

04

## Влияние низкочастотных флуктуаций магнитного поля на удержание плазмы в торсатроне Ураган-3М при редких частотах столкновений

© В.К. Пашнев, Э.Л. Сороковой,<sup>¶</sup> А.А. Петрушеня, Ф.И. Ожерельев

Национальный научный центр „Харьковский физико-технический институт“,  
Институт физики плазмы,  
61108 Харьков, Украина

<sup>¶</sup> e-mail: sorokovoy@ipp.kharkov.ua

(Поступило в Редакцию 5 марта 2018 г.)

В торсатроне Ураган-3М в условиях ВЧ-создания и нагрева плазмы (частоты, близкие к ионно-циклотронной) при наличии бутстреп-тока с помощью диамагнитных измерений проведено измерение энергосодержания плазмы. Рассмотрен баланс мощности при быстром нагреве плазмы и на его основе проведена оценка ВЧ-мощности, поглощаемой плазмой в объеме удержания. Рассчитано поведение потерь энергии в течение разряда и проведено обсуждение влияния флуктуаций магнитного поля в диапазоне частот 0.5–70 kHz на потери энергии.

DOI: 10.21883/JTF.2019.01.46962.103-18

### Введение

В торсатроне Ураган-3М (У-3М) [1] для создания и нагрева плазмы традиционно используется ВЧ-нагрев на частотах, близких к ионной циклотронной [2]. В одном из режимов удается получить низкоплотную достаточно горячую плазму [3], в которой наблюдается продольный ток [3,4] относительно большой величины. Такой режим характеризуется редкими частотами столкновений между частицами плазмы (банановая область на кривой Галеева–Сагдеева).

Исследования поведения плазмы в режиме редких столкновений представляет интерес не только для понимания удержания плазмы в данной конкретной установке, но может быть интересно и с общефизической точки зрения, так как будущий термоядерный реактор на основе тороидальной ловушки будет работать именно в режиме редких столкновений.

Определение параметров плазмы в этом режиме на торсатроне У-3М сопряжено с большими трудностями, в частности, определение температуры плазмы. Это связано, прежде всего, с искажением функции распределения в условиях редких столкновений. Поэтому для решения ряда задач оказывается полезным использование диамагнитных измерений, которые регистрируют общую запасенную энергию в плазменном объеме. Такие измерения полезны, например, при анализе баланса мощности.

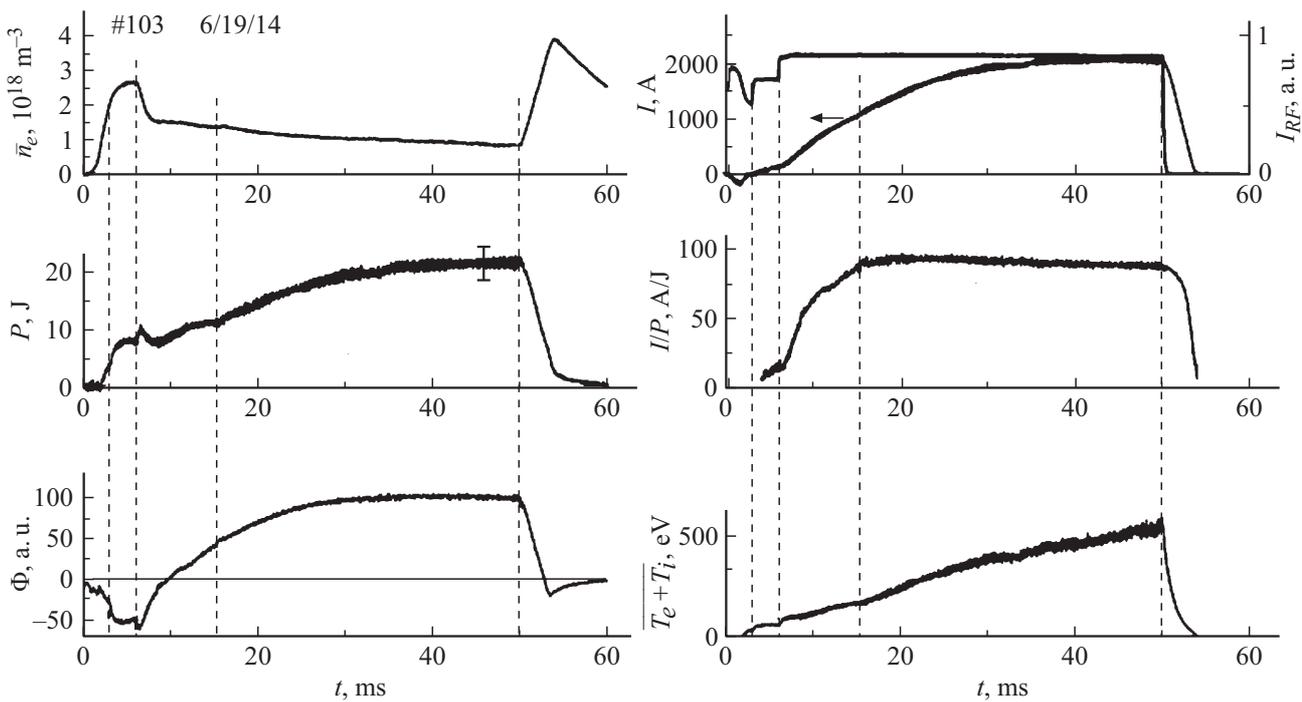
В тороидальных установках с внешним вращательным преобразованием, каким является торсатрон У-3М, при наличии относительно большого продольного тока для использования диамагнитного эффекта в целях диагностики плазмы необходимо знание распределения тока и угла вращательного преобразования по сечению плазменного шнура. Определение распределения указанных выше параметров само по себе является слож-

ной задачей. В настоящей работе приведены условия для достаточно точного определения энергосодержания плазмы на основе методики диамагнитных измерений в стеллараторных системах.

ВЧ-нагрев при относительно высоком уровне поглощаемой плазмой мощности относится к быстрым методам нагрева. Быстрый нагрев — нагрев, при котором время изменения уровня вводимой в плазму мощности существенно меньше времени изменения параметров плазмы, которые, в свою очередь, значительно меньше скин-времени проникновения магнитного поля плазменных токов в плазму и элементы металлического окружения. Как показано в работах [5–7], в случае быстрого нагрева в балансе мощности предложено также учитывать мощность, идущую на изменение магнитного поля в области удержания плазмы. Причем, мощность, идущая на нагрев плазмы, согласно работе [7], может составлять только 1/3 от вводимой мощности при быстром нагреве.

