Heating, ICRH) по схеме трехкомпонентного нагрева плазмы [7, 24]. На токамаке TRT могут также быть реализованы сценарии с дейтериевой плазмой с примесью ³He и инжекцией пучков нейтрального дейтерия.

Проведено моделирование спектров гамма-излучения из дейтериевой плазмы с примесью ³He и инжекцией пучка нейтрального дейтерия для энергетического распределения дейтерия в высокоэнергичной области, показанного на рис. 9. Форма энергетического распределения дейтерия аналогична распределению, рассчитанному кодом TRANSP для характерного разряда на токамаке JET с 25% примесью ³He в дейтериевой плазме [7], с инжекцией пучка дейтерия энергией ~100 кэВ мощностью около 10 МВт, сопровождавшейся ICRF нагревом мощностью 6 МВт.

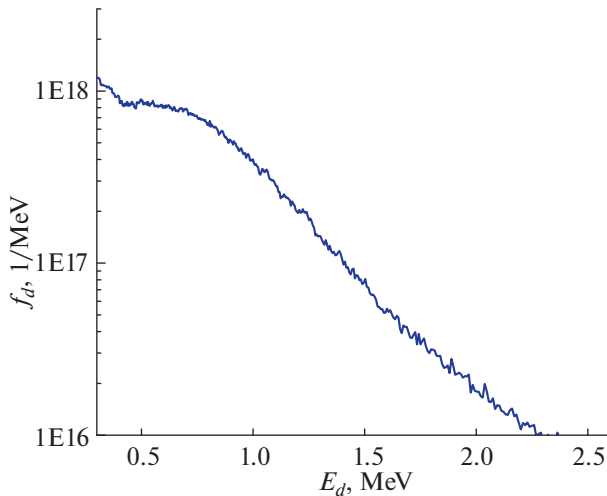


Рис. 9. Энергетическое распределение дейтерия в разряде с NBI-ICRH в дейтериевой плазме TPT, использованное для расчета гамма-спектра.

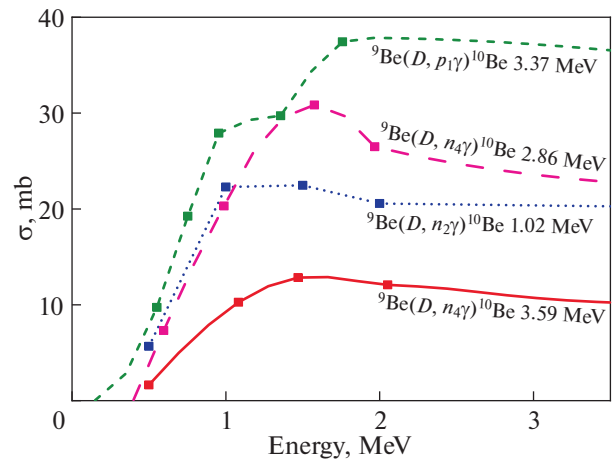


Рис. 10. Функции возбуждения гамма-переходов 1.02, 2.86, 3.37 и 3.59 МэВ ядер ^{10}Be и ^{10}B , образовавшихся в реакциях $d + ^9\text{Be}$ [29, 30].

Частицы дейтерия с высокой энергией взаимодействуют в плазме с ядрами примесей, прежде всего, с бериллием, в результате чего происходят ядерные реакции, в том числе и с испусканием гамма-излучения. На рис. 10 показаны функции возбуждения некоторых гамма-переходов ядер ^9Be и ^{10}B , образовавшихся в реакциях $^9\text{Be}(d, n\gamma)^{10}\text{B}$ и $^9\text{Be}(d, \gamma p)^{10}\text{Be}$.

На рис. 11 показан спектр, рассчитанный для источника с пространственным распределением, показанным на рис. 5 и для энергетического распределения ионов дейтерия, приведенного на рис. 9. Плотность примеси бериллия в центральной области плазмы была принята 10^{18} м^{-3} ; выход нейтронов 10^{17} с^{-1} . Модель системы, разработанная для кода MCNP, содержит нейтронный LiH attenuator длиной 100 см, встроенный в коллиматор радиационной защиты спектрометров. Диаметр апертуры коллиматора, заполненного таблетками LiH, в расчетах был равен 50 мм. Был оценен спектр и поток фонового гамма-излучения, индуцированного нейтронами, образовавшимися в ходе D–D-реакции синтеза.

На спектре гамма-излучения, полученном в ходе моделирования для спектрометра $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, отчетливо видны пики с энергиями 2.86, 3.37 и 3.59 МэВ со скоростью счета в пиках 1150, 800 и 280 с^{-1} , соответственно. Отношение пик/фон 3, 2 и 0.7, соответственно.

