

Математическое моделирование физических процессов

Научная статья

УДК 533.9

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.19304>

МОДЕЛИРОВАНИЕ СЦЕНАРИЕВ РАБОТЫ СИСТЕМЫ СМЯГЧЕНИЯ ПОСЛЕДСТВИЙ СРЫВА РАЗРЯДА В ТОКАМАКЕ ТРТ

С. О. Башкатов , В. Ю. Сергеев, В. Г. Капралов

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,

Санкт-Петербург, Россия

 bashkatov.so@edu.spbstu.ru

Аннотация. В работе приведены результаты численного моделирования временной эволюции тока плазмы и подавления тока убегающих электронов (REs) в токамаке с реакторными технологиями во время срыва разряда токамака с помощью инъекции вольфрамовых коллекторов, которые собирают REs. Проведено сравнение эффективности подавления тока REs методами инъекции коллекторов и массивным напуском рабочего газа – дейтерия. При решении системы из двух дифференциальных уравнений для токов плазмы и REs используется нуль-мерный подход и учтены потери REs на вольфрамовом коллекторе за время его пролета через плазму на стадии вывода тока разряда. Результаты моделирования показали, что наиболее перспективна комбинированная система смягчения срыва, которая запускает инъекцию аргона либо дейтерия в сценарии невынужденного срыва и производит инъекцию аргона и трех массивных (230 г) коллекторов со скоростями 450 м/с в сценарии невынужденного срыва.

Ключевые слова: токамак, срыв тока, ток лавины убегающих электронов, коллектор убегающих электронов

Финансирование: Исследование выполнено при финансовой поддержке Госкорпорации «Росатом» и Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках федерального проекта «Технологии термоядерной энергетики» нового национального проекта технологического лидерства «Новые атомные и энергетические технологии», проект № FSEG-2025-0002 «Разработка принципов и систем управления и диагностики плазмы токамаков с помощью инъекции вещества».

Для цитирования: Башкатов С. О., Сергеев В. Ю., Капралов В. Г. Моделирование сценариев работы системы смягчения последствий срыва разряда в токамаке ТРТ // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2026. Т. 19. № 3. С. 35–51. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.19304>

Статья открытого доступа, распространяемая по лицензии CC BY-NC 4.0 (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Original article

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.19304>

SIMULATION OF OPERATIONAL SCENARIOS FOR A SYSTEM MITIGATING THE CONSEQUENCES OF A DISCHARGE DISRUPTION IN THE TRT TOKAMAK

S. O. Bashkatov , V. Yu. Sergeev, V. G. Kapralov

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russia

 bashkatov.so@edu.spbstu.ru

Abstract. This paper presents the results of numerical simulation of the temporal evolution of the plasma current and runaway electron (RE) current suppression in the tokamak reactor facility during a tokamak disruption using the injection of tungsten collectors absorbing REs. The efficiency of methods of the RE current suppression was compared using the collector injection and massive injection of working gas – deuterium. A zero-dimensional approach was used to solve a system of two differential equations for the plasma and RE currents, taking into account RE losses on the tungsten collector that occurred during their passage through the plasma at the discharge current quench stage. The simulation results showed that the most promising disruption mitigation system is a combined one, which initiates the injection of argon or deuterium in the intended disruption scenario and injects argon and three massive (230 g) collectors at velocities of 450 m/s in the unintended disruption scenario.

Keywords: tokamak, current disruption, avalanche current of runaway electrons, collector of runaway electrons

Funding: The reported study was funded by the State Atomic Energy Corporation ROS-ATOM and the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation within the framework of the Federal Project “Fusion Energy Technologies” of National Project “New Atomic and Energy Technologies”; Project No. FSEG-2025-0002: “The development of principles and systems for control and diagnostics of tokamak plasma using substance injection”.

For citation: Bashkatov S. O., Sergeev V. Yu., Kapralov V. G., Simulation of operational scenarios for a system mitigating the consequences of a discharge disruption in the TRT tokamak, St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics. 19 (3) (2026) 35–51. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.19304>

This is an open access article under the CC BY-NC 4.0 license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Введение

К одной из важнейших проблем в достижении управляемого термоядерного синтеза относится срыв разряда токамака, предотвращение которого необходимо для практического использования термоядерных установок с магнитным удержанием плазмы. Как известно, наибольший интерес представляют исследования разрядов с параметрами, значения которых близки к значениям параметров зажигания [1]. При таких условиях тепловая энергия плазмы и магнитная энергия тока достигают значений, представляющих серьезную опасность для целостности установки при неконтролируемом срыве разряда токамака [2]. В связи с этим для безопасной работы установки необходимы исследования и разработки в области предотвращения срывов, но пока эти изыскания находятся лишь на ранней стадии [2]. Кроме того, необходима работа над системами смягчения последствий уже произошедшего срыва (*англ.* Disruption Mitigation System (DMS)).

На установке токамака с реакторными технологиями (TRT), обладающего малым радиусом $a = 0,57$ м, большим радиусом $R = 2,2$ м и вытянутостью $k_{el} = 1,8$, предполагается работа со значениями параметров, близкими к тем, которые должны быть в будущем термоядерном реакторе [3, 4]:

ток плазмы $I_{p0} \cong 5$ МА,

плотность плазмы $n_{e0} \cong 10^{20}$ м⁻³,

температура плазмы $T_{e0} \cong 10$ кэВ,

индукция магнитного поля для удержания плазмы $B_t \cong 8$ Тл.

Ясно, что существует опасность неконтролируемого срыва на данной установке, который может вызвать повреждения вакуумной камеры. Для исключения такого сценария необходимы разработка и внедрение системы смягчения срыва разряда DMS, как это делается для современных крупных токамаков и для токамака-реактора ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor); ITER – это международный научно-исследовательский проект по строительству первого в мире термоядерного реактора типа токамак (расположен во Франции) [5].



Сценарии работы системы DMS при аварийном выключении разряда в TRT

На сегодняшний день разрабатывается DMS по двум сценариям работы такой системы [6]. Сценарий срыва № 1 подразумевает успешное предсказание аварии за промежуток времени $\Delta_{pr} \cong 15 - 20$ мс [7] до начала невынужденного теплового срыва (*англ.* Thermal Quench (TQ)).

Если предположить, что длительность срабатывания исполнительных элементов доставки вещества внутрь сепаратрисы в современных вариантах DMS, которая составляет 2 – 3 мс, будет заметно меньше Δ_{pr} , то можно ожидать, что за 12 – 17 мс до невынужденного срыва будет выполняться напуск примеси. Так реализуется сценарий вынужденного срыва (TQ) при помощи инъекции газа, например аргона, в количестве, обеспечивающем значения характерного (экспоненциального) времени τ_{CQ} распада тока в определенном диапазоне, на стадии вывода тока разряда CQ (Current Quench) [8, 9]. Это решает проблемы вывода тепловой энергии плазмы на стадиях TQ и CQ, а также смягчения возникающих электромеханических нагрузок на стадии CQ. Для борьбы с током убегающих электронов (*англ.* Runaway Electrons (RE)) на стадии CQ ITER, в статьях [5, 6, 8] предполагается одновременно с напуском аргона осуществлять напуск дейтерия в количестве, заметно превышающем (до 100 раз) общее число частиц в плазме до срыва. Это, как показано в работе [8], позволяет успешно подавлять механизм генерации лавины RE и снижать ток RE до приемлемых значений ($\leq 0,15$ МА) для условий ITER в режимах без дейтерий-тритиевых (DT) нейтронных потоков, т.е. без активации стенки [10]. В работе [10], посвященной моделированию сценария DMS ITER, продемонстрировано, что при стенке, активированной нейтронами, и значительно выросшем количестве электронов плазмы, начинает действовать механизм генерации RE, обусловленный комптоновским рассеянием гамма-квантов со стенки. В результате, даже в условиях подавления механизма лавины за счет увеличения плотности, не удастся снизить ток RE до значений ниже 4,5 МА при любом из рассмотренных сценариев. Заметим также, что значительный напуск дейтерия при срабатывании DMS может негативно сказываться на других технологических системах термоядерной установки: откачки, разделения изотопов и т.п. [11].