Одной из причин превышения потерь тепла и частиц из плазменного объема в тороидальных магнитных ловушках относительно предсказаний неоклассической теории является возбуждение в плазме различных неустойчивостей. В частности, к таким неустойчивостям относятся различные ветки альфвеновских, геодезических и дрейфовых волн, характерной особенностью которых являются флуктуации магнитного поля. Для регистрации флуктуаций магнитного поля на торсатроне У-3М в одном из малых сечений установлен набор магнитных датчиков.

Целью настоящей работы является определение энергосодержания плазмы в режиме нагрева плазмы с редкими частотами столкновений, оценка уровня поглощаемой плазмой ВЧ-мощности, потерь энергии из плазменного объема и связи регистрируемых флуктуаций магнитного поля с этими потерями.



**Рис. 1.** Временное поведение основных параметров плазмы.  $\bar{n}_e$  — средняя плотность плазмы;  $P$  — энергосодержание плазменного шнура;  $\Phi$  — изменение тороидального магнитного потока;  $I$  — продольный плазменный ток;  $I_{RF}$  — ток в ВЧ-антенне;  $I/P$  — отношение величины тока в плазме к ее энергосодержанию;  $\bar{T}_e + \bar{T}_i$  — сумма средних температур электронов и ионов, определенные из диамагнитных измерений. Штриховыми линиями обозначены моменты включения дополнительной мощности и ее выключения, а также момент особенности в поведении энергосодержания плазмы.

## Условия эксперимента и результаты исследований

Эксперименты проводились на торсатроне У-3М в режиме ВЧ-нагрева на частоте  $\omega = 2\pi f \approx 0.8\omega_{Bi}(0)$ , где  $\omega_{Bi}(0)$  — ионная циклотронная частота на геометрической оси тора. В данном эксперименте частота ВЧ-генератора составляла  $f \approx 8.6$  МГц. Номинальное напряжение на генераторной лампе составляло 9 кВ. Магнитное поле на геометрической оси было  $B \approx 0.7$  Т.

У-3М представляет собой трехзаходный торсатрон с большим радиусом плазменного шнура  $R \approx 1$  м, средним радиусом последней магнитной поверхности  $a \approx 0.1$  м. Винтовая обмотка помещена в вакуумную камеру объемом около  $70$  м<sup>3</sup>. Распределение угла вращательного преобразования может быть описано следующим выражением:

$$t_{st} = t_0 + t_2(r/a)^2 \quad (1)$$

где  $t_0 \approx 0.22$ ,  $t_2 \approx 0.11$  и  $r$  — средний текущий радиус магнитной поверхности. В качестве рабочего газа использовался водород, который подавался в проточном режиме. Пробой рабочего газа осуществлялся при давлении около  $10^{-5}$  Торр при анодном напряжении генераторной лампы существенно ниже номинального.

На рис. 1 приведено временное поведение основных параметров плазменного разряда. Плотность плазмы

измерялась 2 мм интерферометром. Энергосодержание плазменного шнура определялось с помощью диамагнитных измерений. Диамагнитная петля представляет собой две коаксиальные круговые катушки, диаметры которых различаются на 0.01 м. Идея измерения состоит в том, что полезный сигнал  $\Phi$  для обеих катушек одинаков, а сигналы, связанные с протеканием токов в металлическом окружении, пропорциональны разности площадей катушек. Максимальная частота регистрируемых диамагнитной петлей сигналов составляет 20 кГц.

Выражение, связывающее энергосодержание плазменного шнура с другими измеряемыми параметрами разряда, имеет вид

$$P = -\frac{3}{4}RB\Phi + \frac{3}{2}\pi R \frac{I^2}{c^2} + 3\pi^2 \frac{B}{c} \int_0^a j \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \int_0^r t_{st} x dx \right) dr. \quad (2)$$

Здесь  $P = \frac{3}{2} \int p dV$  — энергосодержание плазменного шнура,  $p = n_e k(T_e + T_i)$  — давление плазмы,  $V$  — объем,  $T_e$  — температура электронов,  $T_i \approx \sum_j \alpha_j T_j$ ,  $T_j$  — температура ионов сорта  $j$  и  $\alpha_j$  — их относительная концентрация,  $I = 2\pi \int_0^a j r dr$  — продольный плазменный ток, измеряемый поясом Роговского и  $j$  — его плотность.

Выражение (2) представляет собой хорошо известное соотношение, полученное для некрутых тороидальных систем с  $a/R \ll 1$ , в котором два первых слагаемых в правой части используются в токамаках (смотри, например, [8,9]), а третье слагаемое — учитывает наличие внешнего вращательного преобразования [10]. В случае отсутствия продольного тока изменение тороидального магнитного потока  $\Phi$  происходит за счет диамагнитных токов, текущих поперек магнитного поля. При наличии продольного тока квадратичный член по току обеспечивает парамагнитное изменение магнитного потока. В установках с внешним вращательным преобразованием знак магнитного потока меняется в зависимости от направления тока.

Как видно из рис. 1, в начальной стадии разряда пока ток мал в изменении тороидального магнитного потока превалирует диамагнитная составляющая. С ростом продольного тока знак сигнала меняется на противоположный. Это указывает на тот факт, что направление тока совпадает с направлением магнитного поля, т. е. ток увеличивает вращательное преобразование.

Как видно из выражения (2), изменение тороидального магнитного потока при данной величине энергосодержания плазмы и достаточно сильном продольном токе зависит от распределения  $i_{st}(r)$  и  $j(r)$ . Это сильно усложняет применение диамагнитных измерений в стеллараторных системах. Однако при малых значениях величины

$$\beta = \frac{8\pi}{B^2} p \ll \beta_p = \frac{1}{2} i_{st}^2(a) \frac{a}{R}$$

изменение стеллараторного угла вращательного преобразования в процессе разряда незначительно. В нашем эксперименте  $\beta \leq 4 \cdot 10^{-4}$ , что существенно меньше  $\beta_p \sim 10^{-2}$ . Поэтому в расчетах энергосодержания плазменного столба при диамагнитных измерениях следует учитывать изменение во времени только распределения тока, а распределение  $i_{st}(r)$  использовать в виде (1). Проведенные расчеты показали, что зависимость величины  $P$  от распределения продольного тока не сильно критична. Если представить распределение тока в виде

$$j = j_0(r/a)^m [1 - r^n/a^n]^g + j_1, \quad (3)$$

то в случае  $j_1 = 0$  выражение (2) можно представить в виде

$$P = -\frac{3}{4} RB\Phi + \frac{3}{2} \pi R \frac{I^2}{c^2} + 2\pi B i_{st}(a) l \frac{l}{c}. \quad (4)$$

В этом случае для реальных распределений тока ( $n = 1-3$ ) и параметров магнитной системы У-3М в случае  $m = 0, g = 2$ , величина  $l$  будет равна  $0.27 \pm 0.03$  (распределение с максимумом тока вблизи магнитной оси); для  $m = 0, g = 0$  величина  $l$  будет равна  $0.4$  (однородное распределение) и при  $m \neq 0; g = 2, l = 0.43 \pm 0.05$  (распределение тока с  $j(0) = 0$ ).

