

**О переходных процессах, приводящих к стабилизации плазменного шнура в стеллараторе Л-2М**

Д. Г. Васильков, М. А. Терещенко

*Исследуются процессы накопления и диссипации энергии в горячей плазме, создаваемой и удерживаемой в тороидальной магнитной ловушке стелларатор Л-2М. Изучаются особенности выхода плазмы на стационарную стадию удержания энергии. Начальная стадия разряда, инициированная СВЧ-импульсом в режиме электронного циклотронного резонансного нагрева плазмы (ЭЦР-нагрева), характеризуется сначала быстрым нарастанием энергии плазмы в течение 1 мс от начала СВЧ-нагрева, а затем быстрым (~100 мкс) увеличением энергетических потерь плазмы, регистрируемых по диамагнитному сигналу. Эти процессы приводят к окончанию роста запасенной энергии в удерживаемой плазме. Показано, что свойства данного процесса при неизменной мощности СВЧ-нагрева 400 кВт существенно отличаются для различных значений электронной плотности. Обнаружено, что данный процесс связан в первую очередь с процессами, происходящими в краевой области плазмы, в которой расположен на границе плазменного шнура слой стохастических магнитных поверхностей. Обсуждается возможное влияние на данный процесс неустойчивостей, возникающих в стохастическом слое, а также взаимодействия приграничной плазмы со стенками вакуумной камеры.*

*Ключевые слова:* магнитное удержание плазмы, стелларатор, СВЧ-нагрев, электронный циклотронный резонанс, энергия плазмы, переходные процессы.

DOI: 10.51368/2307-4469-2022-10-2-132-143

**1. Введение**

Отсутствие общей теории удержания турбулентной магнитоактивной плазмы в магнитных тороидальных ловушках, токамаках и стеллараторах, привело к созданию полуэмпирических правил – скейлингов [1, 2], позволяющих оценивать и предсказывать значения

важных характеристик удерживаемой плазмы в действующих или проектируемых установках, например, энергетическое время жизни плазмы. Скейлинг не может использоваться для точных расчетов, поскольку удержание плазмы зависит от качества магнитной конфигурации установки, величины максимального магнитного поля и его пространственного распределения, применяемых методов нагрева плазмы, наличия и структуры диверторов, а также от организации граничных условий в области взаимодействия плазмы со стенками вакуумной камеры. В то же время существует набор скейлингов, применимых к достаточно широкому кругу параметров плазмы и мощностей нагрева [1–4]. Отдельный интерес представляет эволюция плазменного разряда в системах без омического нагрева, в которых инициация разряда и основной вклад мощности осуществляются безындукционными

**Васильков Дмитрий Григорьевич**<sup>1,2</sup>, с.н.с., к.ф.-м.н., доцент.

E-mail: lhldhd81@mail.ru

**Терещенко Максим Алексеевич**<sup>1</sup>, в.н.с., к.ф.-м.н.

<sup>1</sup> Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук.

Россия, 119991, ГСП-1, Москва, ул. Вавилова, 38.

<sup>2</sup> Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана.

Россия, 105005, Москва, ул. 2-я Бауманская, 5.

Статья поступила в редакцию 15 февраля 2022 г.

© Васильков Д. Г., Терещенко М. А., 2022

методами. Одним из самых перспективных типов подобных установок являются стеллараторы. Цель данной работы состояла в анализе таких процессов в замагниченной высокотемпературной плазме, создаваемой и удерживаемой в тороидальной магнитной ловушке стелларатор Л-2М, которые приводят к быстрому переходу плазмы в стационарное состояние.

Построить самосогласованную теорию перехода плазмы на стационарную стадию разряда (по энергии и другим базовым параметрам плазмы) при фиксированной мощности нагрева в стеллараторах пока не удается. В то же время внимательное экспериментальное изучение особенностей процессов в удерживаемой плазме в стеллараторе может помочь выделить характерную черту этого перехода. Любой из разрядов в тороидальной камере магнитной ловушки начинается с пробоя нейтрального газа в электрическом поле, возбуждаемом в тороидальной камере с помощью изменения во времени индукционного магнитного поля или в результате введения мощного СВЧ-излучения в вакуумную камеру. Теоретически происходящие в ходе быстрого пробоя процессы исследованы в [5] при помощи асимптотических методов. При этом показано, что результаты расчетов находятся в хорошем соответствии с результатами экспериментов на стеллараторе Л-2М, где исследовались особенности выхода плазмы на стационарную стадию, ниже именуемого «быстрый переходный процесс». В то же время для плазмы, удерживаемой в стеллараторе Л-2М, приближенно работают стеллараторные скейлинги [4]. Следует отметить, что многие особенности переходного процесса вполне укладываются в принципы классической термодинамики. В качестве базового параметра удобно использовать некое усредненное значение экспериментально измеренной электронной плотности плазмы, в нашем случае за него принимаем среднее по центральной хорде значение. При неизменной средней плотности выход на стационарную стадию тем быстрее, чем выше мощность нагрева, а при неизменной мощности нагрева процесс становится медленнее при увеличении средней плотности плазмы. Также обнаружено, что изучаемый процесс выхода на стационарную

стадию связан с изменениями свойств приграничной плазмы. В работе обсуждается, как состояние приграничной плазмы может быть связано с переходным процессом, изменяющим основные характеристики удержания плазмы. Необходимо указать, что ранее изучались схожие (длительностью  $\sim 200$  мкс) переходные процессы (ниже спонтанные переходы), происходящие на стационарной стадии разряда, зарегистрированные с помощью диагностической аппаратуры, служащей для измерения энергии плазмы и ее временной производной по диамагнитным свойствам плазмы в магнитном поле.

Данная работа организована следующим образом. Состояние проблемы кратко сформулировано во введении. В разделе 2 представлены экспериментальная установка, свойства исследуемой плазмы и анализируются эффекты, сопутствующие выходу энергии плазмы на стационарную стадию при неизменной мощности СВЧ-нагрева. В разделе 3 обсуждаются результаты экспериментов и анализируются особенности происходящих в плазме процессов. Наконец, в заключении сформулированы выводы работы.

## 2. Экспериментальная установка, краткие сведения о свойствах исследуемой плазмы и результаты экспериментов

Установка Л-2М, созданная в ИОФ РАН, представляет собой классический тороидальный стелларатор с большим широм магнитного поля и плоской геометрической осью. Полное число периодов винтового магнитного поля  $N = 14$ , большой радиус геометрической оси тора  $R_0 = 100$  см. Трехмерные магнитные поверхности удобно описывать с помощью однозначного параметра, в качестве которого мы будем в дальнейшем использовать средний радиус магнитной поверхности  $a$  и безразмерную переменную  $x = a/a_p$ . На магнитной оси тороидальной камеры  $a \equiv 0$ , и от центра величина  $a$  линейно растет до значения  $a = a_p = 11,5$  см на границе плазмы (см., например, [6]). Вакуумный угол вращательного преобразования магнитных силовых линий  $\mu$  принимает значения от  $\mu(x=0) = 0,18$  до  $\mu(x=1) = 0,78$ . Следует отметить, что предельное значение  $\mu(1) = 0,78$  было получено

экспериментально, в результате измерения вакуумных магнитных поверхностей. Если же теоретически рассчитывать вакуумные магнитные поверхности при идеально изготовленной винтовой обмотке, то предельное значение угла вращательного преобразования на сепаратрисе было бы приблизительно равно 1,15.