В работе [11] предлагается альтернативный способ борьбы с током лавины убегающих электронов. Чтобы снизить указанный ток, предлагается инжектировать вольфрамовый коллектор в плазму сразу после стадии вывода тепловой энергии плазмы. Он поглощает RE, генерируемые на стадии CQ, без массивного напуска дейтерия, необходимого для столкновительного механизма подавления генерации лавины RE. Если же предсказание срыва отсутствует, то в момент существенного (зарегистрированного) падения тепловой энергии плазмы в результате невынужденного TQ запускается сценарий срыва № 2.

Надежность запуска обеспечивается наличием сразу нескольких диагностик, измеряющих быструю потерю тепловой энергии в плазме в момент TQ. В этом случае смягчение последствий теплового срыва, естественно, уже невозможно, но смягчение последствий срыва тока на стадии CQ все еще возможно и должно быть достигнуто с высокой надежностью, чтобы избежать повреждения первой стенки из-за выхода на нее магнитной энергии тока плазмы и электромеханических нагрузок. С этой целью производится (так же, как и в сценарии № 1) инъекция примесного газа (например, аргона), который должен обеспечивать временные условия для вывода тока плазмы. Сценарии подавления тока RE в сценарии № 2, согласно результатам работы [6], изучены на сегодня недостаточно как теоретически, так и экспериментально.

Система запуска DMS

Для снижения объема регистрируемых данных, а также для запуска управляющих элементов, обеспечивающих смягчение последствий срыва, необходимо также уметь предсказывать момент начала срыва с высокой точностью. Для этого разрабатывают системы предсказания на основе алгоритмов машинного обучения. Такие системы обучаются на базах данных разрядов, в которых представлено большое количество разных сценариев срыва разряда в установке. Благодаря обучению, указанные системы способны оценивать вероятности срыва в действующих токамаках. Для этой цели системы получают параметры плазмы, которые доступны в режиме реального времени (концентрация, внутренняя индуктивность, запас устойчивости и т.п.), и сопоставляют их с параметрами аналогичных

разрядов. В работе [7] описаны алгоритмы, которые используются в системе предсказаний такого типа и определяют вероятность наступления срыва на основе полученных параметров в каждый момент времени. Такой подход позволяет прогнозировать момент срыва и смягчать его последствия своевременным запуском DMS.

Однако при таком подходе возникает несколько проблем:

во-первых, необходимо оптимизировать набор входных сигналов из экспериментально доступных на вход алгоритма;

во-вторых, отсутствует база данных по срывам на проектируемой установке, т.е. обучение можно проводить лишь на базе соответствующих данных для других установок, а это ухудшает прогноз для начальных экспериментов, пока нет базы данных по срыву для конкретной установки, которая бы обеспечивала наивысшее качество обучения;

в-третьих, возможны не только успешные, но и ложные предсказания для запуска DMS (успешные – это те, которые были сделаны за время, достаточное для срабатывания систем DMS Δ_{pr} ; ложные – это те, при которых либо срыв был пропущен, либо не произошёл, хотя и был предсказан);

в-четвертых, предсказания срыва не гарантируют успеха, так как максимальные значения их вероятности не достигают 100% (когда нет ложных предсказаний), а вероятность не превышает 70% (при значении 13% ложных срабатываний) и 96% (при значении 28% ложных), и это зависит от имеющегося в распоряжении набора параметров и качества обучения, тогда как требования для успешных предсказаний, предъявляемые к токамакам реакторного масштаба типа ITER, составляют не менее 95% ($\leq 5\%$ ложных срабатываний).

Таким образом, необходимо более надежное дублирование запуска системы DMS в сценарии срыва № 1. В сценарии срыва № 2 запуск DMS должен осуществляться по сигналам диагностик, надежно регистрирующих первую стадию срыва, т.е. тепловой срыв.

К таким диагностикам относятся следующие:

диагностики SXR,

быстрые (AUXVD) или SPD-детекторы,

ECE-радиометр на 2-й гармонике электрон-циклотронной частоты,

быстрые измерения диамагнитного сигнала [12].

Схема организации исполнительных элементов DMS в токамаке TRT

Для рабочего режима TRT [3, 4] с параметрами для сценария № 1 (см. выше), при моделировании подавления тока лавины I_{RE} убегающих электронов, предполагается инжекция замороженного аргона (неона) с целью достижения требуемых значений характерного времени распада тока τ_{CO} . Такая инжекция осуществляется системой инжекции разрушенных макрочастиц SPI (Shattered Pellet Injection) [13] или с помощью быстрого подвижного газового клапана FMGI (Fast Massive Gas Injection) [14]. Она необходима в обоих сценариях DMS, описанных выше.

В качестве исполнительных элементов доставки в плазму примеси аргона (либо неона) и дейтерия предполагаются техника инжекции разрушенных криогенных макрочастиц из соответствующего материала или их смеси SPI [5] или (как успешно реализовано в экспериментах на токамаке T-10 [14]), техника быстрой массивной инжекции FMGI соответствующего газа или смеси газов FMGI в варианте подвижного газового клапана с специализированным соплом Лавалья. Последний позволяет охлаждать и даже кристаллизовать примесный газ во время его движения в расширяющейся части сопла инжекции, увеличивая при этом направленную скорость газа и небольших замороженных макрочастиц, движущихся вместе с ним. Кроме того, сопло позволяет осуществлять напуск в непосредственной окрестности сепаратрисы. Заметим, что вариант SPI был выбран для ITER [6], поскольку он имеет преимущества перед обычно медленной массовой инжекцией газа (MGI) из газового клапана, расположенного далеко от сепаратрисы.

Эти преимущества таковы:

быстрое проникновение: между временем срабатывания SPI и временем начала взаимодействия примеси с плазмой внутри сепаратрисы гораздо меньше времени Δ_{pr} ;

большая глубина проникновения внутрь плазмы осколков разрушенных макрочастиц в варианте SPI, по сравнению с глубиной проникновения в случае использования варианта

MGI, ввиду заметно меньшей плотности потока газа вследствие его расширения на пути от клапана до сепаратрисы.

Представляется, что варианты SPI и FMGI необходимо сравнить в экспериментальных условиях на действующих токамаках, чтобы выбрать более удобную и надежную технику инжекции, отвечающую требованиям к DMS.

Возможна дополнительная инжекция с помощью FMGI или с помощью SPI рабочего газа дейтерия для подавления механизма развития тока убегающих электронов «hot-tail», который доминирует в токамаках с операционными параметрами, близкими к ITER [8]. Данный механизм основан на том, что в процессе быстрого охлаждения плазмы во время TQ температура электронов падает на временных масштабах, значительно меньших времени их столкновительной релаксации. Вследствие инерционности функции распределения по скоростям в высокоэнергичной области формируется неравновесный «хвост» – пучок электронов, которые не успевают термализоваться в соответствии с новой низкой температурой. Эти частицы сохраняют высокие скорости, характерные для начальной горячей стадии, и в условиях температуры плазмы, характерной для ITER ($\langle T_e \rangle = 10$ кэВ), для таких электронов сила динамического трения становится меньше ускоряющей силы продольного электрического поля. В результате эти электроны переходят в режим непрерывного ускорения и становятся убегающими.

Если рассматривать сценарии, не учитывая механизма генерации первичных RE за счет эффекта Комптона [10], то проблема подавления тока лавины RE становится решаемой. Соответствующие оценки, сделанные в этой работе, будут представлены ниже.

Альтернативный способ борьбы с током лавины убегающих электронов был предложен в статье [11], затем развит в работе [15]. Чтобы снизить ток лавины RE, в этих работах предлагалось вместо существенного увеличения плотности плазмы инжектировать один или несколько вольфрамовых коллекторов в плазму сразу после стадии вывода тепловой энергии плазмы в результате невынужденного или вынужденного TQ. В работе [15] были рассмотрены разные траектории инжекции нескольких коллекторов в количестве N_c , и расчеты показали, что наиболее эффективна радиальная геометрия инжекции (рис. 1). Параметры i -го коллектора ($i = 1, 2, \dots, N_c$) помечены нижним индексом i . Цилиндрический вольфрамовый коллектор диаметром d_i , длиной L_i и массой m_i в момент времени t_i относительно начала стадии CQ инжектируется со скоростью v_i со стороны слабого магнитного поля в направлении оси токамака по траектории длиной $L_{tr,i} \cong 1,14$ м.

