

ДИНАМИКА ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ КСПУ X-50, ПРИ ТРАНСПОРТИРОВКЕ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В.А. Махлай

*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,
Харьков, Украина*

E-mail: makhlay@ipp.kharkov.ua

Получены плазменные потоки длительностью генерации свыше 0,25 мс с удельной энергией 0,5...30 МДж/м², близкой к величинам ожидаемых тепловых нагрузок в диверторных потоках при переходных явлениях в токамаке ИТЭР. В процессе инжекции и движения квазистационарных плазменных потоков в продольном магнитном поле получены замагниченные потоки плазмы с отношением газокинетического давления плазмы к давлению магнитного поля на уровне (0,3...0,4) и полным энергосодержанием до 120 кДж.

1. ВВЕДЕНИЕ

На первом этапе работы Международного термоядерного экспериментального реактора (ИТЭР), предполагается использовать вольфрам и углеродные волокнистые композиты (СFC) в качестве основных материалов элементов дивертора, контактирующих с плазмой [1, 2]. Поведение материалов при воздействии циклических плазменных нагрузок при развитии переходных явлений в ИТЭР, таких как срывы тока (disruption) и граничные локализованные моды (Edge Localized Modes – ELM), остается одной из самых важных проблем, которые определяют работу токамака. Эрозия компонентов, контактирующих с плазмой, ограничивает «время жизни» дивертора и может приводить к загрязнению горячей плазмы тяжелыми примесями. Вместе с тем в диверторе может накапливаться значительное количество пыли, которая при взаимодействии с трением станет радиоактивной, химически активной и создаст серьезные проблемы для обеспечения безопасности. Исходя из этого, определение точного количества и свойств разрушенных материалов – есть одна из ключевых проблем при создании реактора-токамака.

При тепловой фазе срыва тока в ИТЭР плазменные нагрузки на элементы дивертора будут достигать 10²⁵...10²⁸ ион/м² и плотность энергии в потоке 10...100 МДж/м² при длительности $\tau \approx (1...10)$ мс. В режиме улучшенного удержания дивертор будет испытывать аномально высокие тепловые нагрузки при развитии ELM-пульсаций пристеночной плазмы (около 10³ за один рабочий импульс ИТЭР'а) с удельной энергией каждой пульсации 0,2...2 МДж/м² и длительностью $\tau \approx 0,1...0,5$ мс [1]. В современных токамаках экспериментальное моделирование таких условий весьма проблематично [2].

В настоящее время модельные эксперименты проводят с использованием мощных импульсных ускорителей плазмы [3], квазистационарных плазменных ускорителей (КСПУ) [4-9] и сильноточных электронных пучков [10, 11]. Использование перечисленных устройств позволяет, по крайней мере частично, моделировать необходимые нагрузки на материалы. Экспериментальные исследования плазменно-поверхностного взаимодействия в условиях,

моделирующих переходные явления в ИТЭР, сосредоточены на изучении механизмов эрозии материалов, контактирующих с плазмой, динамике продуктов эрозии, переносе примесей в плазме, эффектах парового экрана и их влиянии на передачу энергии из плазмы поверхности материалов.

При использовании квазистационарного плазменного ускорителя КСПУ X-50, самого мощного из ускорителей в своем классе [6, 7], в модельных экспериментах возможно воспроизвести величины и длительности тепловых нагрузок, характерные для переходных явлений в ИТЭР. Вместе с тем, для адекватного моделирования процессов взаимодействия плазмы с поверхностью в условиях дивертора термоядерного реактора эксперименты необходимо проводить во внешнем магнитном поле, обеспечивающем замагничивание плазмы и необходимую геометрию расположения мишени по отношению к магнитному полю и налетающей плазме.

