УДК 621.039.68

ОЦЕНКА ИСТОЧНИКОВ И ПОЛЕЙ ИЗЛУЧЕНИЯ НА УСТАНОВКЕ Т-15МД

В.И. Хрипунов

НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия

В связи с предстоящим вводом в эксплуатацию и пуском реконструированного токамака Т-15МД, основываясь на результатах анализа предшествующих модификаций, проведена переоценка радиационных полей и ожидаемых распределений радиационных доз вблизи установки и за её пределами. Рассмотрены два режима работы, сопровождаемые выходом нейтронов и γ -излучения: ускорительный режим (генерация ускоренных убегающих электронов при распаде тока в плазме низкой плотности) и дейтериевый режим. Полученная в результате анализа самосогласованная система плазмофизических и нейтронно-физических параметров может быть использована при разработке экспериментальных программ, отвечающих требованиям радиационной безопасности. Даны рекомендации по улучшению радиационной защиты при планировании расширенной программы экспериментов с дейтерием на последующих этапах проекта.

Ключевые слова: токамак Т-15МД, нейтронное и γ -излучение, дозовые поля, биозащита.1

RADIATION SOURCE TERMS AND FIELDS ASSESSMENT
FOR THE T-15MD FACILITY

V.I. Khripunov

NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

In the view of forthcoming commissioning and operation of the reconstructed T-15MD tokamak the radiation fields and dose distributions near the facility and in the surrounding are reassessed for the current design based on the analyses performed for the previous design modifications. Two operation regimes accompanied by neutron and gamma-radiation emission are considered: an accelerated runaway electrons generation phase during the current breakdown in low density plasma and a deuterium operation regime. The assessed self-consistent system of plasma and nuclear radiation parameters may be used further for planning of experimental programs in the safe radiation conditions. Radiation shield improvements are recommended for the advanced stage of deuterium experiments.

Key words: tokamak T-15MD, neutron- and gamma-radiation, dose fields, biological shield.

DOI:10.21517/0202-3822-2020-43-1-9-38

ВВЕДЕНИЕ

Предварительный анализ источников нейтронного и γ -излучения и возникающих вокруг Т-15 радиационных полей был выполнен в рамках проектов Т-15 (1988 г.), Т-15М (2003 г.) и Т-15Д (2007 г.) [1, 2]. Было показано, что в экспериментах с «обычной», водородной плазмой основными источниками, определяющими радиационную обстановку вблизи токамака, являются тормозное γ -излучение и фотонейтроны, возникающие в ускорительных режимах при срыве тока плазмы низкой плотности. Поскольку возможности экспериментов с водородной плазмой ограничены, для повышения плазмофизических параметров современных экспериментальных токамаков близких размеров, не говоря о JET [3] с улучшенным удержанием плазмы, уже сейчас широко практикуются напуск газообразного дейтерия, многократная пеллет-инжекция и внешний нагрев.

То обстоятельство, что Т-15МД возрождается в период строительства ИТЭР и в поддержку исследований его прототипных режимов, предопределяет необходимость планирования экспериментов, связанных с использованием дейтерия. При этом, как было показано ранее для Т-10 [4, 5], затем для Т-15 [6] и Т-15М [5, 2], основным источником, определяющим поля излучения, становятся нейтроны D—D-реакции синтеза. Например, на небольшом токамаке FTU ($R = 0,93$ м, $a = 0,3$ м) в экспериментах с высокой плотностью плазмы ($\sim 8 \cdot 10^{20}$ м⁻³) и при номинальном тороидальном магнитном поле ($B = 8$ Тл, $I = 1,6$ МА) достигнуто улучшенное удержание и квазиравновесие, сопровождаемое выходом $\sim 1,8 \cdot 10^{13}$ нейтр./с в послеинжекционной фазе [7].

Проектирование токамака Т-15МД [8] направлено на создание возможности формирования вытянутой D-образной магнитной диверторной конфигурации, модернизацию и постепенное наращивание мощности систем нагрева, обеспечивающее постепенное увеличение плотности плазмы и моделирование квазиравновесных режимов с длительностью разряда до 30 с [9—13]. В отдалённой перспективе

рассматривалась возможность увеличения длительности горения до 1000 с, в том числе и в экспериментах с использованием дейтерия.

Проектные характеристики реконструированного токамака в значительной степени предопределены его размещением на месте предшественника с использованием имеющейся инфраструктуры, отдельных элементов и систем, разработанных в рамках проекта Т-15 1988 г. По этой же причине поля излучений, сопровождавшие эксперименты на Т-15 [6], и на Т-15МД могут стать одним из основных факторов, влияющим на выбор операционных режимов, допустимых в окружающей среде НИЦ «Курчатовский институт». В связи с уточнением параметров эксплуатации в данной статье приводятся дополнительные оценки интенсивности источников и радиационных полей, возникающих на токамаке Т-15МД и за его пределами.

Как показали эксперименты на Т-15 [6], наряду с тормозным γ -излучением в ускорительных режимах в пусковой период в экспериментах с «обычной» водородной плазмой низкой плотности наиболее вероятен выход фотонейтронов. В работе получены оценки максимальной интенсивности источников фотонейтронов для двух конфигураций плазмы круглого и D-образного сечения. Приведены оценки выхода термоядерных нейтронов в дейтериевом режиме как функции температуры и плотности ионов дейтерия. С использованием одномерных и двумерных моделей установки и её биологической защиты выполнены расчёты потоков нейтронов и γ -излучения и на их основе радиационных («дозовых») полей, возникающих вблизи установки и за её пределами во время работы и по завершении экспериментальной кампании. Показана необходимость размещения над установкой дополнительной верхней радиационной защиты от излучения в случае реализации форсированных дейтериевых режимов. Совокупность полученных оценок связывает плазмофизические характеристики в предполагаемых экспериментальных режимах Т-15МД с возникающей при этом радиационной обстановкой. Она предоставляет, таким образом, численную базу, необходимую при планировании регламента начальных и продвинутых экспериментов, сопровождаемых выходом фотонов и нейтронов, для определения условий эксплуатации и обслуживания установки с учётом требований радиационной безопасности.

ПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ ИСТОЧНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Тормозное γ -излучение и фотонейтроны. В ускорительном режиме при срыве тока плазмы основным источником излучения является тормозное излучение (фотоны энергией до 12 МэВ), возникающее в результате взаимодействия «убегающих» релятивистских электронов с первой стенкой камеры или лимитером. При этом верхняя часть фотонного спектра, вступая в (γ, n) -реакции, порождает так называемые фотонейтроны энергией до 1,5 МэВ. Последние, в свою очередь, при радиационном (n, γ) -захвате порождают дополнительный компонент вторичного γ -излучения.

Плазма как источник мягкого рентгеновского излучения. Сама по себе плазма является источником «мягкого» фотонного излучения, большая часть которого поглощается в металлических стенках камеры, не вызывая сколько-нибудь существенного увеличения дозовых нагрузок на персонал. Основным процессом в плазме, в котором появляется γ -излучение, является взаимодействие электронов с ионами плазмы и примесями. Согласно оценкам, приведённым в [5], для Т-15 мощность тормозного излучения в плазме была оценена по соотношению

$$P_{\gamma} = 1,5 \cdot 10^{-38} n_e n Z^2 T_e^{0,5} = 10^{-3} \text{ Вт/м}^3. \quad (1)$$

При средней энергии 3 кэВ выход γ -квантов составляет $\sim 0,3 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-3}$. Если доля тяжёлых примесей в плазме не превышает 10^{-3} от плотности ионов, то возможен выход синхротронного излучения такого же уровня мощности:

$$P_{\text{си}} = 10^{-19} n_e B^2 T_e = 10^{-3} \text{ Вт/м}^3. \quad (2)$$

Процесс образования γ -излучения и фотонейтронов идёт и в самой плазме за счёт ускоренных электронов, но ввиду её малой плотности ($\rho = 10^{14} \text{ см}^{-3}$) этим фактором можно пренебречь. В этой же работе указано на незначительную для практической работы на токамаке оценку скорости реакции элек-

трорасщепления дейтрона согласно пороговой реакции ($E_{\text{thr}} = 2,2 \text{ МэВ}$, [13]) $D(p, \gamma)^3\text{He}$ с выходом $\sim 10^8 \gamma$ -квантов энергией 5,5 МэВ за импульс.

Реакции термоядерного синтеза. Основным источником излучения, требующим особого внимания при использовании дейтерия, является DD-реакция термоядерного синтеза, порождающая при соответствующих условиях с равной вероятностью термоядерные нейтроны энергией 2,45 МэВ по каналу

и тритий по второму каналу

Образовавшийся тритий, в свою очередь, частично или полностью (в зависимости от условий удержания) реагирует с дейтерием:

порождая в дейтериевой плазме второй, 14,1 МэВ-ный компонент нейтронного источника.

Двухкомпонентные термоядерные нейтроны обладают высокой проникающей способностью и, выходя за пределы системы и замедляясь в материалах установки и в окружающей среде, во время дейтериевого импульса представляют потенциальную радиационную опасность для персонала, а также для некоторых чувствительных элементов диагностической аппаратуры. При взаимодействии нейтронов с веществом в (n, γ) -реакциях радиационного захвата рождается вторичное так называемое захватное γ -излучение энергией до 8 МэВ, также представляющее определённую опасность в момент импульса.

Задачи нейтронно-физического анализа. Наличие источников нейтронного, захватного и тормозного γ -излучения в обоих из указанных режимов работы Т-15МД вызывает необходимость решения следующих задач радиационного анализа:

- расчёта интенсивности потенциальных источников излучения;
- моделирования транспорта излучения в элементах конструкции установки и за её пределами;
- расчёта «мгновенных» операционных доз, характеризующих радиационную обстановку и условия облучения обслуживающего персонала в момент дейтериевого импульса или при срыве тока плазмы.

В результате многократных импульсов, сопровождающихся выходом нейтронов, в материалах конструкции могут образоваться радиоактивные элементы, представляющие собой ещё один потенциальный источник остаточного γ -излучения энергией $\sim 1\text{—}2,5 \text{ МэВ}$. Уровень остаточного γ -излучения определяет возможности обслуживания и ремонта установки в период экспериментальной кампании, а также радиационную обстановку при разборке установки и возможность её утилизации. Определение характеристик остаточного γ -излучения входит в круг задач активационного анализа, включающего расчёты:

- скорости активации материалов в импульсном режиме;
- интенсивности источников остаточного γ -излучения;
- обусловленных ими радиационных доз вблизи поверхности облучённых элементов конструкции установки в различные периоды времени после окончания операционного режима и в конце кампании.

Ещё одним потенциальным источником радиации, определяющим возможности реализации дейтериевого режима, является сравнительно долгоживущая β -активность трития ($T_{1/2} = 12,33 \text{ года}$, $E_{\beta^-} = 5,69 \text{ кэВ}$), образующегося в результате реакции (2). Большая часть трития, не сгоревшего в зоне D—T-реакции (3), может выйти в окружающую среду или, что более вероятно, будет сорбирована в графитовом покрытии камеры. Отсюда возникает необходимость оценки скорости образования трития и соотнесения его остаточной активности с существующими нормами, регламентирующими условия при наличии трития в рабочем помещении.

ОЦЕНКА ИНТЕНСИВНОСТИ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ СРЫВЕ ТОКА ПЛАЗМЫ

Одной из вероятных причин возникновения радиационных полей на установке Т-15МД, не связанных с использованием дейтерия, являются так называемые ускорительные режимы, которые проявляются в экспериментах с плазмой низкой плотности и приводят к срыву тока и выходу пучка релятивистских электронов на внутренние элементы конструкции установки. Первичным источником излучения

при таких обстоятельствах является «жёсткое» γ -излучение, возникающее при торможении релятивистских электронов.

В больших токамаках, имеющих сильное магнитное поле на оси камеры $\sim 3\text{—}5$ Тл, электроны ускоряются до энергии в десятки МэВ, а теоретически вплоть до 100 МэВ. Попадая на стенку камеры или на диафрагму, ограничивающую апертуру плазменного шнура, они тормозятся, излучая γ -кванты высокой энергии, которые, в свою очередь, в результате пороговых (γ, n) -реакций порождают так называемые фотонейтроны, а последние в (n, γ) -реакциях радиационного захвата — вторичное (захватное) γ -излучение.

Если протекание термоядерных реакций в плазме характеризуется отсутствием «порога» реакции и пространственной симметрией вылетающих нейтронов, то для ускорительных режимов со срывом тока плазмы параметры фотонейтронного излучения целиком определяются генерирующим его тормозным излучением и физикой взаимодействия электронов с «мишенью», каковой является стенка камеры или ограничительная диафрагма. Ускорительные режимы ожидаются на всех этапах исследований, особенно на начальном этапе работы с водородной плазмой круглого сечения, но также и после формирования диверторной конфигурации, хотя, возможно, и с меньшей частотой таких срывов. Имеющийся опыт позволяет утверждать, что срывы тока плазмы случаются нечасто. Можно ожидать, что при наличии системы интегрированного контроля устойчивости, управления равновесием, нагревом и удержанием высокотемпературной плазмы в режиме реального времени число срывов будет сведено к минимуму.

Детальный расчётный анализ ускорительных режимов со срывом тока плазмы и параметров фотонейтронного излучения был выполнен ещё на стадии разработки проекта Т-15 [6].

Исходя из предполагаемого полного числа полномасштабных циклов разряда плазмы за весь срок эксплуатации установки $\sim 5 \cdot 10^4$ (т.е. около 30 импульсов в сутки, или ~ 4 импульса в час), можно ожидать не более 1—2 срывов тока плазмы в сутки, а всего при поле на оси $B_t \leq 2$ Тл и токе $I_p \leq 2$ МА — до $5 \cdot 10^3$ срывов [8].

Основные результаты этого анализа приведены далее для одиночного события с возможностью последующей экстраполяции результатов на десятки или даже сотни таких событий.

Параметры и локализация «убегающих» электронов при срыве тока плазмы D-образного сечения. Согласно современным данным для больших токамаков, таких как JET и ITER, до 50—70% тока плазмы, предшествующего срыву, переходит в сверхтепловые так называемые «убегающие электроны» энергией в диапазоне от 1 до 100 МэВ. Анализ вертикальной неустойчивости для ИТЭР [15] показал, что энергия убегающих электронов будет, вероятно, выделена на верхней или нижней поверхности первой стенки или в диверторе. При этом возможны частичное оплавление бериллиевого покрытия первой стенки ИТЭР или покрытия дивертора из вольфрама, абляция графитовых мишеней дивертора.

На рис. 1 показана эволюция плазмы и гало-тока во времени, в направлении верхней внутренней

Рис. 1. Эволюция плазмы, гало-токов (а) и границы плазмы во времени при развитии срыва в ИТЭР (б) [16]

части первой стенки, полученная при моделировании процесса срыва в ИТЭР [16] с помощью расчётно-го кода ДИНА [17]. Согласно этому анализу энергия убегающих электронов будет выделена в тонком поверхностном слое компонентов, обращённых к плазме.

Средняя энергия, которую приобретают электроны в процессе ускорения, зависит от времени ускорения и напряжения на обходе плазменного шнура. Как и для аналогичного режима ИТЭР, она принята равной 12,5 МэВ [18], что соответствует 12—15 МэВ, оцененным для Т-10 в [19].

Моделирование процесса генерации ускоренных электронов в результате большого срыва в плазме токамака Т-15М с D-образным сечением с помощью кода ДИНА было выполнено В.Э. Лукашем [2].