На рис. 1 схематично показаны допустимые отклонения от прямолинейной траектории инжектируемого i -го коллектора $\pm \Delta R_i$, которые должны быть заметно меньше диаметра

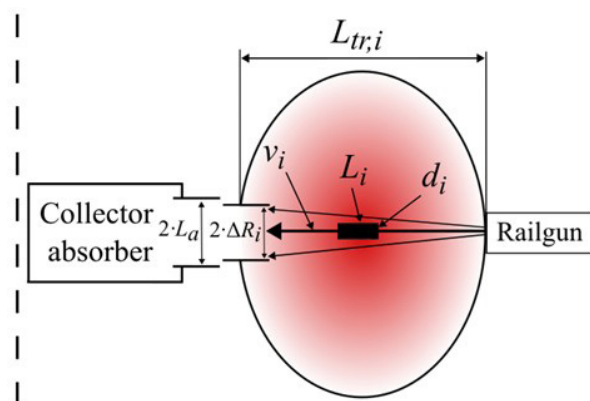


Рис. 1. Схема инжекции коллектора: Railgun – рельсотрон; d_i , L_i – диаметр и длина коллектора; v_i – скорость инжекции коллектора со стороны слабого магнитного поля в направлении оси токамака по траектории длиной $L_{tr,i}$; ΔR_i – допустимые отклонения от прямолинейной траектории; $2L_a$ – диаметр принимающего отверстия поглотителя коллектора (Collector absorber)

принимающего отверстия поглотителя коллекторов $2L_a$; кроме того, на схеме показаны области расположения рельсового ускорителя и поглотителя коллекторов.

Для надежного применения такого способа, в работе [15] были сформулированы следующие требования к параметрам инжекции коллекторов для установки масштаба ITER.

1. Ток зародышей лавины I_{RE} , согласно выводам работы [10], не должен превышать максимального значения $I_{max} = 0,15$ МА для сохранения целостности вакуумной камеры ITER.

2. Отклонения коллекторов ΔR_i от прямолинейной траектории за время пролета плазмы не должны превышать максимального значения $\Delta R_{max} = 1$ см, чтобы надежно собирать коллекторы в достаточно компактном устройстве поглотителя и не превышать значения размера углового разлета из ускорителя, которое составляет примерно $0,001L_{tr,i} \cong 0,7$ см [11];

3. Температура коллектора T_i не должна превышать значения $T_{\max} \cong 2900$ К (это около 80 % от температуры плавления вольфрама, которая равна 3595 К), чтобы не нарушать целостность коллектора во время его движения по плазме.

Анализ изменения первого требования для выбора параметров коллекторов при переходе от ITER к TRT, вообще говоря, представляет нетривиальную задачу. Если предположить, что опасность нарушения целостности вакуумной камеры установки зависит от количества энергии, оставшейся в пучке RE на стадии плато (это для ITER с током плазмы до срыва $I_p = 15$ МА соответствует $I_{\max}/I_p = 0,15\text{МА}/15\text{МА} = 0,01$), то можно оценить максимальное значение тока для TRT: $I_{\max}^p = 0,01I_p = 50$ кА. Для радиальной инъекции коллектора на TRT (см. рис. 1) значение $\Delta R_{\max} \cong 0,001L_{tr,i} \cong 1,2$ мм. Требование же к температуре $3T_{\max} \cong 2900$ К остается прежним.

В заключение описания элементов DMS и требований, которым она должна отвечать, необходимо подчеркнуть, что в зависимости от количества требуемого вещества аргона и особенно газообразной смеси аргона с дейтерием ($\text{Ar} + \text{D}_2$) может потребоваться несколько систем инъекции, расположенных при разных тороидальных и/или полоидальных углах, чтобы предотвратить достижение значений температуры плавления поверхностей первой стенки, ближайших к месту инъекции на поверхности первой стенки токамака. Их разогрев возникает вследствие мощного источника излучения, создаваемого при сгорании инжестируемого вещества. Например, для DMS ITER планируется вплоть до 24 таких SPI [6]. Такое большое количество инжекторов требуют как можно более простого и надежного способа инъекции; такой способ мог бы свидетельствовать о преимуществе FMGI над SPI при выборе типа инжекторов.

Выбор времени выключения тока и расчет количества аргона для TRT

Характерное время линейного спада тока при невынужденных (unintended) срывах τ_{CQu} в установке можно оценить с использованием закона подобия $\tau_{CQu}/S > 1,7$ мс/м² [16]. Оно примерно в 2,3 раза продолжительнее характерного (экспоненциального) времени спада омического тока при условии отсутствия генерации убегающих электронов $\tau_{resu} = L_{pl}/R_{pl}$, определяемого внутренней индуктивностью L_{pl} и сопротивлением R_{pl} плазмы. Для ITER закон подобия дает значение $\tau_{CQu} \cong 35$ мс, что соответствует $\tau_{resu} \cong 15$ мс. При организации вынужденного (intended) срыва с помощью DMS необходимо, чтобы характерное (экспоненциальное) время распада тока $\tau_{resi} = \tau_{CQi}/2,3$, которое, согласно работе [8], достигается напуском аргона, попадало в установленный диапазон значений. Нижний предел этого диапазона задан вихревыми токами, а верхний – токами гало [6]. Для ITER эти пределы оценены в работах [8, 9] и составляют $\tau_{CQi} \cong (22 - 66) \cdot 2,3$ мс, что соответствует временному диапазону $\tau_{resi} \cong 22 - 66$ мс [8, 9]. В соответствии с законом подобия, принятым в работе [16], для TRT значение этого времени $\tau_{CQu} = 3$ мс. По аналогии с ITER можно ожидать, что диапазон резистивных экспоненциальных времен спада тока в TRT составляет

$$\tau_{resi} \cong (22 - 66) \cdot (3/35) = (1,9 - 5,7) \text{ мс.}$$

В дальнейших расчетах будем рассматривать промежуточный случай вынужденного срыва плазмы со значением $\tau_{resi} = 3$ мс из диапазона, указанного выше. Для определенности далее характерное (экспоненциальное) время спада тока записывается как $\tau_{resi} \equiv \tau_{CQ}$ (при этом подчеркивается тот факт, что параметры рассчитываются для этой стадии срыва).

Предполагается, что быстрое перезамыкание (fast reconnection) магнитной конфигурации на стадии теплового срыва приводит к достаточно равномерному распределению параметров плазмы внутри шнура. Поэтому для простых оценок процесса поглощения RE коллектором использовалось нуль-мерное приближение (как и в работах [11, 17]), где пренебрегается влиянием стенки на развитие токов; это влияние заключается в ограничении проникновения внешней магнитной энергии, переходящей в кинетическую энергию REs. Приближение допустимо, поскольку резистивное время стенки, которое в TRT составляет около 60 мс [4], существенно превышает значение $\tau_{CQ} \cong (1,9 - 5,7)$ мс. При этом учитывалось (как и в работе [8]), что на стадии TQ происходит небольшое (15%-е) возрастание полного тока до значений $I_{fr} = 1,15I_{p0} = 5,75$ МА и снижение относительной



внутренней индуктивности до значений $L_{intCQ} = 0,7$, характерных для плоского профиля тока плазмы. Эти явления есть следствия быстрого перезамыкания.

Количество частиц аргона, которое необходимо инжектировать для достижения заданного значения характерного времени распада тока $\tau_{CQ} = 3$ мс, мы находили из совместного решения уравнения баланса омического нагрева электронов и уравнения для характерного времени распада тока в начале стадии CQ [8], которые имеют соответственно следующий вид:

$$\eta_{CQ} j_{CQ} = n_{eCQ} n_{Ar} L_{imp}, \quad (1)$$

$$\tau_{CQ} = \frac{L_{intCQ} a^2 k_{el}}{2R\eta_{CQ}}, \quad (2)$$

где j_{CQ} – плотность тока плазмы, $j_{CQ} = I_p / (\pi \cdot a^2 \cdot k_{el})$; η_{CQ} – удельное сопротивление плазмы, зависящее от температуры электронов T_{eCQ} и эффективного заряда плазмы Z_{effCQ} [1]; n_{eCQ} – концентрация электронов, $n_{eCQ} = n_{e0} + n_{Ar} \langle Z_{Ar} \rangle$ ($\langle Z_{Ar} \rangle$ – средний заряд аргона [8]); n_{Ar} – концентрация инжектируемого аргона; L_{imp} – излучательная способность аргона; L_{intCQ} – внутренняя индуктивность, при этом в абсолютных единицах $L_{intCQ} = \mu_0 \cdot R \cdot I_{intCQ} / 2$.