5. ДИАГНОСТИКА АЛЬФА-ЧАСТИЦ В DT-ПЛАЗМЕ

Одной из ключевых задач, стоящих перед термоядерными установками нового поколения яв-

ляется изучение условий рождения и удержания альфа-частиц – продуктов термоядерного синтеза. Для оценки способности гамма-спектрометрических методов предоставить информацию о профиле рождения и удержания альфа-частиц в плазме токамака TRT было проведено моделирование источника гамма-излучения из дейтериевой плазмы с 1% примесью трития. Разряд в плазме с таким изотопным составом является одним из рассматриваемых сценариев для TRT. В качестве входных данных была принята средняя электронная плотность $n_e = 10^{20} \text{ м}^{-3}$, средняя электронная температура 7–8 кэВ. Выход D–D-нейтронов с энергией 2.45 МэВ, так же, как и выход D–T-нейтронов с энергией 14 МэВ, был взят

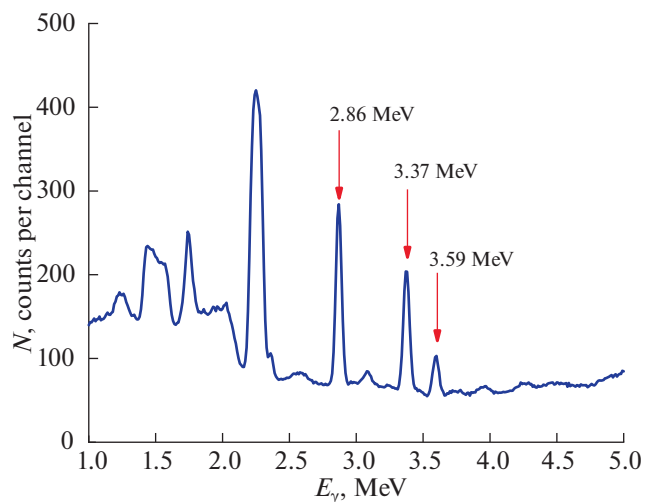


Рис. 11. Рассчитанный спектр $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ детектора в эксперименте с D-плазмой и NBI- и ICRF-нагревом.

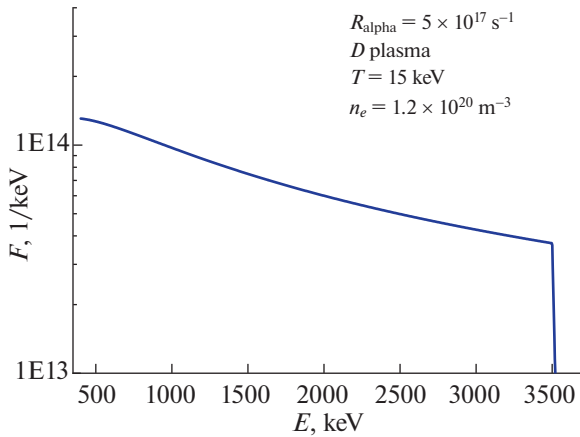


Рис. 12. Рассчитанное распределение альфа-частиц в дейтериевой плазме с 1% примесью трития.

$5 \times 10^{17} \text{ c}^{-1}$. Температура ионов в центральной области плазмы, видимой для детектора с линией обзора в экваториальной плоскости плазменного шнура, была принята 15 кэВ при электронной плотности $1.2 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$. Для приведенных выше условий было проведено моделирование энергического распределения удерживаемых альфа-частиц. Полученное 0-D-распределение показано на рис. 12.

Моделирование гамма-спектра, который может быть зарегистрирован HPGe-детектором, было проведено без учета гамма-фона, индуцированного нейтронными потоками. Расчеты фона будут проведены после корректировки модели камеры токамака и определения материалов, используемых в вакуумной камере и в обращенных

к плазме компонентах. Результат моделирования гамма-спектра показан на рис. 13.

На спектре виден широкий пик в районе 8–18 МэВ, соответствующий регистрации гамма-квантов из реакции $T(d, \gamma)^5\text{He}$. В результате этой реакции образуется ядро ^5He в возбужденном состоянии с энергией ~ 17 МэВ, которое разряжается гамма-переходами в основное или первое возбужденное состояние 1.27 МэВ [31]. Ядро ^5He нестабильное и основное состояние имеет ширину 0.648 МэВ. Первый уровень возбуждения имеет более значительную ширину 5.57 МэВ. Соответственно, спектр гамма-квантов из реакции $T(d, \gamma)^5\text{He}$ представляет собой широкий пик в области высоких энергий. Пространственное распределение источника 14-МэВ нейтронов, а, следовательно, и 17 МэВ гамма-квантов при моделировании соответствовало профилям, показанным на рис. 6. Используя коэффициент ветвления для реакций $T(d, \gamma)^5\text{He}/T(d, n)^4\text{He}$ $B = (1.2 \pm 0.3) \times 10^{-4}$, оцененный в работе [32] число рожденных 17-МэВ квантов при моделировании было задано, как $R_{17 \text{ MeV}} = 6 \times 10^{13} \text{ c}^{-1}$. В модели был использован LiH-аттенюатор длиной 100 см и 5 см в диаметре. Оценка скорости счета HPGe-детектора в энергетическом диапазоне $E > 10.5$ МэВ, в котором вклад фонового излучения, индуцированного нейтронами, будет мал ($< 5\%$), составила $2.3 \times 10^4 \text{ c}^{-1}$.