Таким образом, видно, что в экспериментах на торсатроне У-3М при диамагнитных измерениях продольный магнитный поток больше зависит от величины продольного тока  $I$ , чем от его распределения по радиусу. Однако для более точного определения энергосодержания плазменного шнура полезным будет знание природы тока и, как следствие, его распределение.

Для данного эксперимента в плазме возможны такие токи: бутстреп-ток [9], ток увлечения [11] и ток, возникающий при быстром нагреве [10].

Бутстреп-ток возникает в тороидальной плазме в режиме редких столкновений между частицами плазмы. Выражение для плотности этого тока в токамаке имеет вид [9]

$$j_b = -1.46c \sqrt{\frac{R}{r}} \frac{1}{Bt} \frac{\partial p}{\partial r}. \quad (5)$$

Как видно из этого выражения, плотность бутстреп-тока вблизи магнитной оси стремится к нулю, а наибольшее значение реализуется в области максимального градиента давления плазмы.

Ток увлечения  $I_g$  может возникнуть в результате взаимодействия электронов плазмы с ВЧ-полем, обеспечивающим нагрев плазмы при наличии асимметрии распространения электромагнитных волн вдоль тора. Выражения для этого тока можно представить в виде

$$I_g = kW. \quad (6)$$

где  $W$  — вводимая в плазму ВЧ-мощность и  $k$  — некий коэффициент пропорциональности. Антенна, используемая для ВЧ-нагрева плазмы в торсатроне У-3М, не предназначена для возбуждения бегущих в одном направлении электромагнитных волн. Эффективность возбуждения такого тока на частотах, близких к ионной циклотронной без создания специальных антенн, не велика. К тому же, в условиях редких частот столкновений между частицами плазмы, наличие запертых частиц резко уменьшает, эффективность возбуждения токов увлечения на частотах, близких к ионной циклотронной [12].

Пространственное распределение тока увлечения зависит от области поглощения ВЧ-мощности, поэтому локализация такого тока может меняться в течение разряда. В наших условиях направление тока увлечения неизвестно и зависит от многих факторов (направление магнитного поля, направление и скорость полоидального и тороидального вращений плазмы и т. д.).

Ток, возникающий при быстром нагреве, является следствием изменения полоидального магнитного потока из-за смещения магнитных поверхностей при быстром изменении  $\beta$  в условиях замороженности магнитного поля в плазму. Величина этого тока пропорциональна  $\beta^2$ . Ток имеет максимальное значение на фазе роста и спада  $\beta$  и равен нулю на стационарной стадии разряда. Оценки показывают, что максимальное значение тока, возникающего при быстром нагреве, не превышает 50 А для наших значений параметров плазмы

и магнитной системы, поэтому этот ток не рассматривается в качестве основного, на фоне регистрируемого тока величиной 2 кА.

Рассмотрим имеющиеся экспериментальные данные. В результате измерения смещения продольного тока было показано [13], что в начальной стадии разряда смещение тока в горизонтальном направлении наружу составляет около 4 см, а к концу разряда — около 1 см. Этот факт можно объяснить тем, что в начале разряда ток локализован вблизи магнитной оси, смещенной относительно геометрического центра наружу на 5 см. К концу разряда основная часть тока сосредоточена вблизи наружной поверхности, смещенной на величину около 1 см наружу.

Величина продольного тока близка к величине тока, рассчитанного, согласно выражению (5), и зависит от направления магнитного поля [4], что совпадает с зависимостью, представленной в выражении (5).

Как видно из рис. 1, величина  $I/P \approx \text{const}$  устанавливается после 15 ms, что указывает на зависимость величины продольного тока от давления плазмы. Из выражения (5) видно, что плотность бутстреп-тока пропорциональна  $\partial p/\partial r$ . Если представить распределение давления в виде  $p = p_0[1 - (r/a)^d]$ , то можно получить согласно выражению (5):

$$\frac{I}{P} = \frac{0.97}{\pi a^2} \frac{1}{B(t_0 + 0.45t_2)} \sqrt{\frac{a}{R}} \frac{d+2}{d+1/2}. \quad (7)$$

Согласно рис. 1, значение величины  $I/P$  практически не меняется начиная с 15 ms. С этого момента величина  $I/P$ , полученная в эксперименте, совпадает с выражением (7) для значений бутстреп-тока в токамаках при значениях  $d \approx 2.4-2.8$ . Однако наблюдаемый профиль плотности [14] указывает на более пикированный профиль давления (т.е.  $d \leq 2$ ). В этом случае для использования формулы (5) для торсатрона У-3М следует уменьшить коэффициент при плотности тока на 20–30%.

Рост величины  $I/P$  до 15 ms можно объяснить расширением области редких столкновений в процессе повышения температуры плазмы.

Приведенные экспериментальные данные не дают однозначного ответа на природу наблюдаемого продольного тока, поэтому были проведены эксперименты со ступенчатым увеличением вводимой в плазму мощности [3]. Очевидно, что ток увлечения в этом случае должен сразу нарастать с постоянной времени  $L/\Omega$ , где  $L$  — индуктивность продольного тока,  $\Omega$  — его сопротивление. Бутстреп-ток в первый момент времени не должен изменяться и лишь впоследствии возрастает до величины, соответствующей установившемуся давлению. В этом эксперименте ток в момент ступенчатого увеличения мощности не изменился.

Таким образом, можно утверждать, что в нашем разряде наблюдается только бутстреп-ток.

Параметры разряда таковы, что появление бутстреп-тока вполне обосновано.

Согласно неоклассической теории [9], частицы находятся в области редких столкновений, если выполняется условие

$$v_j \ll \frac{v_{Tj}}{R} \varepsilon^{3/2}, \quad (8)$$

где  $v_j$  — частота столкновений частицы сорта  $j$ ,  $v_{Tj}$  — их тепловая скорость и  $\varepsilon = \frac{r}{R}$ .

