

## ПОГЛОЩЕНИЕ МИКРОВОЛН В РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМАХ ЭЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННОГО НАГРЕВА ПЛАЗМЫ НА СТЕЛЛАРАТОРЕ Л-2М

© 2021 г. Г. М. Батанов<sup>а</sup>, В. Д. Борзосекон<sup>а, б, \*</sup>, К. А. Сарксян<sup>а</sup>, Н. К. Харчев<sup>а</sup>

<sup>а</sup> Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

<sup>б</sup> Российский университет дружбы народов, Москва, Россия

\*e-mail: borzosekov@fpl.gpi.ru

Поступила в редакцию 10.01.2021 г.

После доработки 15.03.2021 г.

Принята к публикации 06.04.2021 г.

В плазме стелларатора Л-2М изучено поглощение необыкновенной (Х-) волны, возникающей при расщеплении линейно-поляризованного излучения гиротрона на входе в плазменный шнур, а также потери мощности вводимого в плазму пучка микроволн. Исследованы режимы ЭЦ-нагрева как последовательностью импульсов, так и при включении дополнительного импульса ЭЦ-нагрева. Установлено, что коэффициент однопроходного поглощения Х-волны по центральной хорде сечения плазмы составляет более 95%, а потери мощности при центральном ЭЦ-нагреве соответствуют мощности О-волны. Обнаружено увеличение потерь мощности вводимого в плазму пучка до 20–23% при смещении области гирорезонанса к внутренней стенке вакуумной камеры и увеличении длительности импульса ЭЦ-нагрева. При этом наблюдается катастрофический рост радиационных потерь. Сделано предположение, что увеличение мощности потерь вызвано уменьшением интегрального по сечению пучка коэффициента поглощения Х-волны из-за падения температуры электронов по сечению волнового пучка. В режиме с дополнительным импульсом ЭЦ-нагрева, вызывающего импульсное распыление покрытия вакуумной камеры, изменяющего плотность и температуру электронов, коэффициент поглощения по центральной хорде остается выше 90%.

*Ключевые слова:* стелларатор, электронно-циклотронный резонансный нагрев, гиротрон, высоко-температурная плазма

DOI: 10.31857/S0367292121080011

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Эффективность электронно-циклотронного (ЭЦ) нагрева до сих пор остается актуальной для энергетического баланса при удержании плазмы в тороидальных ловушках. Если в первые годы исследования ЭЦ-нагрева одной из принципиальных задач было достижение высоких коэффициентов поглощения и получение максвелловской функции распределения электронов (см., например, [1–3]), то в последние годы возникли вопросы потерь энергии из-за параметрического распада волн греющего излучения [4–8] и влияния в трехмерных магнитных конфигурациях эффектов рефракции излучения на эффективность ЭЦ-нагрева [9]. Остается открытым вопрос об изменении поглощения при высоких плотностях мощности излучения в центральном ЭЦ-нагреве в условиях образования провала плотности в области гирорезонанса (эффект density pump-out [10–13]).

При многоимпульсном ЭЦ-нагреве плазмы на стеллараторе Л-2М остается неясным вопрос о повышении уровня потерь излучения при смещении области гирорезонанса от оси шнура к внутренней стороне тороидальной камеры, т.е. при переходе от центрального ЭЦ-нагрева к нецентральному.

В случае использования при ЭЦ-нагреве плазмы на Л-2М дополнительного импульса ЭЦ-нагрева было обнаружено импульсное распыление покрытия стенки [14, 15]. Оно вызывает рост плотности плазмы, понижение центральной температуры электронов и рост турбулентных флуктуаций плотности. И в этом случае вопрос об изменении поглощения в области гирорезонанса остается открытым. В данной работе делается попытка ответить на часть этих вопросов. Это отличает данную работу от актуальных исследований влияния ЭЦ-нагрева на перенос легких и тяжелых примесей в токамаках и стеллараторах (например, [16, 17]).

