

УДК 533.9.03

ПОЛУЧЕНИЕ ПОТОКОВ АРГОНОВОЙ ПЛАЗМЫ И ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ИХ ЭНЕРГИИ В ИЗЛУЧЕНИЕ НА УСТАНОВКЕ КСПУ-Т ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ РАДИАЦИОННЫХ НАГРУЗОК, ХАРАКТЕРНЫХ ДЛЯ ОСЛАБЛЕННОГО СРЫВА ИТЭР

*Д.В. Коваленко, Н.С. Климов, А.М. Житлухин, А.Д. Музыченко, В.Л. Подковыров, В.М. Сафронов,
А.Д. Ярошевская*

*Государственный научный центр Российской Федерации Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований,
Троицк, Москва, Россия*

Эрозия материалов внутрикамерных компонентов токамака ИТЭР при воздействии на их поверхность мощных импульсных потоков плазмы и излучения является одной из основных проблем в проекте ИТЭР. Исследование поведения материалов под действием таких потоков на действующих токамаках невозможно из-за недостаточной мощности установок. В данной работе предложена схема экспериментального моделирования радиационных нагрузок, характерных для ослабленного срыва ИТЭР, с помощью квазистационарного сильноточного плазменного ускорителя КСПУ-Т: вспышки излучения генерируются при торможении потока аргоновой плазмы на твердотельной мишени. Так как ранее аргон никогда не применялся в качестве плазмообразующего газа на данной установке, то на первом этапе была исследована работа КСПУ-Т на аргоне. Показано, что ускоритель способен генерировать хорошо сфокусированные потоки аргоновой плазмы диаметром 10—12 см, длительностью около 0,5 мс, со скоростью до $8 \cdot 10^4$ м/с и давлением торможения до 12 атм. На втором этапе были проведены исследования вспышек излучения. Установлено, что основными излучающими линиями являются линии ArII, длительность импульса излучения варьируется от 250 до 500 мкс, максимальная плотность энергии излучения, полученная на расстоянии 13 см от мишени, составляет $0,55$ МДж/м². Указанные экспериментальные данные свидетельствуют о том, что КСПУ-Т можно использовать для моделирования радиационных нагрузок, характерных для ослабленного срыва ИТЭР.

Ключевые слова: ИТЭР, излучение плазмы, защитные покрытия, плазменные ускорители.

GENERATION OF ARGON PLASMA FLOWS AND TRANSFORMATION OF THE FLOW ENERGY TO THE RADIATION AT THE QSPA-T FACILITY FOR MODELING THE RADIATION LOADS TYPICAL FOR ITER MITIGATED DISRUPTION

*D.V. Kovalenko, N.S. Klimov, A.M. Zhitlukhin, A.D. Muzychenko, V.L. Podkovyrov, V.M. Safronov,
A.D. Yaroshevskaya*

State Research Center of Russian Federation Troitsk Institute for Innovation and Fusion Research, Troitsk, Moscow, Russia

Erosion of ITER in-vessel materials under high-power pulsed plasma flow and radiation is one of the main issues in the ITER project. Study of the materials behavior under the action of such heat flux on existing tokamaks is impossible due to insufficient power of the facilities. In this paper the scheme of the experimental modeling of radiation loads typical for ITER mitigated disruption using a quasi-stationary high-current plasma accelerator QSPA-T is proposed: photon flux is generated by breaking of the argon plasma flow on a solid target. Since argon previously has never been used as a plasma gas the operation of QSPA-T with argon was studied at the first stage. The accelerator was shown to be able to generate well-collimated argon plasma flows with the diameter of 10—12 cm, the duration of about 0.5 ms, the velocity up to $8 \cdot 10^4$ m/s and the braking pressure up to 12 atm. At the second stage the photon flux was studied. Found that the main radiating lines are the lines of ArII, the radiation pulse duration varies from 250 to 500 ms, the maximum energy density of the radiation obtained at the distance of 13 cm from the target is equal to 0.55 MJ/m². These experimental data indicate that QSPA-T can be used to modeling the radiation loads typical for ITER mitigated disruption.

Key words: ITER, plasma radiation, armour material, plasma accelerators.

ВВЕДЕНИЕ

Эрозия материалов первой стенки и приемных пластин дивертора под действием потоков плазмы и излучения во время переходных процессов в ИТЭР признана на сегодняшний день одним из ключевых факторов, определяющих время жизни этих компонентов и безопасной эксплуатации ИТЭР. Предполагается, что наиболее интенсивному воздействию плазмы будут подвергаться защитные покрытия дивертора во время неустойчивости срыва, когда тепловая нагрузка может достигать 10 МДж/м² за временной интервал 1—2 мс [1]. При таких тепловых нагрузках поверхность защитных материалов будет нагре-

ваться до температуры плавления и даже кипения или сублимации, что может сопровождаться значительной эрозией защитных покрытий. Чтобы уменьшить тепловую нагрузку на диверторные пластины во время срыва, предлагается на начальной стадии его развития осуществлять импульсный напуск газа (например, аргона) в вакуумную камеру токамака. В результате часть энергии плазмы преобразуется в излучение, которое распределится по внутренней поверхности основной камеры, имеющей большую площадь. При указанном сценарии, который получил название ослабленного срыва, тепловая нагрузка на поверхность диверторных пластин существенно уменьшается, однако защитное покрытие первой стенки подвергается интенсивному воздействию излучения. Ожидается, что величина радиационной нагрузки будет составлять до $1,0 \text{ МДж/м}^2$ при длительности $0,2\text{—}1 \text{ мс}$ [2].