Заметим, что использование уравнения (1) при таком подходе предполагает, что в начале стадии CQ происходит восстановление магнитных поверхностей, разрушенных на стадии TQ.

Модель токов с учетом работы коллекторов и результаты ее применения

Расчеты параметров системы DMS TRT проводились с использованием модели, описанной в работе [15], где ее использовали для оценок параметров коллекторов при работе DMS ITER. Для описания процесса эволюции токов плазмы на стадии CQ использовалась система нуль-мерных уравнений для полного тока плазмы I_p после теплового срыва и для тока убегающих электронов I_{RE} . Эта система имеет следующий вид:

$$\frac{dI_p}{dt} = -\frac{I_p - I_{RE}}{\tau_{CQ}}, \quad (3)$$

$$\frac{dI_{RE}}{dt} = \left(\frac{dI_{RE}}{dt} \right)_{av} - I_{RE} \cdot \sum_{i=1}^{N_c} \frac{1}{\tau_i} \cdot H[t - t_i] \cdot H\left[\frac{L_{tr,i}}{v_i} + t_i - t \right], \quad (4)$$

где N_c – число инжектированных коллекторов.

Индуктивное электрическое поле E связано с омическим током $I_p - I_{RE}$ и сопротивлением плазмы соотношением

$$E = \frac{\eta_{CQ} (I_p - I_{RE})}{\pi k_{el} a^2}, \quad (5)$$

где ток RE следует выражению

$$I_{RE} = e c n_{RE} \cdot \pi \cdot k_{el} \cdot a^2 \quad (6)$$

и определяется плотностью убегающих электронов n_{RE} , формируемой различными механизмами генерации, размножения и потерь.

Уравнение (3) описывает эволюцию вывода полного тока плазмы I_p с характерным временем его распада τ_{CQ} . В уравнении (4) первый член в правой части описывает генерацию тока лавины RE I_{RE} и выражается как [8]:

$$\left(\frac{dI_{RE}}{dt} \right)_{av} = \left(\frac{4\pi\epsilon_0^2 m_e^2 c^3 \sqrt{\frac{3(5 + Z_{effCQ})}{\pi}}}{e^4 n_{eCQ}} \right) \cdot I_{RE} \cdot \left(\frac{E}{E_R} - 1 \right), \quad (7)$$

где E_R – поле Розенблюта, описываемое формулой

$$E_R = \frac{n_{eCQ} e^3 \ln \Lambda_{rel}}{4\pi \varepsilon_0^2 m_e c^2}; \quad (8)$$

при этом e , m_e – заряд и масса покоя электрона, c – скорость света, ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума.

В уравнении (4) второй член правой части содержит сумму, формирующую потери убегающих электронов каждым i -м вольфрамовым коллектором, движущимся через плазму. Подразумевается, что коллекторы запускаются по одинаковой траектории в экваториальном сечении токамака, при разных тороидальных углах. При этом $\tau_i = V/(c \cdot d_i \cdot L_i)$ – характерное время сбора RE. Время влета коллектора t_i в плазму можно варьировать относительно начала стадии CQ и учитывать с помощью функции Хевисайда $H(t - t_i)$. Время нахождения коллектора в CQ-плазме также учитывается с помощью функции Хевисайда $H[(L_{tr,i}/v_i) + t_i - t]$. В уравнении (4) суммированием по индексу i учтено воздействие каждого из N_c коллекторов на сбор RE.

В предположении $E \gg E_R$ уравнение (7) можно упростить так же, как в работе [6]:

$$\frac{dI_{RE}}{dt} = - \frac{I_{intCQ}}{\sqrt{Z_{effCQ} + 5 \ln \Lambda_{rel}}} \frac{I_{RE}}{I_A} \frac{dI_p}{dt} - I_{RE} \cdot \sum_{i=1}^{N_c} \frac{1}{\tau_i} \cdot H(t - t_i) \cdot H\left[\frac{L_{tr,i}}{v_i} + t_i - t\right], \quad (9)$$

где I_A – ток Альфвена, $I_A = \frac{4\pi m_e c}{e \mu_0} \cong 17$ кА.

Начальный ток RE оценивался с помощью уравнения (6) в предположении, что он формируется во время стадии TQ с характерным временем спада температуры t_0 , по механизму «горячего хвоста» (hot-tail) на основе рекомендаций в работах [8, 18]. Для нахождения концентрации зародышей RE n_{RE0} использовался упрощенный вариант решения уравнения Фоккера – Планка:

$$n_{RE0} = n_{e0} \frac{2}{\sqrt{\delta}} u_{c,min} e^{-(u_{c,min})^2}, \quad (10)$$

причем $u_{c,min}$ следует выражению

$$u_{c,min} = \left\{ \frac{4}{3} t_0 v_0 \left[1 + \frac{3}{2} \ln \left(\frac{E_{D0}}{2E_0} \right) - \ln \left(\frac{4}{3} t_0 v_0 \right) \right] - 3 t_0 v_0 \right\}^{\frac{1}{3}}, \quad (11)$$

где E_0 , E_{D0} – индукционное электрическое поле перед тепловым срывом и электрическое поле Драйсера, соответственно; v_0 – частота электрон-электронных столкновений до срыва;

$$E_{D0} = \frac{n_{e0} e^3 \ln \Lambda_{rel}}{4\pi \varepsilon_0^2 T_{e0}}; v_0 = \frac{n_{e0} e^4 \ln \Lambda}{4\pi \varepsilon_0^2 m_e^{\frac{1}{2}} (2T_{e0})^{\frac{3}{2}}};$$

здесь $\ln \Lambda$, $\ln \Lambda_{rel}$ – кулоновские логарифмы для тепловых и убегающих электронов.

В рамках нуль-мерного подхода плотность и температура электронов полагались $n_{e0} = \langle n_e \rangle$ и $T_{e0} = \langle T_e \rangle$.

Таким образом, методом Рунге – Кутты 4-го порядка совместно решались уравнения (3) для тока плазмы I_p и (9) для тока лавины убегающих электронов I_{RE} . При этом предполагались неизменными во времени следующие параметры задачи:

$$\eta_{CQ}, T_{eCQ}, Z_{effCQ}, n_{eCQ}, L_{intCQ}.$$

Для тока плазмы задавалось начальное условие $I_p(0) = I_{fr}$. Начальное условие $I_{RE}(0) = I_{RE0}$ для тока зародышей лавины убегающих электронов определялось из уравнения (6) с величиной n_{RE0} , рассчитанной с помощью уравнений (10) и (11).

Возможная продолжительность стадии TQ для TRT $t_0 = 0,03 - 0,30$ мс была определена в соответствии с результатами работ [19, 20] (рис. 2). Эксперименты на установке JET [20] демонстрировали существенные отклонения от данного скейлинга при измерениях с применением диагностик ECE (Electron Cyclotron Emission), которые способны измерять сигнал с разным шагом по времени от $\Delta t = 4$ мкс до $\Delta t = 400$ мкс (см. рис. 2, а).

Результаты измерения величины t_0 сопоставляются с ее зависимостью от малого радиуса установки (см. рис. 2, *b*).