Был рассмотрен сценарий, когда после 2 с стационарной работы токамака в режиме омического нагрева начинается тепловой срыв, в результате которого температура электронов T_e плазмы с плотностью электронов $n_e = 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ может понизиться до величины порядка ~ 3 эВ. В результате создаются условия для генерации ускоренных электронов, при этом интенсивность генерации увеличивается со снижением величины плотности электронов плазмы n_e .

На рис. 2 показано изменение параметров в процессе развития большого срыва. Средняя энергия ускоренных электронов в соответствии с [18] принималась равной 12,5 МэВ. Общие потери ускоренных электронов в стенку N_{run} к моменту времени t и нарастание их числа за $\approx 4,5$ мс показаны на рис. 3.

Рис. 2. Изменение параметров в процессе развития большого срыва [16]: I_p — ток плазмы; I_{run} — ток ускоренных электронов

Рис. 3. Потери ускоренных электронов в стенке (N_{run}) к моменту времени t

Полное число ускоренных электронов, выпавших на стенку за один срыв, при начальном токе плазмы 1,5 МА оценивалось $2,6 \cdot 10^{17}$ частиц. Полная энергия ускоренных электронов, выпавших на стенку за один срыв, в этом случае составляла $\sim 0,52$ МДж. При этом за время касания стенки плазма проходит в полоидальном направлении расстояние примерно 6 см, а область касания располагается в левой верхней части контура первой стенки.

Для целей настоящего анализа важно отметить, что ускоренные электроны локализованы как в пространстве ($dR \sim 6$ см в верхней части камеры), так и во времени ($dt \sim 4,5$ мс).

Прямые расчёты для Т-15МД до настоящего времени не проводились. Однако согласно частному сообщению В.Э. Лукаша при рабочем токе плазмы в «базовом режиме» $\sim 0,5$ МА вероятный ток при срыве плазмы может составить около 200 кА, а время выхода ускоренных электронов на стенку ~ 2 мс. Приведённые результаты моделирования указывают на верхнюю часть первой стенки как наиболее вероятную область выпадения убегающих электронов при срыве тока плазмы с D-образным сечением (рис. 4).

Рис. 4. Кольцевая область выпадения «убегающих» электронов на стенку камеры Т-15МД (показана стрелкой)

Ускоренные электроны как источник фотонов высокой энергии. Согласно [20, 21] потери энергии электронов высоких энергий в материалах обусловлены, в основном, испусканием электромагнитного излучения (фотонов) в электрическом поле ядер тормозящего вещества и пропорциональны Z^2 , где Z — заряд ядра. Поскольку начальная энергия релятивистских электронов велика, тормозное излучение представляет собой одну из основных причин возникновения радиационного поля вблизи установки при срыве тока плазмы.

Тормозной путь. Толщина тормозного слоя в материалах, которые могут встретиться на пути убегающих электронов энергией E (МэВ), может быть оценена по известным эмпирическим соотношениям для экстраполированного пробега R (г/см²) моноэнергетических электронов:

$$R = 0,526E - 0,094 \quad [21] \quad (6)$$

и удельной потери энергии E , приведённым, например, в [22]. Согласно этим соотношениям экстраполированный пробег электронов слабо зависит от вещества. Точнее, он зависит от отношения заряда к массе Z/A .

При начальной энергии ускоренных электронов 12,5 МэВ экстраполированный пробег в основных материалах, встречающихся на пути убегающих электронов в районе диафрагмы, верхней части первой стенки или дивертора, составляет в графите ~3,6, в стали ~0,8, в бронзе ~0,8, в вольфраме ~0,34, в свинце (в составе биозащиты) ~0,6 г/см². Максимальные значения пробега при энергии убегающих электронов 100 МэВ примерно в 8 раз выше. Однако доля таких электронов в пучке не превышает нескольких процентов.

По другим оценкам [22], исходя из того, что потери энергии на единице пути пропорциональны первой степени энергии, а при больших энергиях $d\ln E_0/dx = \text{const}$, тормозной путь в указанных материалах не превышает 0,8—0,9 см. Соотношение между пробегом и энергией при энергиях, превышающих 0,6 МэВ, может быть выражено линейной зависимостью

$$R = 0,526E - 0,094 \quad (E > 0,6 \text{ МэВ}) \quad (7)$$

для моноэнергетических электронов и похожей зависимостью

$$R = 0,543E - 0,16 \quad (E > 0,7 \text{ МэВ}) \quad (8)$$

для электронов с непрерывным спектром [21], где R — экстраполированный пробег, г/см²; E — энергия, МэВ. Соответствующая толщина слоя из бериллия или графита составляет 2,5 мм, из вольфрама — 0,22 мм.

Поток тормозного γ -излучения, порождаемый ускоренными электронами, из области их взаимодействия с элементами конструкции (диафрагмы, первой стенки, дивертора) зависит прежде всего от вида материала этих элементов и от энергии электронов. Связь между ионизационными и радиационными потерями электронов при различных энергиях описывается соотношением

$$(-dE_e/dx)_{\text{rad}}/(-dE_e/dx)_{\text{ion}} = E_e Z/800 \quad [23]. \quad (9)$$

Рис. 5. Спектр тормозного излучения в «толстой» и «тонкой» мишенях из материалов с большим Z [24]

Для графита, покрывающего первую стенку и диафрагму, это соотношение составляет $0,075E_e$, для стали и меди $0,032E_e$ и $0,036E_e$ соответственно.

Энергетическое распределение тормозного γ -излучения. Испускаемые в процессе торможения фотоны обладают энергиями в широком интервале значений. На рис. 5 показан типичный спектр тормозного γ -излучения при торможении электронов максимальной энергией 100 МэВ в «толстых» мишенях из материалов с большим Z .

В случае попадания на оптически тонкие мишени спектр γ -излучения принимает форму зависимости $1/E_\gamma$. Фактически энергетическое распределение тормозного излучения представляет собой сплошной спектр от 0 до максимальной энергии $E_0 - mc^2$, где $mc^2 = 0,511$ МэВ — энергия покоя электрона. Пример такого распределения излучения для параметра $(E_0 - mc^2)/mc^2 = 23,5$, которое использовалось в дальнейшем при моделировании источника

и переноса тормозного излучения в Т-15МД, показан на рис. 6. При его формировании принималось, что энергия убегающих релятивистских электронов $E_0 = 12,5$ МэВ, и то обстоятельство, что в борновском приближении это соотношение одинаково для всех элементов [25].

Средняя энергия спектра, показанного на рис. 6, равна примерно 4,8 МэВ, доля фотонов энергией выше 10 МэВ (т.е. выше порога реакции образования фотонейтронов) всего ~4,9%. Для Т-15МД значимые величины интенсивности синхротронного излучения согласно [24] следует ожидать в инфракрасном и оптическом диапазоне частот.

Угловое распределение. Средний угол испускания тормозного γ -кванта имеет порядок величины $\theta = mc^2/E_0$. С увеличением энергии электрона тормозное излучение независимо от длины волны всё более и более направлено вперёд (рис. 7).

Поэтому при взаимодействии пучка ускоренных электронов с графитовой диафрагмой образующийся пучок γ -квантов направлен вперёд, почти по касательной к траектории движения электронов. На некоторых установках непосредственно наблюдалось убежание электронов при срыве тока плазмы. В частности, в экспериментах на установке JET [27] было показано, что убегающие электроны рождаются вблизи центра вакуумной камеры и постепенно смещаются к первой стенке. При этом профиль пучка имеет гауссовское распределение, а его диаметр оценивается 37 см, что в ~5 раз меньше начального диаметра горячей плазмы. Прямые рентгеновские снимки показывают, что полоидальная ширина области взаимодействия убегающих электронов с первой стенкой составляет около 10 см. Аналогичная ситуация наблюдалась и на JT-60U [28].

На рис. 8 показаны возможные направления тормозного излучения относительно положений кольцевой диафрагмы Т-15 с круглым сечением камеры, катушек и магнитопроводов и выхода нерассеянного излучения

Рис. 6. Энергетическое распределение тормозного излучения (по оси абсцисс — интенсивность излучения в единичном интервале энергии; по оси ординат — относительный выход γ -квантов)

Рис. 7. Угловое распределение тормозного гамма-излучения от энергии γ -квантов E_γ [26]

Рис. 8. Направления максимального выхода пучка тормозного γ -излучения из диафрагмы 1-15 относительно основных элементов конструкции и биозащиты [24]: 1 — магнитопровод; 2 — пучок тормозных γ -квантов; 3 — катушки магнитного поля; 4 — рабочая камера; 5 — диафрагма; А — положение пузырькового детектора нейтронов

за пределы установки на биозащиту. Размывание пучка (уменьшение анизотропии) более значительно, чем при отсутствии графитового покрытия ($Z = 6$), например, на вольфрамовом покрытии дивертора.

Источник тормозного γ -излучения. На данном этапе анализа, по-видимому, нет необходимости в скрупулёзном задании пространственно-энергетического распределения источника тормозного излучения. Его локализация в тонком слое верхней части камеры и магнитов тороидального поля не принесёт сколько-нибудь существенной погрешности в результаты расчёта радиационной обстановки за пределами установки. Будем считать, что в нашем случае все убегающие электроны попадают в первую стенку или во внутренние слои обмотки, в основном, по касательной в тороидальном направлении и что источник мгновенных (тормозных) γ -квантов сосредоточен в тонком кольцевом слое верхней части камеры и во внутренней части обмотки тороидального поля.

При этом ослаблением фотонов в зоне источника ($dR \sim 8$ см, $dZ \sim 5$ см) пренебрегаем, так как кратность ослабления для фотонов энергией 1—10 МэВ в этой зоне, имея в виду её неплотное заполнение материалами, не превышает ~ 2 . Полагая, что все релятивистские электроны теряют свою энергию в этой зоне, будем считать, что полный выход мгновенных γ -квантов при однократном срыве тока составляет $(0,2—1,0)10^{15}$, а их энергетическое распределение соответствует рис. 6. Для ускорительного режима на установке Т-15 со сверхпроводящими обмотками в [6] приведена близкая по величине интенсивность γ -излучения $\sim 10^{15}$ частиц за импульс при максимальной энергии убегающих электронов до ~ 100 МэВ.

Фотонейтроны и захватное γ -излучение. Вероятность образования и выхода фотонейтронов. Небольшая часть фотонов энергией, превышающей ~ 10 МэВ, в реакциях фоторасщепления ядер мишени способна вызвать появление так называемых фотонейтронов. Полный выход фотонейтронов определяется соотношением

$$Y_{\text{ph-n}} \sim \langle \rho_i \sigma_i(\gamma, n) \Phi_j(r, E > 10 \text{ МэВ}) \rangle, \quad (10)$$

которое включает ядерные плотности материалов ρ_i , сечения $\sigma_i(\gamma, n)$ -реакции и поток фотонов $\Phi_j(r, E > 10 \text{ МэВ})$ энергией, превышающей порог дезинтеграции ядер мишени, проинтегрированный по объёму системы. Известно, что фоторасщепление тяжёлых ядер носит пороговый, резонансный характер. Оно происходит в результате образования составных ядер, их поляризации и индуцирования электрических диполей.

Как отмечается в [19], эффективное сечение (γ, n) -реакции имеет широкий максимум с полушириной ~ 6 МэВ, а его положение ϵ_{max} (МэВ) приближенно определяется как

$$\epsilon_{\text{max}} \cong 80A^{-1/3}, \quad (11)$$

где A — массовое число ядер мишени.

Согласно современным данным [29, 30] для ^{12}C , ^{56}Fe , ^{63}Cu и ^{65}Cu как основных потенциальных источников образования фотонейтронов в верхней внутренней части камеры и обмоток тороидального поля сечения (γ, n) -реакции в диапазоне энергии налетающих фотонов 10—12 МэВ не превышают ~ 6 —10 мбарн (рис. 9). Максимум зависимости сечений от энергии для ^{12}C приходится на ~ 35 МэВ, тогда как для изотопов железа и меди — на ~ 17 МэВ. Эти значения почти на порядок величины меньше сечений,

Рис. 9. «Гигантские дипольные резонансы» изотопов углерода и железа как основные потенциальные источники фотонейтронов [29, 30]: а — $^{12}\text{C}(\gamma, n)^{11}\text{C}$ (β^+ , $T_{1/2} = 20,4$ мин) ^{11}B (порог реакции 18,7 МэВ); б — $^{56}\text{Fe}(\gamma, n)^{55}\text{Fe}$ (β^+ , $T_{1/2} = 2,7$ года) ^{55}Mn (порог реакции 4,95 МэВ)

типичных для «тяжёлых» ядер мишени из вольфрама или молибдена, используемых обычно в качестве материалов лимитеров или диафрагм.

Анализ пространственного распределения фотонов энергией выше 10 МэВ, а также объёмного распределения стали и меди по элементам конструкции установки показывает, что основной источник фотонейтронов сосредоточен в верхней части медных обмоток тороидального поля ($dR \sim 40$ см, $dZ \sim 30$ см). Полный выход фотонейтронов по результатам интегрирования по объёму камеры и обмоток составляет $\sim 3,1 \cdot 10^{13}$ за один срыв. Около 3% фотонейтронов образуется в железе в составе материалов верхней части камеры, $\sim 3,6\%$ — в стальных элементах обмоток, но основными источниками фотонейтронов являются графит и стальная подложка первой стенки.

При увеличении энергии убегающих электронов до 17—20 МэВ за счёт увеличения сечений (γ , n)-реакции возможно возрастание выхода фотонейтронов в ~ 5 —6 раз.

Дополнительная оценка выхода фотонейтронов. После соответствующей корректировки близкие значения выхода фотонейтронов за импульс $\sim (3\text{—}4)10^{13}$ на Т-15М получены по полуэмпирическим соотношениям, приведённым в работе [19] для оценки выхода фотонейтронов на Т-10. При этом использовались ядерные концентрации и сечения (γ , n)-реакции в «толстой» (6—8 см) медной мишени, а число жёстких фотонов, способных вызвать реакцию фоторасщепления ядер мишени, оценивалось как

$$N_\gamma \cong 10^{-4} Z \varepsilon N_e, \quad (12)$$

где Z — заряд ядер мишени для релятивистских электронов: ε — их энергия, МэВ; N_e — полное число электронов в пучке, составило $\sim 1 \cdot 10^{16}$ за импульс.

Средняя энергия фотонейтронов. Энергетическое распределение фотонейтронов может быть рассчитано на основе законов сохранения энергии и момента при взаимодействии налетающего фотона и ядра мишени. Согласно [25] энергия испускаемого фотонейтрона определяется соотношением

$$E_{\text{ph}-n} = (A - 1)/A(E_\gamma - |Q|) \pm E_\gamma \sqrt{2(A - 1)(E_\gamma - |Q|)/(931A^3)}, \quad (13)$$

где $E_{\text{ph}-n}$ — энергия фотонейтрона, МэВ; $A = 12, 56, 63, 6, 5$ — атомный номер ядер мишени; E_γ — энергия фотона, МэВ; $Q = 19, 10\text{—}11$ — порог (γ , n)-реакции для С, Fe и Cu, МэВ, соответственно. Оно предопределяет также небольшой разброс энергии фотонейтрона ($\pm 0,1$ МэВ), испущенного по направлению движения налетающего фотона (знак плюс) или в противоположном направлении (знак минус).

В нашем случае для «хвоста» энергетического распределения тормозного излучения энергией выше 10 МэВ и с учётом энергетической зависимости сечений (γ , n)-реакции для углерода, железа в составе стали и меди средняя энергия фотонейтронов составляет $\sim 1\text{—}3$ МэВ.