Из условия (8) следует, что для плотности  $n_e \approx 10^{18} \text{ м}^{-3}$  и  $Z = 1$  условиями редких столкновений являются  $T_e \gg 130 \text{ eV}$  и  $T_i \gg 100 \text{ eV}$ . По аналогии с работой [15], где обсуждалось временное поведение основных параметров разряда аналогичного исследуемому, считаем, что при номинальном уровне вводимой в плазму мощности средние по сечению температуры электронов и ионов изменяются в диапазоне  $T_e = 100-300 \text{ eV}$  и  $T_i = 80-200 \text{ eV}$ , а величина среднего заряда ионов приближается к  $Z = 1$  к концу разряда. Такие параметры разряда позволяют считать, что в значительной области сечения разряда реализуется режим редких столкновений. В таком разряде должен наблюдаться бутстреп-ток.

Для бутстреп-тока,  $j(0) = 0$  и  $l = 0.43$  (выражение (4)), кроме того, полагаем, что  $j_1 = 0$ , ток увеличения и ток быстрого нагрева малы. Учитывая вышесказанное, на основании выражения (4) было рассчитано значение величины энергосодержания плазмы, приведенное на рис. 1.

Высокочастотная мощность наращивается ступенчато в 3 этапа (рис. 1, 2): на 1.8 ms — происходит пробой, на 3 и 6 ms ВЧ-мощность, подаваемая в плазму, увеличивается. После 3 ms, когда вводится относительно малая мощность, идет быстрый рост энергосодержания и плотности плазмы. Процесс быстрого роста параметров плазмы длится около 1 ms. Температура плазмы при этом достигает 100 eV. Затем начинается насыщение параметров плазмы. После 6 ms сначала происходит быстрый рост энергосодержания плазмы приблизительно на 30% за 0.5 ms, а затем — быстрый (2 ms) спад к начальным значениям энергосодержания плазмы и далее — рост энергосодержания в течение всего разряда. Включение дополнительной ВЧ-мощности на 6 ms приводит также к быстрому уменьшению плотности, ускорению роста тока и повышению температуры плазмы. В дальнейшем, наблюдается постоянный медленный спад плотности и рост температуры до конца разряда. С 9-й до приблизительно 30-й ms от начала разряда наблюдается постоянный рост энергосодержания плазмы, а начиная с 38-й ms энергосодержание плазмы практически не меняется.

Проведенные оценки скин-времени  $\tau_{sk} = \frac{4\pi\sigma a^2}{c^2}$ , где  $\sigma$  — проводимость, показывает, что при наших параметрах плазмы скин-время изменяется в диапазоне  $\tau_{sk} \approx 10 \text{ ms}$  на начальном этапе разряда до  $\tau_{sk} \approx 40 \text{ ms}$  к концу разряда. Из рис. 1, 2 видно, что в начале разряда характерное время изменения энергосодержания плазмы составляет  $\tau_f \approx 1 \text{ ms}$  при величине роста и падения фронта ВЧ-импульса менее 50  $\mu\text{s}$ , а в середине разряда  $\tau_f \approx 10 \text{ ms}$ , что заметно меньше  $\tau_{sk}$  для всей

длительности разряда. Считаем, что плазма заморожена в магнитное поле, и для описания процесса нагрева можно использовать теорию, разработанную для быстрого нагрева [5,6].

Баланс мощности при быстром нагреве плазмы, согласно работе [6], можно представить в виде

$$\frac{d}{dt} \int \left( \frac{3}{2} p + \frac{B^2}{8\pi} \right) dV + \oint \left( \frac{5}{2} p \mathbf{v} + \mathbf{q} + \frac{c}{4\pi} [\mathbf{E}\mathbf{B}] \right) d\mathbf{S} = W^*. \quad (9)$$

$$\delta \mathbf{E} = \frac{1}{c} [\mathbf{u}\mathbf{B}], \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \int \left( \frac{3}{2} p + \frac{B^2}{8\pi} \right) dV &= \frac{\partial}{\partial t} \int \left( \frac{3}{2} p + \frac{B^2}{8\pi} \right) dV \\ &+ \oint \left( \frac{3}{2} p + \frac{B^2}{8\pi} \right) \mathbf{u} ds. \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь  $\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 + \mathbf{u}$  — скорость движения плазмы,  $\mathbf{u}$  — скорость движения плазмы при быстром нагреве,  $\mathbf{v}_0$  — скорость движения плазмы в стационарных условиях.  $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \delta \mathbf{E}$  — электрическое поле,  $\delta \mathbf{E}$  — поле, возникающее при быстром нагреве,  $\mathbf{E}_0$  — электрическое поле в стационарных условиях,  $\mathbf{q}$  — поток тепла из плазменного объема,  $W^*$  — мощность, идущая на нагрев плазмы, изменение магнитного поля и потери, не связанные с элементарными процессами (конвективные процессы, теплопроводность и диффузия),  $\mathbf{S}$  — площадь поверхности. Выражение (10) описывает условие замороженности плазмы в магнитное поле.

Будем считать, что полная мощность, поглощаемая плазмой в объеме удержания

$$W = W^* + W_B, \quad (12)$$

где  $W_B$  — мощность, идущая на элементарные процессы (ионизация, диссоциация, перезарядка, излучение и т.д.). Кроме того:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int \frac{B_v^2 + B_r^2}{8\pi} dV = \frac{\partial}{\partial t} L \frac{l^2}{2}, \quad (13)$$

$$\frac{c}{4\pi} [\delta \mathbf{E}\mathbf{B}] = \mathbf{u} \frac{B^2}{4\pi}, \quad (14)$$

$$\tau_E^* = \frac{P}{\oint \left( \frac{5}{2} p \mathbf{v}_0 + \mathbf{q} + \frac{c}{4\pi} [\mathbf{E}_0 \mathbf{B}] \right) d\mathbf{S} + W_0}. \quad (15)$$

Здесь  $B_v$  и  $B_r$  — компоненты магнитного поля в квазицилиндрической системе координат  $\mathbf{r}, \vartheta, \phi$ , где  $\mathbf{r}$  — компонента направлена по малому радиусу тора,  $\vartheta$  — полоидальная компонента по малому обходу тора,  $\phi$  — компонента по большому обходу тора и  $\tau_E^*$  — временной масштаб, характеризующий потери энергии из плазменного объема. Величина  $\tau_E^*$  — совпадает с известной величиной энергетического времени жизни  $\tau_E$  на стационарной стадии разряда. На динамических участках может наблюдаться существенное различие, связанное с определением величины  $\tau_E$ .