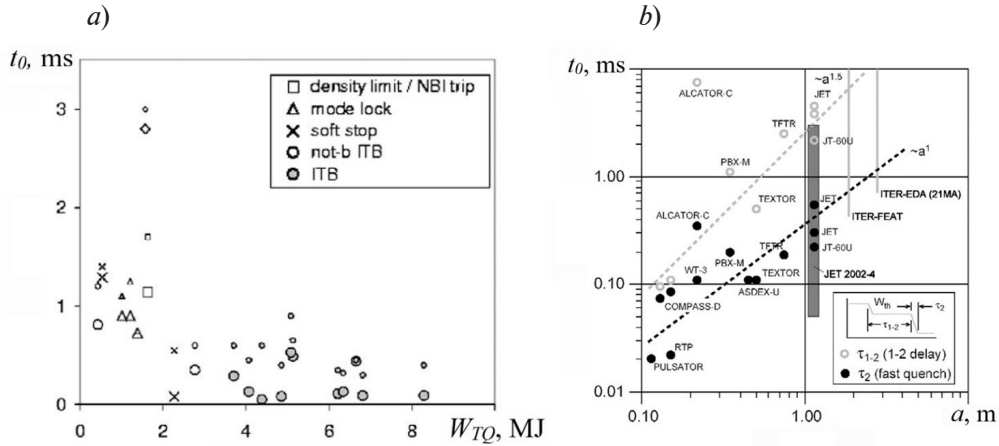


Рис. 2 [19]. Сопоставление результатов измерения характерных времен стадии TQ на установке JET:

a – характерная продолжительность t_0 теплового срыва в зависимости от энергии плазмы до срыва W_{TQ} согласно ECE с разным временным разрешением – 400 и 4 мкс (мелкие и крупные кружки соответственно); *b* – зависимости t_0 от малого радиуса установки *a*

Из результатов работы [20] следует, что скейлинг, использованный в работе [19], достоверен для омического режима работы токамака. Анализ данных на рис. 2 показывает, что с ростом мощности нагрева плазмы и энергии плазмы W_{TQ} , к началу стадии TQ продолжительность t_0 падает, а также наблюдается заметный разброс экспериментальных данных. Для случая JET с малым радиусом (0,9 м) значение времени $t_0 \cong 0,5$ мс получено из закона подобия (см. рис. 2, *b*), выражающего пропорциональность характерного времени вывода тепловой энергии t_0 малому радиусу установки *a*; оно характеризуется значительным разбросом 0,5 – 3,0 мс относительно этого значения (см. рис. 2, *b*). Исходя из закона подобия, для TRT с малым радиусом 0,57 м можно оценить значение времени t_0 :

$$t_0 = 0,5 \text{ мс} \cdot (0,57 \text{ м} / 0,90 \text{ м}) \cong 0,3 \text{ мс}.$$

Из-за имеющейся неопределенности при расчетах учитывается, что на установке TRT будет происходить дополнительный нагрев, энергия плазмы перед началом стадии TQ будет существенно выше энергии в омическом режиме, и, как следствие, значение t_0 может снижаться вплоть до порядка величины (см. рис. 2). Исходя из того, что выбранные времена t_0 для TRT соответствуют стадии быстрого падения температуры с временем τ_2 (см. рис. 2, *b*), в качестве начальной температуры, используемой при расчете концентрации зародышей убегающих электронов, бралась средняя температура по шнуру перед началом теплового срыва $\langle T_e \rangle = 10$ кэВ, соответствующая сценарию, оптимизированному для получения максимальных потоков нейтронов и доли неиндукционного тока по плазме. Такой выбор основан на том, что более горячая плазма гораздо опаснее в плане ее безаварийного выключения с помощью системы DMS.

В случае сценария № 1 с предсказанием начала срыва, для оценки мощности переизлучения тепловой энергии плазмы и получения характерного времени распада тока $\tau_{CQ} = 3$ мс учитывался напуск аргона во время запуска DMS. Значение $\tau_{CQ} = 3$ мс, в соответствии с уравнениями (1) и (2), определяет плотность инжектированного аргона как $n_{Ar} \cong 4,1 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. При такой плотности аргона плотность электронов $n_{eCQ} \cong 2,5 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$, температура плазмы $T_{eCQ} \cong 8,1$ эВ и эффективный заряд $Z_{effCQ} \cong 2,15$.

Таким образом, при моделировании в качестве начальных использовались следующие значения:

$$I_{fr} = 5,75 \text{ MA}, l_{inCQ} = 0,7, \ln \Lambda_{rel} \Lambda \cong 21.$$

Если учитывать приведенные значения параметров и значение величины n_{RE0} , которая

была рассчитана с помощью уравнений (10) и (11), то, согласно уравнению (6), начальное значение тока зародышей убегających электронов составляет $I_{\text{RE}0} \cong 77 \text{ кА}$ для величины $t_0 = 0,3 \text{ мс}$.

Для учета изменений траектории коллектора и его нагрева были приняты во внимание эффекты, связанные с взаимодействием между коллектором и RE, что подробно описано для DMS ITER в работе [15].

Результаты моделирования параметров коллекторов, отвечающих трем требованиям (см. выше), представлены в табл. 1 для четырех вариантов (№ 1 – № 4), которые различаются количеством коллекторов N_c и иногда разными значениями параметров. Температура коллектора T_i была нормирована на величину T_{max} , отклонение ΔR_i нормировано на величину R_{max} и значение моделируемого I_{RE} тока лавины через 150 мс с момента начала моделирования нормировано на величину $I_{\text{max}}^{\text{RE}}$. Эволюции тока плазмы и тока лавины RE для сценария № 1 без инжекции и сценариев № 2 и № 4 с инжекцией 1-го и 3-х коллекторов без задержки в момент $t_i = 0 \text{ мс}$ показаны на рис. 3 соответственно.

Таблица 1

Результаты расчетов параметров коллекторов для вариантов с радиальной инжекцией при $\tau_{\text{CQ}} = 3 \text{ мс}$ и $t_0 = 0,3 \text{ мс}$

№	N_c	$t_p, \text{ мс}$	$d_p, \text{ мм}$	$L_p, \text{ мм}$	$m_p, \text{ г}$	T_i/T_{max}	$\Delta R_i/\Delta R_{\text{max}}$	$I_{\text{RA}}/I_{\text{max}}$
1	–							39,6
2	1	0,0	8	80	78	0,93	0,33	$6,9 \cdot 10^{-7}$
3	2					0,38	0,14	0,0
4	3					0,53	0,11	$9,9 \cdot 10^{-13}$
5	2	0,1	6	60	33	0,95	0,31	$5,7 \cdot 10^{-8}$
6	3					0,99	0,43	$9,9 \cdot 10^{-13}$
7	3	0,2				1,41	0,91	$9,9 \cdot 10^{-13}$

Примечания. 1. Вариант № 1 не предполагает наличия инжекции. 2. Для вариантов № 2 – № 7 значение скорости инжекции коллектора одинаково: $v_i = 450 \text{ м/с}$.

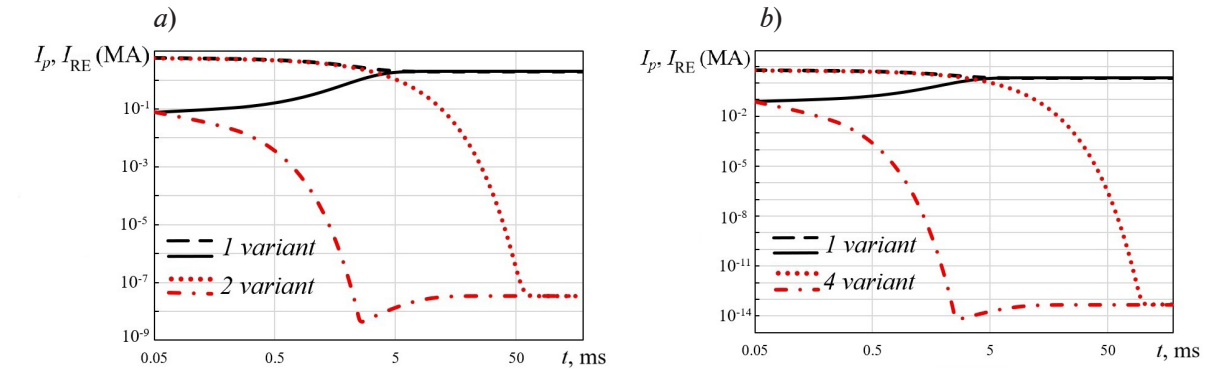


Рис. 3. Эволюции полного тока I_p и тока лавины I_{RE} сразу после стадии TQ (с момента $t_i = 0 \text{ мс}$): a – для вариантов № 1 и № 2; b – для № 1 и № 4. Кривые I_p показаны штриховыми либо точечными линиями, I_{RE} – сплошными либо штрихпунктирными линиями (см. табл. 1, $\tau_{\text{CQ}} = 3 \text{ мс}$ и $t_0 = 0,3 \text{ мс}$)

Чтобы снизить ток RE и удовлетворить сформулированным требованиям, были рассмотрены разные сценарии инжекции. Как следует из данных для варианта № 2 (см. табл. 1), решение поставленной задачи можно получить и при инжекции одного коллектора достаточно большой массы. Однако при увеличении этой массы усложняется обеспечение ускорения коллектора. В случае аварийного отказа системы инжекции



коллектора ток убегających электронов может привести к нарушению целостности установки. В связи с этим были рассмотрены сценарии с инжекцией двух коллекторов той же массы $m_i \cong 78$ г (см. вариант № 3, табл. 1) и трех коллекторов с массой $m_i \cong 33$ г, т. е. сниженной более, чем вдвое (см. вариант № 4, табл. 1). Заметим, что такое снижение массы (и, соответственно, поперечного размера до 5 мм) допустимо с точки зрения поглощения RE [11] с максимально ожидаемыми энергиями $\cong 20$ МэВ [6, 8].