В работе приведены результаты экспериментальной оптимизации параметров плазменных потоков, генерируемых КСПУ X-50, с целью получения замагниченных потоков плазмы с удельной энергией, близкой к тепловым нагрузкам, соответствующим условиям переходных явлений в ИТЭР.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТЕНД И МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ

Эксперименты проводили на стенде квазистационарного ускорителя плазмы (Рис.1), который состоит из собственно ускорителя плазмы КСПУ X-50, солеоида, создающего продольное магнитное поле, систем: энергопитания, управления и диагностики [6, 11-13]. Мощный полноблочный квазистационарный плазменный ускоритель КСПУ X-50 состоит из таких основных узлов: 1) первой степени, содержащей входной ионизационный блок, состоящий из пяти относительно маломощных коаксиальных ускорителей плазмы – входных ионизационных камер (ВИКов) и дрейфового канала, где происходит генерация и предварительное ускорение водородной плазмы; 2) активного анодного трансформера (Т_а) и профилируемого катодного трансформера (Т_к), которые образуют основной ускорительный канал (вторая степень).

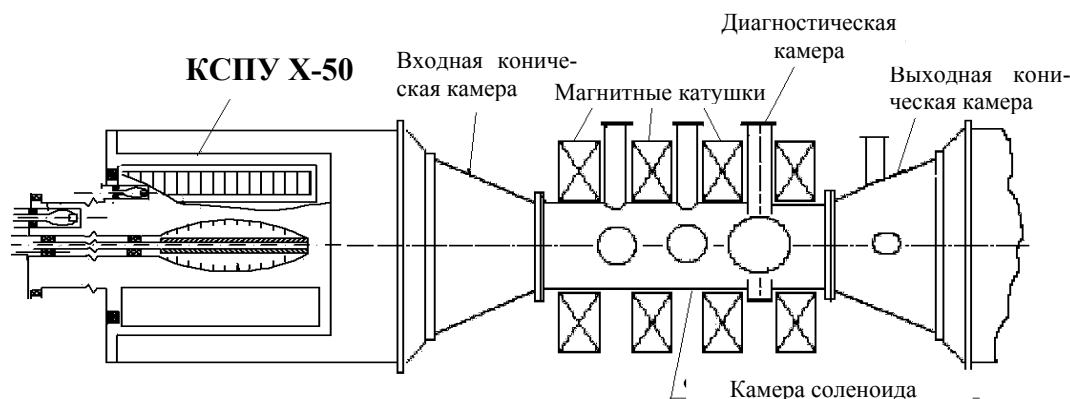


Рис.1. Схема экспериментального стенда

T_a состоит из магнитной системы, обеспечивающей магнитное экранирование элементов трансформера от воздействия мощных потоков частиц, и анодных ионизационных камер (АИК'ов), поставляющих в основной ускорительный канал ионы (атомы), необходимые для поддержания ионного токопереноса. Геометрия основного ускорительного канала определяется профилем внутреннего электрода (катода). В экспериментах использовали T_k с максимальным диаметром в критическом сечении (в сечении с минимальным расстоянием между анодом и катодом) $D_k = 40$ см. Профиль ускорительного канала максимально приближен к рассчитанному теоретически [14]. Более подробное описание конструкции анодного и катодных трансформеров, а также ВИК'ов приведено в [5, 6, 12, 13].

Потоки плазмы, генерируемые КСПУ X-50, инжектировались в продольное магнитное поле, которое создавалось специальной магнитной системой. Магнитная система состоит из четырех независимых магнитных катушек, размещенных на массивной платформе (см. Рис.1). Длина магнитного соленоида составляет 1,6 м. Расстояние между выходом из ускорителя и первой катушкой 1,2 м. Токи в каждой катушке выбирались таким образом, чтобы плазменный поток распространялся в плавно нарастающем магнитном поле. Максимальной величины (до 1 Тл) индукция вакуумного магнитного поля достигала в диагностической вакуумной камере на расстоянии 2,2...2,4 м от ускорителя [11-13].