Также, на модельном спектре (рис. 13) отчетливо виден пик 4.44 МэВ из реакции $^9\text{Be}(\alpha, n\gamma)^{12}\text{C}$. Согласно расчетам для распределения альфа-частиц, показанного на рис. 12, и для плотности бериллия 10^{18} м^{-3} отношение рождения 4.44 МэВ гамма к выходу нейтронов 14 МэВ со-

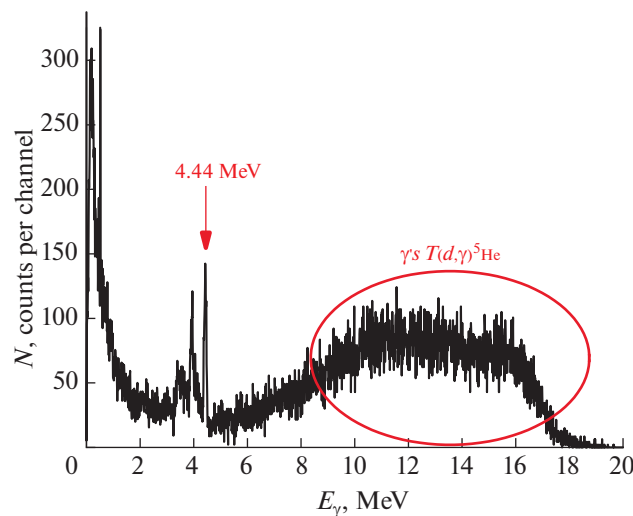


Рис. 13. Рассчитанный спектр гамма-излучения для дейтериевой плазмы с 1% примесью трития без учета индуцированного нейтронами гамма-фона.

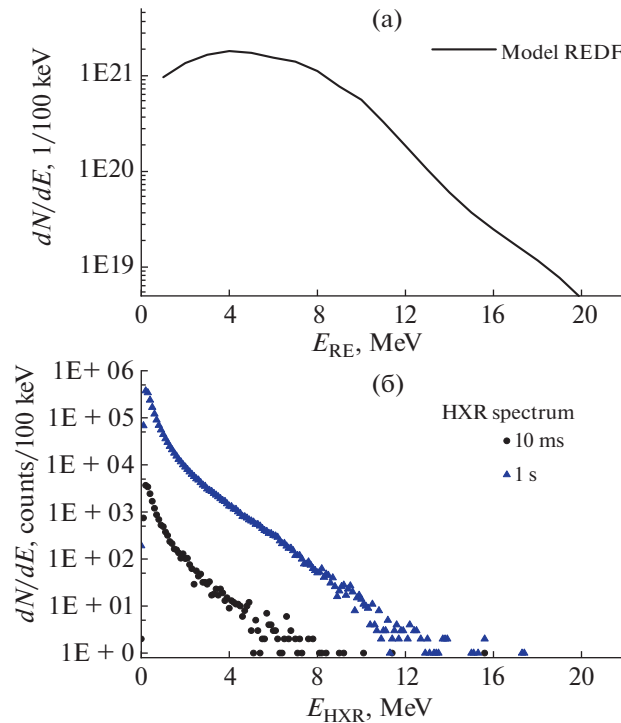


Рис. 14. Моделирование спектра HXR из плазмы TRT: а) энергетическое распределение УЭ, использованное при моделировании; б) спектры HXR, которые может зарегистрировать LaBr₃(Ce) детектор за 10 мс (черные точки) и 1 с (синие треугольники).

ставит 2.8×10^{-5} . Ожидается, что при обозначенных параметрах плазмы в пике полного поглощения 4.44 МэВ HPGe детектором будет зарегистрировано $\sim 1.1 \times 10^5$ событий в секунду. Анализируя форму линии, искаженную эффектом Доплера, возможно восстановить энергетическое распределение альфа-частиц, реагирующих с бериллием [21]. Для восстановления распределения альфа-частиц в пространстве скоростей по доплеровской форме линии 4.44 МэВ из реакции ${}^9\text{Be}(\alpha, n\gamma){}^{12}\text{C}$ необходимо иметь два ракурса обзора плазмы высокоточными HPGe-детекторами. Для обеспечения второй линии обзора возможно установить второй HPGe-спектрометр за анализатором атомов перезарядки (NPA) с тангенциальным углом обзора плазмы через канал NPA, если такой анализатор будет установлен на TRT.