Видно, что параметры инжекции в вариантах № 3 и № 4 удовлетворяют всем сформулированным требованиям и основная проблема – это нагрев коллекторов, который ограничивает как их размеры, так и их скорости.

Варианты № 5 – № 7 в табл. 1 соответствуют результатам моделирования еще трех вариантов, учитывающих аварийные ситуации. Вариант № 5 с инжекцией двух коллекторов на случай отказа одной из трех систем инжекции. Видно, что сформулированные требования выполняются, но значения параметров находятся вблизи их пороговых значений.

Максимально возможная задержка времени t_i инжекции коллектора была оценена с помощью моделирования при $t_i = 0,1$ и $0,2$ мс для вариантов № 6 и № 7 соответственно. Эволюция тока плазмы и тока RE для вариантов № 1, № 6 и № 7 для радиальной инжекции представлена на рис. 4.

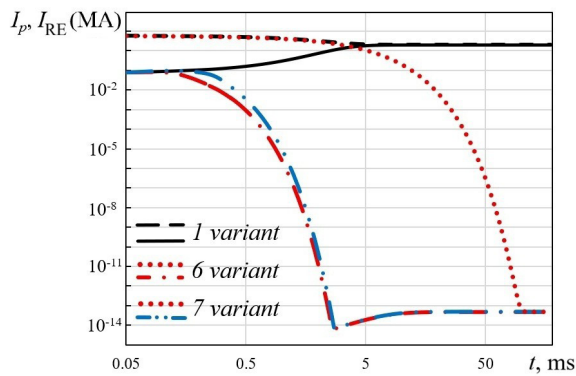


Рис. 4. Эволюции полного тока и тока лавины при $\tau_{CQ} = 3$ мс и $t_0 = 0,1$ мс для сравнения вариантов № 1, № 6, № 7 с разной задержкой инжекции коллекторов (см. табл. 1)

Кривые I_p показаны штриховыми либо точечными линиями, I_{RE} – сплошными либо штрихпунктирными линиями, либо пунктирными с двумя штрихами

тельно на 30% ($n_{eCQ} \cong 1,33 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$), при этом характерное время распада тока составит $\tau_{CQ} = 5,3$ мс. Чтобы подавить ток лавины убегających электронов при таком сценарии, необходимо существенно расширить размеры коллектора, так как начальный ток RE составит $I_{RE0} \cong 4,69$ МА для $t_0 = 0,3$ мс. Необходимо при рассмотрении запуска трех коллекторов выполнить условие соблюдения критериев для случая отказа одной из систем инжекции. В табл. 2 приведены всевозможные рассмотренные сценарии инжекции с невынужденным срывом для разных ситуаций.

Анализ данных табл. 2 приводит к заключению, что проблема с нагревом усугубляется, по сравнению со сценарием, где срыв успешно предсказывается. Целостность коллекторов удастся сохранить только при условии, когда масса увеличивается почти в 4 раза. При этом расчеты показывают, что задержка инжекции практически невозможна, так как при $t_i = 0,1$ мс значения температуры уже превышают критерии $T_i/T_{\max} = 1,15$. Несмотря на возможные трудности с ускорением коллекторов массами $0,23 \text{ кг}$, возможность подавлять ток лавины в сценарии с невынужденным срывом выступает преимуществом данного способа.

Как и в работе [15], моделирование показывает, что со стороны энергии и компактности рельсотрона, для получения требуемых скоростей инжекции вариант с радиальной

Анализ результатов для вариантов № 6 и № 7 показывает, что при задержке инжекции коллекторов количество RE значительно возрастает, что может привести как к отклонению от допустимой траектории инжекции, так и к повышению температуры коллекторов. В варианте № 6 параметры коллекторов сопоставимы с максимальными значениями, но становятся неприемлемо высокими в варианте № 7.

Для случая, когда предсказания срыва нет, было проведено моделирование для сценария № 2 запуска DMS после наступления невынужденного TQ. В момент зарегистрированного существенного падения тепловой энергии плазмы в результате невынужденного TQ выполняется инжекция трех коллекторов. Предполагается, что во время невынужденного срыва тепловая энергия плазмы при выходе на стенку приведет к попаданию в плазму примеси и росту ее плотности прибли-

Таблица 2

Результаты расчетов параметров коллекторов для сценариев инжекции с невынужденным срывом при $\tau_{\text{ср}} = 5,3$ мс и $t_0 = 0,3$ мс

№	N_c	Вариант невынужденного срыва	$T_i/T_{\max}$	$\Delta R_i/\Delta R_{\max}$	$I_{RE}/I_{\max}$
1	0	Срыв без инъекции коллекторов	—		111,2
2	3	Инжекция 3 коллекторов	0,75	0,27	0
3	2	Невылет одного из 3 коллекторов	0,94	0,34	
4	3	Задержка инъекции $t_i = 0,1$ мс	0,87	1,15	
Все коллекторы: $d_i = 11,5$ мм, $L_i = 115$ мм, $m_i = 0,23$ кг, $v_i = 450$ м/с					

Обозначения: N_c – количество коллекторов; d_i , L_i , m_i – диаметр, длина и масса коллектора; v_i – скорость инъекции коллектора; $T_i/T_{\max}$ – температура коллектора; $\Delta R_i/\Delta R_{\max}$ – его отклонение от траектории; $I_{RE}/I_{\max}$ – ток лавины убегающих электронов (все три величины нормализованы)

инжекцией представляется наиболее приемлемым. Поэтому и для установки TRT, торoidalное сечение вакуумной камеры которого показано на рис. 5, именно в такой геометрии схематично изображены элементы DMS. Если данный вариант трудно осуществить, то стоит рассмотреть варианты с вертикальной и тангенциальной инъекциями. Помимо этого, на рис. 5 представлен инжектор разрушенных макрочастиц (SPI 1) [10] и подвижный газовый клапан (FMGI 2) [14].

Была сделана оценка нагрева и отклонения коллектора от траектории при его взаимодействии с пучком энергичных нейтральных атомов NBI (neutral beam injection) нагрева. Мощность пучка $P_{\text{NBI}} = 5$ МВт, энергия пучка нейтральных атомов $E_{\text{NBI}} = 500$ кэВ, радиус пучка $R_{\text{NBI}} = 0,15 - 0,20$ м. Для радиальной инжекции со скоростью коллектора $v_i = 450$ м/с и размерами $d_i = 6$ мм, $L_i = 60$ мм температура после взаимодействия с пучком повысится на $T_i/T_{\text{max}} = 8 \cdot 10^{-4}$, а отклонение составит $\Delta R_i/\Delta R_{\text{max}} = 5 \cdot 10^{-5}$. Оценки показывают, что влиянием атомов NBI на поведение инжектированного коллектора можно пренебречь.

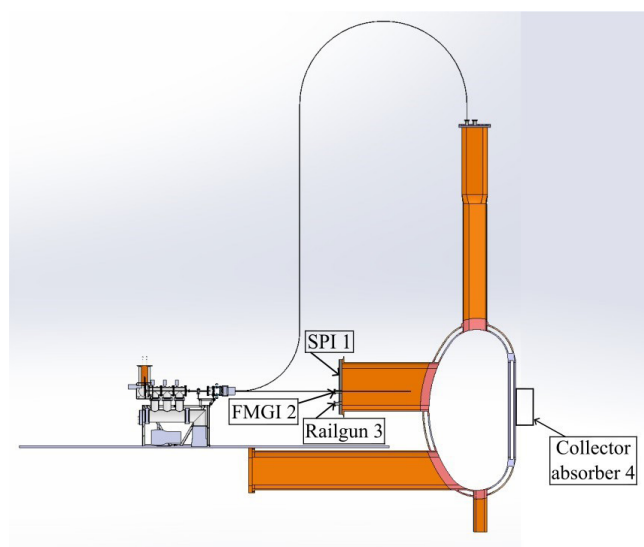


Рис. 5. Полоидальное сечение токамака TRT с элементами аппаратуры DMS:

1 – инъекция разрушенных макрочастиц для быстрой инъекции аргона и дейтерия (SPI – Shattered Pellet Injection); 2 – подвижный газовый клапан для быстрой массивной инъекции газа (FMGI – Fast Massive Gas Injection); 3 – рельсотрон (Railgun); 4 – ловушка коллекторов (Collector absorber)

Был рассчитан вариант решения проблемы тока лавины RE с помощью напуска рабочего газа. Результаты этого расчета представлены на рис. 6. Видно, что при плотности дейтерия D_2 , равной около $1,5 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$, удастся снизить величину I_{RE} до требуемых значений. При этом плотность инжектированного аргона $n_{Ar} \cong 2,4 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, плотность электронов $n_{eCQ} \cong 3,9 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$, температура плазмы $T_{eCQ} \cong 7,7 \text{ эВ}$ и эффективный заряд $Z_{effCQ} \cong 1,44$.