Если учесть, что, согласно (10):

$$u_r = -\frac{1}{2\pi a B} \frac{\partial \Phi}{\partial t} - \frac{c i a}{2\pi R^2 B} L \frac{\partial I}{\partial t}, \quad (16)$$

то, следуя работе [6], выражение (9) можно переписать в виде

$$\frac{\partial P}{\partial t} - \frac{3}{4} BR \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \left( I - \frac{3}{4} \frac{c i a^2 B}{R} \right) L \frac{\partial I}{\partial t} + \frac{P}{\tau_E^*} = W. \quad (17)$$

Здесь  $\iota = \iota_{st}(a) + \iota_r(a)$  — полный угол вращательного преобразования на границе плазмы,  $\iota_r(a) = \frac{2IR}{ca^2} B$  — угол вращательного преобразования, создаваемый продольным плазменным током.

Выражение (17) представим в виде

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \frac{P}{\tau_E^*} = W + \frac{3}{4} BR \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \left( \frac{3}{4} \frac{c i a^2 B}{R} - I \right) L \frac{\partial I}{\partial t}. \quad (18)$$

Тогда правая часть выражения (18) представляет собой мощность, идущую на нагрев плазмы. В стадии нагрева, если тороидальный поток  $\Phi$  изменяется в диамагнитную сторону, мощность, связанная с изменением этого магнитного потока, отбирается от вводимой мощности. Если  $\Phi$  изменяется в парамагнитную сторону, то мощность прибавляется. Аналогичная ситуация существует при изменении магнитного потока плазменного тока  $I$ . При выключении нагрева все изменяется с точностью до наоборот.

Обозначим первые три слагаемых в левой части выражения (17) как  $W_n$

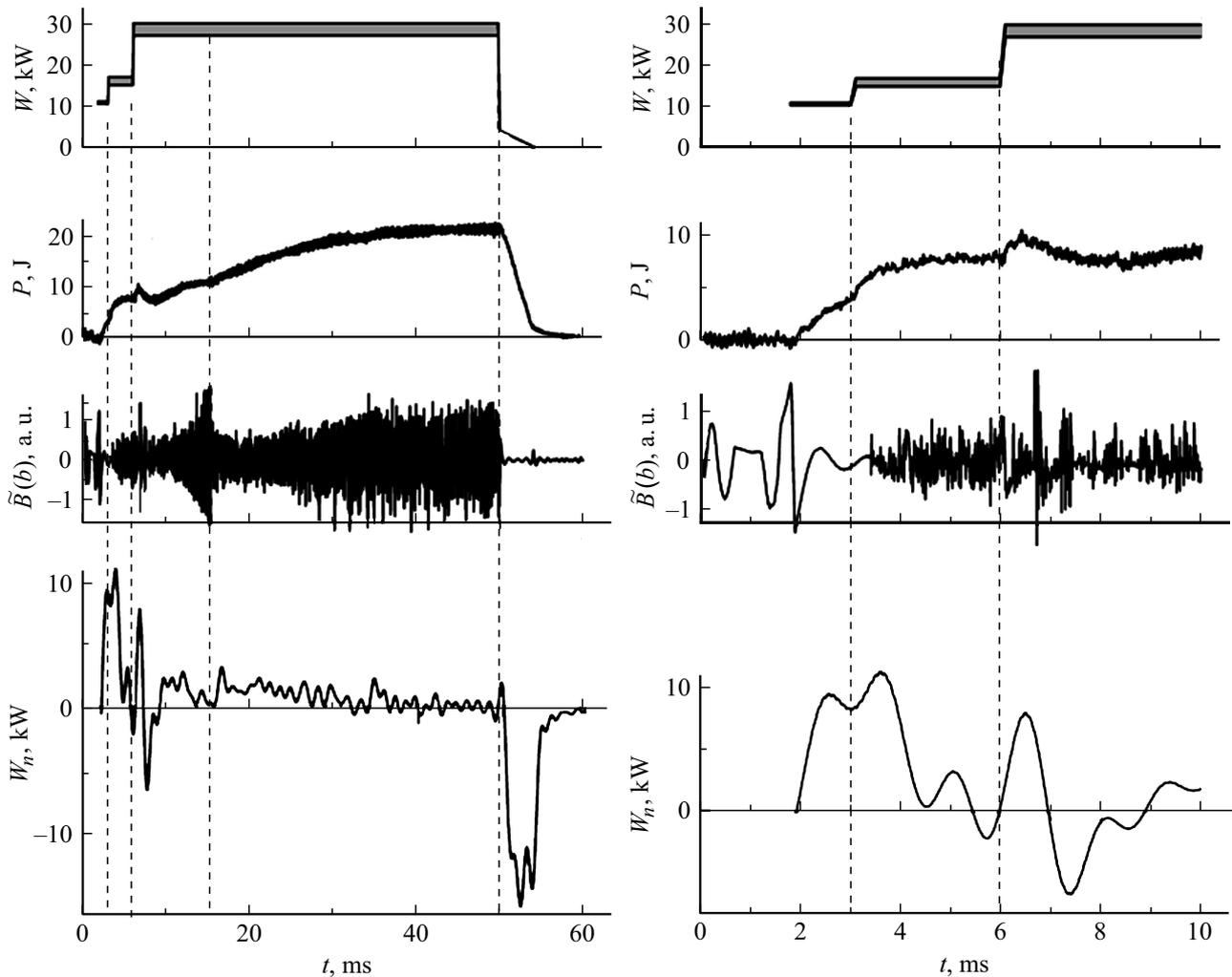
$$W_n = \frac{\partial P}{\partial t} - \frac{3}{4} BR \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \left( I - \frac{3}{4} \frac{c i a^2 B}{R} \right) L \frac{\partial I}{\partial t}, \quad (19)$$

которая представляет собой мощность, идущую на нагрев плазмы и изменение энергии магнитного поля. В этом случае поглощаемая плазмой мощность будет равна

$$W_n + \frac{P}{\tau_E^*} = W. \quad (20)$$

На рис. 2 приведено временное поведение  $W$  — мощности поглощаемой плазмой, энергосодержание плазменного объема  $P$ , флуктуации полоидальной компоненты магнитного поля  $B_v$ , зарегистрированное одним из магнитных зондов и расположенного на радиусе  $b = 16.8$  см вне объема удержания в диапазоне частот 1.5–70 kHz и величины  $W_n$ .