Для определения ресурса защитных покрытий первой стенки ИТЭР необходимо иметь надёжные данные о скорости их эрозии под действием радиационных нагрузок, характерных для ослабленного срыва в ИТЭР. Такие нагрузки получить в действующих токамаках невозможно из-за недостаточной мощности установок. В связи с этим была предложена схема экспериментального моделирования необходимых радиационных нагрузок с помощью квазистационарного сильноточного плазменного ускорителя КСПУ-Т. В предлагаемой схеме вспышки излучения генерируются при торможении потока плазмы на твердотельной мишени, а испытываемый образец устанавливается сбоку от мишени, как показано на рис. 1, и не подвергается прямому воздействию плазменного потока. В результате диссипативных процессов, развивающихся в приповерхностном плазменном слое, который формируется при взаимодействии мощного потока плазмы с мишенью, энергия плазменной струи преобразуется в излучение, которое высвечивается в окружающее пространство. Эксперименты, проведённые на различных плазменных ускорителях [3—6], показывают, что в энергию излучения может переходить до 90% энергии плазменного потока. Поскольку ускоритель КСПУ-Т способен генерировать потоки плазмы с энергией $\sim 100 \text{ кДж}$, длительностью $\sim 0,5 \text{ мс}$ и поперечным размером $\sim 10 \text{ см}$, то в предложенной схеме при указанной эффективности преобразования возможно получить радиационные нагрузки на поверхности облучаемого образца до 1 МДж/м^2 при длительности $\sim 0,5 \text{ мс}$.

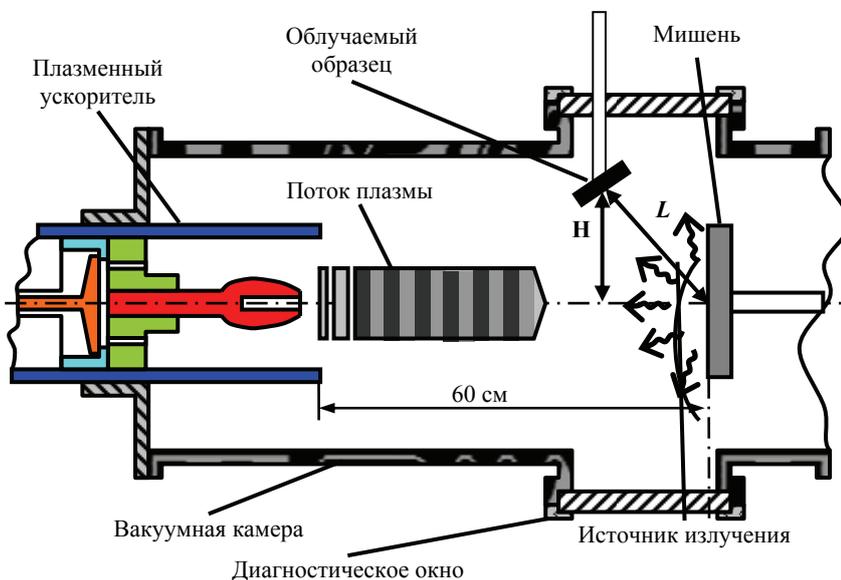


Рис. 1. Схема эксперимента

Чтобы осуществить высокую эффективность преобразования энергии плазменного потока в энергию излучения, в качестве плазмообразующего газа в экспериментах на установке КСПУ-Т был выбран аргон. Этот газ является одним из основных кандидатов для применения в ИТЭР с целью ослабления срыва [7]. Можно предположить, что использование аргона позволит получить спектральные характеристики излучения, максимально приближенные к тем, которые ожидаются в ИТЭР во время ослабленного срыва. До проведения настоящих исследований ускоритель КСПУ-Т применялся

в основном, для исследования воздействия потоков плазмы на защитные материалы ИТЭР [8—10], рабочими газами были водород и дейтерий. В связи с этим в данной работе решались две задачи. На первом этапе исследовались особенности работы КСПУ-Т на аргоне. Второй этап был посвящён изучению характеристик вспышек излучения в зависимости от режимов работы КСПУ-Т. Целью работы было получение импульсов излучения, обеспечивающих на поверхности облучаемых образцов радиационные нагрузки, характерные для ослабленного срыва в ИТЭР.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Установка КСПУ-Т представляет собой одноступенчатый квазистационарный плазменный ускоритель с собственным магнитным полем [11] (рис. 2). Основными частями ускорителя являются два коаксиальных электрода (1), разделённых изоляторами (2), и электродинамический клапан (3), обеспечивающий подачу рабочего газа в межэлектродный промежуток. Внутренний электрод ускорителя (катод) изготовлен из тугоплавкого сплава ВНДС и имеет специальный профиль. Максимальный диаметр внутреннего электрода 50 мм. Внешний электрод (анод) выполнен в виде набора из 24 медных стержней. Оси стержней параллельны оси внутреннего электрода. Стержни равномерно распределены по окружности диаметром 100 мм и окружены непроницаемым стальным кожухом. Электродная система ускорителя помещена в вакуумную камеру (4). Перед каждым пуском вакуумная камера откачивается до давления $5 \cdot 10^{-5}$ торр, подклапанный объём (5) заполняется рабочим газом. При срабатывании электродинамического клапана газ через дросселирующий канал (6) начинает поступать в межэлектродный промежуток. Спустя определённый промежуток времени (время задержки) на электроды ускорителя подаётся напряжение, в результате чего происходят пробой и ионизация газа в межэлектродном зазоре ускорителя. При взаимодействии радиального компонента возникающего при этом объёмного электрического тока j_r с азимутальным собственным магнитным полем B_ϕ появляется продольная сила $F_z \sim j_r B_\phi$, которая ускоряет плазму.

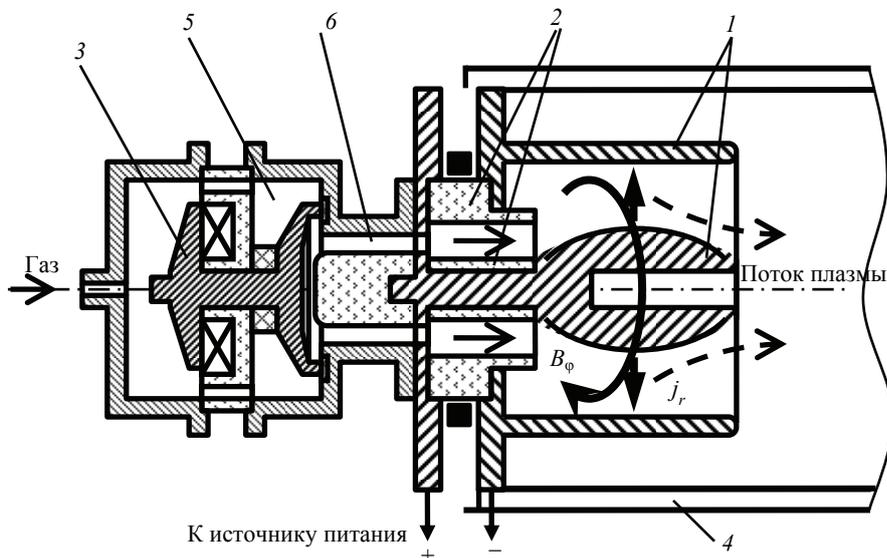


Рис. 2. Схема КСПУ-Т: 1 — электроды; 2 — изоляторы; 3 — электродинамический клапан; 4 — вакуумная камера; 5 — подклапанный объём для рабочего газа; 6 — дросселирующий канал