Некоторые результаты измерений выхода тормозного излучения и фотонейтронов. Особый интерес представляют результаты интегральных измерений выхода фотонейтронного и тормозного излучений в ускорительных разрядах, полученные после физического пуска Т-15 и подтвердившие ожидаемые параметры излучений при срывах тока плазмы [24]. Во время физического пуска установки Т-15 в 1988 г. [31] и первой кампании в 1989, 1990 гг. в основном преобладали режимы со срывом тока плазмы малой плотности (ускорительные разряды). Аналогичные процессы происходили и на других токамаках (JET [32], TFTR [33]). Даже в проекте ИТЭР на долю таких разрядов отводится до 0,5% от общего их числа. Процесс возникновения и механизм развития «большого срыва» зависят от конфигурации рабочей камеры установки и локальных параметров плазмы. Поэтому выход ионизирующего излучения в этих разрядах является индивидуальной особенностью каждой установки.

На рис. 10 представлены расчётные зависимости ожидаемого выхода тормозного γ -излучения и фотонейтронов

Рис. 10. Зависимость выхода тормозного излучения и фотонейтронов (Φ_γ , Φ_n) от тока плазмы (I_p) [19]: * — выход γ -квантов при $E_\gamma \sim 4$ МэВ (Т-15, 1988 г.); Δ — выход γ -квантов при $E_\gamma \sim 10$ МэВ (Т-15, 1990 г.); $\bullet$ — выход фотонейтронов (Т-15, 1988 г.); $\square$ — выход фотонейтронов (Т-10, 1976 г.) Параметры ускорительных разрядов на водородной плазме: $I_p = 0,15$ МА, $B_T = 1,5$ Тл, $n_e = 2,5 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$, $t = 50$ мс (1988 г.), $0,4 < I_p < 0,7$ МА (1990 г.)

для Т-15 [6] и результаты прямых измерений, выполненных ранее на Т-10, а также, что представляется наиболее важным для данного рассмотрения, и на Т-15 во время экспериментальных кампаний 1988—1991 гг. [24].

Таким образом, экспериментальные данные, полученные на Т-10 и Т-15, подтверждают зависимость выхода фотонейтронов Φ_n от тока разряда I_p , в котором наблюдался срыв. Она примерно соответствует эмпирическому соотношению

$$\Phi_{ph-n} \sim c I_p^{2,6}, \quad (14)$$

предложенному ранее в [32] по результатам экспериментов на JET. Коэффициент пропорциональности в этом выражении для JET при $I_p > I_e$ (МА) равен 0,018, а для аналогичного соотношения энергии пучка электронов ($E_e \sim I_p^{2,6}$ в МДж) он равен $\sim 3,77$. Правда, для Т-15 показатель степени в экспоненте, полученный на Т-15 при измерениях 1988 и 1990 гг., несколько выше — $2,6 + 0,95$ [24]. Выход излучения в ускорительных режимах зависит не только от тока разряда I_p , но и от энергии электронов, ускоренных электрическим полем. К тому же фотонейтроны рождаются не только в диафрагме, но и в других элементах конструкции на пути пучка γ -квантов тормозного излучения. Средняя энергия γ -квантов по результатам измерений составляла 12—14 МэВ. По результатам измерений потоков быстрых нейтронов энергией выше 0,1 МэВ и γ -квантов на Т-15 (и Т-10) в точке расположения детекторов с учётом геометрического фактора был определён полный выход излучения.

По совокупности имеющихся результатов в дальнейшем для планирования экспериментов примем упрощённое соотношение интенсивности тормозного излучения и фотонейтронов, равное

$$\Phi_{ph-n} = 10^{-2} \Phi_\gamma. \quad (15)$$

О количестве срывов тока плазмы. В ходе экспериментов на современных токамаках DIII-D, Tore Supra JET, JT-60U и других постоянно накапливаются данные о параметрах плазмы и операционных режимах, приводящих к срывам тока плазмы. На основании анализа этих экспериментов разрабатывается стратегия борьбы со срывами плазмы и смягчения их последствий для конструкции. Одним из перспективных методов является быстрое (со скоростью 1 км/с) введение в плазму токамака пеллет диаметром 10 мм, содержащих в криогенном состоянии водород, дейтерий, благородные газы и др. [15, 34]. В этой связи можно надеяться, что и на Т-15МД количество ускорительных разрядов срывов в процессе работы будет уменьшаться и, по мере реализации методов предотвращения и подавления срывов тока плазмы не будет превышать 5% от общего числа импульсов, как на установке DIII-D [35].

Рис. 11. Выход D—D-нейтронов как функция плотности ионов дейтерия и температуры плазмы Т-15 (1, 2, 3, 5, 8 и 10 — плотность дейтерия в единицах на 10^{19} м^{-3})

НЕЙТРОННЫЕ ПАРАМЕТРЫ Т-15М ПРИ РАБОТЕ С ДЕЙТЕРИЕМ

Оценка максимального выхода термоядерных нейтронов. Скорость реакций, сопровождающихся выходом термоядерных нейтронов, зависит от концентрации дейтерия и температуры плазмы, а выход нейтронов энергией 14,1 МэВ ещё и от времени удержания. На рис. 11 показана серия кривых выхода нейтронов как функции температуры ионов для разной плотности ионов дейтерия в плазме, полученных для Т-15 [1].

Предварительные оценки максимального выхода нейтронов из плазмы при работе Т-15М в D—D-режиме были получены В.М. Леоновым [36], исходя из основных проектных параметров

установки [37] и предположений о плотности, температуре и располагаемой мощности дополнительного нагрева плазмы (табл. 1).

Т а б л и ц а 1. Проектные параметры установок T-15, T-15М, T-15Д и T-15 МД

Параметр	T-15 [31], план/достигнуто	T-15М [37]	T-15Д [38]	T-15МД [8]
Большой радиус плазмы R_0 , м	2,40	1,55	2,43	1,48
Малый радиус плазмы a , м	0,78	0,5	0,45	0,67
Аспектное отношение A		3,1	5,8	2,2
Вытянутость сечения k_{95}		1,7	1,47	1,7—1,9
Треугольность (средняя) δ_{95}		0,3	0,25	0,3—0,4
Тороидальное поле на оси плазмы B_{t, R_0} , Тл	3,5/3,6	2,5	3,5	2,0
Ток плазмы I_p , МА	1,4/1	1,7	1,0	2
Плотность плазмы n_e , 10^{20} м^{-3}		0,8—1	0,5—1	≤ 1
Мощность нагрева плазмы $P_{\text{ауx}}$, МВт		10—15	20	≤ 20
NBI, МВт	6/1,2	9	9	6
ECRH	5/1,5	6	7	6—7
LHRH			4	4
Длительность импульса $\Delta t_{\text{plateau}}$, с	5/1,5	5	5/25/1000	10

Согласно оценкам, приведённым в [39], длительность импульса при максимальном токе 1 МА составляет 20 с, при рабочем токе $\sim 0,6$ МА — 60 с. Однако максимальная допустимая длительность по условиям охлаждения «тёплых» полоидальных обмоток, размещённых внутри камеры, оценивается 30 с. Более длительные квазистационарные режимы с полностью неиндукционным током $I_p = 1$ МА возможны лишь при плотности плазмы $\sim 4 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ после дальнейшей модернизации магнитной системы и наращивания мощности систем внешнего нагрева плазмы (таких как ECCD и NBI).

Верхняя оценка выхода термоядерных нейтронов при располагаемой мощности внешнего нагрева ~ 3 МВт на первом этапе реализации проекта T-15М составляла $\sim 1 \cdot 10^{15}$ нейтронов за один дейтериевый импульс длительностью ~ 1 с. Эта величина в ~ 100 раз превышает оценку максимального выхода фото-нейтронов за один импульс, заканчивающийся срывом тока плазмы.

Ранее в отчёте [40], посвящённом оценке радиационной обстановки на T-15, была упомянута близкая по порядку величина «реального» выхода нейтронов за импульс $\sim 4 \cdot 10^{15}$ при рабочей плотности дейтерия $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и ионной температуре 7 кэВ. В действительности она может быть завышенной в 2—3 раза, поскольку предполагает полное выгорание трития, образовавшегося во втором канале D—D-реакции (4), в D—T-реакции (5). В самом деле, концентрация трития в камере определяется временем удержания $\tau_p \sim \tau_e$. При плохом удержании быстрые частицы (а начальная энергия образующихся ядер трития 1,01 МэВ) уходят из области горения и не участвуют в образовании D—T-нейтронов.

Вероятность D—T-реакции $\langle \sigma v \rangle_{DT}$ при температуре до ~ 10 кэВ в ~ 100 раз выше вероятности D—D-реакции $\langle \sigma v \rangle_{DD}$. Согласно оценкам В.М. Леонова [36] ожидаемое энергетическое время τ_e много больше времени взаимодействия трития с плазмой. Поэтому можно предположить, что тритий будет частично термализован и вступит в реакцию с дейтерием. При 1 МэВ вероятность реакции $\langle \sigma v \rangle_{DT}$ возрастает на порядок величины (до $2,7 \cdot 10^{-16} \text{ см}^3/\text{с}$ [41]). Поэтому можно ожидать, что даже при низкой концентрации трития вероятность его выгорания может достигать 10—30%.

В рамках данного рассмотрения во всех случаях для удобства нормировки функционалов нейтронного потока при анализе операционных доз и остаточной активности используется верхняя округлённая оценка полного выхода $1 \cdot 10^{15}$ DD + DT-нейтронов за один дейтериевый импульс, что соответствует полному выгоранию трития. Однако при анализе тритиевой опасности, наоборот, предполагается полное отсутствие выгорания образующегося трития, т.е. 100%-ное распределение трития по элементам поверхности установки или 100%-ный выход в рабочие помещения.

При повышенной мощности внешнего нагрева, возросшей температуре ионов и интенсивности D—D-реакции максимальный выход термоядерных нейтронов может возрасти на порядок величины до $\sim 1 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$. Приведённые оценки примерно соответствуют значениям нейтронного выхода ($\sim 10^{14}$ — 10^{17} нейтронов за импульс), полученным на современных установках масштаба T-15 [7]. А на JETe в дейтериевой плазме повышенных параметров ($n_e \sim 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $T_e \sim 10$ кэВ, магнитное поле 3,4 Тл, запасён-

ная энергия 11 МДж) в экспериментальных режимах с обратным «широм» и предварительным нижне-гибридным и высокочастотным нагревом плазмы ~2 МВт было получено около $4 \cdot 10^{16}$ нейтронов/с [3].

Длительность кампании. Для последующих оценок величин, связанных с флюенсом нейтронов, а также для удобства нормировки результатов было предположено, что максимальное число односекундных дейтериевых импульсов, сопровождаемых выходом термоядерных нейтронов, составляет 1000. В этом случае полный выход нейтронов превышает величину $\sim 1 \cdot 10^{18}$. Продолжительность кампании может достигать четырёх рабочих месяцев, что соответствует примерно 10 дейтериевым импульсам в сутки.

Сравнительные нейтронные параметры Т-15 и ИТЭР. Используя прототипный дейтериевый режим Т-15 в качестве опорного, сопоставим его с соответствующими характеристиками ИТЭР. В табл. 2 приведены нейтронно-физические параметры Т-15 и ИТЭР, рассчитанные в [42] для интенсивного дейтериевого режима (с дополнительным нагревом плазмы и при полном сгорании трития) и для номинального D—Т-режима. При оценке термоядерной мощности для Т-15М предполагалось полное выгорание трития согласно реакции (5), а в величину тепловой мощности наряду с внешним нагревом включено энерговыделение от захватного излучения, умножающего первичную среднюю энергию термоядерных DD + DT-нейтронов (~8,3 МэВ) в ~1,5 раза.

Т а б л и ц а 2. Сравнительные нейтронные параметры Т-15М и ИТЭР [37, 42]

Параметр	Т-15М	ИТЭР	
	D—D-фаза	D—D-фаза	D—Т-фаза
Внешний нагрев, МВт	3	100	50
Термоядерная мощность, МВт	~0,002	15	500
Полная тепловая мощность, МВт	~0,003 + 3*	120	~710
Выход нейтронов/импульс, с ⁻¹	$(0,5_{DD} + 0,5_{DT})10^{15}$	$< 7 \cdot 10^{18}$	$1,8 \cdot 10^{20}$
Нейтронная + γ -мощность, МВт	$(0,2_{DD} + 1,1_{DT})10^{-3}$	18	560
Ток нейтронов, см ⁻² ·с ⁻¹	$(0,77_{DD} + 0,77_{DT})10^9$	$\sim 8 \cdot 10^{11}$	$\sim 2,4 \cdot 10^{13}$
Нейтронная нагрузка, МВт/м ²	$(0,33_{DD} + 1,9_{DT})10^{-5}$	0,01	0,55
Длительность фазы	10^3	$3 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^7$
Полный выход нейтронов	$\sim 1 \cdot 10^{18}$	$\sim 2 \cdot 10^{24}$	$\sim 2 \cdot 10^{27}$
Флюенс нейтронов, МВт·год/м ²	$(0,9_{DD} + 5,5_{DT})10^{-10}$	$\sim 1 \cdot 10^{-4}$	0,3

*3 МВт — мощность внешнего нагрева.

Нейтронная нагрузка рассчитана, исходя из того, что интенсивность источника DD + DT-нейтронов равна $\sim 1 \cdot 10^{15}$ с⁻¹. Поверхность и объём плазмы определены на основании данных из [2], приведённых в табл. 1. Поверхность и объём плазмы с круглым сечением составляют примерно ~67 м² и ~23,5 м³, в диверторной конфигурации ~51 м² и ~13,5 м³ соответственно. Площадь «первой стенки» около 60 м². В целом D—D-режим, представленный здесь для Т-15М, отличается от соответствующего D—D-режима ИТЭР по интенсивности источника нейтронов на ~4 порядка величины, а по длительности кампании и флюенсу нейтронов — ещё на два порядка величины. Отличие от номинального DT-режима ИТЭР значительно больше.