Хорошо известно, что в интересных для практики случаях из-за эффектов тороидальности и влияния различных возмущений винтовая симметрия в стеллараторе нарушается, что в свою очередь приводит к стохастизации (расщеплению) сепаратрисы. Впервые этот эффект рассмотрен в работе [7]. При этом внутренняя ветвь сепаратрисы ограничивает область поверхностей, замкнутых вокруг магнитной оси, а внешняя – область магнитных поверхностей, замкнутых вокруг проводников с током. Между этими ветвями лежит подсемейство магнитных поверхностей, охватывающих как винтовые токи, так и магнитную ось, и создающих тем самым естественный диверторный слой (см. [8] и цитированную там литературу). В [9] было показано, что если рассматривается идеальная магнитная конфигурация, то толщина слоя, отделяющего замкнутые магнитные поверхности от поверхностей, замыкающихся вокруг винтовых проводников, весьма мала (порядка 1 мм). Таким образом, для оценки стохастического слоя с учетом ошибок в изготовлении магнитной конфигурации можно в качестве границ этого слоя выбрать экспериментально измеренную границу плазмы и идеальную магнитную сепаратрису (см. рис. 1). Как видно из рис. 1, средние радиусы поперечных сечений этих поверхностей различаются на величину около 5 мм. Экспериментально различить структуру этого слоя не удастся; теоретически, это набор магнитных островков, окруженных переходными силовыми линиями.

Эксперименты на стеллараторе Л-2М проводились при введении в заполненную водородом вакуумную камеру (при давлении около 0,1 Па) мощного импульсного СВЧ-излучения в режиме ЭЦР-нагрева плазмы необыкновенной волной на второй гармонике электронной гирочастоты (75 ГГц). Поскольку вакуумная камера и магнитная система стелларатора представляют собой тороид, то образующаяся плазма представляет собой тороидальный

винтовой плазменный шнур со следующими средними параметрами: энергия плазмы  $W = 100\text{--}800$  Дж, средняя электронная плотность  $n_e = 0,5\text{--}2,5 \times 10^{13}$  см<sup>-3</sup>, мощность СВЧ-излучения, вводимого в плазму, в данных экспериментах составляла 0,15–0,5 МВт. Излучение вводилось в вакуумную камеру стелларатора в экваториальной плоскости перпендикулярно магнитной оси через два внешних боковых порта, расположенных один от другого на расстоянии около 45 см. Относительное поглощение излучения за один проход плазменного шнура составляло 87–92 % в диапазонах значений электронной температуры 0,3–1,0 эВ и плотности  $1\text{--}2,5 \times 10^{13}$  см<sup>-3</sup> на магнитной оси [10]. Неполное поглощение объясняется в основном тем, что часть вводимого излучения распространяется в плазме в виде слабозатухающей обыкновенной волны.

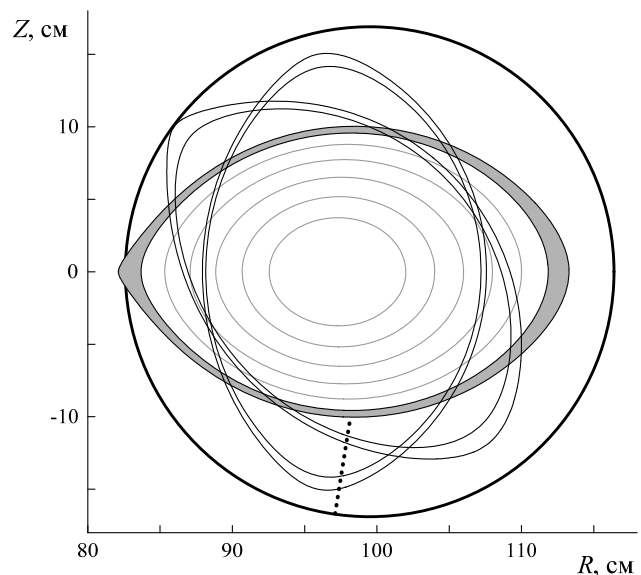


Рис. 1. Положение расчетной магнитной сепаратрисы и стохастического слоя в трех различных сечениях плазменного шнура (стандартном или диагональном, вертикальном и горизонтальном). Точечной линией указана область ввода ленгмюровского зонда (в стандартном сечении)

Эксперименты, описанные здесь, проводились при  $\langle \beta \rangle \leq 0,25$  %, ( $\langle \beta \rangle$  – отношение газокинетического давления плазмы к магнитному давлению, усредненное по объему плазменного шнура). Плазма, формируемая в стеллараторе в результате ввода импульсной СВЧ-мощности, практически бестоковая [11], малый ток  $I_p < 1$  кА (бутстреп ток [11]) не может заметно изменить геометрию магнитных

поверхностей или повлиять на условия устойчивости. Вакуумная магнитная конфигурация стелларатора Л-2М обладает «магнитным бугром» (областью неустойчивого равновесия плазменной конфигурации в магнитном поле), однако за счет самостабилизации плазмы [12] в центральной части плазменного шнура образуется магнитная яма (устойчивая область). В тороидальной плазме стелларатора могут возникать магнитогиродинамические (МГД) волны или колебания различной структуры, которые называются МГД-модами. Идеальные внутренние МГД-моды устойчивы при условиях эксперимента в центральной части плазменного шнура за счет магнитной ямы, а во внешней области – за счет шири (скрещенности силовых линий магнитного поля) [13]. При данных условиях на краю плазменного шнура ( $x > 0,6$ ) расположена зона магнитного бугра, и в силу этого заведомо неустойчивы резистивные перестановочные МГД-моды, которые не стабилизируются широм. Подробно их свойства исследованы экспериментально и теоретически в [14].