Для выявления особенностей процессов генерации, ускорения и транспортировки плазмы в свободном от внешних полей пространстве и во внешнем аксиально-симметричном магнитном поле были проведены измерения параметров плазменных потоков с помощью традиционных диагностических методик. Измерение основных электротехнических характеристик разрядов в КСПУ, таких как разрядный ток и напряжение на электродах, осуществлялось с помощью калиброванного пояса Роговского и частотно-компенсированного делителя напряжения соответственно. Основные параметры плазменных потоков измерялись в диагностической вакуумной камере на расстоянии 2,3 м от ускорителя. Средняя вдоль линии наблюдения электронная плотность плазменного потока измерялась по штарковскому уширению спектральной линии H_β . Электронная температура оценивалась из соотношения интенсивно-

стей линий примесей. Давление плазменного потока измеряли с помощью пьезоэлектрических датчиков и оценивали из уравнения баланса давлений на основе измерений магнитного поля в плазме, выполненных с помощью локальных магнитных зондов.

Скорость отдельных слоев потоков плазмы оценивали по времени пролета потока между двумя магнитными зондами или фотодиодами.

Удельную мощность $P_w(t)$ и плотность энергии ρ_w в приосевой части плазменного потока рассчитывали на основе экспериментально измеренных временных зависимостей скорости $v(t)$ и плотности плазменного потока $n_e(t)$:

$$P_w(t) = \frac{M_i}{2} v^2(t) n_e(t) v(t) \text{ и } \rho_w = \int_0^{t_0} P_w(t) dt,$$

где t_0 – длительность импульса, а M_i – масса ионов. Локальные (с диаметром принимающей поверхности 5 мм) подвижные калориметры применяли для измерений пространственных распределений плотности энергии и полного энергосодержания в потоке плазмы.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Основное внимание в этих экспериментах уделялось возможности эффективной вариации плотности энергии в потоке плазмы в широком диапазоне. Параметры плазменных потоков, генерируемых квазистационарным плазменным ускорителем, варьировались путем изменения массового расхода рабочего вещества в основном ускорительном канале, а также изменением напряжения ($U_{осн}$) на емкостном накопителе основного ускорительного канала. Расход рабочего газа определялся интегральным напуском ($\Delta V_{ВИК}$) рабочего вещества (водорода) через клапаны ВИК'ов, а также путем изменения задержки ($\tau_{осн}$) между моментом включения клапанов ВИК и подачи напряжения на электроды основного ускорительного канала. Проведено изучение двух режимов работы КСПУ X-50, существенно отличающихся величинами плотности энергии в потоке плазмы.

3.1. ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЫ, МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ НАГРУЗОК, ОЖИДАЕМЫХ ПРИ РАЗВИТИИ СРЫВОВ ТОКА В ИТЭР

Результаты оптимизации замагничивания и транспортировки потоков плазмы в продольном магнитном поле с целью получения потоков плазмы с

плотностью энергии в потоке, близкой к тепловым нагрузкам на поверхности дивертора ИТЭР при развитии тепловой фазы срыва тока, подробно исследованы в работах [11-13]. Получены замагниченные потоки плазмы с удельной энергией на уровне 25...30 МДж/м². Как видно из Рис.2, при моделировании срывов тока максимальное давление в плазме, измеренное пьезоэлектрическим датчиком, составляет 1,8 МПа. Здесь и далее время отсчитывается от момента начала взаимодействия потока плазмы с поверхностью датчика давления. Временное поведение плотности в целом повторяло поведение давления, а максимальная плотность достигала 10¹⁷ см⁻³ [12].

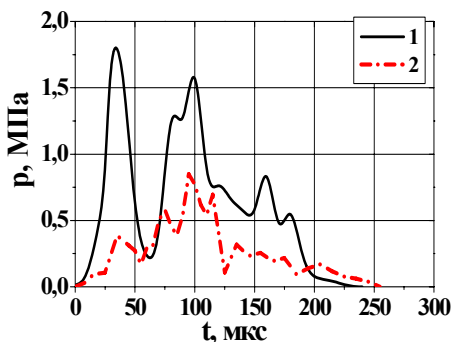


Рис.2. Временные зависимости давления в потоке плазмы в магнитном поле $B_0 = 0,54$ Тл при моделировании срывов тока (1) и ELM (2)

Следует отметить, что на фоне значительных величин давления в центре потока (на радиусе до 4 см) зарегистрированы не высокие значения градиента давления (Рис.3). Существенное увеличение давления в потоках плазмы и применение специальной схемы облучения мишеней [6, 15] позволило в дальнейшем управлять распределением плотности энергии и давления плазмы вдоль облучаемой поверхности. В экспериментах, моделирующих срывы тока, продемонстрирована ключевая роль градиента давления плазмы при разрушении поверхности в результате движения расплавленного материала мишени [15].