ПРЕДПОЛАГАЕМЫЕ ИСТОЧНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ И РЕЖИМЫ РАБОТЫ

Оценки интенсивности источников нейтронного и γ -излучения и длительности возможных операционных режимов, ожидаемых в начальный период работы Т-15МД:

Начальный этап работы установки с круглым сечением на водородной плазме

Базовый (номинальный) режим работы установки (ток плазмы ~0,5 МА):

длительность импульса, с . . .	До 5
длительность рабочей смены, ч . . .	8
число импульсов в смену . . .	32
скважность, мин . . .	15
число импульсов в год . . .	5000
источник излучения . . .	Мягкое рентгеновское излучение плазмы

Ускорительный режим («срыв тока плазмы ~0,5—1,0 МА»):

длительность, мс . . .	~2
число срывов за смену . . .	2 (до 10 в начальный период)
полное число срывов за кампанию . . .	~300 из 5000

Источники излучения:

ускоренные электроны, МэВ:	
максимальная энергии . . .	30—40 (вплоть до 100)
средняя энергия . . .	~20
средняя энергия . . .	~12—50
γ-кванты тормозного излучения:	
интенсивность . . .	~(2—10)10 ¹⁴ за один срыв
средняя энергия, МэВ . . .	~20
фотонейтроны:	
интенсивность . . .	~(2—10)10 ¹² за один срыв
средняя энергия, МэВ . . .	~1,5—2,5
Направленность излучения . . .	По касательной к внешней части камеры при попадании пучка «убегающих» электронов на выступающую часть графитовой диафрагмы

Дейтериевый режим работы установки, предлагавшийся ранее для Т-15М

Объёмный источник нейтронов DD-реакции:

нейтроны энергией 2,5 МэВ . . .	(0,7—1,0)10 ¹⁵ н/с, до 10 ¹⁶ н/импульс
нейтроны энергией 14,1 МэВ . . .	(0,01—0,3)10 ¹⁵ н/с, (0,01—0,3)10 ¹⁶ н/импульс
полный (по энергии) поток нейтронов в камере, см ⁻² ·с ⁻¹ . . .	1,5·10 ¹⁰
средняя энергия, МэВ . . .	~1,4

РАСЧЁТЫ ПОЛЕЙ ИЗЛУЧЕНИЯ

Расчётные модели. Для нейтронно-физического анализа радиационных полей были разработаны несколько одномерных (1R) и двумерных (R, Z) моделей установки типа Т-15МД и окружающих структур, выполняющих функцию радиационной защиты [1, 2, 43, 44]. Одномерная (1R) так называемая «тороидальная» модель представляла собой последовательность бесконечных по высоте радиальных зон, начиная от центральной оси установки, индуктора, внутренней части обмоток тороидального поля, вакуумной камеры с источником нейтронов, внешних частей установки и кончая биологической защитой. Эта модель использовалась, в основном, для анализа эффективности материалов, выполняющих функцию радиационной защиты, а также для детального расчёта спектра нейтронов и фотонов в ключевых областях системы, необходимых для последующего активационного анализа.

Двумерные (R, Z)-модели, как и одномерная, достаточно детально учитывают структуру установки в радиальном направлении. В аксиальном направлении учтены разные по высоте размеры биологической защиты и окружающих стен здания, проходки в соседние помещения. Последние особенности должны быть учтены, так как способствуют отражению излучения от вышестоящих стен здания и изменению таким образом общего радиационного фона за биологической защитой. Кроме того, в (R, Z)-моделях в виде кольцевых зон прямоугольного сечения представлены также обмотки полоидального поля (обмотки управления). Для примера одна из таких моделей показана на рис. 12.

Размеры и материальный состав геометрических зон, использованный в расчётных моделях, в основном соответствуют чертежам и описанию систем, приведённым в техническом проекте Т-15 [43] и в отдельных документах, относящихся к Т-15 [44, 45].

Используя систему DANTSYS [46], включающую моделирование транспорта нейтронов и фотонов методом дискретных ординат и библиотеку ядерных данных FENDL-2 [47], с помощью этих моделей были выполнены параметрические расчёты потоков нейтронов и γ-квантов в

Рис. 12. «Открытая» двумерная (R, Z)-модель установки Т-15М в экспериментальном зале с биологической защитой и боковой стеной здания

многогрупповом ($175_n + 42_\gamma$) P_3 — S_8 -приближении. Синтезируя распределение излучения, рассчитанное с помощью частичных (неполных) моделей, можно получить представление о полях излучения в различных областях системы и за её пределами. В рамках данного параметрического анализа такое упрощённое представление геометрии реальной системы представляется достаточным. Лишь центральная часть установки (центральный соленоид и внутренняя часть обмоток тороидального поля), а также обмотки полоидального поля представляют собой области, влияющие на формирование пространственно-энергетического распределения излучения за пределами установки. Эти структуры по своему составу и толщине сопоставимы с обычной радиационной защитой ТЯР. В то же время их геометрия довольно точно может быть представлена в координатах R, Z . Хотя другие части установки, такие как вакуумная камера и внешняя часть обмоток тороидального поля, имеют более сложную форму, они обладают меньшей «оптической» толщиной, незначительно ослабляют потоки быстрых нейтронов и фотонов с типичной энергией порядка 1 МэВ и более.

В обоих рассмотренных режимах работы Т-15 геометрия распределённого источника нейтронов или фотонов далека от геометрии точечного источника. В дейтериевом режиме она представлена частью тороидального (R, Z)-объёма плазмы, где рождаются термоядерные нейтроны, а в ускорительном режиме — в виде кольцевой (R, Z)-зоны с источником тормозного излучения в верхней части камеры. Поэтому геометрический фактор для пространственных зон, расположенных вне установки, также не столь уж важен. Геометрическое ослабление потоков быстрых нейтронов и фотонов, определяющих общий радиационный фон в экспериментальном зале, на расстоянии 3—8 м от оси установки не превышает 2—3 раз.

В дальнейшем при необходимости более детального анализа системы, работающей на повышенных параметрах, а также для сравнения с экспериментальными данными основные геометрические особенности установки и её окружения могут быть достаточно детально учтены в 3-мерных моделях, предназначенных для расчётов методом Монте-Карло.

Об использовании «Норм радиационной безопасности». Прежде чем оценивать радиационную обстановку на Т-15, следует напомнить, что действующие «Нормы радиационной безопасности» [48] определяют допустимые уровни облучения для лиц разных категорий: как для персонала, обслуживающего эксперименты, сопровождаемые выходом излучения, так и для сотрудников, непосредственно в таких экспериментах не участвующих. При этом регламентируется не мощность дозы, представляющая собой поглощённую энергию в единицу времени, а так называемый «предел дозы», или величина интегральной эффективной (эквивалентной) дозы техногенного облучения, которая в течение года превышать не должна.

Оценка предельных доз для персонала. Согласно этим нормам [48] допустимая эффективная доза для персонала группы А за любые последовательные 5 лет составляет в среднем 20 мЗв в год, но не более 50 мЗв в год. Для персонала группы Б, который по условиям работы находится в сфере воздействия источников излучения, эти пределы снижены в 4 раза, а для населения (включая персонал вне работы) — на порядок величины, т.е. составляют соответственно 5 и 1 мЗв в год. Кроме того, установлен годовой контрольный уровень 15 мЗв за смену, при превышении которого персонал из радиационных условий выводится. Небезынтересно отметить, что при разработке норм [48] использовался оптимизационный принцип, согласно которому «облучение в коллективной, эффективной дозе в 1 чел.-Зв приводит к потенциальному ущербу, равному потере 1 чел.-года жизни населения», а «величина денежного эквивалента потери 1 чел.-года жизни населения устанавливается» ... «в размере не менее 1 годового душевого национального дохода».

Исходя из указанных значений и предположения, что годовая кампания на установке могла бы включать до 1000 импульсов с дейтерием, можно установить, что для персонала, обслуживающего такие эксперименты, допустимая эквивалентная доза в среднем не должна превышать 20—50 мкЗв за импульс. Для дальнейших оценок дозового уровня за пределами здания с Т-15МД следует иметь в виду, что радиационный фон на территории НИЦ «Курчатовский институт» составляет ~10 мкР/ч, или 0,1 мкЗв/ч.

Расчёт коэффициентов «качества излучения». При анализе радиационной обстановки, вызванной разными видами излучения (в нашем случае нейтронами и фотонами), следует учитывать разную степень их воздействия на человеческий организм. Для этого при переходе от расчётной дозы, которая фактически

представляет собой поглощённую энергию на единицу массы тканеэквивалентного материала, к эффективной дозе используются так называемые взвешивающие коэффициенты или коэффициенты «качества излучения». Радиационные нормы [48] фиксируют взвешивающие коэффициенты для органов и тканей в зависимости от их чувствительности к радиационному воздействию. Наряду с этим устанавливаются значения эффективной дозы для отдельных видов излучения в зависимости от энергии и геометрии возможного облучения.

На рис. 13 показаны энергетические зависимости удельной эффективной дозы на единичный флюенс $d_f(E)/F(E, r)$ в предположении о наиболее вероятной изотропной (2π или 4π) геометрии возможного облучения, принятые в настоящем анализе.

Используя зависимость $d_f(E)$ от энергии, а также спектры нейтронов $F_n(E, r)$ и фотонов $F_\gamma(E, r)$, рассчитанные для разных зон Т-15М и её окружения, получены усреднённые коэффициенты качества

$$Q_f = \langle d_f(E)F(E, r) \rangle / E_{\text{tissue}}(r). \quad (16)$$

Здесь индекс $f = n, \gamma$ для нейтронов и фотонов соответственно.

В дальнейшем их применение позволило избежать многократного интегрирования спектров в серии вариантных расчётов. При этом ожидаемая эффективная доза $D(r)$ вычислялась по результатам расчёта пространственного распределения удельного энерговыведения $E_{\text{tissue}}(r)$ в тканеэквивалентном материале $(C_5H_{40}NO_{18})_n$ в качестве детектора нейтронов и фотонов [49] как

$$D(r) = Q_f E_{\text{tissue}}(r). \quad (17)$$

Здесь $D(r)$ — эффективная доза, мкЗв; Q_f — эффективный коэффициент качества излучения для изотропного поля нейтронов или фотонов; $E_{\text{tissue}}(r)$ — удельное энерговыведение в тканеэквивалентном материале в зоне с координатой r , Вт/см³.

Эффективные коэффициенты качества излучения не слишком сильно изменяются от места расположения «детектора». С достаточной точностью для изотропного поля нейтронов $Q_n \approx 5,5$, для фотонов $Q_\gamma \approx 0,63$. При этом в расчётных зонах за биологической защитой средние значения удельной дозы на единицу полного потока нейтронов и фотонов равны соответственно $\sim 10 \cdot 10^{-6}$ мкЗв/см² и $\sim 4 \cdot 10^{-6}$ мкЗв/см². В экспериментальном зале из-за более «жёсткого» спектра нейтронов их вклад в эффективную дозу возрастает до $\sim (80—100)10^{-6}$ мкЗв/см². Правда, в любом случае присутствие персонала в этой зоне во время нейтронной вспышки не допускается. В случае менее вероятного облучения параллельным пучком моноэнергетических частиц в так называемой «передне-задней геометрии» согласно терминологии, принятой в [48], указанные значения Q_n и Q_γ возрастают соответственно в ~ 2 и $\sim 1,2—1,6$ раза.

Поля излучения при развитии ускорительного режима. *Пространственное распределение тормозного излучения.* Распространяясь из зоны источника по элементам конструкции и за её пределы, тормозные γ -кванты поглощаются и теряют свою энергию в результате комптоновского рассеяния или эффекта образования пар. Рассчитанные с помощью двумерной модели Т-15 потоки тормозных γ -квантов в отдельных областях системы (рис. 14), а точнее говоря, флюенсы фотонов

Рис. 13. Эффективная доза на единичный флюенс фотонов и нейтронов [48]

Рис. 14. Принципиальная схема размещения установки и рабочих помещений в здании [43]

при однократном срыве тока плазмы приведены в табл. 3. Они нормированы на наиболее вероятную величину источника фотонов $\sim 1,0 \cdot 10^{15}$, численно равную полному числу ускоренных электронов при однократном срыве тока масштаба 200 кА.

Т а б л и ц а 3. Распределение мгновенных «рентгеновских фотонов» в Т-15 (флюенс фотонов при однократном срыве тока плазмы, см^{-2}) (см. рис. 14)

Флюенс фотонов с энергией E	В камере	В экспериментальном зале (у стены)	За 120-см Био-защитой	За теневой защитой «крио/гиро»	В пультной
$\gamma(E > 10 \text{ МэВ})$	$2,3 \cdot 10^7$	$(0,5—1)10^4$	$(0,5—1,0)10^{-4}$	$0,5 \cdot 10^{-4}/2,5 \cdot 10^{-4}$	$\sim 1 \cdot 10^{-5}$
$\gamma\text{-total } (E > 0)$	$1,2 \cdot 10^9$	$(1—2)10^6$	$1,8 \cdot 10^3$	$1 \cdot 10^3/2 \cdot 10^3$	$1 \cdot 10^2$

Приведённые значения потоков сравнимы или превосходят значения потоков вторичного (захватного) γ -излучения (или «секундные флюенсы»), рассчитанные для предполагаемого дейтериевого режима. Однако средняя энергия тормозного излучения в результате их эволюции как в самой установке, так и за биологической защитой не превышает 2,9 МэВ. Поэтому эффективность «тяжёлой» биологической защиты по отношению к тормозному излучению довольно велика. За 120-см боковой биозащитой ослабление достигает пяти порядков величины.

Результаты расчёта транспорта фотонейтронов и вторичных (захватных) γ -квантов. Используя ранее представленные характеристики фотонейтронов, было рассчитано их двумерное пространственно-энергетическое распределение в самой установке, вблизи неё и за биозащитой. Основная часть спектра представлена быстрыми нейтронами энергией выше 0,1 МэВ (см. n -fast в табл. 4), тогда как доля тепловых нейтронов в спектре n -thermal вблизи установки невелика, но возрастает по мере замедления в толще биозащиты. В результате радиационного (n , γ)-захвата нейтронов в элементах конструкции и защитных материалах образуются так называемые «захватные» γ -кванты. Типичные значения флюенсов вторичного «захватного» γ -излучения при однократном срыве тока плазмы также приведены в табл. 4.

Т а б л и ц а 4. Распределение потоков (флюенсов, см^{-2}) фотонейтронов и захватных γ -квантов вблизи установки при однократном срыве тока плазмы (см. рис. 14)

Поток частиц с энергией E	В камере	В экспериментальном зале (у стены)	За 120-см биозащитой	За теневой защитой/у ворот	У двери пультной
Фотонейтроны					
n -thermal ($E < 0,4 \text{ эВ}$)	$\sim 1 \cdot 10^4$	$(0,5—1)10^3$	~ 2	$15/\sim 40$	~ 5
n -fast ($E > 0,1 \text{ МэВ}$)	$4,4 \cdot 10^5$	$(1,5—2,5)10^3$	$\sim 0,25$	$5/\sim 20$	$\sim 1,5$
n -total	$9 \cdot 10^5$	$(0,5—1)10^4$	~ 5	$50/150$	~ 20
Захватные γ -кванты					
$\gamma(>10 \text{ МэВ})$	$\sim 0,4$	$\sim 5 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-6}$	$\sim 1 \cdot 10^{-3}/\sim 1 \cdot 10^{-4}$	$\sim 1 \cdot 10^{-5}$
$\gamma\text{-total } (E > 0)$	$1,6 \cdot 10^5$	$(1,5—2,5)10^3$	~ 2	$\sim 15/\sim 50$	~ 5

В камере и вблизи установки потоки (флюенсы) вторичных γ -квантов на 4—3 порядка величины ниже, чем соответствующие значения для тормозного излучения. В то же время за стенами биологической защиты они отличаются лишь на порядок величины, так как обусловлены поглощением нейтронов в самой защите. Следует заметить, что в спектре вторичных фотонов присутствуют фотоны энергией выше 10 МэВ, способные породить второе поколение фотонейтронов (см. табл. 4). Однако доля их пренебрежимо мала. Как и следовало ожидать, средний уровень потоков фотонейтронов и фотонов на 2—3 порядка величины ниже значений, приведённых далее в табл. 6 для дейтериевого импульса, из-за пониженной на два порядка величины мощности источника фотонейтронов, которая меньше средней энергии и меньше проникающей способности по отношению к DD- и DT-нейтронам.

Дозовые нагрузки при однократном срыве тока плазмы. По результатам расчёта энерговыделения в тканеэквивалентном материале $(\text{C}_5\text{H}_{40}\text{NO}_{18})_n$ [49] с учётом приведённых коэффициентов качества поглощённого излучения для изотропного поля фотонов и нейтронов рассчитаны эквивалентные дозы

облучения, обусловленные отдельными видами излучения, возникающего при однократном срыве тока плазмы (табл. 5).