Следует отметить, что для режима с DT 50%/50% плазмой для уменьшения общей загрузки детектора потребуется уменьшить диаметр коллиматора в детекторном блоке с 50 мм до 20 мм и диаметров отверстий в коллиматорном блоке с 100 мм до 50 мм, что уменьшит загрузку детектора примерно в 30 раз. Этого будет достаточно, чтобы не допустить перегрузки детекторов в полномасштабных экспериментах с DT-плазмой. Для более точной оценки характеристик раз-

рабатываемой гамма-спектрометрической системы требуется проведение детального анализа конструкции камеры токамака и режимов плазменного разряда с дополнительным нагревом (NBI и ICRH).

6. ДИАГНОСТИКА УБЕГАЮЩИХ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ИЗМЕРЕННОМУ ТОРМОЗНОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ

Разрабатываемая для TRT гамма-спектрометрическая система может быть использована для диагностики убегающих электронов, что является первостепенной задачей для обеспечения безопасной эксплуатации высокоомощной термоядерной установки. Измерения спектров жесткого рентгеновского излучения (HXR) в МэВ-диапазоне энергий позволяют отслеживать рождение пучков убегающих электронов (УЭ), а также предоставляют информацию об их энергетическом и пространственном распределении [10–13, 16]. Задача своевременного обнаружения генерации убегающих электронов накладывает жесткие требования к диагностической системе. На ИТЭР ток убегающих электронов должен быть измерен с временным разрешением 10 мс; максимальная энергия УЭ должна быть определена с 20% точностью [33]. Использование высокоэффективных и

быстрых спектрометров $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ является наилучшим решением этих задач.

Для восстановления функций распределения убегающих электронов используются методы деконволюции HXR-спектров, реализованные в коде DeGaSum [10, 13]. Код использует предварительно рассчитанные функции отклика детектора на моноэнергетическое гамма-излучение, а также функции генерации тормозного излучения в широком энергетическом диапазоне, который обычно составляет 0.1–30 МэВ.

Проведены расчеты генерации тормозного излучения в плазме токамака ТРТ с использованием кода MCNP. При моделировании электроны двигались в видимом для детектора плазменном объеме с энергетическим распределением, показанном на рис. 14а. Такое энергетическое распределение УЭ наблюдалось в плазме для средних и крупных токамаков, таких как ASDEX-Upgrade [16] и JET [13]. Распределение потока электронов имело гауссову форму в полоидальном сечении камеры токамака с максимумом на линии обзора с полной шириной на половине высоты ПШПВ = 20 см в вертикальном направлении при $R = 220$ см.

На рис. 14б показаны спектры HXR-излучения из водородной плазмы ТРТ с эффективным зарядом $Z_{\text{eff}} = 1.5$, которые может зарегистрировать $\text{LaBr}_3(\text{Ce}) \varnothing 76 \text{ мм} \times 76 \text{ мм}$ без использования нейтронного аттенюатора при токе УЭ 200 кА. Треугольниками показан спектр для времени накопления 1 с, точками – для 10 мс. Расчеты показали, что при измерениях без аттенюатора с водородной плазмой максимальный ток УЭ, при котором детектор может работать в спектрометрическом режиме (скорость счета $< 2 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$), составляет ~200 кА; с использованием аттенюатора – 4 МА. Временное разрешение предоставления данных о токе и максимальной энергии УЭ составит 1–10 мс. Проблема увеличения диапазона измеряемых токов УЭ в водородной плазме может быть решена установкой дополнительных детекторов с коллиматорами меньшего диаметра. Это может быть сделано по аналогии с решением для размещения HPGe-детектора (см. рис. 2). Уменьшение диаметра коллиматора в защитном блоке детекторов до 30 мм и диаметра отверстия в коллиматорном блоке до 50 мм уменьшит загрузку детектора примерно в 11 раз. Соответственно диапазон тока УЭ, при котором возможно измерение спектров HXR в водородной плазме, увеличится до 2.2 МА. Как показано в работе [8], в случае радиальной линии обзора плазмы детектором из-за высокой анизотропии углового распределения тормозного излучения вероятность регистрации высокоэнергетических квантов очень мала и энергетический диапазон измеряемого излучения будет ограничен величиной ~35 МэВ. Для