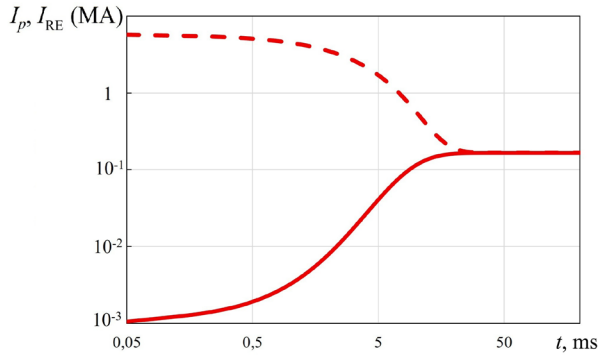


Рис. 6. Эволюции полного тока I_p и тока лавины I_{RE} при $\tau_{CQ} = 3 \text{ мс}$ и $t_0 = 0,3 \text{ мс}$ и инжекции дейтерия D_2 с момента сразу после TQ ($t_i = 0 \text{ мс}$). Кривая I_p показана штриховой линией, I_{RE} – сплошной линией

Следует, однако, учитывать неопределенность в значениях характерного времени TQ t_0 , которая обсуждается в работе [20] и хорошо видна на рис. 2, б. Поэтому расчет был выполнен с значением $t_0 = 0,03 \text{ мс}$. Результаты показали, что для сохранения значений начального тока RE и его эволюции (см. рис. 6) потребуется увеличение плотности инжектируемого рабочего газа (дейтерия D_2) более чем на порядок ($\cong 3,5 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$). Такое увеличение плотности приведет к повышению нагрузок на технологические системы установки, например на систему откачки, что должно учитываться при проектировании и конструировании установки TRT.

Из-за возможных ошибок при определении момента невынужденного срыва, представляется целесообразным разработать комбинированную систему DMS, которая бы запускала инжекцию аргона и дейтерия в сценарии срыва № 1 по раннему сигналу наступления невынужденного срыва, а также запуск инжекции аргона и массивных (230 г) коллекторов по сценарию срыва № 2 после невынужденного TQ-срыва.

Заключение

Исходя из требований, налагаемых на безопасный вывод тока плазмы, были промоделированы сценарии инжекции коллекторов. Моделирование показало, что наиболее эффективен сценарий DMS с одновременной радиальной инжекцией трех коллекторов массой 33 г (каждый) и скоростью 450 м/с, развиваемой в момент сразу после TQ. Для этой геометрии моделируемые значения составили

$$I_{RE}/I_{\max} = 9,9 \cdot 10^{-13}, \Delta R/\Delta R_{\max} = 0,11 \text{ и } T/T_{\max} = 0,53,$$

и они обеспечат безопасное завершение разряда.

Даже в случае аварийной ситуации, если один из трех коллекторов не будет инжектирован, все требования по безопасному завершению разряда по-прежнему выполняются:

$$I_{RE}/I_{\max} = 5,7 \cdot 10^{-8}, \Delta R/\Delta R_{\max} = 0,31 \text{ и } T/T_{\max} = 0,95.$$

Возможна задержка запуска коллекторов относительно момента начала TQ, но не более, чем на 0,1 мс.

Показано, что в случае ошибки в системе предсказаний DMS и наступлении невынужденного TQ запуск коллекторов системы DMS также решит проблему подавления токов RE, но при этом требуется заметное увеличение массы (с 33 г до 230 г). Поэтому предлагается разрабатывать комбинированную систему DMS, которая бы запускала инжекцию аргона и дейтерия по сценарию срыва № 1 по раннему сигналу наступления невынужденного срыва и выполняла запуск инжекции аргона и трех массивных (230 г) коллекторов по сценарию срыва № 2 после невынужденного TQ-срыва. Использование такого подхода позволит избежать проблем при ложных предсказаниях DMS, ведущих к инжекции коллекторов в еще горячую плазму. Такое предсказание приведет к их плавлению и существенному отклонению от первоначальной траектории. Детектирование срыва и падения температуры по сигналу от диагностик имеет 100%-ю надежность и исключает такой сценарий.

Оценены плотности дейтерия D_2 : $n_{D_2} \cong (1,5 - 35) \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$, которые следует достигать при инжекции с целью подавления генерации токов RE столкновительным механизмом. Отметим, что такой вариант анализировался при условии успешного предсказания начала невынужденного TQ-срыва. Возможность достижения таких плотностей после наступления указанного срыва, как отмечалось выше, пока еще не исследовалась и требует дальнейшего рассмотрения. Подчеркнем, что вариант инжекции коллекторов решает проблемы RE при любом сценарии.

В заключение перечислим основные предполагаемые дальнейшие шаги для моделирования системы DMS:

одномерное моделирование;

учет свободных и свободносвязанных электронов;

учет влияния процессов вертикального смещения плазмы (*англ.* Vertical Displacement Event (VDE)) на работу DMS, которое потребует привлечения кодов типа ДИНА, позволяющих моделировать переходные процессы, включая срывы и VDE. Подобные коды способны рассчитывать эволюцию равновесия плазмы, спады плазменного тока и сопутствующие гало-токи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wesson J., Campbell D. J. Tokamaks. 4-th ed. (International series of monographs on physics, Vol. 149). Oxford, New York: Oxford University Press, 2011. 812 p.
2. Eidietis N. W. Prospects for disruption handling in a tokamak-based fusion reactor // Fusion Science and Technology. 2021. Vol. 77. No. 7–8. Pp. 738–744.
3. Леонов В. М., Коновалов С. В., Жоголев В. Е., Кавин А. А., Красильников А. В., Куянов А. Ю., Лукаш В. Э., Минеев А. Б., Хайрутдинов Р. Р. Сценарии разряда токамака с реакторными технологиями // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 11. С. 986–997.
4. Хайрутдинов Р. Р., Лукаш В. Э., Пустовитов В. Д. Анализ электромагнитных нагрузок на вакуумную камеру при тепловом срыве в токамаке TRT // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 11. С. 1007–1015.
5. Baylor L. R., Barbier C. C., Carmichael J. R., et al. Disruption mitigation system developments and design for ITER // Fusion Science and Technology. 2015. Vol. 68. No. 2. Pp. 211–215.
6. Breizman B. N., Aleynikov P., Hollmann E. M., Lehnen M. Physics of runaway electrons in tokamaks // Nuclear Fusion. 2019. Vol. 59. No. 8. P. 083001.
7. Rea C., Montes K. J., Erickson K. G., Granetz R. S., Tinguely R. A. A real-time machine learning-based disruption predictor in DIII-D // Nuclear Fusion. 2019. Vol. 59. No. 9. P. 096016.
8. Martín-Solís J. R., Loarte A., Lehnen M. Formation and termination of runaway beams in ITER disruptions // Nuclear Fusion. 2017. Vol. 57. No. 6. P. 066025.
9. Putvinski S., Fujisawa N., Post D., Putvinskaya N., Rosenbluth M. N., Wesley J. Impurity fueling to terminate tokamak discharges // Journal of Nuclear Materials. 1997. Vol. 241–243. 11 February. Pp. 316–321.
10. Vallhagen O., Hanebring L., Artola F. J., Lehnen M., Nardon E., Fülöp T., Hoppe M., Newton S. L., Pusztai I. Runaway electron dynamics in ITER disruptions with shattered pellet injections // Nuclear Fusion. 2024. Vol. 64. No. 8. P. 086033.
11. Sergeev V. Y., Kuteev B. V. Disruption mitigation in tokamak reactor via reducing the seed electrons of avalanche // Nuclear Fusion. 2021. Vol. 61. No. 8. P. 086021.
12. Hutchinson I. H. Principles of plasma diagnostics // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2002. Vol. 44. No. 12. Pp. 2603–2603.
13. Gebhart T. E., Baylor L. R., Meitner S. J. Experimental pellet shatter thresholds and analysis of shatter tube ejecta for disruption mitigation cryogenic pellets // IEEE Transactions on Plasma Science. 2019. Vol. 48. No. 6. Pp. 1598–1605.
14. Дрёмин М. М., Капралов В. Г., Кислов А. Я. и др. Влияние напуска благородных газов на срыв разряда в токамаке Т-10 // Вопросы атомной науки и техники (ВАНТ). Серия: Термоядерный синтез. 2012. № 4. С. 58–70.