В ранее проводившихся экспериментах обнаружено, что при спонтанных переходных процессах, приводящих к скачкообразному росту плотности и энергии [6], в плазме стелларатора Л-2М важную роль играет поведение приграничной плазмы, располагающейся в области толщиной  $\sim 1$  см внутри сепаратрисы. Для исследования процессов вблизи границы плазмы применялся метод, основанный на использовании ленгмюровских зондов, сигналы с которых обладают хорошей временной и пространственной разрешимостью. Ниже представлены результаты, полученные при помощи тройного ленгмюровского зонда, перемещение которого происходит по нормали к магнитным поверхностям (см. подробное описание зонда и структуры магнитных поверхностей в [6, 15]). В этом положении минимальны изменения в геометрии магнитных поверхностей, вызываемые эффектами конечного давления, то есть так называемый шафрановский сдвиг магнитных поверхностей (вызванный изменениями условий равновесия при появлении плазмы в магнитной конфигурации) практически не искажает присепаратрисную область. Два электрода зонда размещены в полоидальном направлении (по обходу

малого радиуса плазменного шнура) на расстоянии  $a_p \Delta\theta = 0,4$  см и могут использоваться для измерения плавающего потенциала  $V_f$  и его полоидальной производной, где  $\theta$  – полоидальный угол. На третий электрод подается фиксированное напряжение для измерения ионного тока насыщения  $I_{sat}$ . Каждый из электродов представляет собой проволочку из вольфрама длиной 0,2 см и диаметром 0,05 см, частота оцифровки сигналов равна 1 МГц. Необходимо также отметить, что для обеспечения корректности измерений мы ограничили глубину проникновения электродов зонда внутрь плазмы величиной  $da = 1$  см. Здесь следует обратить внимание на то, что при помощи ленгмюровских зондов измеряются не плотность плазмы  $n$  и скалярный потенциал электрического поля в плазме  $\Phi$ , связанного с разделением зарядов, а плавающий потенциал  $V_f = \Phi - AkT_e/e$  и ионный ток насыщения  $I_p \sim n\sqrt{(T_i + T_e)}$ . Здесь  $A$  – постоянная ( $A \sim 3$  в случае водорода),  $k$  и  $e$  – постоянная Больцмана и величина заряда электрона,  $T_i$  и  $T_e$  – соответственно электронная и ионная температуры. Роль флуктуаций электронной температуры  $\delta T_e$  обсуждалась применительно к данному случаю в [14].

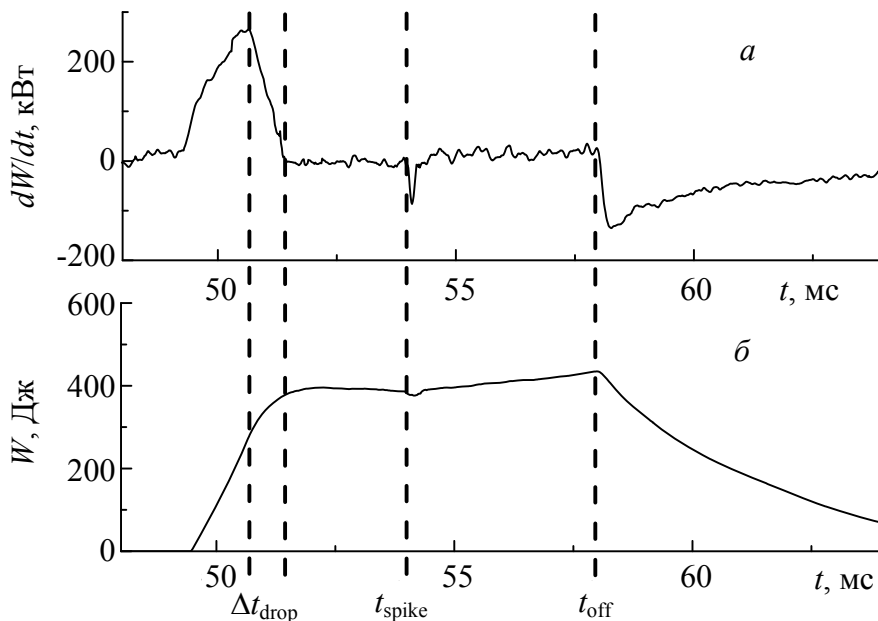
Принято считать, что весьма важным и надежным способом исследования приграничного переноса является изучение экспериментально измеренного турбулентного потока. При этом под турбулентным потоком понимается величина  $\Gamma = n \langle \Delta V_f / \Delta \theta \rangle$  в электростатическом приближении и пренебрежении флуктуациями плазменных температур. В [16] было показано, что условия правильности этого подхода не выполнимы для плазмы стелларатора Л-2М. Однако в общем случае турбулентный поток есть нелинейная форма, которая, в ряде случаев, может использоваться для иллюстрации поведения турбулентной плазмы. Было также показано, что использование эмитирующего электроны зонда позволяет скорректировать измеренное значение турбулентного потока [17]. И, наконец, простой численный расчет [18], показавший, что флуктуации температуры в общем случае достаточно велики, указывает, что погрешность этого метода велика, и его использовать для получения точных экспериментальных данных затрудни-

тельно. Однако таким образом исследование флуктуаций приграничной плазмы позволяет качественно оценить ухудшение или улучшение переноса частиц и энергии в плазме, удерживаемой в стеллараторе.

Сравнение экспериментальных параметров удерживаемой плазмы с данными стеллараторного скейлинга [19] указывает на то, что при неизменной мощности СВЧ-нагрева, но с различной средней плотностью плазмы, процесс выхода на стационар может быть реализован по различным сценариям. Следует также отметить, что некоторые проявления перехода плазмы на стационарное состояние вполне укладываются в представления классической термодинамики. Например, при неизменной мощности нагрева плазма с большей средней плотностью нагревается медленнее. При этом сам процесс выхода на стационар может отличаться от классических представлений. Структура производной диамагнитного сигнала и энергии плазмы, определяемой из этого сигнала, представлены на рис. 2. На рисунке указано характерное время, за которое производная диамагнитного сигнала плазмы ( $dW/dt$ ) в начале разряда падает в два раза, а также указан дополнительный спонтанный транспортный переход в режим с улучшенным удержа-

нием энергии плазмы на стационарной стадии разряда, который был достаточно хорошо описан теоретически и экспериментально ранее [6, 20, 21].