Источником питания ускорителя представляет собой конденсаторную батарею ёмкостью 48 мФ, разделённую на шесть одинаковых секций. Каждая секция коммутируется на нагрузку при помощи отдельного вакуумного разрядника. Изменяя временной интервал между запуском секций, можно варьировать длительность разряда в диапазоне 0,2—0,6 мс. Подробное описание характеристик и принципа работы ускорителя КСПУ-Т можно найти в работе [12].

В эксперименте с аргоном напряжение зарядки конденсаторной батареи ускорителя U_0 варьировалось от 1,5 до 4,2 кВ, что соответствует изменению запасённой в батарее энергии от 50 до 420 кДж. Последовательность коммутаций секций была выбрана такой, чтобы импульс разрядного тока имел трапецеидальную форму (при условии постоянства сопротивления разряда) длительностью $\sim 0,5$ мс. Для этого сначала коммутировались одновременно две первых секции, а далее с интервалом $\sim 0,1$ мс последовательно коммутировались остальные четыре секции. Задержка между запуском клапана и подачей напряжения на электроды ускорителя выбиралась таким образом, чтобы обеспечить постоянный расход аргона в течение разряда, и составляла $t_3 = 2$ мс. Расход газа измерялся в отсутствие разряда: в межэлектродный зазор устанавливался датчик давления на основе пьезокерамики ЦТС-19, который измерял динамическое давление потока газа, вытекающего в зазор. Следует отметить, что такой метод измерения не учитывает дополнительное поступление массы во время разряда за счёт эрозии электродов и десорбции газа с них, которое может быть существенным. В зависимости от режима работы газового клапана расход аргона во время разряда составлял $dm/dt = 30\text{—}70$ г/с. Контроль работы ускорителя осуществлялся посредством измерения разрядного тока I_p и напряжения на электродах U_p с помощью пояса Роговского и высоковольтного делителя напряжения.

ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2014, т. 37, вып. 4

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

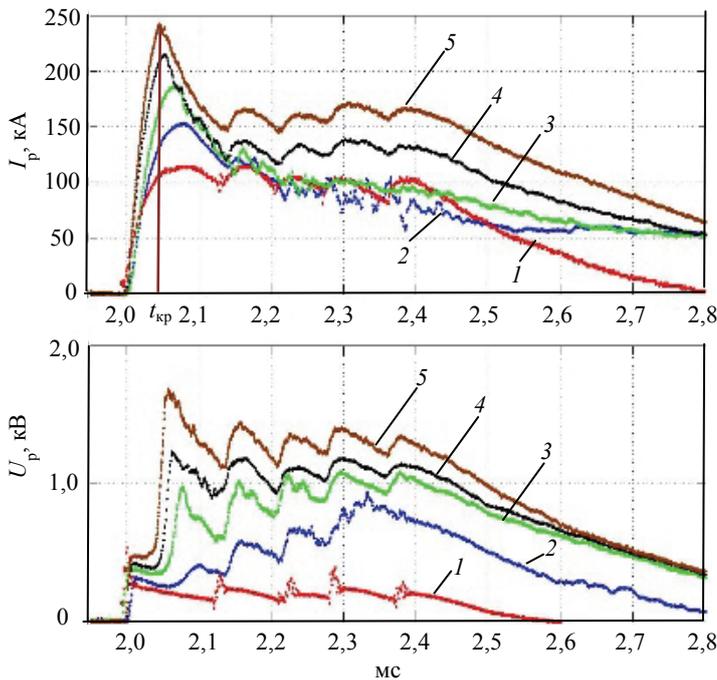


Рис. 3. Осциллограммы тока разряда I_p (а) и напряжения на электродах U_p (б) КСПУ-Т при постоянном расходе аргона $dm/dt = 45$ г/с: $U_0 = 1,5$ (1), 2,0 (2), 2,5 (3), 3,0 (4), 3,5 кВ (5)

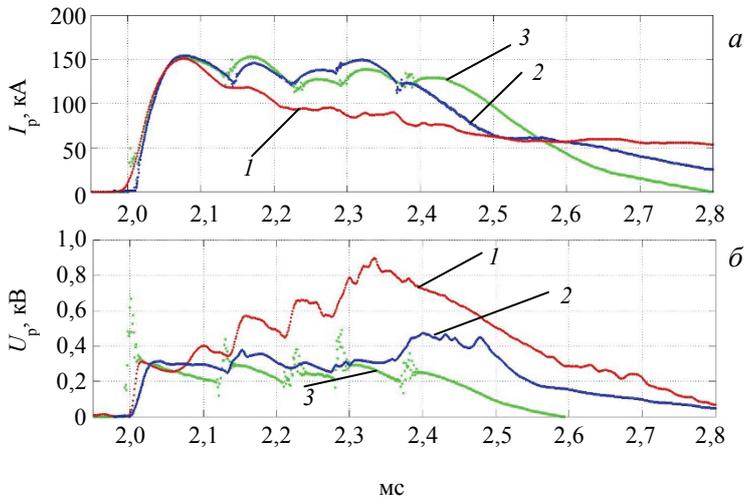


Рис. 4. Осциллограммы тока разряда I_p (а) и напряжения на электродах U_p (б) КСПУ-Т на аргене ($U_0 = 2,0$ кВ): $dm/dt = 45$ (1), 55 (2), 70 г/с (3)