Величина  $W_n$ , которая представляет собой мощность, идущую на нагрев плазмы и изменение энергии магнитного поля (см. выражение (19)), имеет сложное временное поведение. Положительные значения величины  $W_n$  соответствуют мощности, идущей на увеличение энергии плазмы и магнитного поля, а отрицательные — на их уменьшение при быстром нагреве. В начальной стадии разряда наблюдается резкий пик  $W_n$ , достигающий величины 9.3 kW, который после включения первой



**Рис. 2.** Временное поведение мощности, поглощаемой плазмой  $W$ , энергосодержания плазмы  $P$ , флуктуаций магнитного поля  $\tilde{B}(b)$  в диапазоне 1.5–70 kHz и мощности, идущей на нагрев плазмы и изменение энергии магнитного поля,  $W_n$ , для двух масштабов времени.

ступени дополнительной мощности на 3-й ms достигает значения 11 kW. Затем идет спад величины  $W_n$  практически до нуля. Это происходит в связи с тем, что  $\frac{\partial P}{\partial t} \rightarrow 0$ , а продольный ток становится положительным и начинает возрастать. После включения второй ступени дополнительной мощности на 6 ms наблюдается короткий положительный пик до 7.7 kW, совпадающий с пиком на энергосодержании плазмы, а затем мощный отрицательный пик до  $-6.5$  kW, коррелирующий с уменьшением энергосодержания плазмы, спадом средней плотности плазмы и резким ростом продольного тока (см. рис. 1). В дальнейшем до конца ВЧ-нагрева величина  $W_n$  изменяется в районе нуля. Это указывает на то, что основная мощность идет на компенсацию потерь энергии из плазмы. После выключения ВЧ-нагрева величина  $W_n$  отрицательная, так как идет уменьшение энергии, запасенной в плазме и магнитном поле.

В начальной стадии разряда в момент включения ВЧ-мощности наблюдаются периоды времени с линей-

ным ростом энергосодержания плазмы. Используя это, можно оценить величину  $\tau_E^*$ . Изменением тока можно пренебречь и выражение (20) можно переписать в виде

$$2.5 \frac{\partial P}{\partial t} + \frac{P}{\tau_E^*} = W. \quad (21)$$

Из выражения (21) видно, что при быстром нагреве, когда плазма заморожена в магнитное поле, и в отсутствие продольного тока, мощность, идущая на нагрев плазмы и изменение магнитного поля,  $W_n = 2.5 \frac{\partial P}{\partial t}$ . То есть мощность, затрачиваемая на изменение магнитного поля, в 1.5 раза больше идущей на нагрев плазмы.

При постоянных значениях величин  $\tau_E^*$  и  $W$  решение уравнения (21) известно

$$P = P_0 [1 - \exp(-t/2.5\tau_E^*)]. \quad (22)$$

В случае  $t \ll 2.5\tau_E^*$  выражение (21) приводится к виду

$$P = P_0 \frac{t}{2.5\tau_E^*}. \quad (23)$$

Выражение (23) описывает временное поведение энергосодержания плазмы в начальной стадии разряда на линейных участках роста энергосодержания плазмы.

Имеющиеся экспериментальные данные позволяют провести оценку потери энергии и уровня поглощаемой плазмой ВЧ-мощности в объеме удержания. На начальной стадии разряда величина  $\tau_E^*$  не может быть меньше 1.7 ms, чтобы выполнялось условие  $2.5\tau_E^* \gg \tau_E = 0.85 \text{ ms}$ . Оценка мощности, идущей на протекание элементарных процессов (ионизация нейтрального газа, перезарядка и неоклассический перенос), составляет около 1.2 kW. Поэтому, если считать, что потери плазмы описываются неоклассической теорией, то максимальное значение величины  $\tau_E^* \leq 3 \text{ ms}$ . С учетом вышесказанного, согласно выражению (19), поглощаемая ВЧ-мощность в начальной стадии разряда может находиться в диапазоне  $W = 10.5\text{--}11.6 \text{ kW}$ .

Для оценки поглощаемой плазмой мощности  $W_n$  после ее первого ступенчатого увеличения берем прирост после включения первой ступени  $\Delta W_n = 1.9 \text{ kW}$ ,  $P = 7.5 \text{ J}$  и минимальное  $\tau_E^* = 1.1 \text{ ms}$ , вычисленное по линейному росту энергосодержания  $P$  после ступенчатого роста мощности за 3 ms. Получаем величину 17 kW (ионизация + перезарядка + перенос — 4.6 kW).

Аналогично мощность, поглощаемая плазмой после второго ступенчатого увеличения, равна  $W \approx 27\text{--}30 \text{ kW}$  на интервале 46–50 ms. Этот результат не противоречит данным болометрических измерений, выполненных ранее для аналогичного разряда, которые дали значение излучаемой плазмой мощности на уровне 12–14 kW [16]. Ток в антенне после включения второй ступени мощности практически не меняется, поэтому мы считаем, что мощность, поглощаемая плазмой, постоянная.

На рис. 2 приведено временное поведение флуктуаций магнитного поля, регистрируемое одним из 15 магнитных датчиков, установленных в одном из сечений вдали от антенны. Зонды с соответствующей электронной аппаратурой позволяли регистрировать флуктуации магнитного поля в плазменном объеме на уровне  $10^{-7} \text{ T}$  в полосе частот до 70 kHz. Частотный диапазон ограничивался скоростью оцифровки сигнала и длиной подводных кабелей.

Флуктуации магнитного поля появляются приблизительно через 1.5 ms после пробоя. Появление флуктуаций совпадает с уменьшением скорости роста плотности плазмы и ее энергосодержания (см. рис. 1 и 2). То есть в плазменном объеме должны быть достигнуты определенные параметры (может быть величина  $\beta$ ) для возбуждения колебаний. Сразу после выключения ВЧ-нагрева флуктуации пропадают. Временное поведение  $\tilde{B}$  является довольно сложным. Например, начиная с 13 ms после начала разряда, амплитуда флуктуаций возрастает. Рост амплитуды колебаний совпадает с замедлением скорости роста энергосодержания. На 15 ms (момент обозначен пунктирной линией) в течение 10 ms амплитуда флуктуаций уменьшается в несколько раз,

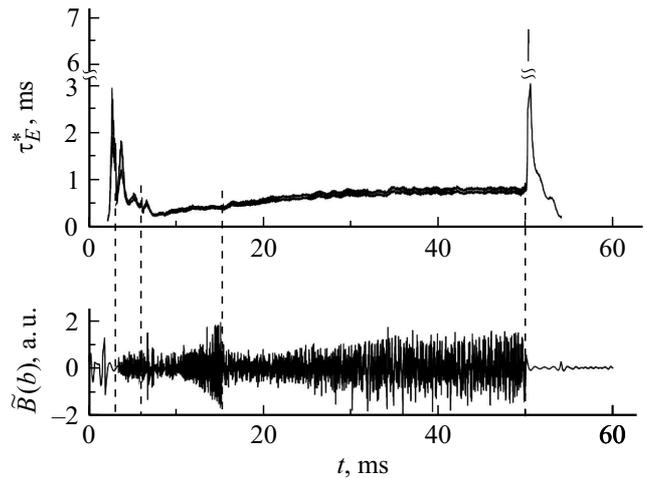


Рис. 3. Поведение величины  $\tau_E^*$  и флуктуаций магнитного поля в течение разряда.