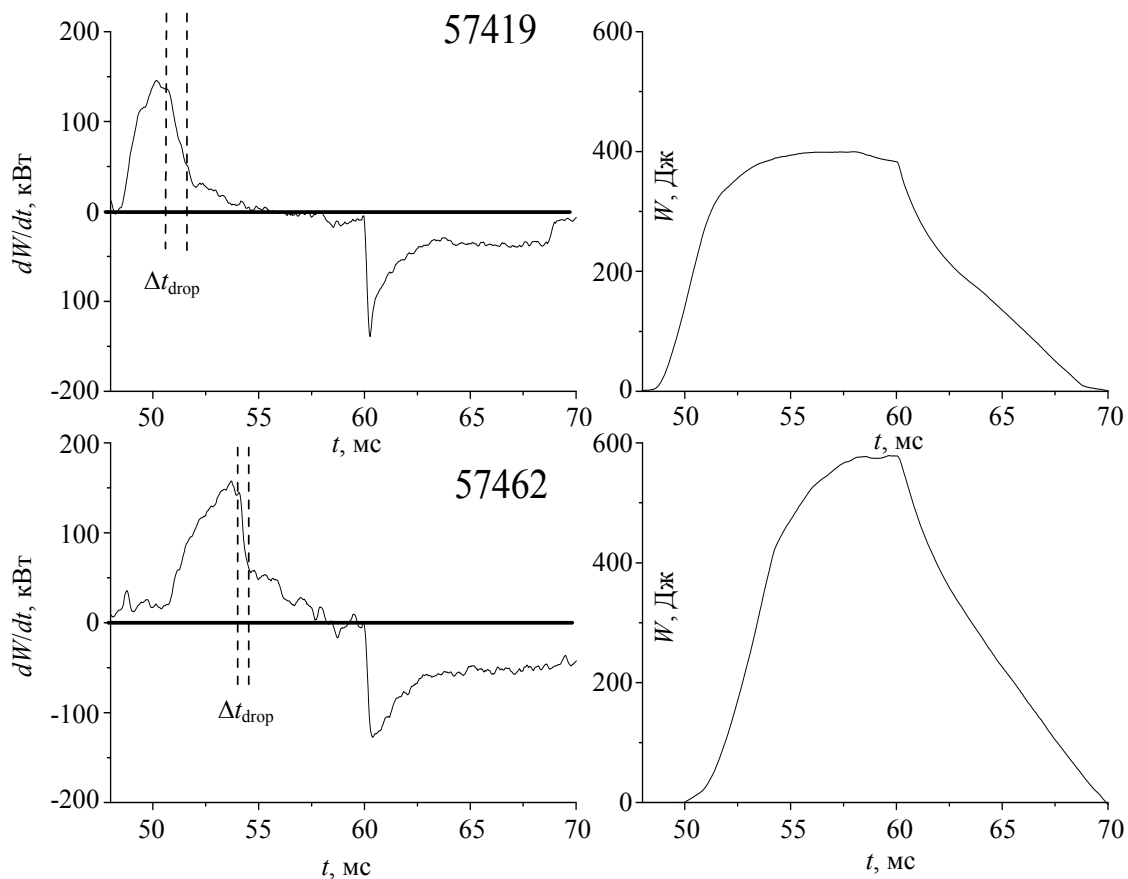
На рис. 3 проиллюстрированы характерные времена переходного процесса при одинаковой СВЧ-мощности нагрева и различной плотности плазмы. Выбраны два значения плотности плазмы  $n_e = 1,8 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$  и  $n_e = 2,7 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , при мощности СВЧ-нагрева  $P = 170 \text{ кВт}$ . Из рисунка видно, что при меньшей плотности ( $n_e = 1,8 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ) скорость изменения во времени энергосодержания плазмы монотонно убывает, после достижения максимума в момент времени  $t \sim 51 \text{ мс}$  после начала СВЧ-нагрева. При большей плотности ( $n_e = 2,7 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ) динамика величины  $dW/dt$  после достижения собственного максимума носит более сложный характер – происходит быстрый сброс энергии плазмы за время 200 мкс и затем медленное уменьшение энергии до конца импульса СВЧ-нагрева. Для всех разрядов, зафиксированных в базе данных стелларатора Л-2М, подобная эволюция во времени удерживаемой в плазме энергии наблюдается при значениях плотности  $n_e \approx 2,5 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ .



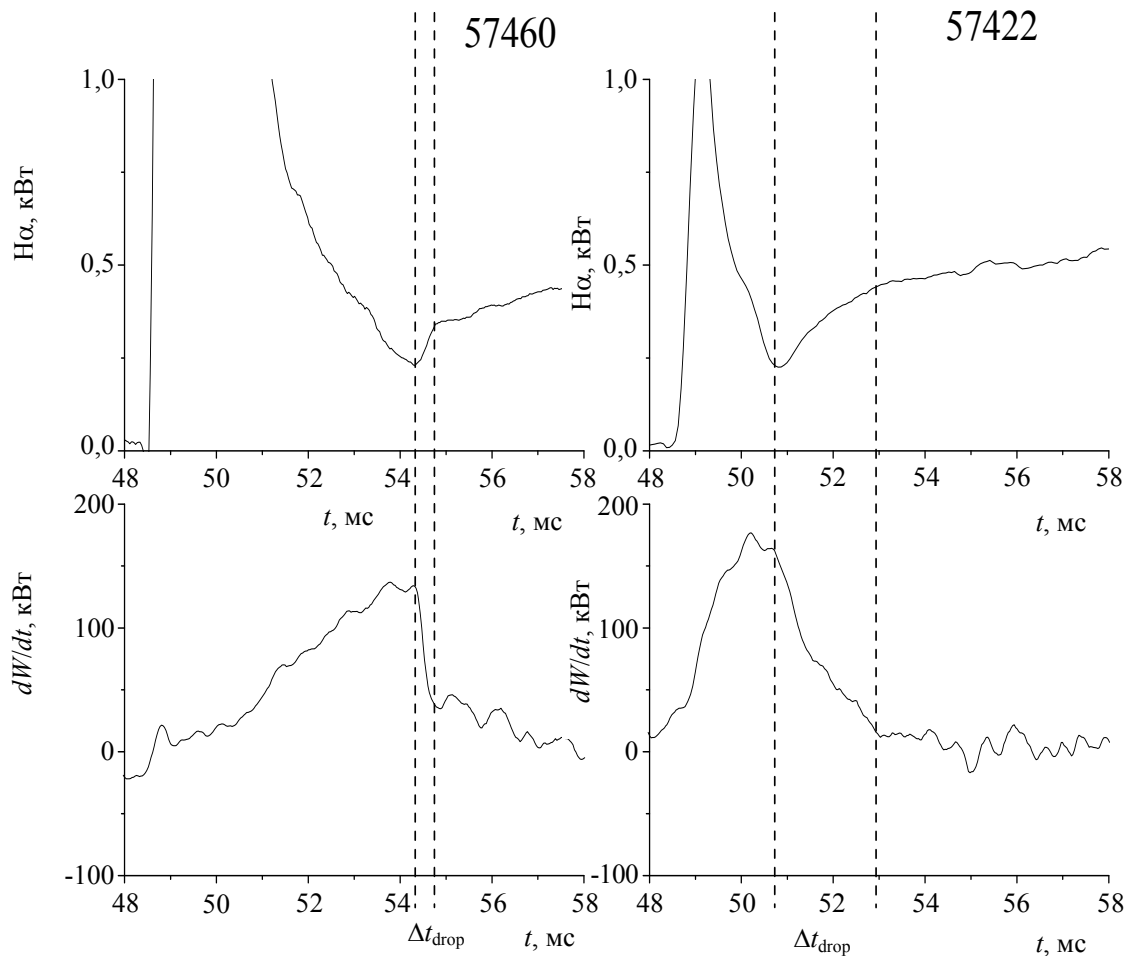
**Рис. 2.** Временная эволюция сигнала диамагнитной диагностики  $dW/dt$  (а) и энергосодержания плазмы  $W$  (б) в разряде с транспортным переходом. Пунктирными линиями обозначены характерные моменты времени: выхода на стационар ( $t_{\text{drop}}$ ), спонтанного перехода к улучшенному удержанию ( $t_{\text{spike}}$ ) и выключения ЭЦР-нагрева ( $t_{\text{off}}$ ). По горизонтальной оси указан временной интервал 45–70 мс, в течение которого магнитная конфигурация стелларатора стабильна