## 2. УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА, РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Стелларатор Л-2М, унаследовавший основные параметры от стелларатора Л-2 [18], представляет собой классический двухзаходный стелларатор. Число полных периодов винтового поля равно 14. Угол вращательного преобразования на магнитной оси и на последней замкнутой магнитной поверхности  $\iota(0) = 0.18$  и  $\iota(r_0) = 0.78$  соответственно. Большой радиус тороидальной вакуумной камеры  $R = 100$  см. Средний радиус граничной магнитной поверхности, имеющей форму эллипса,  $a = 11.5$  см. В экспериментах используются магнитные поля порядка  $B = 1.4$  Тл.

В экспериментах по ЭЦ-нагреву плазмы использовался гауссовский пучок излучения гиротронов, сформированный самой электродинамической системой гиротронов. Гауссовские пучки заводятся в стелларатор Л-2М с помощью квазиоптических трактов. Использование квазиоптических трактов дает дополнительную фильтрацию боковых лепестков излучения гиротронов, поэтому чистота моды не хуже 95%. В одном из трактов есть специальная секция, позволяющая менять поляризацию волны. В представляемых в статье экспериментах использовалась только линейная поляризация волны. Последние зеркала квазиоптических трактов фокусируют волновые пучки таким образом, что их перетяжки находятся на передней стенке вакуумной камеры. При характерной длине каустики 30 см она простирается от стенки до оси вакуумной камеры. Радиус пучка в каустике по мощности 2.8 см, диаметр камеры 34 см.

Для анализа поглощения микроволн были выбраны два режима ЭЦ-нагрева плазмы на второй гармонике гирочастоты электронов (75 ГГц): 1) режим последовательности 3–4-х импульсов длительностью по 2–3.6 мс при мощности ЭЦ-нагрева  $P_{\text{ECH}} = 400$  кВт с интервалом между импульсами 2.5 мс; 2) режим ЭЦ-нагрева  $P_{\text{ECH}} = 200$  кВт продолжительностью 12 мс с включением на 4-й мс (относительно начала разряда) импульса дополнительного ЭЦ-нагрева  $P_{\text{aux}} = 200$  кВт. Второй режим осуществлялся работой двух гиротронов комплекса ЭЦ-нагрева МИГ-3 на стеллараторе Л-2М. В первом режиме для ограничения потоков на стенку вакуумной камеры был использован секторный лимитер, граница которого повторяла форму граничной магнитной поверхности и совпадала с ней в пространстве. Во втором режиме нагрева лимитер был смещен от граничной магнитной поверхности до уровня поверхности вакуумной камеры. Это обеспечивало импульсное распыление покрытия стенки вакуумной камеры с временной задержкой относительно фронта импульса дополнительного ЭЦ-на-

грева 1–2 мс [14, 15]. Плотность мощности, приведенная к объему плазменного шнура, в обоих режимах составляла 1.6 МВт/м<sup>3</sup>.

Плотность плазмы измерялась 2 мм интерферометром по вертикальной хорде плазменного шнура, смещенной внутрь относительно центра камеры. Температура электронов контролировалась по интенсивности излучения на второй гармонике гирочастоты электронов (74 ГГц) [19, 20]. Энергия плазменного шнура определялась с помощью измерения диамагнитных токов и токов Пфирша–Шлютера [21, 22].

В экспериментах использовалось линейно-поляризованное излучение гиротронов с направлением вектора электрического поля нормально к оси магнитной системы. Микроволновые пучки основного ЭЦ-нагрева и дополнительного ЭЦ-нагрева вводились через горизонтальные патрубки с внешней стороны тора вдоль горизонтальной хорды плазменного шнура (рис. 1). Сигналы излучения, прошедшего через плазменный слой, регистрировались с помощью детекторных секций, установленных во внутренних горизонтальных патрубках вакуумной камеры. Приемный прямоугольный волновод детекторной головки ориентировался так, что его узкая стенка была параллельна оси магнитной системы. В качестве детекторов использовались диоды Д-407.