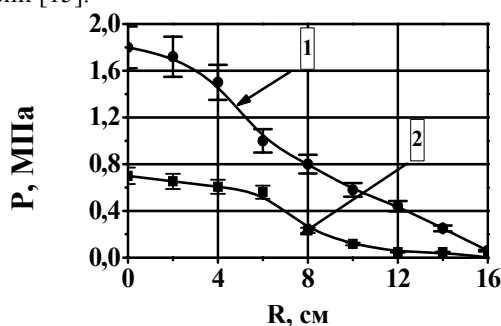


Рис.3. Радиальные профили давления в плазменном потоке при моделировании срывов тока (1) и ELM (2) в магнитном поле $B_0 = 0,54$ Тл

Движение плазменного потока вдоль магнитной системы сопровождается проникновением магнитного поля в плазму. На входе в магнитную систему наблюдалось почти полное вытеснение магнитного поля [11-13].

В диагностической вакуумной камере в момент времени, соответствующий максимальной удельной мощности плазменного потока, магнитное поле в

плазме $(B_0 - \Delta B)/B_0$ составляет порядка 30% от индукции вакуумного магнитного поля ($B_0 = 0,54$ Тл) (Рис.4). Здесь ΔB – величина магнитного поля, вытесненного потоком плазмы.

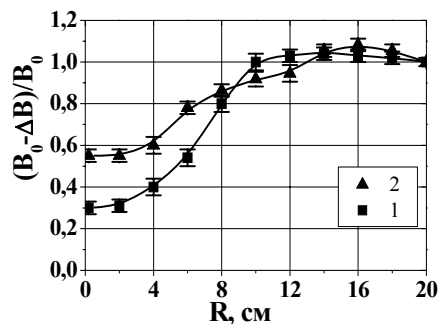


Рис.4. Радиальные профили магнитного поля в потоке плазмы $(B_0 - \Delta B)/B_0$, нормированные на величину вакуумного магнитного поля B_0 , на расстоянии 2,3 м от ускорителя в момент времени, соответствующий максимуму удельной мощности в плазменном потоке при моделировании срывов тока (1) и ELM (2)

Измерения радиальных профилей магнитного поля в плазме позволили оценить радиус потока плазмы в магнитном поле. Установлено, что эффективный размер плазменного потока уменьшается по мере движения плазмы вдоль магнитной системы. В диагностической камере радиус плазмы составлял $R_{пл} \approx 10$ см, что согласуется с измерениями радиальных распределений давления в плазме. Интегрирование по радиусу пространственных профилей магнитного поля, представленных на Рис.4, показывает, что в присутствии плазмы магнитный поток в объеме, ограниченном стенками вакуумной камеры, с точностью до погрешностей измерений ($\Delta B \approx 10\%$) совпадает с величиной магнитного потока вакуумного поля. С учетом этого результата на основе уравнения баланса давлений оценивали среднее газокинетическое давление в плазменном потоке в диагностической камере $\langle P \rangle = (2 \dots 6) \times 10^{17}$ эВ/см³ и отношение газокинетического давления к давлению магнитного поля в плазме $\beta \approx (30 \dots 40)\%$.

Электронная температура, оцененная по времени диффузии магнитного поля в плазму, составила $T_e = (2 \dots 4)$ эВ. Данная оценка согласуется со значением электронной температуры ($T_e \approx 3$ эВ), измеренным из соотношения интенсивностей примесных линий (СП и СШ) [12].