увеличения диапазона следует установить детектор с тангенциальной линией обзора пучка, в случае доступности портов с тангенциальными портовыми патрубками. При этом пучок электронов должен двигаться в направлении детектора.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На проектируемом токамаке ТРТ гамма-спектрометрия горячей плазмы может предоставить полезную информацию об энергетическом и пространственном распределении быстрых ионов, генерируемых в ходе дополнительного NBI и ICRF-нагрева как в водородной, так и в дейтериевой и DT-плазме. Для восстановления пространственного распределения быстрых ионов и электронов было предложено установить 9 спектрометров $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, просматривающих плазму под различными углами в полоидальном сечении камеры токамака. Один полупроводниковый HPGe-детектор будет наблюдать плазму квазирадиально в экваториальной плоскости плазменного шнура. Для получения распределения быстрых ионов в пространстве скоростей из анализа доплеровского уширения гамма-линий возможно установить дополнительный HPGe-спектрометр за анализатором атомов перезарядки, имеющем тангенциальную линию наблюдения плазмы. Спектрометры предлагается установить на расстоянии ~10 м от центра плазменного шнура. Они должны быть оснащены соответствующей системой защиты от действия рассеянного нейтронного и магнитного излучений.

Информация о распределении быстрых частиц в экспериментах с нагревом водородной плазмы пучками нейтрального водорода с энергией 500 кэВ может быть получена из анализа формы и интенсивности линий гамма-переходов ядер ^{10}B , образованных в реакции $^9\text{Be}(p, \gamma)^{10}\text{B}$. Оценки, проведенные для мощности NBI-нагрева 20 МВт, показали, что пространственное распределение быстрых протонов может быть восстановлено при использовании 9 спектрометров, просматривающих плазму в полоидальном сечении под различными углами, с временным разрешением около 1 с. Энергетическое распределение может быть оценено с временным разрешением ~10 с. В дейтериевой плазме в разрядах с NBI- и ICRF-нагревом для восстановления энергетического и пространственного распределения энергичных частиц дейтерия могут быть использованы линии гамма-излучения из реакций $^9\text{Be}(d, n\gamma)^{10}\text{B}$ и $^9\text{Be}(d, p\gamma)^{10}\text{Be}$.

В экспериментах с DT-плазмой гамма-спектрометрические измерения могут предоставить информацию о продуктах термоядерного синтеза, в первую очередь, об энергетическом и пространственном распределении альфа-частиц из

измерений линии 4.44 МэВ реакции ${}^9\text{Be}(\alpha, n\gamma){}^{12}\text{C}$. По измерениям 17-МэВ гамма-квантов можно судить о скорости реакции синтеза в DT и D- ${}^3\text{He}$ -плазмах. Следует отметить, что для D- ${}^3\text{He}$ -плазмы измерение 17 МэВ гамма-квантов является практически единственной возможностью измерения скорости реакции термоядерного синтеза, что было недавно продемонстрировано в экспериментах на JET [34].

Был рассмотрен возможный случай генерации ускоренных (убегающих) электронов в токамаке TRT и оценен сигнал гамма-спектрометров для плазмы с эффективным зарядом $Z_{\text{eff}} = 1.5$. Расчеты показали, что при измерениях без аттенюатора максимальный ток УЭ, при котором детектор может работать в спектротрическом режиме, составляет ~200 кА, с использованием аттенюатора – 4 МА. Временное разрешение предоставления данных о токе и максимальной энергии УЭ составит 1–10 мс. Проблема увеличения диапазона измеряемых токов УЭ в водородной плазме может быть решена установкой дополнительных детекторов с коллиматорами меньшего диаметра. Для увеличения энергетического диапазона контролируемых УЭ следует установить детектор в порту с тангенциальной линией обзора плазмы (если это возможно). При этом пучок электронов должен двигаться в направлении детектора.

Следует отметить, что для детальной проработки конструкции и оценки характеристик разрабатываемой гамма-спектрометрической системы требуется проведение детального анализа конструкции камеры токамака и режимов плазменного разряда с дополнительным нагревом (NBI и ICRH).