Электротехнические характеристики КСПУ-Т. В исследованных режимах работы ускорителя КСПУ-Т на аргене диапазон разрядных токов составлял 100—300 кА, напряжение на электродах лежало в пределах 0,3—2 кВ. На рис. 3 показаны осциллограммы I_p и U_p при постоянном расходе газа $dm/dt = 45$ г/с для различных значений напряжения зарядки конденсаторной батареи ускорителя. Из приведённых осциллограмм следует, что при величине $U_0 = 1,5$ кВ значения разрядного тока и напряжения на электродах достигают максимума после коммутации первых двух секций конденсаторных батарей и далее поддерживаются на этом уровне за счёт последовательного запуска остальных секций. Кривые имеют трапецеидальную форму. При более высоких значениях U_0 , начиная с некоторого момента времени $t_{кр}$, напряжение на электродах начинает возрастать, а ток разряда спадать. Чем больше напряжение зарядки батареи ускорителя, тем $t_{кр}$ ближе к началу разряда и более отчётливо проявляется данный эффект. Для $U_0 = 3,5$ кВ положение $t_{кр}$ показано на рис. 3. Момент $t_{кр}$ определяется не только значением U_0 , но и величиной dm/dt . Увеличение расхода газа при постоянном U_0 приводит к сдвигу $t_{кр}$ дальше от начала разряда (рис. 4). Следует также отметить, что чем больше напряжение зарядки батареи и чем меньше расход газа, тем сильнее эрозия электродов и изоляторов ускорителя.

Такое поведение разряда в КСПУ-Т не является уникальным. Подобные явления характерны для одноступенчатых квазистационарных плазменных ускорителей с непроницаемыми электродами [11, 13—17]. Они наблюдаются как в ускорителях с протяжёнными электродами, так и в торцевых ускорителях плазмы, а также в магнитоплазменных компрессорах. Наблюдаемые явления объясняются перестройкой разряда и изменением структуры течения в канале ускорителя. Причины этого связаны с объёмными процессами, вызванными проявлением эффекта Холла, а также несогласованностью между подачей рабочего газа в ускорительный канал и уходом плазмы из ускорителя. Кроме того, на работу ускорителя могут оказывать большое влияние приэлектродные явления, которые существенно зависят от параметров плазмы и электромагнитных полей в межэлектродном зазоре.

По измеренным значениям $I_p(t)$ и $U_p(t)$ вычислялась энергия $E_p = \int I_p(t)U_p(t)dt$, вкладываемая в разряд. Установлено, что доля E_p от полной энергии E_0 , запасённой в конденсаторной батарее, возрастает

а

б

а

б

с увеличением напряжения зарядки и с уменьшением расхода газа и в исследованных режимах работы КСПУ-Т лежит в пределах 20—50% (рис. 5).

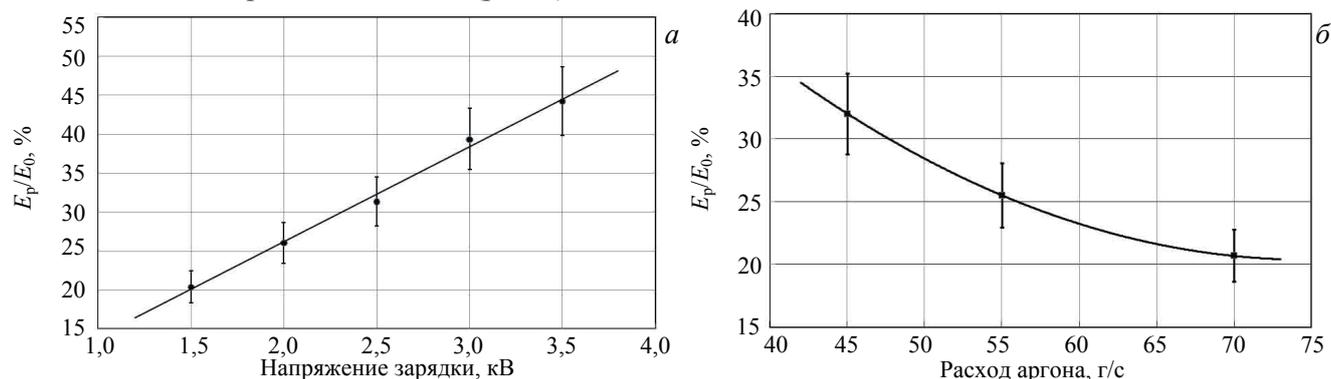


Рис. 5. Доля E_p от полной энергии E_0 в зависимости от напряжения зарядки ($dm/dt = 45$ г/с) (а) и расхода аргона ($U_6 = 2,0$ кВ) (б)

Параметры потока аргоновой плазмы. Были проведены измерения скорости $V(t)$, давления торможения $P(t)$ и поперечных размеров потока аргоновой плазмы. Измерения проводились на расстоянии 60 см от выходного торца электродной системы ускорителя. Схема измерения скорости показана на рис. 6. На плоскость входной щели высокоскоростной фоторегистрирующей установки (ВФУ), работавшей в режиме щелевой развёртки, проектировалась плоскость продольного сечения потока плазмы, проходящая через его ось, при этом щель ВФУ была ориентирована вдоль оси потока. Так как интенсивность излучения промодулирована по длине потока, то на плёнке формировалась картина в виде наклонных полос с углом наклона α (см. рис. 6). Исходя из заданной скорости развёртки изображения $v_{плёнки}$ и коэффициента увеличения оптической системы k , скорость соответствующего участка потока плазмы вычислялась по формуле

$$V_{плазмы} = kv_{плёнки} \cdot \text{tg}(\alpha).$$

Давление торможения плазменного потока измерялось при помощи пьезоэлектрического датчика давления, чувствительным элементом которого являлась таблетка пьезоэлектрика ЦТС-19. Датчик располагался на оси установки, его приёмная поверхность была ориентирована перпендикулярно оси потока плазмы. Измерения скорости и давления были выполнены для двух значений расхода газа — 30 и 45 г/с.