Т а б л и ц а 5. Эквивалентные дозы облучения, мкЗв, ожидаемые при одиночном срыве тока плазмы

Параметр	В камере	В экспериментальном зале (у стены)	За 120-см биозащитой	За теновой защитой и у ворот	У двери пультной
Тормозное γ -излучение	$6 \cdot 10^3$	3—15	$4 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-4}$
Фотонейтроны	42	0,13—0,25	$3 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-4}$ $5 \cdot 10^{-5}$ $1,5 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$
Вторичные γ -кванты	~ 1	$(5—15)10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-5}$ $3 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-5}$
Суммарная доза	$6 \cdot 10^3$	$\sim 3—15$	$\sim 8 \cdot 10^{-5}$	$\sim 1,5 \cdot 10^{-3}$ $\sim 4 \cdot 10^{-3}$	$\sim 3 \cdot 10^{-4}$

Сопоставим расчётные значения доз с допустимыми величинами. Предположим, что за год регулярной работы на установке происходит до 200 срывов тока плазмы. Исходя из того, что допустимая эффективная годовая доза для персонала группы А составляет 20 мЗв, получим удобную масштабную величину допустимой дозы при однократном срыве тока 100 мкЗв. Нетрудно видеть, что указанные в таблице оценочные значения уровней доз, по-видимому, исключают возможность присутствия персонала в экспериментальном зале вблизи установки при срыве тока плазмы. В этой зоне радиационная обстановка определяется, в основном, тормозным излучением. По абсолютной величине этот уровень совпадает или всего в 10 раз ниже значений, приведённых далее для одного дейтериевого импульса. В то же время вне экспериментального зала, за биологической защитой дозовые уровни значительно ниже (на 3—5 порядков величины) и представляются вполне допустимыми. За пределами радиационной защиты около половины величины эквивалентной дозы обусловлено фотонейтронами и захватным γ -излучением.

Поля излучения при работе с дейтерием. Спектры нейтронов и захватных γ -квантов. Типичные спектры нейтронов и захватных γ -квантов, рассчитанные с помощью одномерной модели на внутренней поверхности вакуумной камеры, где абсолютные значения потоков максимальны, показаны на рис. 15 и 16.

Рис. 15. Спектры нейтронов в камере T-15 (на единицу летаргии U): 1 — n -DD; 2 — n -DT

Рис. 16. Спектры захватного γ -излучения в камере T-15 (на единицу летаргии U): 1 — n -DD; 2 — n -DT

Проинтегрированные по энергии потоки нейтронов и фотонов в камере приведены в табл. 6.

Т а б л и ц а 6. Потоки (флюенсы) нейтронов и захватных γ -квантов в камере

Параметр	Источник нейтронов		
	n -DD	n -DT	n -DD + n -DT
Выход нейтронов, с^{-1}	$5 \cdot 10^{14}$	$5 \cdot 10^{14}$	$1 \cdot 10^{15}$
Полный поток нейтронов, $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	$7,0 \cdot 10^9$	$6,6 \cdot 10^9$	$\sim 1,4 \cdot 10^{10}$
Полный поток фотонов, $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	$1,5 \cdot 10^9$	$3,3 \cdot 10^9$	$4,8 \cdot 10^9$

При почти полном совпадении спектров замедляющихся нейтронов (ниже 1 МэВ) следует отметить явно выраженные на рис. 15 пики нерассеянных термоядерных нейтронов источника энергией

2,45 МэВ (n —DD) и 14,1 МэВ (n —DT), а также практическое отсутствие тепловых нейтронов энергией ниже 0,4 эВ. Спектры захватного γ -излучения (см. рис. 16) для двух нейтронных спектров (см. рис. 15) по своей форме также довольно близки. Характерно наличие в обоих спектрах рис. 16 фотонов высокой энергии $\sim 1,4$ —8 МэВ, образующихся при захвате быстрых нейтронов в стали и меди. Кроме того, следует отметить локальные максимумы при 512 кэВ, которые соответствуют энергии аннигиляции электронно-позитронных пар, образующихся в процессе взаимодействия фотонов с веществом.

Потоки нейтронов и фотонов вблизи установки. Типичные значения потоков нейтронов и вторичного захватного γ -излучения, ожидаемые в момент дейтериевого импульса в характерных зонах вблизи установки, рассчитанные с помощью различных моделей системы, приведены в табл. 7.

Таблица 7. Потоки нейтронов и захватных γ -квантов вблизи установки при одиночном импульсе

$1 \cdot 10^{15}(n\text{—DD} + n\text{—DT})/\text{с}$					
Параметр	В камере	В экспериментальном зале (у стены)	За 120-см биозащитой	За теневой защитой «крио/гиро»	В пультовой
Расстояние R , м	~ 2	$\sim 5,4$	$\sim 9,2$	~ 13	
Потоки нейтронов, $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$					
n -thermal ($< 0,4$ эВ)	$\sim 6 \cdot 10^7$	$(1\text{—}3)10^7$	$3 \cdot 10^4$	$0,6 \cdot 10^6/1,7 \cdot 10^6$	$(0,7\text{—}1,4)10^5$
n -fast ($> 0,1$ МэВ)	$\sim 1,0 \cdot 10^{10}$	$(1\text{—}1,5)10^8$	~ 90	$2,2 \cdot 10^5/8,4 \cdot 10^5$	$(2\text{—}8)10^4$
> 2 , включая DD-нейтроны	$5,8 \cdot 10^9$	$(1\text{—}3)10^7$	~ 10	$0,7 \cdot 10^4/3,9 \cdot 10^4$	$(2\text{—}6)10^3$
n —DT (14,1 МэВ)	$2,5 \cdot 10^9$	$(4\text{—}7)10^6$	0,03	200/ ~ 500	5—60
n -total	$1,3 \cdot 10^{10}$	$(1\text{—}3)10^8$	$3 \cdot 10^4$	$\sim 1,5 \cdot 10^6/\sim 6 \cdot 10^6$	$(3\text{—}6)10^5$
Средняя энергия, МэВ	2,5	$\sim 1,0$	0,3		
Полный поток захватных γ -квантов, $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$					
γ -total (> 0)	$3,0 \cdot 10^9$	$(4\text{—}6)10^7$	$1,6 \cdot 10^4$	$\sim 0,3 \cdot 10^6/\sim 1,5 \cdot 10^6$	$(0,6\text{—}1,7)10^5$
Средняя энергия, МэВ	1,4	$\sim 1,8$	1,5		

Для принятой длительности импульса 1 с указанные значения численно совпадают с флюенсом соответствующего излучения за один импульс.

Средний уровень потоков нейтронов и γ -квантов на 2—3 порядка величины выше значений, приведённых ранее для ускорительного режима, прежде всего из-за в 100 раз более высокой интенсивности источника DD- и DT-нейтронов, их средней энергии и проникающей способности по отношению к фотонейтронам.

Дозовые уровни при однократном дейтериевом импульсе. Характерные значения эффективных доз, ожидаемые при однократном дейтериевом импульсе длительностью 1 с в различных наиболее представительных зонах установки, приведены в табл. 8.

Таблица 8. Эквивалентные дозы облучения (мкЗв) за один дейтериевый импульс ($1 \cdot 10^{15}$ нейтронов/с)

Параметр	В камере токамака	В экспериментальном зале (у стены)	За 120-см биозащитой	За теневой защитой «крио/гиро»	В пультовой
Нейтроны	$2,0 \cdot 10^6$	$(1\text{—}2)10^4$	0,05	22/ ~ 90	$\sim 2,5\text{—}9$
Вторичные γ -кванты	$1,2 \cdot 10^4$	160—280	0,07	1/ ~ 6	$\sim 0,2\text{—}0,6$
Суммарная доза	$2,0 \cdot 10^6$	$(1\text{—}2)10^4$	0,12	23/ ~ 100	$\sim 3\text{—}9$

Основной вклад в величину эквивалентной дозы как вблизи установки, так и в помещениях за биологической защитой (см. рис. 14) вносят нейтроны.

ОСОБЕННОСТИ И ЭФФЕКТИВНОСТЬ БИОЗАЩИТЫ Т-15

Изначально при проектировании установки Т-15 со сверхпроводящими обмотками [43] предполагалось, что имеющаяся вокруг Т-15 120-см биологическая защита должна эффективно ослаблять потоки быстрых нейтронов и фотонов. В самом деле, согласно [45] она изготовлена из «тяжёлого» бетона с наполнителем из стали и чугуна с добавлением карбида бора (табл. 9).

Т а б л и ц а 9. «Тяжёлый» бетон марки 200 [45], плотность $\sim 4,6 \text{ г/см}^3$

Материал	Объёмное содержание, об. %
Бетон	~ 52
Наполнитель из стали и чугуна	~ 47
Карбид бора	1

К тому же для поглощения γ -излучения с внутренней стороны биозащита дополнительно покрыта слоем свинца толщиной ~ 10 см. Поэтому в помещениях, полностью защищённых такими стенами («закрытая геометрия»), кратность ослабления потоков нейтронов и фотонов достигает ~ 6 порядков величины (см. табл. 7). В то же время вследствие отражения от вышестоящих стен здания, расположенных за биозащитой, и натекания нейтронов через тонкие двери или проходки в стенах эффективность такой защиты существенно снижается. Предполагалось, что ворота, ведущие в гиротронный зал, и дверь в пультовую выполнены из стали толщиной ~ 1 см, а стены, отделяющие этот зал от пультовой, — из бетона толщиной ~ 15 см. Ослабление потоков в помещениях для криогенного оборудования, которые отделены от установки биозащитой ограниченной высоты, являющейся фактически «теневогой защитой» также около ворот зала для гиротронов и в пультовой, составляет лишь около 2—3 порядков величины.

Зоны повышенного внимания. Сопоставим значения доз в табл. 8, нормированных на один дейтериевый импульс с выходом $1 \cdot 10^{15}$ н/с, с эквивалентной дозой 20—50 мкЗв/импульс, установленной в качестве среднего значения для основного эксплуатационного персонала токамака в течение года. В экспериментальном зале и пространстве над установкой вплоть до крыши здания указанные пределы превышены на несколько порядков величины. Поэтому пребывание людей в этих зонах совершенно недопустимо. Хотя даже по получении ~ 15 мЗв (т.е. $1,5 \cdot 10^4$ мкЗв) критическая ситуация не возникает, персонал в этом случае должен быть выведен из радиационных условий до конца календарного года. Заметим, что эквивалентная доза такого масштаба может быть «набрана» в экспериментальном зале вблизи установки за один импульс.

Радиационная обстановка, ожидаемая в пультовой и зоне обслуживания криогенного оборудования за биологической защитой, примерно соответствует норме.

В гиротронном зале около ворот, ведущих в экспериментальный зал, отмечается превышение среднего уровня, приемлемого для «стандартного» дейтериевого, в несколько раз. Впрочем, присутствие персонала в этом помещении во время импульса не предполагается. Что касается вспомогательного персонала, то средние допустимые значения эквивалентной дозы в этой зоне могут быть превышены на ~ 1 порядок величины при регулярном радиационном воздействии, возникающем в рассматриваемом дейтериевом режиме, в течение всей кампании.

Для основного персонала такое превышение ожидается, если установка постоянно эксплуатируется на форсированных режимах с увеличенным нейтронным выходом при отсутствии дополнительных элементов радиационной защиты.

Мощность дополнительного нагрева и флюенс нейтронов. Как отмечалось ранее, на втором этапе модернизации установки предполагается подключение дополнительных систем внешнего нагрева плазмы. При этом выход термоядерных нейтронов (Y_n) может возрасти в ~ 10 раз. Во столько же раз могут возрасти и дозовые нагрузки. Поскольку эквивалентная доза D фактически пропорциональна флюенсу нейтронов:

$$D \sim Y_n \tau, \quad (18)$$

одной из очевидных мер по снижению интегральной дозы является сокращение длительности τ и частоты импульсов, сопровождаемых выходом нейтронов, а также регламентация времени пребывания персонала в контролируемых зонах.

Геометрия облучения. Целесообразно напомнить, что в случае, хотя и менее вероятного, облучения параллельным пучком моноэнергетических частиц, например, при нахождении человека в момент импульса в проёме двери пультовой или напротив ворот, или отверстия в биологической защите в гиротронном зале эффективность радиационного воздействия возрастёт. В такой ситуации расчётные оценки

эквивалентных доз от нейтронов и фотонов, приведённые в табл. 4, должны быть увеличены соответственно в ~ 2 и $1,2—1,6$ раза.

ДТ-компонент нейтронного источника. С целью повышения надёжности полученных расчётных оценок выполнены вариантные расчёты и рассмотрены возможные дополнительные меры по защите «слабых мест» в радиационной защите. Они, в частности, показали, что уменьшение величины 14,1-МэВ-ного компонента в источнике термоядерных нейтронов при плохом удержании трития приводит к снижению общего дозового уровня как вблизи установки, так и за биологической защитой. При полном отключении этого компонента мощность нейтронного источника уменьшается в 2 раза (в нашем случае до $\sim 5 \cdot 10^{14}$ нейтронов энергией 2,45 МэВ за импульс). При этом потоки быстрых нейтронов и γ -излучения уменьшаются в разных зонах системы соответственно в 2 и 3 раза.

Таким образом, можно ожидать, что в целом ряде экспериментов ожидаемая эквивалентная доза за импульс может быть в действительности в $\sim 2,5$ раза ниже значений, указанных в табл. 8.

Защитные двери, ворота, промежуточные стены здания. Для того чтобы гарантированно обеспечить более низкий уровень дозовых нагрузок для персонала, обслуживающего дейтериевый режим, рассмотрены варианты установки «толстых» защитных дверей в основной пультровой и дополнительных ворот за теневой защитой в проходе из экспериментального зала в гиротронный зал (см. рис. 14). Поскольку основной вклад в величину суммарной дозы в зонах за биозащитой вносят нейтроны, в качестве эффективного замедлителя и поглотителя нейтронов для таких дверей и ворот был выбран борированный полиэтилен (табл. 10).

Таблица 10. Борированный полиэтилен (плотность $0,96 \text{ г/см}^3$, включая $0,06 \text{ г/см}^3$ бора естественного обогащения)

Параметр	Основные элементы			
	C	H	^{10}B	^{11}B
Ядерная плотность, использованная в расчётах, 10^{24} см^{-3}	0,0385	0,0771	0,00064	0,00262

Предполагалось, что двери и ворота общей толщиной ~ 30 см выполнены из двух стальных листов толщиной 1 см, а пространство между ними заполнено борированным полиэтиленом. Расчёты показывают, что эффективная доза в пультровой за такой дверью при полном выходе до $1 \cdot 10^{15}$ нейтронов за импульс может быть снижена с 9 мкЗв (табл. 8) до 0,5 мкЗв. В остальной части пультровой она сохраняется на уровне 2,3 мкЗв. В гиротронном зале вблизи ворот толщиной 30 см из борированного полиэтилена величина дозы уменьшается со 100 мкЗв до ~ 2 мкЗв, а на расстоянии 3 и 10 м от ворот соответственно с 6 и 0,3 мкЗв за импульс до $\sim 0,1$ мкЗв. Последнее значение соответствует ситуации, когда проём в стене между экспериментальным и гиротронным залом вообще отсутствует. Ворота эквивалентной толщины, выполненные из бетона, оказываются в ~ 2 раза более тяжёлыми, так как плотность бетона $\sim 2,3 \text{ г/см}^3$, и в 6 раз менее эффективными. В этом случае доза у ворот, на расстоянии 3 и 10 м при однократном импульсе составляет соответственно $\sim 15, 1,0$ и $0,1$ мкЗв.