3.2. ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ, МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ НАГРУЗОК, ОЖИДАЕМЫХ ПРИ РАЗВИТИИ ELM

Поскольку при развитии ELM плотность энергии в потоках плазмы существенно меньше по сравнению с условиями срыва тока, необходимо было существенно снизить плотность энергии в плазменных потоках при сохранении длительности генерации потока плазмы.

Результаты калориметрических измерений (Рис.5) показали, что при снижении массового расхода в ускорительном канале и при дополнительном согласовании режимов работы первой и второй ступени плотность энергии в плазменном потоке по сравнению с режимом моделирования, снизилась до

$\approx 2,4$ МДж/м² при максимальном разрядном токе $I_p \approx 600$ кА. Зависимость плотности энергии от разрядного тока можно аппроксимировать степенной функцией с показателем $\gamma \approx 4$. Последняя величина хорошо согласуется с теоретическими оценками и показывает, что организация эффективной подачи газа в выбранном режиме ускорителя, расход рабочего вещества слабо зависят от разрядного тока в течение разряда [13, 14].

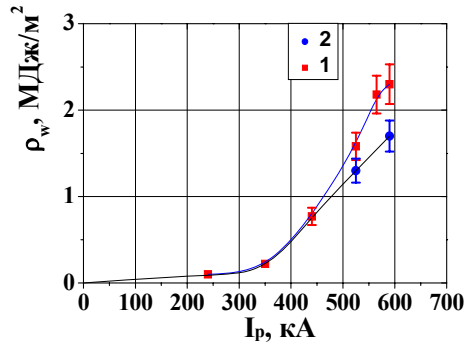


Рис.5. Зависимости плотности энергии (ρ_w) в потоке плазмы от величины разрядного тока в ускорительном канале (1), измеренные в свободном от внешних полей пространстве (1) и в магнитном поле (2)

Из зависимостей, представленных на Рис.5, видно, что временные распределения давления и плотности плазмы хорошо коррелируют между собой. Измеренные временные распределения плотности $n_e(t)$ (Рис.6) и скорости плазменного потока $v(t)$ (Рис.7) использовали для оценки удельной мощности $P_w(t)$ и плотности энергии ρ_w в плазме. Вычисленная величина $\rho_w \sim 2,5$ МДж/м² хорошо согласуется с $\rho_w \approx 2,4$ МДж/м², измеренной с помощью калориметра (см. Рис.5).

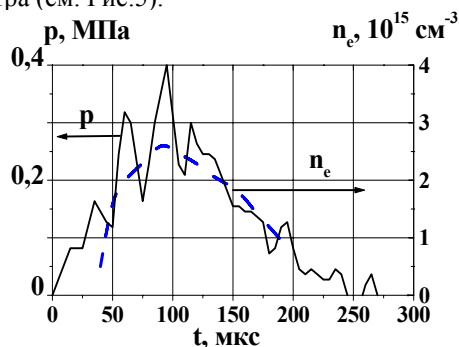


Рис.6. Временные зависимости плотности электронов (n_e) и давления (p) в потоке плазмы. Режим моделирования ELM. $U_{осн} = 12$ кВ, $B_0 = 0$

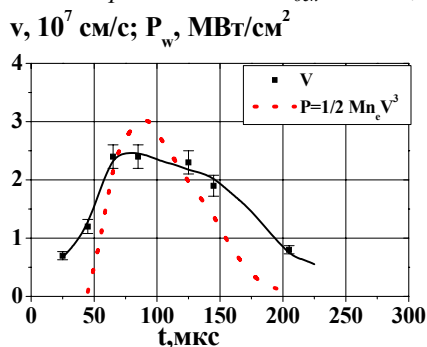


Рис.7. Временные зависимости скорости $v(t)$ плазменного потока и удельная мощность ($P_w(t)$) в плазме. Режим моделирования ELM. $U_{осн} = 12$ кВ

Пространственные распределения плотности энергии в плазменном потоке измерялись калориметрами в диагностической вакуумной камере (на расстоянии 2,3 м от ускорителя) и за пределами магнитной системы (на расстоянии 3,6 м от ускорителя). Из радиальных профилей удельной энергии в плазме, показанных на Рис.8, видно, что в области приосевой зоны плазменного потока (до радиуса 10 см) распределения плотности энергии близки к однородным. В процессе движения плазмы плотность энергии в плазменном потоке уменьшается с 2,4 МДж/м² в диагностической вакуумной камере до 0,6 МДж/м² на расстоянии 3,6 м от ускорителя, что объясняется уменьшением плотности потока плазмы с увеличением расстояния от ускорителя.