и с этого момента резко возрастает скорость роста энергосодержания плазмы. Кстати, в этот же момент прекращается рост величины  $I/P$  (см. рис. 1).

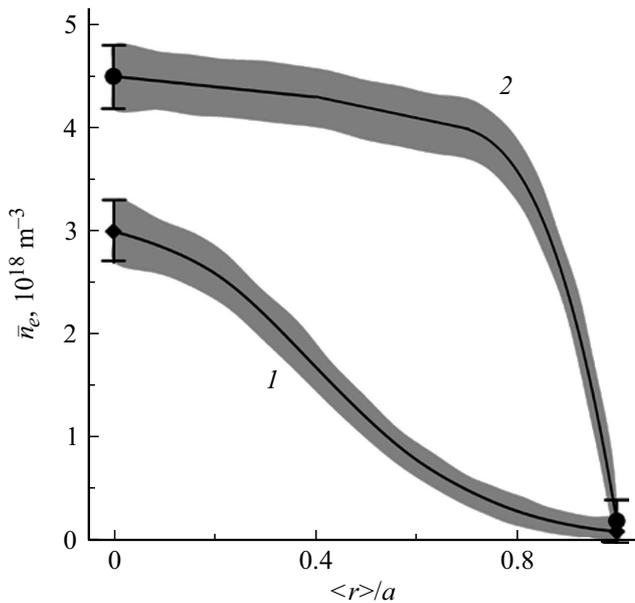
На рис. 3 приведено поведение величины  $\tau_E^*$  в течение ВЧ-разряда. Для этого использовалось выражение

$$\tau_E^* = \frac{P}{W - W_n}. \tag{24}$$

Хочется отметить, что в начале разряда  $\tau_E^* \approx 1.7\text{--}3 \text{ ms}$ , а сразу же после выключения ВЧ-нагрева  $\approx 6.7 \text{ ms}$ , при этом величина флуктуаций магнитного поля ниже чувствительности регистрирующей системы. В течение всего остального разряда  $\tau_E^*$  изменяется от 0.25–0.35 ms около 7.5 ms после подачи ВЧ-импульса (через 1.5 ms после резкого увеличения ВЧ-мощности) до 0.7–0.8 ms к концу разряда. С 7-й по 27 ms наблюдается почти линейный рост  $\tau_E^*$  за исключением диапазона 13.5–16.5 ms. В районе 13.5–16.5 ms амплитуда флуктуаций меняется в разы, а энергетическое время жизни изменяется на 20% с  $\tau_E^* = 0.38\text{--}0.43$  до 0.43–0.52 ms. Катастрофа, связанная с резким падением удержания плазмы, которая произошла в районе 3.5-й ms, коррелирует с появлением флуктуаций магнитного поля большой амплитуды.

Как видно из рис. 3, линейная связь между амплитудой флуктуаций магнитного поля и поведением  $\tau_E^*$  отсутствует, однако отчетливо прослеживается качественная связь этих параметров.

Причин отсутствия прямой связи между поведением потерь энергии и амплитудой регистрируемых колебаний магнитного поля может быть несколько. Во-первых, за основные потери могут быть ответственны колебания в другом частотном диапазоне. Во-вторых, флуктуации магнитного поля возбуждаются в глубине плазменного объема и по какой-то причине не могут распространяться к границе и излучаться в окружающее пространство.



**Рис. 4.** Профиль плотности плазмы в различные моменты времени в зависимости от среднего радиуса магнитной поверхности  $\langle r \rangle$ , нормированного на средний радиус последней магнитной поверхности: 1 — во время ВЧ-нагрева ( $t \approx 15$  ms); 2 — после выключения ВЧ-нагрева ( $t \approx 50.5$  ms).

И, в-третьих, не только флуктуации магнитного поля ответственны за потери энергии из плазменного объема. Потери также могут быть обусловлены разными механизмами, а вот резкое увеличение  $\tau_E^*$ , которое происходит на 15 ms и интерпретируется как переход в режим улучшенного удержания [16–18], по-видимому, полностью определяются наблюдаемыми флуктуациями магнитного поля. Следует отметить, что ошибка в определении величины вводимой в плазму мощности практически не сказывается на картине поведения  $\tau_E^*$  в течение разряда.

Изменение  $\tau_E^*$  отражается на профиле плотности плазмы (рис. 4). Для определения профиля плотности использовались два измеренных значения по отсечке прохождения через плазменный объем СВЧ-волн различной частоты [14] и ленгмюровскими зондами на границе [19], при этом профиль плотности между двумя этими точками должен соответствовать интегралу по хорде, измеренному 2 mm интерферометром. На рис. 4 возможный диапазон изменения плотности обозначен цветом.

Из рис. 4 видно, что на активной стадии разряда профиль плотности имеет острую форму. Максимальный градиент находится на среднем радиусе магнитной поверхности  $\langle r \rangle / a \sim 0.4$ , а минимальный градиент — в области  $\langle r \rangle / a > 0.8$ . По-видимому, именно на границе плазменного шнура происходят события, обеспечивающие потери из плазменного объема.

После выключения ВЧ-нагрева профиль плотности становится плоским с крутым градиентом на границе. Такой профиль может быть обеспечен рядом причин.

Прежде всего, как видно из рис. 2, резким уменьшением уровня флуктуаций  $\tilde{B}$  после выключения ВЧ-нагрева. Кроме того, уменьшение продольного тока вызывает появление напряжения на обходе тора на уровне  $U = \frac{\partial}{\partial t} LI \approx 3$  V. В этом случае при редких частотах столкновений, согласно неоклассической теории, должно происходить пинчевание плазмы [9]. Этот вопрос обсуждался ранее в работе [3]. Очевидно, эти две причины должны привести к заметному улучшению удержания плазмы, что и наблюдается в эксперименте (величина  $\tau_E^*$  достигает значений почти 7 ms).