Рис. 17. Схема проходки каналов передачи СВЧ-мощности сквозь биологическую защиту

Отверстия в боковой защите. Предварительная оценка «стриминга» — прохождения излучения по каналам в биологической защите выполнена на примере волноводов системы ВЧ-нагрева. Предполагалось, что четыре цилиндрических канала диаметром 100 мм, расположенные один над другим и выходящие из гиротронного зала, направлены на центральную ось установки и пронизывают боковую биологическую защиту под углом $\sim 60^\circ$ (рис. 17).

Поскольку межканальное пространство предполагалось заполнить свинцовой дробью и полиэтиленом, интерференция каналов должна быть незначительна. При этом вклады каждого из каналов в результирующую величину потока излу-

чения в рамках такого предварительного рассмотрения можно считать аддитивными. Используя известное соотношение Саймона и Клиффорда [50]

$$F(L) = F(0)(D/L)^2/8, \quad (19)$$

можно оценить ослабление потока излучения $F(L)/F(0)$ вдоль канала в зависимости от его диаметра D и длины L . На выходе из стены биологической защиты оно составляет примерно $3 \cdot 10^{-3}$. Соответственно эквивалентная доза, ожидаемая на выходе из четырёх каналов, ~ 19 мкЗв, что не превышает допустимого значения. Впрочем, присутствие персонала вблизи волноводов во время импульса не предполагается вовсе. На расстоянии >1 м от стены вдоль оси каналов вклад в дозу, обусловленную прохождением излучения по каналам, уменьшается до <6 мкЗв.

Верхняя «теньевая защита». Следует напомнить, что изначально в проекте [43] предусматривался, хотя и не был реализован, вариант так называемой верхней биологической защиты. Как показано на рис. 18, установка Т-15 могла бы быть окружена незамкнутой бетонной защитой в виде беспотолочного бокса («теньевой защитой»).

Эффективная толщина такой защиты, выполненной из стали, обычного и борированного полиэтилена, составляла 36 см. Кроме того, сверху эта конструкция должна была быть покрыта слоем свинца толщиной 5 см. Над ограничительной диафрагмой и на пути возможного распространения тормозного γ -излучения, возникающего в ускорительных разрядах, были предусмотрены локальные защитные элементы из свинца толщиной ~ 4 см. Предварительный [1] и последующий анализы [2] показали, что такая защитная композиция, несмотря на значительный вес (~ 220 т), не может быть полноценной. В «тени» верхней защиты потоки нейтронов и фотонов над установкой всего в 4–8 раз ниже, чем при её отсутствии. Низкая эффективность защиты является следствием утечки излучения из зоны источника ниже ограниченных по высоте боковых стенок «шляпы» и его отражения от окружающих конструкций, боковой биологической защиты и стен здания. Фактически об этом же свидетельствуют результаты, приведённые в [44].

Отражение от боковых стен. Важная роль отражения излучения от окружающих стен показана при анализе радиационной обстановки в зале с криогенным оборудованием, в котором, как и в основной пульту, во время работы установки предполагается присутствие обслуживающего персонала. Согласно рис. 8 криогенный зал отделён от экспериментального зала биологической защитой, ограниченной по высоте $\sim 8,8$ м. В результате отражения излучения от верхних участков стен здания, расположенных над боковой защитой, последняя не реализует в полной мере свои защитные возможности и фактически является «теньевой» защитой. В самом деле, согласно расчётам, ни увеличение толщины боковой биоазащиты, ни укладка с обеих сторон дополнительных свинцовых блоков не приводят к сколько-нибудь существенному изменению радиационной обстановки за её пределами. Следует заметить, что свинец как эффективный поглотитель γ -излучения не является таковым для быстрых нейтронов, следовательно, и для вторичного γ -излучения, порождаемого при радиационном захвате нейтронов в толще радиационной защиты.

В то же время выравнивание высоты биоазащиты и стен здания, а также их полное удаление, устраняющее возможность отражения, приводит к уменьшению потоков нейтронного и γ -излучения, а также соответствующих им радиационных доз в зале криогенного оборудования почти на четыре порядка величины.

«Тонкое» перекрытие экспериментального зала. Из-за имеющихся пространственных и технических ограничений установка над Т-15 полноценной, «толстой» радиационной защиты, по-видимому, не

Рис. 18. Схема экспериментального зала Т-15 с верхней биоазащитой [43]

представляется возможной. Для проверки эффективности «тонких» защит рассмотрены варианты, включающие дополнительные слои из различных материалов, полностью перекрывающие экспериментальный зал, как показано пунктиром на рис. 12. Наряду с обычным бетоном и борированным полиэтиленом в число материалов для перекрытия включено дерево по аналогии с ASDEX. По некоторым сведениям, на ASDEX имеется дополнительный раздвижной потолок из дерева, устанавливаемый над установкой на период экспериментов с дейтерием. Основные характеристики древесины:

Химическая формула целлюлозы . . .	$(C_6H_{10}O_5)_n, n = 6000—14\,000$			
Стандартная влажность при 20 °С, % . . .	15			
Плотность дуба, г/см ³ . . .	0,69 (включая 0,1 г/см ³ воды)			
Основные элементы . . .	С	О	Н	N
Весовое содержание, % . . .	49,6	44	6	0,3
Ядерная плотность дерева, использованная в расчётах, 10 ²⁴ см ⁻³ . . .	0,0131	0,0144	0,0288	0,0001

Изменение расчётных доз за импульс над установкой и в зале с криогенным оборудованием, расположенным за теневой биозащитой, в результате применения перекрытия толщиной 10 см из различных

Т а б л и ц а 11. Эквивалентные дозы облучения за один DD-импульс длительностью 1 с, мкЗв, при наличии верхнего перекрытия из дерева толщиной 10 см (полный выход нейтронов $1 \cdot 10^{15}$ н/с)

Материал	Плотность, г/см ³	Эквивалентная доза, мкЗв/импульс			В «крио-зале»
		Над установкой			
		под перекрытием	над перекрытием	на крыше	
Перекрытие (отсутствует)	0	~7000	~6000	5100—1500	~23
Дерево (дуб)	0,69 (в том числе 0,10 воды)	5600	1400	1060—400	~11
Бетон	2,3	7400	1540	1080—320	~10
Борированный полиэтилен	0,95 (в том числе 0,06 бора)	5200	520	490—210	~3

материалов иллюстрирует табл. 11.

Эффективность дерева как материала защиты от быстрых нейтронов и фотонов невелика и примерно соответствует эффективности слоя бетона эквивалентной толщины, хотя и значительно легче и, возможно, дешевле. Свинец как материал верхней дополнительной защиты здесь не рассматривался из-за высокого удельного веса при малой эффективности по отношению к быстрым нейтронам.

Наиболее эффективным из рассмотренных материалов представляется борированный полиэтилен (см. табл. 11). Слой толщиной 10 см из такого материала снижает уровень эквивалентной дозы непосредственно над установкой, а также за боковой биозащитой почти на порядок величины. При плотности, близкой к 1 г/см³, и площади ~710 м² вес такого перекрытия составляет около 70 т. Более толстый потолок толщиной 20—30 см может полностью устранить ограничения в работе с дейтерием, даже и при повышенном в 10 раз выходе термоядерных нейтронов.

ПОЛЯ РАССЕЯНИЯ

«Свечение неба». Как отмечалось, при отсутствии какой-либо радиационной защиты над установкой «столб» нейтронов и фотонов, направленный вверх, является основным источником излучения, определяющего радиационные условия за боковой биологической защитой в момент нейтронного импульса. Помимо рассеяния от вышестоящих стен здания, нейтроны могут частично рассеяться также от атмосферного воздуха и земной поверхности (грунта), создавая тем самым повышенный радиационный фон, отличный от естественного, как в самом здании, так и за его пределами. В свою очередь, нейтроны, захваченные за пределами здания, могут породить дополнительный источник вторичных γ -квантов. Задачу о расчёте дозы от рассеянного вверх излучения, выполненную в рамках настоящей работы, согласно принятой терминологии [51] будем называть задачей «скайшайн» (skyshine — свечение неба), а расчёт дозы от вторичного фотонного излучения, образующегося при захвате рассеянных нейтронов в окружающей среде, — задачей о «квазискайшайн» [44].

Естественный радиационный фон у земной поверхности. Средний радиационный фон естественного и искусственного происхождения на земной поверхности согласно [51] составляет ~0,1 и ~0,4 мкЗв/ч соответственно. Часть радиационного фона, обусловленная нейтронами космического происхождения, оценивается ~2,5·10⁻³ мкЗв/ч [52]. При этом полный поток нейтронов составляет ~10⁻² см⁻²·с⁻¹, поток быстрых нейтронов 7·10⁻³ см⁻²·с⁻¹ [53]. Для последующего сравнения необходи-

мо отметить, что средний фон, регистрируемый у проходной НИЦ «Курчатовский институт», составляет ~ 10 мкР/ч ($0,1$ мкЗв/ч), а соответствующая годовая эквивалентная доза — около 900 мкЗв.

Рассеяние от столба воздуха над установкой. Для предварительной оценки влияния рассеяния от столба воздуха над установкой, в том числе и за пределами здания в вертикальном направлении, был рассмотрен вариант с плотностью воздуха, искусственно завышенной на порядок величины:

Плотность атмосферы, г/см ³ . . .	$1,23 \cdot 10^{-3}$				
Молекулярная масса воздуха . . .	~ 29				
Плотность паров воды при влажности 70% (15 °С), г/см ³ . . .	$\sim 1 \cdot 10^{-5}$				
Основные компоненты . . .	N ₂	O ₂	H	Ar	CO ₂
Объём, % . . .	78,1	20,9	$5 \cdot 10^{-5}$	0,93	0,03

В результате рассеяния от плотного воздуха над установкой потоки нейтронов и γ -излучения в зоне, соответствующей криогенному залу, возросли в среднем на 30%. Эквивалентная доза также возросла, однако не превысила допустимого уровня ~ 30 мкЗв.

Мгновенные дозы на большом удалении от источника. Для оценки мощности эквивалентной дозы $D(r)$ на поверхности земли в зависимости от расстояния r от удалённого источника до детектора воспользуемся аппроксимационным соотношением

$$D(r) = N_s Q_i(E_n, \theta) / \text{rexp}(-B_i, \theta) r \quad [54]. \quad (20)$$

Это соотношение учитывает мощность источника мгновенных нейтронов N_s , их энергию E_n , а также включает нормировочные коэффициенты Q_i и факторы ослабления B_i для первичных ($i = n$) и вторичных ($i = \gamma$) частиц, зависящие от угла коллимации θ (рис. 19).

Оценки доз от рассеянного излучения выполнены с использованием геометрических факторов $Q_i(E_n, \theta)$ и $B_i(E_n, \theta)$, предварительно рассчитанных в [54—56] и приведённых в [51]. При этом предполагалось, что какой-либо защитный слой или крыша над установкой отсутствует, высота биологической защиты составляет $\sim 8,8$ м, объёмный источник нейтронов расположен на уровне ~ 2 — 5 м относительно поверхности земли. При таких предположениях угол коллимации относительно вертикальной оси установки составляет 42 — 66° .

Пространственное распределение мгновенных эквивалентных доз от рассеянного излучения в момент дейтериевого импульса на Т-15М, рассчитанное с помощью программы SKYSHINE-KSU [57], показано на рис. 20 как функция расстояния от оси установки.

Отдельно показаны зависимости для обоих компонентов первичных нейтронов и вторичных захватных γ -квантов, образующихся за пределами здания. Как и в других разделах данной статьи, мощность источника N_s при однократном дейтериевом импульсе составляла $5 \cdot 10^{14}$ DD-нейтронов (2,45 МэВ) и $5 \cdot 10^{14}$ DT-нейтронов (14,1 МэВ).

Рассеянное излучение как ограничивающий фактор. При анализе радиационной обстановки за пределами здания вместо критериев для персонала, обслуживающего Т-15, использовались на порядок величины более строгие дозовые пределы, установленные для населения и относящиеся также к сотрудникам НИЦ «Курчатовский институт», не участвующим в экспериментах (~ 1 или < 5 мЗв/год [48]).

Согласно распределениям, показанным на рис. 20, абсолютные значения доз на расстоянии 100 м достигают ~ 60 и ~ 100 мкЗв за импульс соответственно от DD- и DT-компонентов нейтронного источни-

Рис. 19. Геометрия задачи о скайшайн

Рис. 20. Эквивалентные дозы от рассеянных нейтронов («скайшайн») и захватных фотонов («квази-скайшайн»), мкЗв: — n -DD; — n -DT; — $g(n$ -DD); — $g(n$ -DT)

ка. Надо заметить, что они превышают уровни доз в помещениях вблизи установки, обусловленные прохождением излучения через проёмы дверей и ворот в биологической защите, а также в результате отражения от ближайших стен здания, приведённые ранее. Если считать, что за 1 ч производится лишь один дейтериевый импульс, то средняя доза за импульс, эквивалентная фону $\sim 0,1$ мкЗв/ч, характерному для территории НИЦ «Курчатовский институт», при указанном нейтронном выходе достигается лишь на расстоянии >1100 м. Дозы, обусловленные вторичным (захватным) γ -излучением, возникающим вне здания, меньше фона уже на минимальном расстоянии от установки.

При 1000 дейтериевых импульсов указанной мощности в течение одного года предельно допустимая годовая доза для населения 1 мЗв достигается в зоне с радиусом <500 м от центра установки. Как отмечается в [49], погрешность расчёта доз по указанному соотношению относительно результатов, ожидаемых при «точном» моделировании переноса излучения методом Монте-Карло, на расстоянии $0,1 < r < 2$ км не должна превышать 30%. В действительности она, по-видимому, существенно больше из-за неопределённости в коэффициентах качества излучения и других расчётных предпосылок, принятых в [49]. Так, абсолютные значения эквивалентных доз, рассчитанные по другим аналитическим соотношениям [50], при совпадающих факторах ослабления как для нейтронов, так и для γ -квантов в несколько раз меньше.

Тем не менее приходится констатировать, что при отсутствии дополнительной защиты над установкой именно «скайшайн»-компонент предопределяет выбор допустимых режимов работы Т-15М с дейтерием. Понятно, что суммарная доза за кампанию может быть снижена путём регламентации операционного режима (уменьшения числа импульсов с повышенным выходом нейтронов, ограничения числа сотрудников на территории во время экспериментов), а также за счёт установки дополнительного защитного перекрытия в экспериментальном зале. В любом случае при гарантированном снижении среднего выхода нейтронов за один импульс примерно в ~ 100 раз, т.е. до $\sim 1 \cdot 10^{13}$ нейтронов, радиационных проблем, связанных с регулярной эксплуатацией Т-15М в дейтериевом режиме, вообще не возникает.

Практика показала [58], что при необходимости проведения импульсов с повышенным выходом нейтронов принципиально возможно предварительное моделирование и изучение дозовых полей экспериментальным путём на значительном удалении от установки с помощью нейтронного источника с выходом $\sim 10^9$ н/с, установленного в экспериментальном зале.