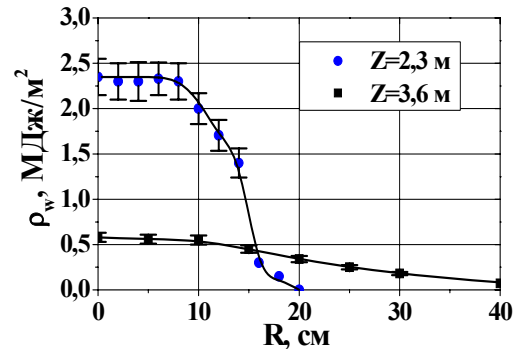


Рис.8. Радиальные профили плотности энергии ρ_w в потоках плазмы на разных расстояниях (Z) от ускорителя в режиме, моделирующем ELM

На основе интегрирования радиальных профилей удельной энергии в потоке плазмы показано, что величины полного энергосодержания, оцененные на разных расстояниях от ускорителя, совпадают с точностью до экспериментальной погрешности в измерениях плотности энергии. Полное энергосодержание в плазме составляет $W \approx 145$ кДж.

Следует отметить, что в режиме моделирования срывов при взаимодействии мощных потоков плазмы с поверхностью плоских калориметров вблизи их принимающих поверхностей формируются плотные ($n_e \geq 2 \times 10^{17}$ см⁻³) экранирующие переходные слои, препятствующие передаче энергии плазменного потока измерительному элементу. В результате измеренные величины энергии могут быть занижены по отношению к реальному энергосодержанию в плазме. Эти эффекты проявляются при достаточно высоких плотностях потока энергии и плотности частиц в налетающем потоке и тем сильнее, чем больше размер приемной поверхности [6, 7, 13]. При уменьшении удельной энергии в потоке плазмы хорошее совпадение оценок полного энергосодержания в потоке на разных расстояниях от ускорителя косвенно указывает на слабое влияние экранирующего эффекта при калориметрических измерениях.

Инжекция мощных плазменных потоков в магнитное поле ведет к частичному вытеснению магнитного поля. Временные распределения вытесненного поля подобны распределениям давления и плотности в плазме (см. Рис.2). Максимальное значение давления в приосевой области $\approx 0,8$ МПа, что более чем в 2 раза меньше по сравнению с режимом моделирования срывов тока. Максимальная плотность в магнитном поле составляет 4×10^{16} см⁻³ [8].

Калориметрические измерения плотности энергии в приосевой зоне потока в магнитном поле показали, что при максимальных разрядных токах в основном ускорительном канале плотность энергии меньше, чем в случае распространения плазмы в свободном от внешних полей пространстве (см. Рис.5). На фоне увеличения плотности плазмы и давления плазмы в магнитном поле уменьшение измеренных калориметром значений удельной энергии, по-видимому, обусловлено экранировкой поверхности калориметра при увеличении плотности плазмы. Из-за высокой плотности плазмы при перпендикулярном взаимодействии плазменного потока с мишенью, остановившаяся головная часть потока становится не прозрачной для налетающих плазменных ионов [7, 9, 13].

Движение плазменного потока вдоль магнитной системы сопровождается проникновением магнитного поля в плазму. Из Рис.4 видно, что в диагностической вакуумной камере в момент времени, соответствующий максимальной удельной мощности плазменного потока, магнитное поле в плазме $(B_0 - \Delta B)/B_0 \approx 50\%$ от индукции вакуумного магнитного поля ($B_0 = 0,54$ Тл). Величина вытесненного поля уменьшается с ростом внешнего поля. Магнитное поле в плазме, а соответственно и замагниченность потока плазмы, растет. Радиус плазменного потока в магнитном поле составлял ≈ 10 см, что согласуется с измерениями радиальных профилей давления.