Выше мы отмечали, что резкое изменение сигнала  $dW/dt$  связано с изменением состояния приграничной плазмы [6]. Можно предположить, что ухудшение удержания плазмы провоцируется взаимодействием плазмы со стенкой. Действительно, мы увидим ниже, что до момента резкого изменения величины  $dW/dt$  регистрируемое значение ионного тока насыщения мало и не превышает погрешности метода измерения. Из рис. 1 видно, что в отсутствие плазмы замкнутые магнитные поверхности целиком располагаются внутри вакуумной камеры. Наличие плазмы конечного давления приводит к смещению магнитных поверхностей в сторону увеличения большого радиуса граничной тороидальной поверхности. При экспериментально измеренных значениях давления плазмы на уровне 0,2% неразрушенные замкнутые магнитные поверхности сохраняются на некотором уда-

лении от стенок камеры. Поэтому частицы плазмы (ионы и электроны), уходя с граничной магнитной поверхности, попадают в стохастический слой краевых магнитных поверхностей, в котором магнитные поверхности частично разрушены, и лишь затем из этого слоя со слабым удержанием частиц попадают на стенки камеры, выбивая из них атомы и молекулы нейтрального газа. Эволюция во времени спектральной линии излучения атомарного водорода  $H_\alpha$  представлена на рис. 4. Из рисунка видно, что эти сигналы в случае большей и меньшей плотности плазмы различны. Большой пик в начале сигнала линии  $H_\alpha$  связан с СВЧ-пробоем газа на начальной стадии разряда, которая хорошо изучена теоретически и экспериментально [5]. Другие сигналы свечения плазмы в оптическом диапазоне длин волн также возрастают при резком изменении величины  $dW/dt$ .



**Рис. 3.** Временная эволюция сигнала диамагнитной диагностики  $dW/dt$  (а) и энергосодержания плазмы  $W$  (б) в разрядах с различной плотностью при одинаковой мощности нагрева,  $n = 1,8 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$  и  $n = 2,7 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , мощность нагрева составляла  $P = 170 \text{ кВт}$ . Пятизначный номер на сигналах обозначает номер импульса в базе данных стелларатора



**Рис. 4.** Временная эволюция сигнала диамагнитной диагностики  $dW/dt$  (а) и сигнала излучения водорода  $H_\alpha$  (б) в разрядах с различной плотностью при одинаковой мощности нагрева,  $n = 1,8 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$  и  $n = 2,7 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , мощность нагрева составляла  $P = 170 \text{ кВт}$ . Пятизначный номер на сигналах обозначает номер импульса в базе данных стелларатора

Рассмотрим теперь, что происходит с колебаниями параметров плазмы на краю плазменного шнура. Рассмотрим вначале два разряда с близкими параметрами и близкой мощностью СВЧ-нагрева. Для плазмы с небольшой плотностью  $n_e \approx 1,7 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$  на рис. 5 сравниваются сигналы ленгмюровского зонда, расположенного на расстоянии  $\delta x = 0,2 \text{ см}$  и  $\delta x = 0,4 \text{ см}$  от расчетной сепаратрисы вглубь плазмы. Как видно, резкое возрастание уровня флуктуаций при изменении  $dW/dt$  коррелирует с диамагнитным сигналом лишь при положении зонда, близком к границе плазмы. Для большей плотности плазмы  $n_e = 2,7 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$  ситуация иная. При неизменной мощности СВЧ-нагрева энергия устанавливается медленнее, и резкое возрастание величины и осцилляций плавающего потенциала коррели-

рует с резким изменением  $dW/dt$  (см. рис. 6). Сходная корреляция наблюдалась и в режиме импульсно-периодического нагрева плазмы в экспериментах на установке Л-2М [22].

На рис. 6 представлен сигнал магнитного зонда, усредненный по временному окну длительностью 1100 мкс. Сигнал возрастает при выходе плазмы на стационар, и это предполагает, что электромагнитная турбулентность играет важную роль в этом процессе. Спектр сигнала магнитного зонда обладает шириной  $\sim 100 \text{ кГц}$ , что вполне укладывается в теорию резистивных перестановочных мод, при этом спектр плавающего потенциала расположен в диапазоне  $\sim 20 \text{ кГц}$ . Это вполне понятно, так как ленгмюровский зонд измеряет локальное значение, а магнитный зонд собирает усредненную информацию из области плазмы  $x > 0,6$ .

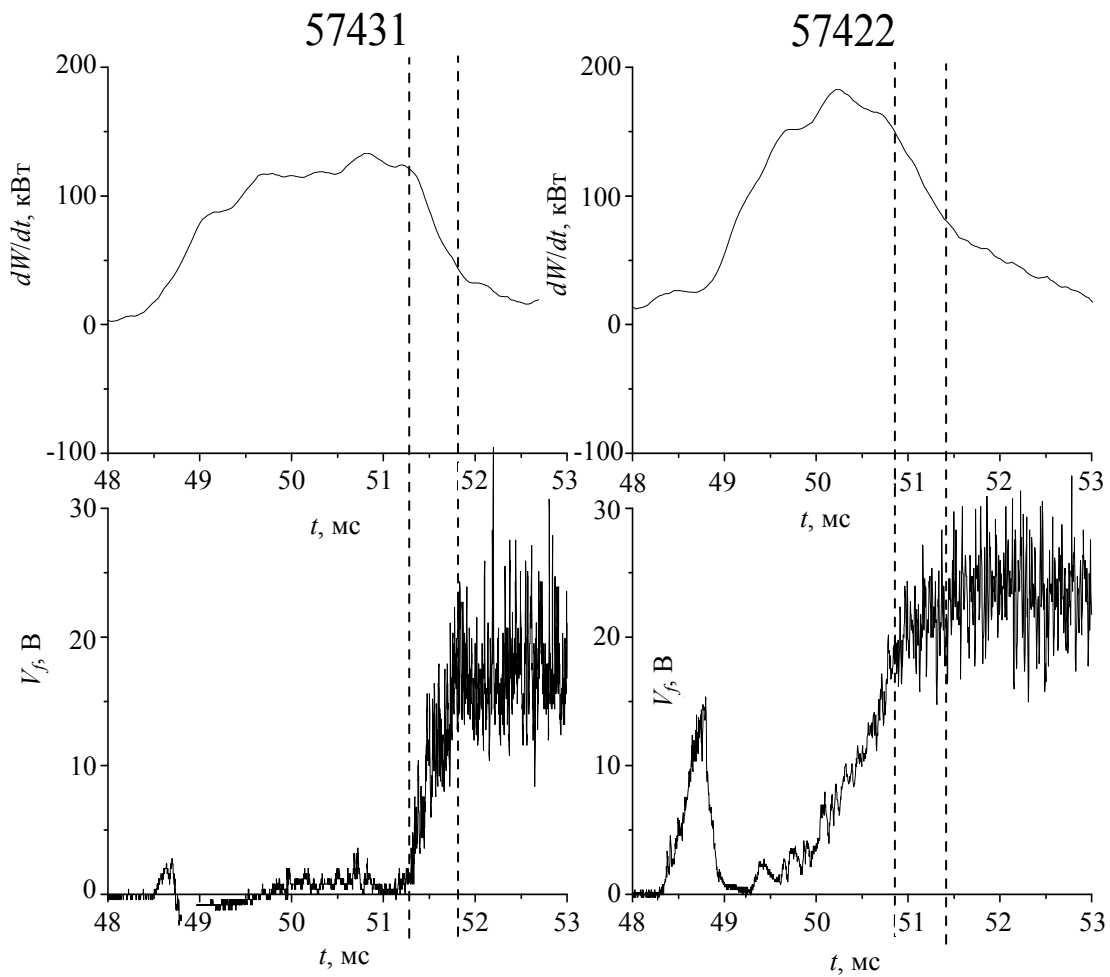


Рис. 5. Сигналы  $dW/dt$  и плавающего потенциала  $V_f$  в различных положениях зонда: а) – координата зонда  $\delta x = 0,2$  см; б) – соответственно  $\delta x = 0,4$  см. Пятизначный номер на сигналах обозначает номер импульса в базе данных стелларатора