Приведенные экспериментальные данные не позволяют утверждать, что наблюдается прямая связь между уровнем вводимой в плазму ВЧ-мощности и потерями из плазменного объема. С нашей точки зрения, для объяснения имеющихся данных больше всего подходит теория „канонического“ профиля [20,21]. Действительно, в начальной стадии ВЧ-разряда, когда поглощаемая ВЧ-мощность мала, профиль энергосодержания плазмы, по-видимому, не сильно отличается от „канонического“ для данной магнитной конфигурации. Возрастание уровня энергосодержания приводит к изменению профиля и его заметному отличию от „канонического“. Это вызывает возбуждение неустойчивости и уменьшение величины  $\tau_E^*$ . Резкое увеличение вводимой в плазму мощности в первый момент приводит к увеличению энергосодержания, а далее к его уменьшению, что может быть следствием заметного искажения профиля  $P$  и увеличению потерь. Далее в процессе разряда профиль  $P$  приближается к „каноническому“, что приводит к увеличению  $\tau_E^*$  в течение разряда. После выключения ВЧ-нагрева профиль становится „каноническим“ с учетом пинчевания. При этом сразу пропадают флуктуации магнитного поля  $\tilde{B}$  и происходит резкое улучшение удержания.

## Выводы

1. Показана возможность использования диамагнитных измерений для определения энергосодержания плазмы в стеллараторных системах с продольным током при малых значениях величины  $\beta$  и известной природе тока.
2. Подтверждена неоклассическая природа продольного тока (бутстреп-ток), возникающего в исследуемом разряде.
3. Рассмотрен баланс мощности при быстром нагреве плазмы и на его основе проведена оценка ВЧ-мощности, поглощаемой плазмой в объеме удержания.
4. Рассчитано поведение величины  $\tau_E^*$ , характеризующей потери из плазмы, в течение разряда. Показано, что появление в процессе разряда флуктуаций магнитного поля резко уменьшает величину  $\tau_E^*$ .
5. Показано, что поведение колебаний магнитного поля в диапазоне частот 0.5–70 kHz качественно объясняет изменение потерь тепла из объема удержания в течение исследуемого ВЧ-разряда.

В заключении авторы благодарят М.М. Козулю за предоставленные данные об излучаемой антенной ВЧ-мощности в течение разряда, Р.О. Павличенко за любезно предоставленную информацию о средней плотности плазмы, а также экипажу установки У-3М за обеспечение проведения эксперимента.

## Список литературы

- [1] *Besedin N.T., Bykov V.E., Georgiyevskiy A.V. et al.* // *Probl. Atom. Sci. Tech.* 1987. Vol. 4. P. 7.
- [2] *Chechkin V.V., Grigor'eva L.I., Pavlichenko R.O. et al.* // *Plasma Phys. Repts.* 2014. Vol. 40. N 8. P. 601.
- [3] *Pashnev V.K., Sorokovoy E.L.* // *Probl. Atom. Sci. Tech.* 2008. Vol. 14. N 6. P. 31–33.
- [4] *Гутарев Ю.В., Назаров Н.И., Павличенко О.С., Паушев В.К. и др.* // *Письма в ЖЭТФ.* 1987. Т. 46. Вып. 2. С. 60–62.
- [5] *Danilkin I.S.* // *Plasma Phys. Rep.* 1998. Vol. 24. N 9. P. 796–800.
- [6] *Pustovitov V.D.* // *Plasma Phys. Rep.* 2011. Vol. 37. N 2. P. 109–117.
- [7] *Andreev V.F., Dnestrovskij Yu.N., Ossipenko M.V. et al.* // *Plasma Phys. Contr. F.* 2004. Vol. 46. P. 319–335. [*Kantor M.Yu., Bertschinger G., Bohm P. et al.* // *Proc. of the 36th EPS Conf. on Plasma Phys. Sofia, 2009.* Vol. 33E. P-1.184.]
- [8] *Миринов С.В.* *Физические процессы в плазме токамака.* М.: Энергоатомиздат, 1983. С. 44.
- [9] *Галеев А.А., Сагдеев Р.З.* *Вопросы теории плазмы.* М.: Атомиздат, 1973. Т. 7. С. 205, 210, 238.
- [10] *Пустовойтов В.Д., Шафранов В.Д.* // *Вопросы теории плазмы.* М.: Атомиздат, 1987. Т. 15. С. 146, 248, 256.
- [11] *Klima R.* // *Plasma Phys.* 1973. Vol. 15. P. 1031; *Fisch N.J.* // *Phys. Rev. Lett.* 1978. Vol. 41. N 13. P. 843.
- [12] *Cordey J.G., Eldington T., Start D.F.H.* // *Plasma Phys.* 1982. Vol. 24. P. 73.
- [13] *Pashnev V.K., Tarasov I.K., Sitnikov D.A. et al.* // *Probl. Atom. Sci. Tech.* 2013. Vol. 1. P. 15.
- [14] *Pashnev V.K., Sorokovoy E.L., Petrushenya A.A. et al.* // *Probl. Atom. Sci. Tech.* 2015. Vol. 1. P. 290.
- [15] *Pashnev V.K., Sorokovoy E.L., Petrushenya A.A. et al.* // *Probl. Atom. Sci. Tech.* 2010. Vol. 6. P. 24.
- [16] *Pashnev V.K., Sorokovoy E.L., Berezhtnyj V.L. et al.* // *Probl. Atom. Sci. Tech.* 2010. Vol. 16. N 6. P. 17–20.
- [17] *Volkov E.D., Adamov I.Yu., Arsen'ev A.V. et al.* // *Proc. of the 14th IAEA Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Würzburg, Germany, 1992. Vienna: IAEA.* 1993. Vol. 2. P. 679–688.
- [18] *Chechkin V.V., Grigor'eva L.I., Sorokovoy Ye.L. et al.* // *Plasma Phys. Rep.* 2009. Vol. 35. N 10. P. 852.
- [19] *Kasilov A.A., Grigor'eva L.I., Chechkin V.V. et al.* // *Probl. Atom. Sci. Tech.* 2015. Vol. 1. P. 24.
- [20] *Razumova K.A., Andreev V.F., Eliseev L.G. et al.* // *Nucl. Fusion.* 2011. Vol. 51. 083024.
- [21] *Dnestrovskij Yu.N.* *Self-Organization of Hot Plasmas.* Berlin: Springer, 2014. 134 p.