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках государственного задания № 0040-2019-0023 и № 0040-2019-0024.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Красильников А.В., Коновалов С.В., Бондарчук Э.Н., Мазуль И.В., Родин И.Ю., Минеев А.Б., Кузьмин Е.Г., Кавин А.А., Карпов Д.А., Леонов В.М., Хайрутдинов Р.Р., Кукушкин А.С., Портнов Д.В., Иванов А.А., Бельченко Ю.И., Денисов Г.Г. // *Физика плазмы*. 2021. Т. 47. № 11. С. 970.
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.
3. Бельченко Ю.И., Бурдаков А.В., Давыденко В.И., Горбовский А.И., Емелев И.С., Иванов А.А., Санин А.Л., Сотников О.З. // *Физика плазмы*. 2021. Т. 47. № 11. С. 1031.
4. Баев В.М., Гетман Д.В., Губин А.М., Субботин М.Л. // *Физика плазмы*. 2021. Т. 47. № 11. С. 1050.
5. Kiptily V.G., Cecil F.E., Medley S.S. // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 2006. V. 48 R59–R82.
6. Nocente M., Tardocchi M., Kiptily V.G., Blanchard P., Chugunov I., Conroy S., Edlington T., Fernandes A.M., Ericsson G., Gatu Johnson M., Gin D., Grosso G., Hellesen C., Kneupner K., Lerche E., Murari A., Neto A., Pereira R.C., Perelli Cippo E., Sharapov S., Shevelev A., Sousa J., Syme D.B., Van Eester D., Gorini G. and JET-EFDA Contributors // *Nuclear Fusion*. 2012. V. 52. 063009. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/52/6/063009>
7. Nocente M., Kazakov Ye.O., Garcia J., Kiptily V.G., Ongena J., Dreval M., Fitzgerald M., Sharapov S.E., Stancu D.Z., Weisen H., Baranov Y., Bierwage A., Craciunescu T., Dal Molin A., de la Luna E., Dumont R., Dumortier P., Eriksson J., Giacomejli L., Giroud C., Goloborodko V., Gorini G., Khilkevitch E., Kirov K.K., Iliasova M., Jacquet P., Lauber P., Lerche E., Mantsinen M.J., Mariani A., Mazz S., Nabais F., Nave M.F.F., Oliver J., Panontin E., Rigamonti D., Sahlberg A., Salewski M., Shevelev A., Shinohara K., Siren P., Sumida S., Tardocchi M., Van Eester D., Varje J., Zohar A. and JET Contributors // *Nuclear Fusion*. 2020. V. 60. 124006. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/abb95d>
8. Nocente M., Tardocchi M., Barnsley R., Bertalot L., Brichard B., Croci G., Brolatti G., Di Pace L., Fernandes A., Giacomejli L., Lengar I., Moszynski M., Krasilnikov V., Muraro A., Pereira R.C., Perelli Cippo E., Rigamonti D., Rebai M., Rzadkiewicz J., Salewski M., Santosh P., Sousa J., Zychor I. and Gorini G. // *Nuclear Fusion*. 2017. V. 57. 076016. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa6f7d>
9. Bakharev N.N., Abdullina G.L., Afanasyev V.I., Altukhov A.B., Askinazi L.G., Babinov N.A., Bazhenov A.N., Belokurov A.A., Blekhshtein M.D., Bondarchuk E.N., Bukreev I.M., Bulanin V.V., Chernakov An.P., Chernyshev F.V., Chugunov I.N., Dmitriev A.M., Doinikov D.N., Dyachenko V.V., Esipov L.A., Gin D.B., Gorbunov A.V., Gurchenko A.D., Gusakov E.Z., Gusev V.K., Heurax S., Iliasova M.V., Irzak M.A., Kamenshikov S.N., Kavin A.A., Khilkevitch E.M., Khromov N.A., Kiselev E.O., Kiviniemi T.P., Kobelev A.A., Kornev V.A., Koval A.N., Kouprienko D.V., Krikunov S.V., Krutkin O.L., Kurskiy G.S., Lashkul S.I., Lebedev S.V., Lechte C., Leerink S., Litvinov A.E., Lobanov K.M., Masyukevich S.V., Martynov A.A., Medvedev S.Yu., Melnik A.D., Minaev V.B., Mineev A.B., Mironov M.I., Miroshnikov I.V., Mukhin E.E., Naidenov V.O., Navolotsky A.S., Nesenevich V.G., Niskala P., Novokhatskii A.N., Oshuev K.Yu., Patrov M.I., Petrov A.V., Petrov M.P., Petrov S.Yu., Petrov Yu.V., Polunovsky I.A., Popov A.Yu., Razdobarin A.G., Razumenko D.V., Rozhdestvensky V.V., Sakhkarov N.V., Samsonov D.S., Saveliev A.N., Senichenkov V.A., Shchegolev P.B., Shevelev A.E., Slaadkomedova A.D., Smirnov A.I., Smirnov A.S., Solokha V.V., Solovei V.A., Stepanov A.Yu., Telnova A.Yu., Tokarev V.A., Tolstyakov S.Yu., Tretnnikov P.V., Tereschenko I.B., Tukachinsky A.S., Tukhmenova E.A., Varfolomeev V.I., Varshavchick L.A., Yashin A.Yu., Zhilin E.G. and Zhubr N.A. // *Nuclear Fusion*. 2019. V. 59. 112022. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab22dc>
10. Shevelev A.E., Khilkevitch E.M., Lashkul S.I., Rozhdestvensky V.V., Altukhov A.B., Chugunov I.N., Doini-