В результате проведённых экспериментов установлено, что значение скорости потоков аргоновой плазмы лежит в пределах $(2—8)10^4$ м/с. Такая скорость соответствует направленной энергии ионов аргона от 80 эВ до 1,3 кэВ. Учитывая, что в плазменных ускорителях, подобных КСПУ-Т, температура ионов, как правило, не превышает 10 эВ [11, 13], можно сделать вывод о том, что потоки аргоновой плазмы являются сверхзвуковыми.

На рис. 7 и 8 показаны кривые зависимостей максимального значения скорости и давления торможения плазменного потока от U_6 . Следует отметить, что при напряжении зарядки $U_6 > 3,5$ кВ наблюда-

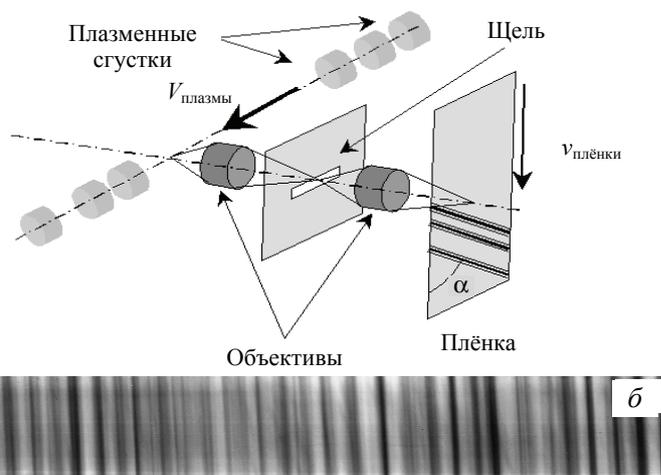


Рис. 6. Схема измерения скорости потока плазмы с использованием ВФУ (а) и типичная картинка, регистрируемая на фотоплёнке (б)

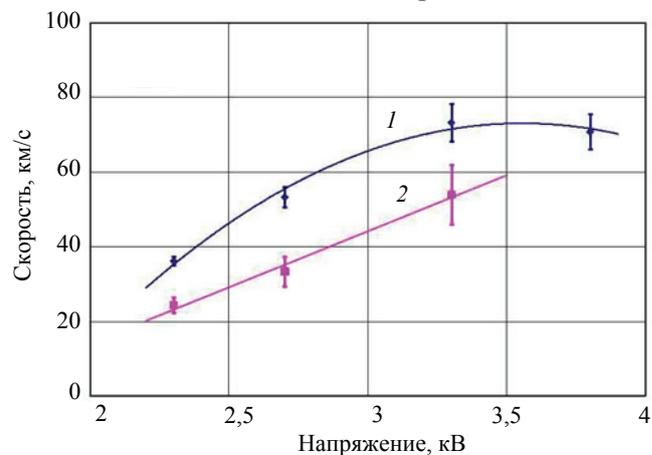


Рис. 7. Зависимость максимального значения скорости потока аргоновой плазмы от напряжения зарядки батарей. Расход аргона $dm/dt = 30$ (1), 45 г/с (2)

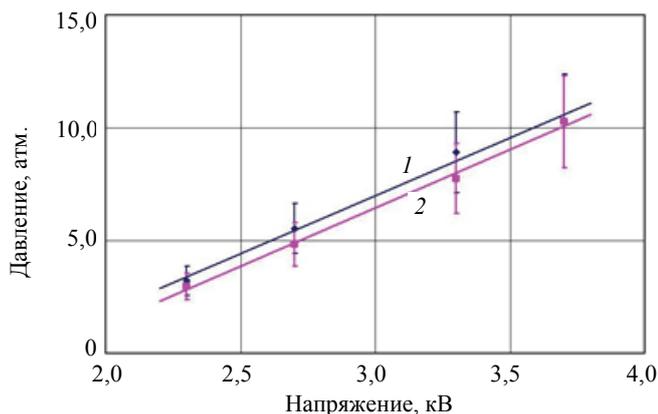


Рис. 8. Зависимость максимального значения давления потока аргоновой плазмы от напряжения зарядки батареи. Расход аргона $dm/dt = 30$ (1), 45 г/с (2)

отношению к падающему плазменному потоку зачеканивались термопары в двух взаимно перпендикулярных направлениях вдоль линий, параллельных сторонам пластины. Расстояние между термопарами в каждом направлении составляло от 10 до 20 мм. Линии, вдоль которых располагались термопары, пересекались в центре пластины, образуя крест. При проведении измерений центр пластины устанавливался на оси установки, а сама пластина ориентировалась таким образом, что одна «гребёнка» термопар располагалась горизонтально, а другая вертикально. Плотность поглощённой энергии в каждой точке расположения термопар определялась по разнице максимальных температур в данной точке до и после плазменного воздействия.

На рис. 9 представлены характерные профили поглощённой энергии в горизонтальном и вертикальном направлениях. Как видно на рисунке, экспериментальные точки хорошо ложатся на кривые Гаусса с одинаковой дисперсией, что свидетельствует о цилиндрической симметрии потока. Распределение плотности поглощённой энергии по поверхности мишени можно представить в виде $Q(x, y) = Q_0 \exp[-(x^2 + y^2)/\sigma^2]$, где Q_0 — значение плотности поглощённой энергии на оси потока. Характерный поперечный размер потока аргоновой плазмы составляет $d = 2\sigma = 10$ —12 см.

Исходя из измеренных значений V , P и d , была оценена кинетическая энергия плазменного потока E_n . Величина E_n определялась по формуле

$$E_n = \frac{1}{2} \langle p \rangle \langle V \rangle \Delta t S, \text{ где } \langle p \rangle = \rho V^2 \text{ — среднее значение давления; } \langle V \rangle \text{ — среднее значение скорости; } \Delta t \text{ — длительность импульса; } S = \pi d^2/4 \text{ — эффективная площадь поперечного сечения потока.}$$

В исследованных режимах работы ускорителя величина E_n лежит в интервале 10—90 кДж.