ОСТАТОЧНАЯ АКТИВНОСТЬ

Рассмотрение радиационной обстановки, связанной с остаточной («наведённой») активностью, возникающей в результате захвата нейтронов элементами конструкции установки, становится актуальным, когда интегральный флюенс нейтронов превышает $\Phi_n \sim 10^{10} - 10^{12}$ н/см². Возникающее при этом остаточное γ -излучение может наложить временное ограничение или даже запрет на пребывание персонала в рабочем зале после завершения экспериментов, сопровождавшихся выходом нейтронов. Анализ скорости образования радионуклидов в материалах при импульсном воздействии нейтронов D—D-реакции, а также расчёт наведённой радиоактивности и остаточных радиационных доз, изменяющихся во времени после окончания экспериментальной кампании, проводились с помощью системы EASY [59] с привлечением результатов расчёта пространственно-энергетического распределения нейтронов, частично представленных ранее.

Источники наведённой активности. Как уже отмечалось ранее, основным источником остаточной активности элементов конструкции установки является радиационный (n, γ) захват, вероятность которого достаточно велика при замедлении нейтронов в «оптически» толстых обмотках тороидального поля и в биологической защите. Другими источниками являются пороговые (n, p)- и (n, α)-реакции. Их вероятность примерно одинакова для нейтронов высоких энергий DD- и DT-спектра. По результатам активационного анализа материалов, используемых в Т-15М, определены основные источники наведённой активности, от которых фактически и зависят условия доступа обслуживающего персонала к установке в период между импульсами и по завершении кампании (табл. 12).

Поскольку остаточная активность графитового покрытия первой стенки незначительна, в промежутках между импульсами основными источниками остаточной активности представляются сравнительно короткоживущие нуклиды ^{64}Cu , образующиеся в меди, входящей в состав бронзы, а также ^{56}Mn , обра-

Т а б л и ц а 12. Основные источники наведённой активности

Материал	Нуклид	Период полураспада	Реакция образования
Бронза	^{64}Cu	12,7 ч	$^{63}\text{Cu}(n, \gamma)^{64}\text{Cu}$ $^{65}\text{Cu}(n, 2n)^{64}\text{Cu}$
Сталь	^{60}Co	5,268 года	$^{63}\text{Cu}(n, \alpha)^{60}\text{Co}$
	^{56}Mn	2,58 ч	$^{56}\text{Fe}(n, p)^{56}\text{Mn}$ $^{56}\text{Fe}(n, np(d))^{56}\text{Mn}$
	^{58}Co	70,78 дней	$^{55}\text{Mn}(n, \gamma)^{56}\text{Mn}$
	^{60}Co	5,268 года	$^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$ $^{59}\text{Co}(n, \gamma)^{60}\text{Co}$

зующийся на одном из основных изотопов железа в составе стали. По завершении эксплуатации установки наиболее важным является ^{58}Co , образующийся из никеля, входящего в состав стали в количестве

~12 вес. %. В более продолжительные периоды времени, связанные с возможной в будущем разборкой установки, доминирует ^{60}Co . Он появляется из примесного ^{59}Co , сопровождающего никель как необходимый компонент нержавеющей стали. По этой причине в последующих расчётах по аналогии с Tore Supra [60] и ИТЭР [61] была принята концентрация кобальта ~0,05 вес. % (или ~470 млн⁻¹(ат.)), пониженная относительно ~2000 млн⁻¹(ат.), характерных для обычной стали.

Другие, более «экзотические» нуклиды, которые могут появиться в элементах конструкции и материалах, вообще говоря, требуют отдельного рассмотрения. Например, долгоживущий ^{108m}Ag может образоваться из серебра, присутствующего в сварных соединениях, а боросодержащие покрытия фарадеевских экранов систем ионно-циклотронного нагрева могут быть активированы протонами высоких энергий. Однако при анализе радиационной обстановки в целом они не играют большой роли и не определяют условия обслуживания. В ускорительных режимах потенциальными источниками наведённой радиоактивности являются фотоядерные реакции

вызванные тормозными фотонами, образующимися при замедлении «убегающих электронов» в стали и бронзе. Однако последствия этих реакций здесь детально не рассматриваются, так как по приведённым оценкам (см. табл. 3) полный выход фотонейтронов в результате всех срывов тока и ожидаемая остаточная активность, вызванная фотонейтронами в конце экспериментальной кампании, почти на два—три порядка величины ниже значений, рассчитанных для дейтериевого режима.

Мощность остаточной дозы после короткой серии дейтериевых импульсов. Результаты расчётов максимальной мощности контактной дозы на внешней поверхности камеры по окончании одиночного дейтериевого импульса за 1 с и серии из 10 импульсов за одни сутки, когда пауза между импульсами составляла 2 ч 24 мин, приведены в табл. 13.

Т а б л и ц а 13. Контактная доза на внешней поверхности камеры после одного и 10 дейтериевых импульсов в сутки

Параметр			Условия облучения			
Источник нейтронов	$n\text{—DD}$	$n\text{—DT}$	$n\text{—DD} + n\text{—DT}$	$n\text{—DD}$	$n\text{—DT}$	$n\text{—DD} + n\text{—DT}$
Выход нейтронов за импульс	$5 \cdot 10^{14}$	$5 \cdot 10^{14}$	$1 \cdot 10^{15}$	$5 \cdot 10^{14}$	$5 \cdot 10^{14}$	$1 \cdot 10^{15}$
Полный поток нейтронов, см ⁻² с ⁻¹	$1,9 \cdot 10^9$	$1,9 \cdot 10^9$	$3,8 \cdot 10^9$	$1,9 \cdot 10^9$	$1,9 \cdot 10^9$	$3,8 \cdot 10^9$
Материал	Бронза			Сталь (0,05 вес. % Co)		
Одиночный DD-импульс, 1 с						
Время после остановки	Мощность контактной дозы, мкЗв/ч					
0	93	194	287	33	88	121
1 ч	5	6	11	22	24	46
8 ч	3,1	3,1	6,2	3,3	3,7	7,0
1 сут	1,3	1,3	2,6	0,05	0,06	0,11
10 импульсов в сутки, (1 с + 2,4 ч)10						
Время после остановки	Мощность контактной дозы, мкЗв/ч					
0	116	217	333	64	123	187
1 ч	28	29	57	46	52	98

8 ч	19	19	38	7	8	15
1 сут	8	8	16	0,14	0,24	0,38

Основным излучателем во время такого короткого дейтериевого эксперимента являются радионуклиды, образовавшиеся в меди. При равенстве DD- и DT-компонентов в источнике термоядерных нейтронов D—D-реакции вклад нейтронов энергией 2,45 МэВ в суммарную мощность дозы остаточного γ -излучения в разные моменты времени составляет от 30 до 50%. С удалением от поверхности камеры остаточная мощность дозы уменьшается так, что уже на внешней поверхности обмоток она в 3—5 раз меньше.

По результатам расчётов такой короткой серии дейтериевых импульсов с выходом $\sim 1 \cdot 10^{15}$ н/импульс можно заключить, что доступ в экспериментальный зал возможен примерно через час после её окончания, а постоянная работа по обслуживанию установки без каких-либо ограничений для персонала — через 8 ч.

Условия по завершении экспериментальной кампании. По мере накопления долгоживущих изотопов при увеличении числа последовательных импульсов с дейтерием радиационная обстановка изменяется. Однако вблизи установки, это изменение не слишком велико.

Представление о радиационной обстановке в экспериментальном зале при регулярной работе с дейтерием около месяца дают результаты расчёта кампании из 200 последовательных дейтериевых импульсов (импульс 1 с + пауза 2,4 ч). Полный выход нейтронов за этот период составил $2 \cdot 10^{17}$. В табл. 14 приведена зависимость контактной дозы от времени «расхолаживания» после такой серии. Для наглядности эти зависимости показаны также на рис. 21. Как и следовало ожидать, мощность контактной дозы сразу после остановки для бронзы практически не зависит от числа импульсов.

Мощность дозы у стальной поверхности выросла по сравнению с результатами для короткой серии импульсов в $\sim 1,7$ раза. С течением времени остаточная активность стали становится превалирующей (см. рис. 21), так как определяется сравнительно долгоживущими γ -излучателями ^{58}Co ($\sim 0,98$ МэВ) и ^{60}Co ($\sim 2,50$ МэВ). Однако абсолютная величина мощности дозы уже через 1 сут становится в 10 раз ниже допустимого уровня. Через 6—12 мес мощность дозы достигает фоновых значений.

Т а б л и ц а 14. Контактная доза на внешней поверхности камеры после 200 дейтериевых импульсов за 20 сут (при выходе $\sim 1 \cdot 10^{15}$ DD + DT-нейтр./импульс)

Время после остановки	Бронза	Сталь (0,05 вес. % Co)
0	360	310
30 мин	320	170
1 ч	80	150
8 ч	50	24
1 сут	20	2
2 сут	6	1,4
4 сут	0,5	1,3
8 сут	0,05	1,1
30 сут	0,04	1,0
6 мес	0,03	0,3
1 год	0,03	0,1

Рис. 21. Зависимость контактной мощности дозы в камере от времени «расхолаживания» после 200 дейтериевых импульсов в течение 20 сут: ■ — сталь; ◆ — бронза

Обычно одним из основных вопросов, связанных с облучением экспериментальных установок, является возможность их разборки и замены конструктивных элементов минимальными средствами, т.е. без привлечения дистанционного оборудования. Общепринятым, хотя и неофициальным, критерием для обязательного дистанционного обслуживания считается величина предельной мощности дозы ~ 1 Р/ч, или $\sim 10^4$ мкЗв/ч. Для установок Tore Supra, JET и ИТЭР, в которых, как и в Т-15МД, в качестве одного из конст-

рукционных материалов используется нержавеющая сталь, этому пределу примерно соответствует интегральный выход нейтронов $\sim 10^{20}$ в год, рассчитанный соответственно в [60], [62] и [42]. Интегральная энергия дейтериевого синтеза при этом оценивается ~ 100 МДж. Поскольку предполагаемый интегральный выход нейтронов в течение времени жизни Т-15МД намного ниже, проблем, связанных с необходимостью её дистанционной разборки, не предвидится.

Тритий. Как уже отмечалось, расчёты мгновенных доз от дейтериевого импульса выполнены в предположении, что тритий, образующийся в DD-реакции, полностью выгорает, увеличивая тем самым источник нейтронов и остаточную активность элементов конструкции. В противоположном случае тритий, оседая на поверхностях или выходя за пределы системы в окружающую атмосферу (например, при замене внутрикамерных элементов), сам по себе является радиационным источником, требующим отдельного рассмотрения.

Исходя из принятой в табл. 2 расчётной интенсивности D—D-реакций, скорости образования трития в дейтериевой плазме $\sim 5 \cdot 10^{14}$ ядер Т/с ($\sim 1,5 \cdot 10^7$ см⁻³·с⁻¹), а также полной длительности реакции ~ 1000 с, оценим максимальную наработку трития за кампанию как

$$5 \cdot 10^{14} \text{ ядер Т/с} \cdot 1000 \text{ с} = 5 \cdot 10^{17} \text{ ядер Т} = 2,5 \cdot 10^{-6} \text{ г.} \quad (22)$$

Эквивалентная активность такого количества трития (без учёта его распада за кампанию, так как $1000 \text{ с} \ll T_{1/2} = 1,3$ года) равна $\sim 10^9$ Бк, или 0,024 Ки. Согласно оценке, приведённой в [63], это примерно в 40 раз меньше годовой наработки трития в исследовательском ядерном реакторе НИЦ «Курчатовский институт» тепловой мощностью 2 МВт. Приведённое значение максимальной активности трития не превышает минимально значимую активность трития в помещении или на рабочем месте $1 \cdot 10^9$ Бк, установленную Нормами радиационной безопасности НРБ-99/2009 [48].

При максимальном удержании и частичном выгорании трития его остаточная активность может составить около 30% от указанной величины. Выход трития, накопившегося, в основном, в графитовом покрытии, возможен лишь при разгерметизации камеры, которая в плановом режиме может проводиться один раз в полгода.

Выход трития в рабочее помещение объёмом $\sim 3000 \text{ м}^3$, даже при отсутствии разбавления при вентиляции и без учёта его распада и частичного выгорания, значительно, на несколько порядков величины ниже допустимых объёмных значений для газообразного трития, тритированного метана и паров тритированной воды ([48], табл. П-1 и П-4).

На основании приведённых оценок можно сделать вывод об отсутствии тритиевой опасности при реализации дейтериевого режима при работе с плазмой повышенных параметров на когда-либо возможном в дальнейшем продвинутом этапе работы Т-15МД.

Активация воздуха в экспериментальном зале. Одним из моментов, который может вызывать озабоченность при работе на токамаке с выходом нейтронов, представляется образование в атмосферном воздухе рабочего помещения ^{41}Ar согласно реакции

(более подробно об активации воздуха см. в [64]).

В Нормативах радиационной безопасности [48] в качестве минимальной радиоактивности ^{41}Ar , не требующей обязательной регламентации, зафиксирован нижний предел $\sim 1 \cdot 10^9$ Бк, допустимый на рабочем месте в любое время.

Оценка скорости образования ^{41}Ar на Т-15М выполнена для одиночного односекундного дейтериевого импульса, поскольку для рассматриваемого здесь сценария концентрация ^{41}Ar никогда не достигает насыщения. Распад аргона и вентиляция воздуха так же, как и при анализе тритиевой активности, во внимание не принимались.

Объём рабочего помещения принимался равным $\sim 3 \cdot 10^3 \text{ м}^3$, средний поток нейтронов $\sim 3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, осреднённое по спектру нейтронов сечение (n, γ) -реакции ~ 29 мб, начальная концентрация ^{40}Ar в воздухе 0,93 об.% ($\sim 1,6 \cdot 10^{-5} \text{ г/см}^3$).

При указанных предпосылках полная активность ^{41}Ar , наведённая за один импульс, не превышает $\sim 1 \cdot 10^6$ Бк, что значительно ниже приведённого минимально допустимого значения. С учётом вентиля-

ции, скажности и перерывов в работе она практически не должна увеличиваться в течение всей экспериментальной кампании, даже и в серии последовательных импульсов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Два из предполагаемых режимов работы Т-15, а именно ускорительный режим, развивающийся при срыве тока плазмы ($\sim 0,5 - 1$ МА), и дейтериевый режим с внешним нагревом плазмы D-образного сечения рассмотрены с точки зрения возможности их реализации при соблюдении требований радиационной безопасности. Получена система самосогласованных параметров, связывающих выбранные плазмофизические характеристики Т-15МД и интенсивности источников излучения. Проанализирована пространственная структура полей излучения, получены оценки мощности эквивалентных доз, ожидаемых в различных точках вблизи установки, в экспериментальном зале и за его пределами.

В ускорительном режиме радиационные условия вблизи установки определяются тормозным γ -излучением в результате взаимодействия пучка релятивистских электронов со стенкой камеры токамака. Интенсивность источника тормозного излучения в зависимости от величины тока в плазме перед началом развития срыва может достигать 10^{15} γ -квантов, а сопровождающий их выход фотонейтронов до 10^{13} за один срыв.

В дейтериевом режиме основным источником излучения, определяющим радиационную обстановку во время разряда, являются термоядерные нейтроны. Суммарный выход DD- и DT-нейтронов за один импульс может достигать величины $\sim 10^{15}$, при максимальной проектной мощности внешнего нагрева 20 МВт на второй стадии реализации проекта — $\sim 10^{16}$ нейтронов за импульс.