- kov D.N., Esipov L.A., Gin D.B., Iliasova M.V., Naidenov V.O., Nersesyan N.S., Polunovsky I.A., Sidorov A.V., Kiptily V.G.* // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2016. V. 830. P. 102.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.05.075>
11. *Shevelev A.E., Khilkevitch E.M., Lashkul S.I., Rozhdestvensky V.V., Pandya S.P., Plyusnin V.V., Altukhov A.B., Kouprienko D.V., Chugunov I.N., Doinikov D.N., Esipov L.A., Gin D.B., Iliasova M.V., Naidenov V.O., Polunovsky I.A., Sidorov A.V. and Kiptily V.G.* // Nuclear Fusion. 2018. V. 58. 016034.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa8cea>
 12. *Shevelev A., Khilkevitch E., Tukachinsky A., Pandya S., Askinazi L., Belokurov A., Chugunov I., Doinikov D., Gin D., Iliasova M., Kiptily V., Kornev V., Lebedev S., Naidenov V., Plyusnin V., Polunovsky I. and Zhubr N.* // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2018. V. 60. 075009.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/aac0d5>
 13. *Shevelev A.E., Khilkevitch E.M., Kiptily V.G., Chugunov I.N., Gin D.B., Doinikov D.N., Naidenov V.O., Litvinov A.E., Polunovskii I.A. and JET-EFDA Contributors* // Nuclear Fusion. 2013. V. 53. 123004.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/53/12/123004>
 14. *Reux C., Plyusnin V., Alper B., Alves D., Bazylev B., Belonohy E., Boboc A., Brezinsek S., Coffey I., Decker J., Drewelow P., Devaux S., de Vries P.C., Fil A., Gerastimov S., Giacomelli L., Jachmich S., Khilkevitch E.M., Kiptily V., Koslowski R., Kruezi U., Lehnen M., Lupelli I., Lomas P.J., Manzanares A., Martin De Aguilera A., Matthews G.F., Mlynář J., Nardon E., Nilsson E., Perez von Thun C., Riccardo V., Saint-Laurent F., Shevelev A.E., Sips G., Sozzi C. and JET contributors* // Nuclear Fusion. 2015. V. 55. 093013.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/55/9/093013>
 15. *Nocente M., Shevelev A., Giacomelli L., Pautasso G., Tardocchi M., Gin D., Gobbin M., Gorini G., Fernandes A., Herrmann A., Khilkevitch E., Panontin E., Papp G., Pereira R.C., Salewski M., Tardini G., Valisa M., ASDEX Upgrade Team, and EUROfusion MST1 Team* // Review of Scientific Instruments. 2018. V. 89. 101124.
<https://doi.org/10.1063/1.5036658>
 16. *Shevelev A., Khilkevitch E., Iliasova M., Nocente M., Pautasso G., Papp G., Molin A.D., Pandya S.P., Plyusnin V., Giacomelli L., Gorini G., Panontin E., Rigamonti D., Tardocchi M., Tardini G., Patel A., Bogdanov A., Chugunov I., Doinikov D., Naidenov V., Polunovsky I., the ASDEX Upgrade Team and the EUROfusion MST1 Team* // Nuclear Fusion. 2021. V. 61. 116024.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac2638>
 17. *Paz-Soldan C., Cooper C.M., Aleynikov P., Pace D.C., Eidietis N.W., Brennan D.P., Granetz R.S., Hollmann E.M., Liu C., Lvovskiy A., Moyer R.A., and Shiraki D.* // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 118. 255002.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.118.255002>
 18. *Lanthanum Bromide and Enhanced Lanthanum Bromide*,
<https://www.crystals.saint-gobain.com/sites/hps-mac3-cma-crystals/files/2021-09/Lanthanum-Material-Data-Sheet.pdf>
 19. *Tardocchi M., Proverbio L.I., Gorini G., Grosso G., Locatelli M., Chugunov I.N., Gin D.B., Shevelev A.E., Murari A., Kiptily V.G., Syme B., Fernandes A.M., Pereira R.C., Sousa J., and JET-EFDA Contributors* // Review of Scientific Instruments. 2008. V. 79. 10E524.
<https://doi.org/10.1063/1.2964205>
 20. *Nocente M., Tardocchi M., Olariu A., Olariu S., Pereira R.C., Chugunov I.N., Fernandes A., Gin D.B., Grosso G., Kiptily V.G., Neto A., Shevelev A.E., Silva M., Sousa J., and Gorini G.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2013. V. 60. 1408.
<https://doi.org/10.1109/TNS.2013.2252189>
 21. *Kiptily V.G., Gorini G., Tardocchi M., de Vries P.C., Cecil F.E., Chugunov I.N., Craciunescu T., Gatu Johnson M., Gin D., Goloborod'ko V., Hellesen C., Johnson T., Kneupner K., Murari A., Nocente M., Perelli E., Pietropaolo A., Pinches S.D., Proverbio I., Sanchez P.G., Sharapov S.E., Shevelev A.E., Syme D.B., Yavorskij V., Zoita V.L. and JET-EFDA contributors* // Nuclear Fusion. 2010. V. 50. № 8. 084001.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/50/8/084001>
 22. *Chugunov I.N., Shevelev A.E., Gin D.B., Naidenov V.O., Kiptily V., Edlington T., Syme B., and JET EFDA contributors* // Instrum. Exp. Tech. 2008. V. 51. P. 166.
<https://doi.org/10.1134/S0020441208020024>
 23. *Murari A., Edlington T., Angelone M., Bertalot L., Bolshakova I., Bonheure G., Brzozowski J., Coccoresse V., Holyaka R., Kiptily V., Lengar I., Morgan P., Pillon M., Popovichev S., Prior P., Prokopowicz R., Quercia A., Rubel M., Santala M., Shevelev A., Syme B., Vagliasind G., Villari R., Zoita V.L., JET-EFDA Contributors* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A-Accel. Spectrom. Dect. Assoc. Equip. 2008. V. 593. P. 492.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.05.058>
 24. *Kazakov Ye.O., Ongena J., Wright J.C., Wukitch S.J., Lerche E., Mantsinen M.J., Van Eester D., Craciunescu T., Kiptily V.G., Lin Y., Nocente M., Nabais F., Nave M.F.F., Baranov Y., Bielecki J., Bilato R., Bobkov V., Crombé K., Czarnicka A., Faustin J.M., Felton R., Fitzgerald M., Gallart D., Giacomelli L., Golfopoulos T., Hubbard A.E., Jacquet Ph., Johnson T., Lennholm M., Loarer T., Porkolab M., Sharapov S.E., Valcarcel D., Van Schoor M., Weisen H., JET Contributors and the Alcator C-Mod Team* // Nature Physics. 2017. V. 13. P. 973.
<https://doi.org/10.1038/nphys4167>
 25. *Auwarter W. and Meyer V.* // Nuclear Physics. 1975. A242. P. 129.
[https://doi.org/10.1016/0375-9474\(75\)90038-X](https://doi.org/10.1016/0375-9474(75)90038-X)
 26. *Zahnow D., Angulo C., Junker M., Rolfs C., Schmidt S., Schulte W.H., Somorjai E.* // Nuclear Physics A 589 (1995) 95-105.
[https://doi.org/10.1016/0375-9474\(95\)00077-E](https://doi.org/10.1016/0375-9474(95)00077-E)
 27. *Tilley D.R., Kelley J.H., Godwin J.L., Millener D.J., Purcell J.E., Sheu C.G., Weller H.R.* // Nuclear Physics A745 (2004) 155.
<https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2004.09.059>
 28. *X-5 Monte Carlo Team 2003 MCNP – a general Monte Carlo N-Particle transport code, version 5. Vol I: Overview and Theory (Los Alamos National Laboratory)* (https://laws.lanl.gov/vhosts/mcnp.lanl.gov/pdf_files/la-ur-03-1987.pdf)