Оценки показали, что электронная температура в потоке плазмы в магнитном поле в целом не превышает $T_e = (2 \dots 5)$ эВ, и близка к величинам, полученным для режима моделирования срывов тока.

Об эффективности прохождения плазмы через магнитный барьер и ее транспортировке в магнитном поле можно судить на основе оценок полного энергосодержания на разных расстояниях от ускорителя. В зависимости от режима работы ускорителя и величины внешнего магнитного поля эффективность (отношение энергии, измеренной на выходе из магнитной системы при включении магнитного поля, и энергии в свободном от внешних полей пространстве) транспортировки плазменного потока составляла $\approx (0,6 \dots 0,8)$.

ВЫВОДЫ

На основе проведенных исследований мощного полноблочного квазистационарного ускорителя плазмы КСПУ X-50 и генерируемых им потоков плазмы сделаны следующие выводы.

Оптимизация режимов работы квазистационарного ускорителя позволила получить потоки плазмы длительностью генерации свыше 0,25 мс, с возможностью эффективной вариации плотности энергии в пределах $\sim 2,5 \dots 30$ МДж/м² на значительных расстояниях (до 2,4 м) от ускорителя. Эти величины являются близкими к тепловым нагрузкам на диверторные пластины ИТЭР'а, ожидаемым при развитии граничных локализованных мод и срывов тока.

Результаты измерений временных распределений плотности плазмы и давления в плазменном потоке хорошо согласуются между собой. Показано, что с

увеличением индукции магнитного поля до 0,6 Тл максимальное давление растет почти в 2 раза. Максимальные величины давления и плотности составили 1,8 МПа и 10^{17} см⁻³ соответственно.

Движение плазменного потока в продольном магнитном поле сопровождается проникновением магнитного поля в плазму. С увеличением внешнего поля растет и величина магнитного поля в плазме и составляет 0,3 Тл при $B_0 = 0,54$ Тл. Эффективность транспортировки потоков плазмы в продольном магнитном поле при этом достигала $\approx (0,6 \dots 0,8)$.

Полученные результаты позволяют осуществить комплексное экспериментальное исследование взаимодействия плазмы с поверхностью в широком диапазоне параметров.

В заключение хочу выразить благодарность доктору физ.-мат. наук И.Е. Гаркуше и члену корреспонденту НАНУ, профессору В. И. Терешину за постановку задачи и поддержку на всех этапах выполнения работы. Считаю своим долгом также выразить признательность А.К. Марченко и М.С. Ладыгиной за проведение спектроскопических измерений и сотрудникам лаборатории КСПУ за помощь в проведении экспериментов, полезные консультации и обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Loarte, G. Saibene, R. Sartori, et al. Characteristics of type I ELM energy and particle losses in existing devices and their extrapolation to ITER // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2003, v.45, p.1549-1569.
2. A. Loarte, G. Saibene, R. Sartori, et. al. Transient heat loads in current fusion experiments, extrapolation to ITER and consequences for its operation // *Physica Scripta*. 2007, v. 128, p.222-228.
3. N.I. Arkhipov, V.P. Bakhtin, S.M. Kurkin, et al. Study of structure and dynamics and structure of shielding layer for inclined of plasma stream at MK-200 facility // *Journal of Nuclear Materials*. 1996, v.233-237, p.767-770.
4. A. Zhitlukhin, N. Klimov, I. Landman, et al. Effects of ELMs on ITER divertor armour materials // *Journal of Nuclear Materials*. 2007, v.363-365, p.301-307.
5. V.V. Chebotarev, I.E. Garkusha, V.V. Garkusha, et al. Characteristics of the transient plasma layers produced by irradiation of graphite targets by high power quasi-stationary plasma streams under the disruption simulation experiments // *Journal of Nuclear Materials*. 1996, v.233-237, p.736-740.
6. В.И. Терешин, И.Е. Гаркуша, В.В. Чеботарев. Использование квазистационарных плазменных ускорителей для моделирования экстремальных плазменных нагрузок в термоядерном реакторе // *Энциклопедия низкотемпературной плазмы* / Под ред. В.Е. Фортова. Москва: «Янус-К», 2007, т.IX-3, с.392-436.
7. V.I. Tereshin, A.N. Bandura, O.V. Byrka, et al. Application of powerful quasi-steady-state plasma accelerators for simulation of ITER transient heat