15. **Kuteev B. V., Bashkatov S. O., Sergeev V. Yu.** The impact of a flying collector on runaway electrons during current disruption in a tokamak // Proceedings of the 30th IAEA Fusion Energy Conference (IAEA CN-234), 13–18 October, 2025. Tianfu International Convention Center, Chengdu, China. TH/7-1.
16. **Wesley J. C., de Vries P. C., Eidietis N. W., et al.** Disruption, halo current and rapid shutdown database activities for ITER // Proceedings of the 23rd IAEA Fusion Energy Conference. October 10–16, 2010. Daejeon, Republic of Korea 2010. Pp. 1–8.
17. **Martín-Solís J. R., Loarte A., Lehnen M.** On the avalanche generation of runaway electrons during tokamak disruptions // *Physics of Plasmas*. 2015. Vol. 22. No. 8. P. 082503.
18. **Smith H. M., Verwichte E.** Hot tail runaway electron generation in tokamak disruptions // *Physics of Plasmas*. 2008. Vol. 15. No. 7. P. 072502.
19. **ITER Physics Basis Editors, ITER Physics Expert Group Chairs, Co-Chairs ITER Joint Central Team, Physics Integration Unit.** ITER physics basis editors // *Nuclear Fusion*. 1999. Vol. 39. No. 12. P. 2237.
20. **Riccardo V., Loarte A., the JET EFDA Contributors.** Timescale and magnitude of plasma thermal energy loss before and during disruptions in JET// *Nuclear Fusion*. 2005. Vol. 45. No. 11. P. 1427.

REFERENCES

1. **Wesson J., Campbell D. J., Tokamaks**, 4-th ed. (International series of monographs on physics, Vol. 149), Oxford University Press, Oxford, New York, 2011.
2. **Eidietis N. W.**, Prospects for disruption handling in a tokamak-based fusion reactor, *Fusion Sci. Technol.* 77 (7–8) (2021) 738–744.
3. **Leonov V. M., Konovalov S. V., Zhogolev V. E., et al.**, Scenarios of discharge in a tokamak with reactor technologies, *Plasma Phys. Rep.* 47 (11) (2021) 1107–1118.
4. **Khairutdinov R. R., Lukash V. E., Pustovitov V. D.**, Analysis of electromagnetic loads on the vacuum vessel during thermal quench in the TRT tokamak, *Plasma Phys. Rep.* 47 (11) (2021) 1128–1136.
5. **Baylor L. R., Barbier C. C., Carmichael J. R., et al.**, Disruption mitigation system developments and design for ITER, *Fusion Sci. Technol.* 68 (2) (2015) 211–215.
6. **Breizman B. N., Aleynikov P., Hollmann E. M., Lehnen M.**, Physics of runaway electrons in tokamaks, *Nucl. Fusion*. 59 (8) (2019) 083001.
7. **Rea C., Montes K. J., Erickson K. G., et al.**, A real-time machine learning-based disruption predictor in DIII-D, *Nucl. Fusion*. 59 (9) (2019) 096016.
8. **Martín-Solís J. R., Loarte A., Lehnen M.**, Formation and termination of runaway beams in ITER disruptions, *Nucl. Fusion*. 57 (6) (2017) 066025.
9. **Putvinski S., Fujisawa N., Post D., et al.**, Impurity fueling to terminate tokamak discharges, *J. Nucl. Mater.* 241–243 (11 Febr) (1997) 316–321.
10. **Vallhagen O., Hanebring L., Artola F. J., et al.**, Runaway electron dynamics in ITER disruptions with shattered pellet injections, *Nucl. Fusion*. 64 (8) (2024) 086033.
11. **Sergeev V. Y., Kuteev B. V.**, Disruption mitigation in tokamak reactor via reducing the seed electrons of avalanche, *Nucl. Fusion*. 61 (8) (2021) 086021.
12. **Hutchinson I. H.**, Principles of plasma diagnostics, *Plasma Phys. Control. Fusion*. 44 (12) (2002) 2603–2603.
13. **Gebhart T. E., Baylor L. R., Meitner S. J.**, Experimental pellet shatter thresholds and analysis of shatter tube ejecta for disruption mitigation cryogenic pellets, *IEEE Trans. Plasma Sci.* 48 (6) (2019) 1598–1605.
14. **Dremin M. M., Kapralov V. G., Kislov A. Ya., et al.**, Vliyaniye napuska blagorodnykh gazov na sryv razryada v tokamake T-10 [The effect of noble gas injection on the discharge disruption in the T-10 tokamak], *Issues of Nuclear Science and Technology, Ser.: Thermonuclear Fusion*. (4) (2012) 58–70 (in Russian).
15. **Kuteev B. V., Bashkatov S. O., Sergeev V. Yu.**, The impact of a flying collector on runaway electrons during current disruption in a tokamak, *Proc. 30th IAEA Fusion Energy Conf. (IAEA CN-234)*, Oct. 13–18, 2025, Chengdu, China, TH/7-1.

16. Wesley J. C., de Vries P. C., Eidiotis N. W., et al., Disruption, halo current and rapid shutdown database activities for ITER, Proc. 23rd IAEA Fusion Energy Conf., Oct. 10–16, 2010. Daejeon, Republic of Korea (2010) 1–8.
17. Martín-Solís J. R., Loarte A., Lehnen M., On the avalanche generation of runaway electrons during tokamak disruptions, Phys. Plasmas. 22 (8) (2015) 082503.
18. Smith H. M., Verwichte E., Hot tail runaway electron generation in tokamak disruptions, Phys. Plasmas. 15 (7) (2008) 072502.
19. ITER Physics Basis Editors, ITER Physics Expert Group Chairs, Co-Chairs ITER Joint Central Team, Physics Integration Unit, ITER physics basis editors, Nucl. Fusion. 39 (12) (1999) 2237.
20. Riccardo V., Loarte A., the JET EFDA Contributors, Timescale and magnitude of plasma thermal energy loss before and during disruptions in JET, Nucl. Fusion. 45 (11) (2005) 1427.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

БАШКАТОВ Сергей Олегович — лаборант-исследователь научно-исследовательской лаборатории управляемого термоядерного синтеза Физико-механического института Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
bashkatov.so@edu.spbstu.ru

СЕРГЕЕВ Владимир Юрьевич — доктор физико-математических наук, профессор Высшей школы фундаментальных физических исследований, заведующий научно-исследовательской лабораторией управляемого термоядерного синтеза Физико-механического института Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
V.Sergeev@spbstu.ru
ORCID: 0000-0002-4572-4120

КАПРАЛОВ Владимир Геннадьевич — кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник научно-исследовательской лаборатории управляемого термоядерного синтеза Физико-механического института Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
vladkap@spbstu.ru
ORCID: 0000-0002-1091-6405

THE AUTHORS

BASHKATOV Sergei O.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia
bashkatov.so@edu.spbstu.ru

SERGEEV Vladimir Yu.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia
V.Sergeev@spbstu.ru
ORCID: 0000-0002-4572-4120

KAPRALOV Vladimir G.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University

29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia

vladkap@spbstu.ru

ORCID: 0000-0002-1091-6405

*Статья поступила в редакцию 08.12.2025. Одобрена после рецензирования 01.04.2026.
Принята 14.04.2026.*

Received 08.12.2025. Approved after reviewing 01.04.2026. Accepted 14.04.2026.