29. Вуколов В.А., Колтыпин Е.А., Молчанов Ю.Д., Яньков Г.Б. // Ядерная физика. 1995. Т. 58. № 9. С. 1539.
30. *Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR)*, <https://www-nds.iaea.org/exfor>
31. Tilley D.R., Cheves C.M., Godwin J.L., Hale G.M., Hofmann H.M., Kelley J.H., Sheu C.G., Weller H.R., // Nuclear Physics A 708 (2002) 3.
[https://doi.org/10.1016/S0375-9474\(02\)00597-3](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(02)00597-3)
32. Kammeraad J.E., Hall J., and Sale K.E. // Phys. Rev. C. 47. № 1 (1993), 29–35.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevC.47.29>
33. Donne A.J.H., Costley A.E., Barnsley R., Bindslev H., Boivin R., Conway G., Fisher R., Giannella R., Hartfuss H., von Hellermann M.G., Hodgson E., Ingesson L.C., Itami K., Johnson D., Kawano Y., Kondoh T., Krasilnikov A., Kusama Y., Litnovsky A., Lotte P., Nielsen P., Nishitani T., Orsitto F., Peterson B.J., Razdobarin G., Sanchez J., Sasao M., Sugie T., Vayakis G., Voitsenya V., Vukolov K., Walker C., Young K., and the ITPA Topical Group on Diagnostics // Nucl. Fusion. 2007. V. 47. S. 337.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/47/6/S07>
34. Iliasova M., Shevelev A., Khilkevich E., Kazakov Ye., Kiptily V., Nocente M., Giacomelli L., Craciunescu T., Stancar Z., Dal Molin A., Rigamonti D., Tardocchi M., Doinikov D., Gorini G., Naidenov V., Polunovsky I., Gin D., JET Contributors // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A-Accel. Spectrom. Dect. Assoc. Equip., 1031 (2022). 166586.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2022.166586>