Были проведены сравнения кинетической энергии плазменного потока и энергии, поступающей на поверхность ниобиевой пластины E_0 . В общем случае при взаимодействии струи плазмы с пластиной поступающая на поверхность пластины энергия расходуется на нагрев пластины ($E_{\text{нагр}}$), тепловое излучение нагретой поверхности ($E_{\text{изл}} \sim \sigma T^4$) и эрозию материала ($E_{\text{эп}}$). По полученным распределениям поглощённой энергии по поверхности пластины была вычислена энергия $E_{\text{нагр}}$, затраченная на её нагрев. Оказалось,

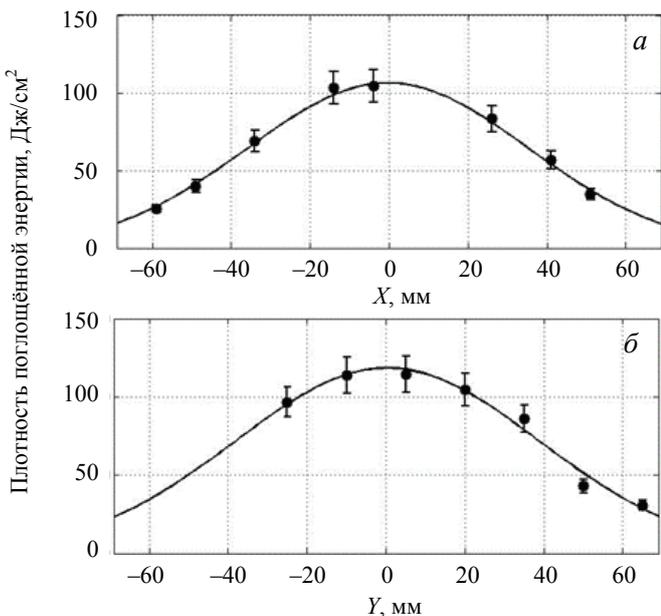


Рис. 9. Характерные профили тепловой нагрузки в горизонтальном (а) и вертикальном (б) направлениях ($U_0 = 3,5$ кВ, $dm/dt = 30$ г/с)

что $E_{\text{нагр}}$ составляет 15—20% от энергии плазменного потока $E_{\text{п}}$. Вычисления показывают, что тепловое излучение можно не учитывать, так как даже при температуре кипения ниобия $T \approx 5000$ К с поверхности пластины излучается значительно меньше энергии, чем тратится на нагрев. Энергией $E_{\text{эр}}$, согласно работе [18], также можно пренебречь по сравнению с $E_{\text{нагр}}$. Таким образом, можно считать, что вычисленная энергия $E_{\text{нагр}}$ есть практически полная энергия, поступающая на поверхность ниобиевой пластины, т.е. $E_0 = E_{\text{нагр}}$.

Тот факт, что до поверхности пластины доходит только малая часть энергии плазменной струи, свидетельствует о том, что при столкновении с поверхностью происходит экранирование набегающего потока плазмы. Так как потоки аргоновой плазмы являются сверхзвуковыми, то наиболее вероятно, что эффект «экранировки» связан с формированием сильной ударной волны перед поверхностью пластины, при прохождении фронта которой основная доля кинетической энергии плазменного потока преобразуется в тепловую энергию плазмы, а затем излучается в окружающее пространство.

Характеристики излучения, генерируемого при торможении потока аргоновой плазмы на твердотельной мишени. Были проведены измерения энергетических, временных и спектральных характеристик излучения, генерируемого при торможении потока аргоновой плазмы на твердотельной мишени. Схема эксперимента аналогична показанной на рис. 1, только вместо облучаемого образца устанавливался калориметр для измерения энергии излучения. В качестве мишени, на которой тормозился плазменный поток, использовалась пластина из графита поперечным размером 140×140 мм. Мишень устанавливалась на оси ускорителя на расстоянии 60 см от электродов. Её поверхность была ориентирована перпендикулярно оси плазменного потока.

Калориметр представлял собой две пластинки из чёрного алюминия размером 10×10 мм, температура которых измерялась с помощью калиброванных термопар. Для минимизации воздействия периферийных областей плазменной струи, генерируемой КСПУ-Т, на чувствительные элементы калориметра калориметр устанавливался на достаточно большом расстоянии H от оси плазменного потока, равном 11 см. Пластинки, принимающие излучение, были наклонены относительно оси потока таким образом, что их поверхность была перпендикулярна линии, соединяющей точку пересечения оси потока с поверхностью графитовой мишени и центр приёмной площадки калориметра. В этом случае корпус калориметра дополнительно экранировал его приёмный элемент от прямого воздействия плазменного потока. Расстояние от центра мишени до центра калориметра L равнялось 13 см. Измерения энергии излучения проводились для расхода газа 30 г/с.

На рис. 10 представлена зависимость плотности энергии излучения $Q_{\text{изл}}$, поглощённой калориметром, от U_6 . Видно, что $Q_{\text{изл}}$ монотонно возрастает с ростом напряжения зарядки конденсаторной батареи ускорителя и достигает значения 0,55 МДж/м² при $U_6 = 4,2$ кВ. Для исследованных режимов работы ускорителя полная энергия излучения $E_{\text{изл}} = 2\pi L^2 Q_{\text{изл}}$, рассчитанная в предположении, что приповерхностный слой излучает изотропно в телесный угол 2π , а коэффициент поглощения излучения поверхностью калориметра близок к единице для длин волн короче 1 мкм, с ростом U_6 от 2,3 до 4,2 кВ увеличивается от 5 до 55 кДж, т.е. в излучение переходит 50—60% энергии плазменного потока.

Временные характеристики излучения определялись с помощью абсолютно калиброванного кремниевого фотодиода (ФДУК), область спектральной чувствительности которого охватывает интервал длин волн от 0,124 Å до 1,1 мкм. Регистрировалось излучение, испускаемое приповерхностным плазменным слоем толщиной 1 см в направлении, параллельном поверхности графитовой мишени. Характерные формы импульса излучения в зависимости от напряжения зарядки батареи ускорителя представлены на рис. 11.