- loads on divertor surfaces // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2007, v.49, p.A231-A239.
8. I.E. Garkusha, A.N. Bandura, O.V. Byrka, et al. Damage to preheated tungsten targets after multiple plasma impacts // *Journal of Nuclear Materials*. 2009, v.386-388, p.127.
 9. I.E. Garkusha, et al. Tungsten erosion under plasma heat loads typical for ITER type I ELMs and disruptions // *Journal of Nuclear Materials*. 2005, v.337-339, p.707-711.
 10. J. Linke, V.R. Barabash, H. Bolt, et al. Erosion of metals and carbon based materials during disruptions – simulation experiments in plasma accelerators // *Journal of Nuclear Materials*. 1994, v.212-215, p.1195-1200.
 11. V.T. Astrelin, A.V. Burdakov, P.Z. Chebotarev, et al. Hot electron target interaction experimental at the GOL-3 facility // *Nuclear Fusion*. 1997, v.37, p.1541-1558.
 12. V.I. Tereshin, V.V. Chebotarev, D.G. Solyakov, et al. Powerful Quasi-Steady-State Plasma Accelerator for Fusion Experiments // *Brazilian Journal of Physics*. 2002, v.32, №1, p.165-171.
 13. В.А. Махлай. Генерация мощных замагниченных потоков плазмы полноблочным квазистационарным плазменным ускорителем и анализ их взаимодействия с поверхностью материалов: Автореф. дис.... канд. физ.-мат. наук. Харьков, 2005, с.166.
 14. К.В. Брушлинский, К.П. Горшенин. Расчет МГД течений в каналах и их соотношение с экспериментальными исследованиями плазменных ускорителей // *Физика плазмы*. 1993, т.19, в.2, с.682-698.
 15. V.I. Tereshin, I.E. Garkusha, A.N. Bandura, et al. Influence of plasma gradient pressure on melt layer macroscopic erosion of metal targets in disruption simulation experiments // *Journal of Nuclear Materials*. 2003, v.313-316, p.685-689.

Статья поступила в редакцию 20.05.2010 г.

DYNAMICS OF THE PLASMA STREAMS GENERATED BY QSPA Kh-50, DURING TRANSPORTATION IN AN EXTERNAL MAGNETIC FIELD

V.A. Makhlai

Plasma streams duration of 0.25 ms and the energy density varied in the range 0,5...30 MJ/m², relevant to divertor ITER heat loads due to transient events, were received. During the injection and motion of quasi-steady-state plasma streams in longitudinal magnetic field the magnetized plasma streams are obtained with ratio of gas-kinetic pressure of plasma to pressure of magnetic-field at the level of (0,3...0,4) and with full energy content up to 120 kJ.

ДИНАМІКА ПЛАЗМОВИХ ПОТОКІВ, ЩО ГЕНЕРУЮТЬСЯ КСПП Х-50, ПРИ ТРАНСПОРТУВАННІ В ЗОВНІШНЬОМУ МАГНІТНОМУ ПОЛІ

V.O. Makhlai

Отримано плазмові потоки тривалістю генерації понад 0,25 мс з питомою енергією 0,5...30 МДж/м², близькою до величин, очікуваних теплових навантажень в диверторних потоках при перехідних явищах в токамаці ІТЕР. В процесі інжекції і руху квазістаціонарних плазмових потоків в поздовжньому магнітному полі отримано замагнічені потоки плазми з відношенням газокінетичного тиску плазми до тиску магнітного поля на рівні (0,3...0,4) і повним енерговмістом до 120 кДж.