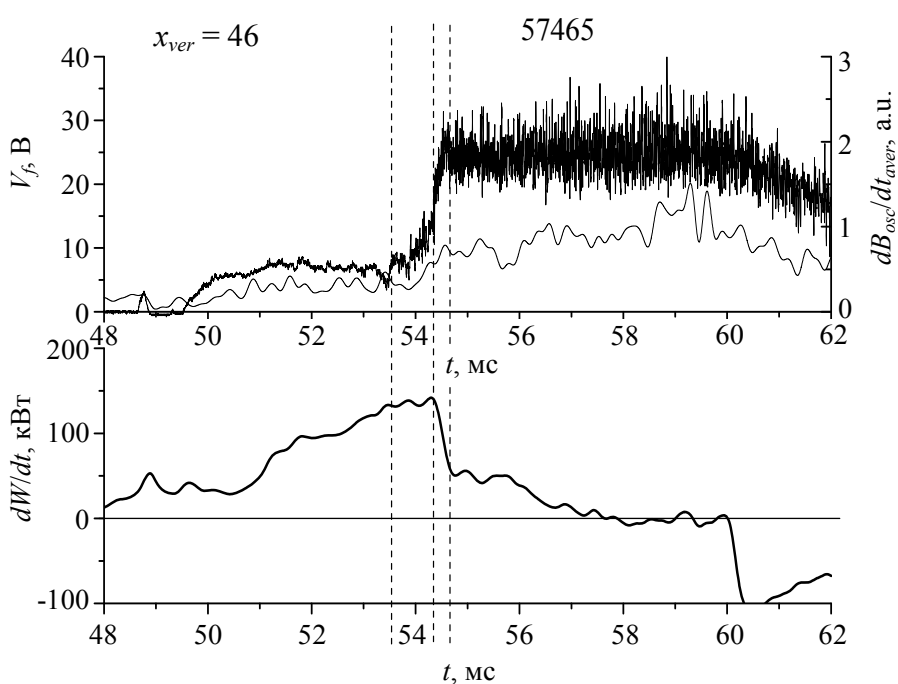


Рис. 6. Эволюция  $V_f$ , усреднённого по времени модуля сигнала  $dB_{osc}/dt$  и  $dW/dt$  при быстром переходе;  $\delta x = 0,4$  см. Пятизначный номер на сигналах обозначает номер импульса в базе данных стелларатора



### 3. Обсуждение результатов

Встает вопрос о причинах быстрого переходного процесса, наблюдаемого на сигнале  $dW/dt$ . С одной стороны, изменение накопленной плазменной энергии во времени  $dW/dt$  при малой плотности плазмы достаточно плавное, а при большой плотности рассматриваемый процесс происходит быстрее, хотя является только первой стадией уменьшения сигнала  $dW/dt$ . С другой стороны, энергия в первом случае малой плотности плазмы примерно через 2 мс выходит на стационарную стадию и далее вырастает на  $\sim 25\%$ , а во втором случае с большой плотностью плазмы примерно через 4 мс выходит на стационар и далее вырастает еще на  $\sim 40\%$ . Энергия плазмы на стационарной стадии при большой плотности больше, чем при малой плотности, что соответствует скейлингу [4]. Надо отметить, что и в том и другом случае плавающий потенциал  $V_f$ , его уровень флуктуаций и МГД-колебания, характеризующие состояние краевой плазмы, после падения сигнала  $dW/dt$  не меняются до конца разряда. С этим согласуется и постоянство поступления в плазму водорода, регистрируемого по уровню излучения линии  $H_{\alpha}$ , а также атомарных примесей бора и углерода. Следовательно, после быстрого перехода плазмы в стационарное состояние взаимодействие между краевой плазмой и стенками камеры стелларатора практически неизменно до выключения СВЧ-нагрева.

Как видно из рис. 3–4, момент резкого падения  $dW/dt$  при разных режимах СВЧ-нагрева и разной плотности плазмы коррелирует с резким ростом сигналов ленгмюровского зонда. Возрастание плавающего потенциала  $V_f$ , появление флуктуаций на сигналах  $V_f$  и тока насыщения  $I_{sat}$  в момент срыва  $dW/dt$  можно объяснить появлением горячей плазмы на периферии плазменного шнура. Надо отметить, что при небольшом углублении зонда в плазму  $\delta x > 0,2$  см сигнал  $V_f$  появляется при разных плотностях на 1 мс ранее быстрого перехода  $dW/dt$ . Несколько иной характер сигнала наблюдается, если зонд выведен в положение границы плазмы  $\delta x = 0,2$  см. В этом случае плавающий потенциал появляется в момент падения  $dW/dt$ . При положениях зонда с коор-

динатами за пределами граничной поверхности плазмы  $\delta x < 0,2$  см амплитуда плавающего потенциала на порядок меньше, и поэтому это положение можно считать приходящимся непосредственно на сепаратрису. Синхронность появления плазмы на краю разряда и резкого падения  $dW/dt$  позволяет сделать вывод, что далее плазма начинает контактировать с камерой и выбивает частицы бороуглеродной смеси и частиц нейтрального водорода со стенки камеры. Рост интенсивности свечения линии  $H_{\alpha}$ , а также сигналов непрерывного излучения плазмы в оптическом, УФ и рентгеновском диапазонах при быстром изменении  $dW/dt$  также свидетельствует об усилении взаимодействия краевой плазмы со стенками вакуумной камеры.

На основе вышеприведенного анализа складывается такая физическая модель, в которой частицы плазмы, уходя с граничной магнитной поверхности, попадают сначала в стохастический слой и затем бомбардируют стенки камеры, выбивая из них атомы нейтрального газа. Появление или усиление флуктуаций  $V_f$  и  $I_{sat}$  можно объяснить развитием в краевой области резистивных МГД-неустойчивостей, рассмотренных в [23]. Как показывает проведенный ранее анализ, быстрое уменьшение сигнала  $dW/dt$ , сопровождающееся существенными изменениями зондовых характеристик приграничной плазмы, можно объяснить развитием в данной области неустойчивостей типа пилинга [19–21]. Насколько существенным это является для появления рассматриваемого быстрого перехода и выхода энергии на стационарную стадию, простой анализ не позволяет оценить.