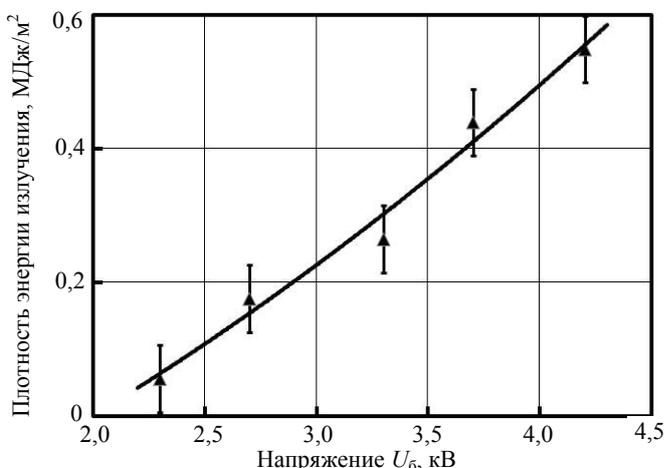


Рис. 10. Плотность энергии излучения, поглощённой калориметром

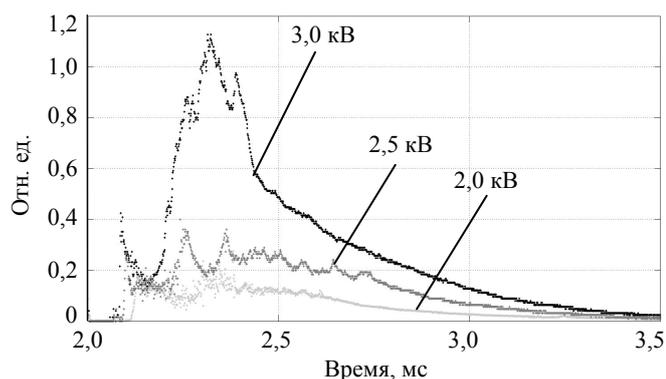


Рис. 11. Интенсивность излучения при торможении потока аргоновой плазмы на твердотельной преграде

В видимой области спектра исследовались спектральные характеристики излучения, для этого использовался спектрограф СТЭ-1. Регистрация спектра осуществлялась на фотоплёнку РФ-3. Входная щель спектрографа ориентировалась перпендикулярно поверхности основной мишени, что позволяло в одном эксперименте регистрировать спектр на разных расстояниях от поверхности графитовой мишени с пространственным разрешением ~ 1 мм. В поле зрения прибора попадала область как перед поверхностью мишени протяжённостью до 4 см, так и за ней.

Типичный спектр излучения, характерный для взаимодействия потока аргоновой плазмы с графитовой мишенью, представлен на рис. 12. Видно, что доминирующими линиями в спектре являются линии ионов Ag. Максимальная степень ионизации ионов Ag, линии которых обнаружены в видимой области спектра, составляет 3. Кроме аргона, в спектре обнаружены линии примесей O, C, H, а также линии конструктивных элементов электродной системы ускорителя, таких, как Fe, Cu, Ca, Al. Их присутствие свидетельствует об эрозии электродов и изоляторов во время разряда.

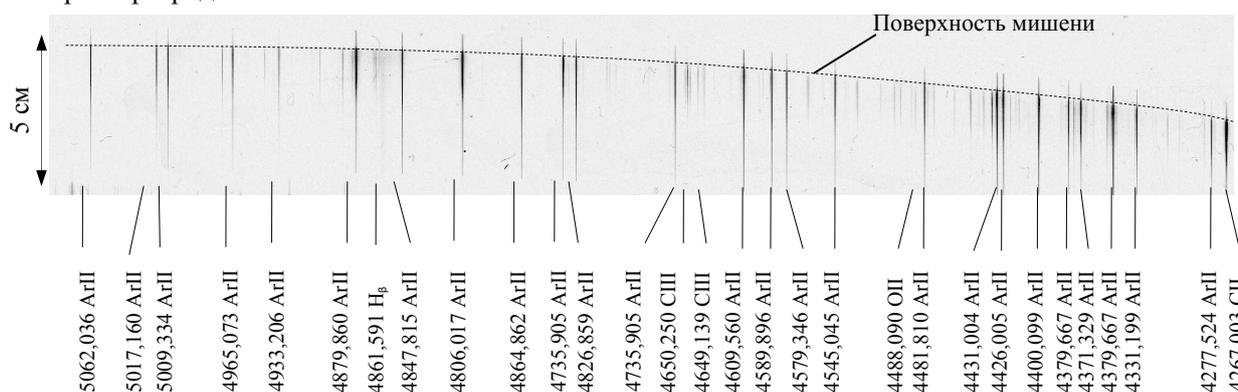


Рис. 12. Участок спектра излучения при торможении потока аргоновой плазмы на графитовой мишени

Также было установлено, что интенсивность излучения резко нарастает к поверхности мишени, а толщина сильно излучающей области не превышает 2 см. На расстоянии более 2 см от поверхности излучение носит линейчатый характер и соответствует излучению свободного потока плазмы. При приближении к поверхности мишени на расстояние менее 2 см яркость спектральных линий возрастает, а также возрастает яркость сплошного спектра. При увеличении напряжения питания ускорителя увеличивается интенсивность как линейчатого, так и сплошного спектра.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследована работа квазистационарного сильноточного плазменного ускорителя КСПУ-Т при использовании аргона в качестве плазмообразующего газа. Показано, что характер разряда существенным образом зависит от величины массового расхода газа и напряжения питания ускорителя. Эффективность вклада энергии в разрядный промежуток варьируется от 20 до 50%.

Получены хорошо скоординированные потоки аргоновой плазмы диаметром 10—12 см, длительностью $\sim 0,5$ мс, максимальной скоростью до $0,8 \cdot 10^5$ м/с и давлением торможения до 12 атм. Энергия направленного движения плазменного потока составляет от 10 до 90 кДж в зависимости от режима работы ускорителя.