Анализ показал, что в экспериментах с дейтерием операционные дозы при указанных значениях интенсивности источников излучения не выходят за пределы норм, установленных для персонала. Вместе с тем показано, что из-за отсутствия над установкой Т-15МД верхней радиационной защиты основным фактором, ограничивающим допустимый выход нейтронов, является излучение, рассеянное от атмосферного воздуха и от поверхности земли. При таких обстоятельствах радиационная обстановка за пределами здания с установкой Т-15МД регламентируется более строгими нормами радиационной безопасности, относящимися к сотрудникам НИЦ «Курчатовский институт», не участвующим в экспериментах, и населению. Данное ограничение снимается в случае снижения выхода термоядерных нейтронов до уровня 10^{13} частиц за один дейтериевый импульс в 1 ч. Эта величина примерно соответствует ожидаемому выходу фотонейтронов в ускорительном режиме и типична для текущих экспериментов с дейтерием на Т-10 и на других установках масштаба Т-15МД.

Однако ограниченное число дейтериевых экспериментов, сопровождаемых выходом $\sim 10^{14} - 10^{15}$ нейтронов за импульс, не является запрещённым даже и без дополнительных материальных вложений в радиационную защиту.

Для оценки радиационных условий при обслуживании установки между импульсами и после её полной остановки выполнен расчёт активации и остаточной активности элементов конструкции, подверженных нейтронному облучению в импульсном режиме, а также скорости образования и активности трития как одного из продуктов D—D-реакции.

Показано, что доступ в экспериментальный зал возможен примерно через 1 ч, а постоянная работа по обслуживанию установки без ограничений для персонала — через 8 ч по окончании серии ежедневных дейтериевых импульсов с выходом $\sim 1 \cdot 10^{15}$ н/импульс. Необходимости использования дистанционного оборудования для разборки камеры токамака по завершении дейтериевой кампании, сопровождаемой полным выходом $\sim 10^{18}$ нейтронов, не возникает. Полная остаточная активность трития при реализации дейтериевого режима не превышает установленных норм.

Даны некоторые рекомендации по возможному усилению верхней и боковой радиационной защиты на последующих этапах проекта.

При разработке регламента стационарных режимов длительностью ~ 1000 с потребуется более детальный анализ скорости образования трития, времени его удержания и выгорания, а также трёхмерное численное моделирование транспорта нейтронов и γ -излучения в здании с установкой Т-15МД и за его пределами и, возможно, экспериментальное изучение радиационной обстановки с использованием внешнего источника нейтронов.

Вместе с тем уже развёрнутое многоэтажное жилищное строительство в непосредственной близости от границы санитарной зоны НИЦ «Курчатовский институт» [65], вероятно, предопределяет отказ от дальнейших планов модернизации установки и продвинутых дейтериевых режимов.

REFERENCES

1. **Belyukov M.M., Smirnova N.S.** Forecasting of the radiation situation in the various operating modes of T-15 tokamak. — Report of INF RRC «Kurchatov Institute», Inv. № 40/5936 (10.300), M., 1988 (in Russian).
2. **Khripunov V.I.** Calculations of radiation fields on T-15M. Report of INF RRC «Kurchatov Institute», Reg. № 40/6603, M., 2003 (in Russian).
3. **Pamela J.** JET-EFDA team overview of recent JET results and future perspectives. — In: Proc. 18th Intern. Conf. on Fusion Energy. IAEA-CN-77/PD/1, Sorrento, 2000.
4. **Lysenko S.E., Berlizov A.B. et al.** First Results from T-10 Tokamak. Report IAEA-CN-35/A 1, 1976.
5. **Zaveryaev V.S., Britvich G.I., Lebedev V.E., Spurny F.K., Votochkova I., Kharvat I.** Investigation of ionizing radiations at the Tokamak-10 thermonuclear facility. — Atomnaya energiya (Atomic energy), 1985, vol. 59, issue 6, pp. 43—46 (in Russian).
6. **Belyukov M.M., Smirnova N.S.** Radiation aspects of modes with accelerated electrons at the T-15 facility: Preprint IAE-4915/7. M., 1989 (in Russian).
7. **Frigione D. et al.** Steady improved confinement in FTU high field plasmas sustained by deep pellet injection. — In: Proc. 18th Intern. Conf. on Fusion Energy. IAEA-CN-77/PDP/4, Sorrento, 2000.
8. **Khvostenko P.P. et al.** Experimental thermonuclear installation tokamak T-15MD. — VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion), 2019, vol. 42, issue 1, pp. 15—38 (in Russian).
9. **Kakurin A.M., Leonov V.M., Notkin G.E., Khvostenko P.P. et al.** Main discharge scenarios for tokamak T-15M. — In the same place, 2005, issue 4, pp. 53—75 (in Russian).
10. **Dnestrovskiy Yu.N., Danilov A.V., Dnestrovskiy A.Yu., Lysenko S.E., Sushkov A.V., Cherkasov S.V.** Operational regimes of the modified T-15 tokamak. — In the same place, 2013, vol. 36, issue 4, pp. 45—63 (in Russian).
11. **Dokuka V.N., Kavin A.A., Lukash V.E. et al.** Numerical simulation of plasma control in modernized tokamak T-15. — In the same place, 2014, vol. 37, issue 3, pp. 56—70 (in Russian).
12. **Melnikov A.V., Sushkov A.V., Belov A.M., Dnestrovskiy Yu.N.** Physical program and diagnostics of the T-15 upgrade tokamak (brief overview). — Fusion Engineering and Design, 2015, vol. 96—97, pp. 306—310.
13. **Leonov V.M.** Study of conditions for obtaining quasi-stationary regimes in T-15MD tokamak. — VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion), 2016, vol. 39, issue 3, pp. 73—79 (in Russian).
14. **Tables of physical magnitudes.** Reference book. Ed. by acad. Kikoin I.K. — M.: Atomizdat, 1976 (in Russian).
15. **Hender T.C., Wesley J.C., Bialek J. et al.** Progress in the ITER physics basis. Chapter 3: MHD stability, operational limits and disruptions. — Nucl. Fusion, 2007, vol. 47, pp. 128—202.
16. **Lukash V.E.** Simulation of the process of accelerated electrons generation as a result of a large "cut" of a part of the plasma with the loss of some part of the accelerated electrons. September, 2002 (in Russian).
17. **Lukash V.E., Dokuka V.N., Khayrutdinov R.R.** Simulation code DINA into MATLAB environment for development of tokamak plasma control design. — VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion), 2004, issue 1, pp. 40—49 (in Russian).
18. **ITER Physics Basis.** — Nuclear Fusion, 1999, vol. 39, p. 2347.
19. **Zaveryaev V.S., Luk'yanov S.Yu.** Neutron radiation in large tokamaks. — ZhETF (JETPh), 1977, issue 5 (11) (in Russian).
20. **Heitler W.** The Quantum Theory of Radiation, Third edition. — Oxford Clarendon Press, 1954 (W. Heitler. The Quantum Theory of Radiation. Transl. from Eng. Ed. by acad. Bogolyubov N.N. — M.: Inostrannaya lit. (Foreign lit.), 1956 (in Russian)).
21. **Experimental Editor.** Nuclear Physics. Segre E. Volume 1, NY-London, 1953 (Experimental nuclear physics. Transl. from Eng. Ed. by Segre E. — M.: Inostrannaya lit. (Foreign lit.), 1955 (in Russian)).
22. **Physical magnitudes.** Reference book. Ed. by Grigor'ev I.S., Meylikhov E.Z. — M.: Energoatomizdat, 1991 (in Russian).
23. **Rosenbluth M.N., Putvinski S.V.** — Nuclear Fusion, 1977, vol. 39, p. 1355.
24. **Belyukov M.M., Smirnova N.S., Spurny F.K.** On the measurement of photoneutron fluxes in modes with plasma current disruption at the T-15 facility. Results of the first experiments. — VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion), 1991, issue 2, pp. 63—68 (in Russian).
25. **Beckurts K.H., Wirtz K.** Neutron Physics, Kernforschungszentrum Karlsruhe. Springer-Verlag, Berlin—Göttingen—Heidelberg—New York, 1964 (Beckurts K., Wirtz K. Neutron Physics. Transl. from Eng. — M.: Atomizdat, 1968 (in Russian)).
26. **Gusev N.G., Mashkovich V.P., Suvorov A.P.** Protection from ionizing radiations. Vol. 1. Physical basis of radiations protection. — M.: Energoatomizdat, 1983 (in Russian).
27. **Gill R.D. et al.** Direct observations of runaway electrons during disruptions in the JET tokamak. — Nuclear Fusion, 2000, vol. 40, p. 163.
28. **Tamai H. et al.** Runaway current termination in JT-60U. — Nuclear Fusion, 2002, vol. 42, p. 290.
29. **Reaction Thresholds Data, Centre for Photoneuclear Experiments Data, the Moscow State University, Institute of Nuclear Physics, 2002.**
30. **Experimental Nuclear Reaction Data File (EXFOR).** National Nuclear Data Centre (USA), 2007.
31. **Al'khimovich V.A. et al.** Results of T-15 installation physical start-up. — VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion), 1989, issue 3, pp. 3—17 (in Russian).
32. **Jarvis O.N. et al.** Photoneutron Production Accompanying Plasma Disruption in JET. JET-P(87) 50, 1987.

33. **Redpath W.** Safety guidelines for the design of next-generation tokamak fusion machines. — *Fusion Technology*, 1986, vol. 10, pp. 1185—1190.
34. **Kuteev B.V., Sergeev Yu.V., Sudo S.** Emergency discharge quench or rampdown by a noble gas pellet. — *Nuclear Fusion*, 1995, vol. 35, p. 1167.
35. **Rea C., Granetz R.S.** Exploratory machine learning studies for disruption prediction using large Databases on DIII-D. — *Fusion Science and Technology*, 2018, vol. 74, pp. 89—100.
36. **Leonov V.M.** Private message. INF, RRC «Kurchatov Institute», January 2002 (in Russian).
37. **Technical** design of T-15M installation. — M., StPb, March 2002 (in Russian).
38. **Al'khimovich V.A., Velikhov E.P., Vershkov V.A. et al.** Engineering and physical assessment of Tokamak-15 reconstruction. — VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion), 2008, issue 3, pp. 3—15 (in Russian).
39. **Khvostenko P.P., Al'khimovich V.A., Velikhov E.P. et al.** Engineering and physical assessment of Tokamak-15 reconstruction. Report of INF RRC «Kurchatov Institute» at Zvenigorod conference 2007 (in Russian).
40. **Alikaev V.V., Bondarchuk E.N. et al.** Analysis of violations of normal operation modes and accidents at the T-15 installation. Report of IAE and NIIEFA, Moscow—Leningrad, 1988 (in Russian).
41. **NRL Handbook**, 1978.
42. **Khripunov V.** Nuclear Performance of the D—D phase of ITER. — *Fusion Engineering and Design*, 2000, vol. 51—52, pp. 281—287.
43. **Technical** description of the T-15 complex. Volume 12. System of dosimetry and biological protection, 1988 (in Russian).
44. **Belyukov M.M., Smirnova N.S.** Calculated estimates of the effect of the T-15 tokamak upper biological protection on the radiation environment in the working room of this installation. Report of INF RRC «Kurchatov Institute», Inv. № 40/6032 (10.753/b), M., 1989 (in Russian).
45. **Design** of special concrete compositions, development of recommendations and authors supervision over the preparation and technology of packing them into combined and monolithic structures of T-15 biological protection. Report of enterpr. p/b A-1940 TsNISL. Inv. № Ts-83-5 (125/8949), M., 1983 (in Russian).
46. **Alcouffe R.E., Baker R.S. et al.** DANTSYS 3.0 One-, Two-, and Three- Dimensional, Multigroup, Discrete Ordinates Transport Code System. LANL, Los Alamos. RSIC Computer Code Collection CCC-547, August 1995.
47. **Pashshenko A.B., Wienke H., Kopecky J., Sublet J.-Ch., Forrest R.A.** FENDL/A-2.0 Neutron Activation Cross Section Data Library for Fusion Applications. Version 1 of March 1996. IAEA-NDS-173, March 1997.
48. **Radiation safety norms** (NRB-99/2009). Sanitary and epidemiological rules and regulations SanPin 2.6.1. 2523-99. Federal center for hygiene and epidemiology of Rospotrebnadzor, 2009 (in Russian).
49. **Ivanov V.I., Mashkovich V.P., Tsenter E.M.** International system of units (SI) in atomic science and technology. — M.: Energoizdat, 1981 (in Russian).
50. **Simon A., Clifford C.E.** Attenuation of Neutrons by Air Ducts in Shields. Report ORNL-1217 (Rev.), Mar. 8, 1954.
51. **Mashkovich V.P., Kudryavtseva A.V.** Protection from ionizing radiations. Reference book. — M.: Energoatomizdat, 1995 (in Russian).
52. **Margulis Yu.Ya.** Atomic energy and radiation safety. — M.: Energoatomizdat, 1988 (in Russian).
53. **Babichev A.P., Babushkina N.A., Bratkovskiy A.M. et al.** Physical magnitudes. Reference book. — M.: Energoatomizdat, 1991 (in Russian).
54. **Hayashi K., Nakamura T.** Analytical dose evaluation of neutron and secondary gamma-ray skyshine from nuclear facilities. — *Nuclear Science and Engineering*, 1965, vol. 91, pp. 332—348.
55. **Nakamura T., Uwamiro Y. et al.** Neutron skyshine from intense 14-MeV neutron source facility. — *Nuclear Science and Engineering*, 1985, vol. 90, pp. 281—297.
56. **Gui A.A., Shultis J.K., Faw R.E.** Response Functions for Neutron Skyshine Analysis. — *Nuclear Science and Engineering*, 1997, vol. 125, pp. 111—127.
57. **Shultis J.K., Faw R.E. et al.** Code System to Calculate Neutron and gamma-Ray Skyshine Doses Using the Integral Line-Beam Method. CCC-646 SKYSHINE-KSU, ORNL, 1998.
58. **Yoshida S., Nishitani T. et al.** Measurement of radiation skyshine with D/T neutron source. — *Fusion Engineering and Design*, 2003, vol. 69, pp. 637—641.
59. **Forrest R.A.** EASY-97: the European Activation System. EASY Documentation Series, Overview. Issue 1, UKAEA Fusion, Culham, June 1997.
60. **Martin G., Le Luyer A., Saint-Laurent F.** Material activation observation on the Tore Supra Tokamak. — *Fusion Engineering and Design*, 2001, vol. 58—59, pp. 993—977.
61. **Chemical Composition of Materials** Used for ITER In-Vessel Components. ITER MAR, G 74 MA 10 W 0.3, July 2004.
62. **Loughlin M.J., Forrest R.A., Edwards J.E.G.** Neutron activation studies on JET. — *Fusion Engineering and Design*, 2001, vol. 58—59, pp. 967—971.
63. **Fomin G.V.** Radon and tritium in the North-West part of Moscow. — VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion), 2005, issue 2, pp. 60—68 (in Russian).
64. **Khripunov V.I.** Argon generation in fusion reactor materials. — *Fusion Engineering and Design*, 2015, vol. 98—99, pp. 2166—2171.
65. **Risks** of construction of high-rise buildings near the National Research Center «Kurchatov Institute» and the responsibility of authorities for the life and health of muscovites. Scientific and practical conference. — Shchukino, newspaper of the Shchukino municipal district, № 6 (11), December 2019 (in Russian).

AUTHORS

Khripunov V.I. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; Khripunov_VI@nrcki.ru

Received 20 December 2019

Revised 25 December 2019

Accepted 30 December 2019

Problems of Atomic Science and Technology

Ser. Thermonuclear Fusion, 2020, vol. 43, issue 1, pp. 9—38