Таким образом, физическая модель быстрого переходного процесса, приводящего к стабилизации плазмы в стеллараторе, может иметь следующую конфигурацию. После СВЧ-пробоя в водороде по радиусу образовавшейся плазмы распространяется тепловая волна, обусловленная СВЧ-нагревом электронов в области ЭЦР в результате поглощения необыкновенной моды волны. В объеме плазменного шнура от центра до реальной сепаратрисы механизм нагрева плазмы после СВЧ-пробоя и распространения тепловой волны из области резонанса можно считать теплопроводным, энергия плазмы растет монотон-

но во времени. После достижения стохастической области на краю плазмы открывается канал потерь за счет конвекции, и многократное увеличение теплопереноса в области сепаратрисы приводит к скачкообразному росту потерь, регистрируемому по диамагнитному сигналу [24]. В области сепаратрисы и стохастического плазменного слоя возбуждается неустойчивость типа пилинга, приводящая к тепловому воздействию на стенки камеры, или усиливающая его (вероятнее всего, вблизи угла сепаратрисы). Обратный поток нейтральных частиц бора и углерода со стенок камеры приводит к росту эффективного заряда ионов плазмы ( $Z_{eff}$ ), росту интенсивности излучения плазмы в различных диапазонах и остыванию плазменного шнура.

#### 4. Заключение

Характерные особенности перехода плазмы в стационарную стадию удержания по энергии исследованы применительно к конфигурации стелларатора Л-2М. Начальная стадия разряда, инициированного мощным СВЧ-импульсом в режиме ЭЦР-нагрева, характеризуется быстрым (от 100 мкс) ростом потерь, наблюдаемым на диамагнитном сигнале  $dW/dt$  и приводящим к окончанию роста энергии плазмы. Обнаружено, что свойства данного процесса при неизменной мощности СВЧ-нагрева существенно отличаются для различных значений электронной плотности. Показано, что некоторые элементы стабилизации запасенной энергии плазмы укладываются в принципы классической термодинамики. При неизменной средней плотности время стабилизации плазмы тем меньше, чем выше мощность СВЧ-нагрева. При неизменной мощности СВЧ-нагрева, процесс тем медленнее, чем выше средняя плотность плазмы. Обнаружено, что данный процесс связан с первой очередью с явлениями, происходящими в краевой области плазмы, в которой расположен стохастический слой магнитных поверхностей стелларатора. Предполагается, что после СВЧ-пробоя нагрев плазменного шнура в центральной области осуществляется за счет теплопроводности, а в области вне реальной сепаратрисы, при появлении конвективных потерь, скорость энергетических потерь уменьшается. В результате переходного про-

цесса усиливается взаимодействие приграничной плазмы со стенками вакуумной камеры, что приводит к установлению стационарной стадии плазменного разряда. Возможно, влияние на процесс стабилизации оказывают локальные МГД-неустойчивости, возникающих в стохастическом слое, однако количественно оценить их влияние на параметры переноса на данном этапе не представляется возможным.

*Работа выполнена по идеям С. В. Щепетова. Авторы благодарят С. Е. Гребеницкова за полезные обсуждения данной работы, Ю. В. Хольнова за предоставленные экспериментальные данные, а также сотрудников коллектива стелларатора Л-2М за участие в проведении экспериментов.*

*Работа выполнена в рамках Госзадания по теме № 0024-2019-0006 «Физика высокотемпературной плазмы. Фундаментальные проблемы динамики, удержания и нагрева плазмы в трехмерных магнитных конфигурациях».*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. ITER Physics Expert Group on Disruptions, Plasma Control and MHD, ITER Physics Basis Editors // Nucl. Fusion. 1999. Vol. 39. P. 2251.
2. Stroth U., Murakami M., Dory A. // Nucl. Fusion. 1996. Vol. 36. P. 1063.
3. Lackner K., Gottardi N. A. O. // Nucl. Fusion. 1990. Vol. 30. P. 767.
4. Федянин О. И., Акулина Д. К., Батанов Г. М., Бережецкий М. С., Васильков Д. Г., Вафин И. Ю., Воронов Г. С., Воронова Е. В., Гладков Г. А., Гребеницков С. Е., Коврижных Л. М., Ларионова Н. Ф., Летунов А. А., Логвиненко В. П., Малых Н. И., Мецераков А. И., Нечаев Ю. И., Сарксян К. А., Скворцова Н. Н., Щепетов С. В., Харчев Н. К., Хольнов Ю. В. // Физика плазмы. 2007. Т. 33. С. 880.
5. Shchepetov S. V., Tereshchenko M. A., Vasilkov D. G., Kholnov Yu. V. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2018. Vol. 60. P. 125003.
6. Shchepetov S. V., Kholnov Yu. V., Fedyanin O. I., Kuznetsov A. B., Vasilkov D. G., Akulina D. K., Batanov G. M., Gladkov G. A., Grebenshchikov S. E., Meshcheryakov A. I. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2008. Vol. 50. P. 045001.
7. Мельников В. К. // ДАН СССР. 1963. Т. 144. С. 747.
8. Коврижных Л. М., Щепетов С. В. // УФН. 1986. Т. 148. Вып. 4. С. 637.
9. Kuznetsov A. B., Shchepetov S. V., Sychugov D. Yu. // Nucl. Fusion. 1995. Vol. 35. P. 183.

10. Сахаров А. С., Терещенко М. А. // Физика плазмы. 2002. Т. 28. С. 584.
11. Гребеничиков С. Е., Васильков Д. Г., Иванов В. А., Сарксян К. А., Терещенко М. А., Харчев Н. К. // Успехи прикладной физики. 2021. Т. 9. № 4. С. 310.
12. Коврижных Л. М., Щенетов С. В. // Физика плазмы. 1980. Т. 6. С. 976.
13. Михайлов М. И., Щенетов С. В., Нюренберг К., Нюренберг Ю. // Физика плазмы. 2015. Т. 41. С. 1096.
14. Щенетов С. В., Хольнов Ю. В., Васильков Д. Г. // Физика плазмы. 2013. Т. 39. С. 151.
15. Васильков Д. Г., Хольнов Ю. В., Щенетов С. В. // Физика плазмы. 2013. Т. 39. С. 694.
16. Shchepetov S. V., Kholnov Yu. V., Vasilkov D. G. // JETP Letters. 2010. Vol. 91. P. 182.
17. Schrittwieser R., Ionita C., Balan P., Silva C., Figueiredo H., Varandas C. A. F., Rasmussen J., Naulin V. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2008. Vol. 50. P. 055004.
18. Genrich F. P., Kendl A. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2012. Vol. 54. P. 015012.
19. Weller A., Watanabe K. Y., Sakakibara S., Dinklage A., Funaba H., Geiger J., Harris J. H., Ohdachi S., Preuss R., Suzuki Y., Werner A., Yamada H., Zarnstorff M. C., the W7-X Team1 and the LHD Experimental Group // Nucl. Fusion. 2009. Vol. 49. P. 065016.
20. Shchepetov S. V. // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2016. Vol. 58. P. 114002.
21. Щенетов С. В., Васильков Д. Г. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 602.
22. Васильков Д. Г., Батанов Г. М., Борзосеков В. Д., Вафин И. Ю., Гребеничиков С. Е., Гришина И. А., Иванов В. А., Летунов А. А., Логвиненко В. П., Мецзяков А. И., Петрова М. Н., Степахин В. Д., Харчев Н. К., Хольнов Ю. В. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 2020. Т. 43. Вып. 3. С. 79.
23. Щенетов С. В., Васильков Д. Г., Хольнов Ю. В. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 469.
24. Мецзяков А. И., Вафин И. Ю., Гришина И. А. // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2019. Т. 46. № 12. С. 11.