Установлено, что при торможении потока аргоновой плазмы на твердотельной преграде около поверхности мишени формируется слой сильноизлучающей плазмы толщиной 1—2 см и от 50 до 60% энергии потока преобразуется в энергию излучения. В зависимости от режима работы ускорителя дли-

тельность импульса излучения варьируется от 250 до 500 мкс. На расстоянии менее 2 см от поверхности спектр излучения в видимой области представляет собой суперпозицию сплошного и линейчатого излучения. Основными излучающими линиями являются линии однократно ионизованных атомов Ar. Максимальная плотность энергии излучения, полученная в зоне расположения исследуемого образца на расстоянии 13 см от фронтальной мишени, составляет 0,55 МДж/м².

Полученные экспериментальные данные свидетельствуют о том, что квазистационарный сильноточный плазменный ускоритель КСПУ-Т можно использовать для моделирования радиационных нагрузок, характерных для ослабленного срыва в ИТЭР. На следующем этапе планируется приступить к испытаниям защитных покрытий первой стенки ИТЭР при воздействии на них вспышек излучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **ITER Physics Basis.** — Nuclear Fusion, 1999, vol. 39, № 12, p. 2137.
2. **Progress in the ITER Physics Basis.** — Nuclear Fusion, 2007, vol. 47, № 6, p. 217—221.
3. **Belan V.G., Levashov V.F., Maynashev V.S. et al.** Features of dynamics and structure of the shielding layer at the interaction of plasma flow with target. — J. of Nuclear Materials, 1996, vol. 233—237, p. 763.
4. **Бергельсон В.И., Немчинов И.В.** Об излучении, возникающем при ударе о преграду слоя газа с очень большими скоростями. — Прикладная механика и техническая физика, 1978, № 6, с. 32.
5. **Камруков А.С., Козлов Н.П., Мышелов Е.П. и др.** Экспериментальное исследование эффективности процессов преобразования кинетической энергии гиперзвукового потока плотной плазмы в излучение. — Физика плазмы, 1981, т. 7, № 6, с. 1234.
6. **Камруков А.С., Козлов Н.П., Протасов Ю.С.** Физические принципы плазодинамических сильноточных излучающих систем. — В сб.: Плазменные ускорители и ионные инжекторы. Под ред. Н.П. Козлова, А.И. Морозова. — М.: Наука, 1984, с. 5.
7. **Sugihara M., Putvinski S., Campbell D.J. et al.** Disruption impacts and their mitigation target values for ITER operation and machine protection. — In: Proc. of the 24th IAEA Fusion Energy Conference. 2013. ITR/P1-14.
8. **Klimov N.S., Podkovyrov V.L., Zhitlukhin A.M. et al.** Experimental study of PFCs erosion under ITER-like transient loads at plasma gun facility QSPA. — J. of Nuclear Materials, 2009, vol. 390—391, p. 721.
9. **Климов Н.С., Подковыров В.Л., Житлухин А.М. и др.** Разбрызгивание вольфрама при воздействии интенсивного потока плазмы. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2009, вып. 2, с. 52.
10. **Klimov N.S., Podkovyrov V.L., Kovalenko D.V. et al.** Experimental study of divertor plasma-facing components damage under a combination of pulsed and quasi-stationary heat loads relevant to expected transient events at ITER. — Physica Scripta, 2011, T145, p. 014064.
11. **Морозов А.И.** Введение в плазодинамику. — М.: Физматлит, 2006.
12. **Климов Н.С.** Макроскопическая эрозия материалов при их облучении интенсивными потоками плазмы. — Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. ФГУП ГНЦ РФ ТРИНИТИ, 2011.
13. **Ковров П.Е., Шубин А.П.** Сильноточный коаксиальный плазменный ускоритель в квазистационарном режиме. — В сб.: Физика и применение плазменных ускорителей. Под ред. А.И. Морозова. — Минск: Наука и техника, 1974, с. 78.
14. **Виноградова А.К., Морозов А.И.** Стационарные компрессионные течения. — Там же, с. 103.
15. **Брушлинский К.В., Морозов А.И.** Расчет двумерных течений плазмы в каналах. — В кн.: Вопросы теории плазмы. Под ред. М.А. Леонтовича. — М.: Атомиздат, 1974, с. 88.
16. **Морозов А.И.** Принципы коаксиальных квазистационарных плазменных ускорителей (КСПУ). — Физика плазмы, 1990, т. 16, вып. 2, с. 131.
17. **Козлов А.Н.** Исследование приэлектродных процессов в квазистационарных плазменных ускорителях с непроницаемыми электродами. — Физика плазмы, 2011, т. 37, № 12, с. 1.
18. **Позняк И.М., Климов Н.С., Подковыров В.Л. и др.** Эрозия металлов при воздействии интенсивных потоков плазмы. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2012, вып. 4, с. 23.



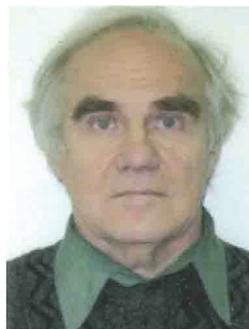
Дмитрий Владимирович Коваленко, н.с.; Государственный научный центр Российской Федерации Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, 142190 Москва, Троицк, ул. Пушкиных, владение 12, Россия
kovalenko@trinit.ru



Николай Сергеевич Климов, н.с.; Государственный научный центр Российской Федерации Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, 142190 Москва, Троицк, ул. Пушкиных, владение 12, Россия
klimov@trinit.ru



Анатолий Михайлович Житлухин, начальник отдела, к.ф.-м.н.; Государственный научный центр Российской Федерации Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, 142190 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых, владение 12, Россия
zhitlukh@triniti.ru



Анатолий Дмитриевич Музыченко, инженер; Государственный научный центр Российской Федерации Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, 142190 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых, владение 12, Россия



Вячеслав Леонидович Подковыров, начальник группы; Государственный научный центр Российской Федерации Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, 142190 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых, владение 12, Россия
podk@triniti.ru



Валерий Михайлович Сафронов, начальник лаборатории, д.ф.-м.н.; Государственный научный центр Российской Федерации Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, 142190 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых, владение 12, Россия



Анна Дмитриевна Ярошевская, м.н.с.; Государственный научный центр Российской Федерации Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, 142190 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых, владение 12, Россия

Статья поступила в редакцию 23 сентября 2014 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2014, т. 37, вып. 4, с. 39—48.