PACS: 52.55.Hc, 52.25. Xz, 52.70.Ds

## On transition processes leading to stabilization of plasma cord in the L-2M stellarator

*D. G. Vasilkov<sup>1,2</sup> and M. A. Tereshchenko<sup>1</sup>*

<sup>1</sup> Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences  
38 Vavilov st., Moscow, 119991, Russia  
E-mail: lhdlhd81@mail.ru

<sup>2</sup> Bauman Moscow State Technical University  
5 2-nd Baumanskaya st., Moscow, 105005, Russia

Received February 15, 2022

*The processes of energy accumulation and dissipation in a high-temperature plasma created and confined in a toroidal magnetic trap stellarator L-2M are investigated. The features of plasma transition to the stationary stage of energy confinement are studied. The initial stage of the discharge initiated by a microwave pulse in the mode of electronic cyclotron resonance plasma heating (ECR heating) is characterized first by a rapid increase in plasma energy within 1 ms from the start of microwave heating, and then by a rapid (~100 microseconds) increase in plasma energy losses recorded by a diamagnetic signal. These processes lead to the end of the growth of stored energy in the confined plasma. It is shown that the properties of this process at a constant microwave heating power of 400 kW differ significantly for different values of electron density. It is found that this process is primarily associated with processes occurring in the edge region of the plasma, in which a layer of stochastic magnetic surfaces is located at the boundary of the plasma cord. The possible influence of instabilities arising in the stochastic layer on this process, as well as the interaction of the boundary plasma with the walls of the vacuum chamber, is discussed.*

**Keywords:** plasma magnetic confinement, stellarator, microwave heating, electron cyclotron resonance, plasma energy, transition processes.

**DOI:** 10.51368/2307-4469-2022-10-2-132-143

#### REFERENCES

1. ITER Physics Expert Group on Disruptions, Plasma Control and MHD, ITER Physics Basis. Editors: Nucl. Fusion **39**, 2251 (1999).
2. U. Stroth, M. Murakami, and A. Dory, Nucl. Fusion **36**, 1063 (1996).
3. K. Lackner and N. A. O. Gottardi, Nucl. Fusion **30**, 767 (1990).
4. O. I. Fedyanin, D. K. Akulina, G. M. Batanov, M. S. Berezhetskiĭ, D. G. Vasil'kov, I. Yu. Vafin, G. S. Voronov, E. V. Voronova, G. A. Gladkov, S. E. Grebenschchikov, L. M. Kovrizhnykh, N. F. Larionova, A. A. Letunov, V. P. Logvinenko, N. I. Malykh, A. I. Meshcheryakov, Yu. I. Nechaev, K. A. Sarksyān, N. N. Skvortsova, S. V. Shchepetov, N. K. Kharchev, and Yu. V. Khol'nov, Plasma Phys. Rep. **33**, 805 (2007).
5. S. V. Shchepetov, M. A. Tereshchenko, D. G. Vasil'kov, and Yu. V. Kholnov, Plasma Phys. Control. Fusion **60**, 125003 (2018).
6. S. V. Shchepetov, Yu. V. Kholnov, O. I. Fedyanin, A. B. Kuznetsov, D. G. Vasil'kov, D. K. Akulina, G. M. Batanov, G. A. Gladkov, S. E. Grebenschchikov, and A. I. Meshcheryakov, Plasma Phys. Control. Fusion **50**, 045001 (2008).
7. V. K. Mel'nikov, Dokl. Akad. Nauk SSSR **144**, 747 (1963).
8. L. M. Kovrizhnykh and S. V. Shchepetov, Sov. Phys. Usp. **29**, 343 (1986).
9. A. B. Kuznetsov, S. V. Shchepetov, and D. Yu. Sychugov, Nucl. Fusion **35**, 183 (1995).
10. A. S. Sakharov and M. A. Tereshchenko, Plasma Phys. Rep. **28**, 539 (2002).
11. S. E. Grebenschchikov, D. G. Vasil'kov, V. A. Ivanov, K. A. Sarksyān, M. A. Tereshchenko, and N. K. Kharchev, Plasma Phys. Rep. **48**, 183 (2022).
12. L. M. Kovrizhnykh and S. V. Shchepetov, Phys. Plasm. **6**, 976 (1980).
13. M. I. Mikhailov, S. V. Shchepetov, C. Nührenberg, and J. Nührenberg, Plasma Phys. Rep. **41**, 1016 (2015).
14. S. V. Shchepetov, Y. V. Kholnov, and D. G. Vasil'kov, Plasma Phys. Rep. **39**, 130 (2013).
15. D. G. Vasil'kov, Y. V. Kholnov, and S. V. Shchepetov, Plasma Phys. Rep. **39**, 615 (2013).
16. S. V. Shchepetov, Yu. V. Kholnov, and D. G. Vasil'kov, JETP Letters **91**, 182 (2010).
17. R. Schrittwieser, C. Ionita, P. Balan, C. Silva, H. Figueiredo, C. A. F. Varandas, J. Rasmussen, and V. Naulin, Plasma Phys. Control. Fusion **50**, 055004 (2008).
18. F. P. Gennrich and A. Kendl, Plasma Phys. Control. Fusion **54**, 015012 (2012).
19. A. Weller, K. Y. Watanabe, S. Sakakibara, A. Dinklage, H. Funaba, J. Geiger, J. H. Harris, S. Ohdachi, R. Preuss, Y. Suzuki, A. Werner, H. Yamada, and M. C. Zarnstorff, the W7-X Team and the LHD Experimental Group, Nucl. Fusion **49**, 065016 (2009).
20. S. V. Shchepetov, Plasma Physics and Controlled Fusion **58**, 114002 (2016).
21. S. V. Shchepetov and D. G. Vasil'kov, Plasma Phys. Rep. **43**, 720 (2017).
22. D. G. Vasil'kov, G. M. Batanov, V. D. Borzosekov, I. Yu. Vafin, S. E. Grebenschchikov, I. A. Grishina, V. A. Ivanov, A. A. Letunov, V. P. Logvinenko, A. I. Meshcheryakov, M. N. Petrova, V. D. Stepakhin, N. K. Kharchev, and Yu. V. Kholnov, Problems of Atomic Science and Technology, ser. Thermonuclear Fusion. **43** (3), 79 (2020).
23. S. V. Shchepetov, D. G. Vasil'kov, and Y. V. Kholnov, Plasma Phys. Rep. **44**, 539 (2018).
24. A. I. Meshcheryakov, I. Yu. Vafin, and I. A. Grishina, Bull. Lebedev Phys. Inst. **46**, 376 (2019).