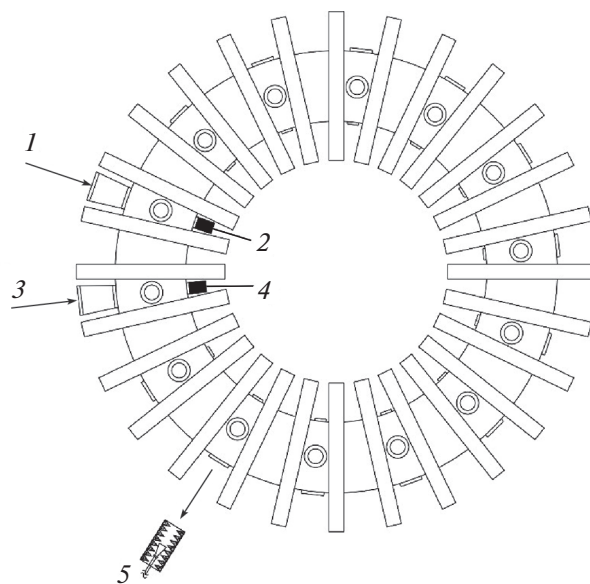


Рис. 1. Схематический вид (сверху) стелларатора Л-2М и расположение СВЧ-диагностик в экспериментах: 1 – ввод дополнительного ЭЦ-нагрева; 2 – регистрация прошедшего через плазменный слой излучения  $S_{\text{aux}}$  дополнительного ЭЦ-нагрева; 3 – ввод основного ЭЦ-нагрева; 4 – регистрация прошедшего через плазменный слой излучения  $S_x$  основного ЭЦ-нагрева; 5 – регистрация непоглощенного в плазме излучения ЭЦ-нагрева  $P_{\text{на}}$ .

**Таблица 1.** Расчеты экстремумов сигналов прошедшего излучения при изменении оптической толщины плазмы

T	1.5	2.0	2.5	3.0	3.5	4.0	4.5	5.0
$\gamma_+/\gamma_-$	2.168/0.278	1.87/0.366	1.655/0.509	1.496/0.604	1.378/0.683	1.289/0.718	1.022/0.800	1.171/0.918
A	2.79	2.145	1.8	1.57	1.42	1.31	1.236	1.19
$e^{-\tau}$	0.223	0.135	0.085	0.0498	0.03	0.018	0.011	0.0067

Коэффициент поглощения определялся по зависимости  $S_x(n_e)$ , где  $S_x$  – интенсивность излучения, прошедшего через плазму, поляризация которого параллельна магнитной оси установки,  $n_e$  – плотность плазмы [23]. Величина интенсивности этого излучения является результатом интерференции обыкновенной (О-) волны, прошедшей через плазменный слой и непоглощенной части необыкновенной (Х-) волны. Х-волна возникает на входе в плазменный слой из-за расщепления линейно-поляризованного излучения гиротрона. Согласно [23, 24] отношение  $S_x$  к полной интенсивности волны  $S_0$  равно

$$\frac{S_x}{S_0} = \left[ \frac{k^2}{(1+k^2)^2} \right] \left[ 1 + e^{-\tau} - 2e^{-\tau/2} \cos \Delta\varphi \right]. \quad (1)$$

Здесь  $k$  – коэффициент поляризации необыкновенной волны на входе и на выходе из плазменного слоя,  $\tau$  – оптическая толщина для необыкновенной волны,  $\Delta\varphi$  – разность набега фаз между Х- и О-волнами на выходе из плазмы. В (1) пренебрегается поглощением обыкновенной волны.

Разность набега фаз дается выражением

$$\frac{\Delta\varphi}{2\pi} = \frac{l}{\lambda_0} \Delta\nu \frac{d(N_e - N_o)}{d\nu}. \quad (2)$$

Здесь  $\lambda_0$  – длина волны излучения,  $l$  – толщина плазменного слоя,  $N_e$  и  $N_o$  – средние значения показателей преломления Х- и О-волн,  $\nu = \omega_p^2/\omega^2$  (отношение среднего значения квадрата ленгмюровской частоты электронов к квадрату круговой частоты излучения),  $\Delta\nu$  – изменение параметра  $\nu$  за счет изменения средней плотности плазмы

$$\begin{aligned} \frac{d(N_e - N_o)}{d\nu} = \\ = - \frac{(1-\nu)^2 - u(1-\nu)}{2(1-u-\nu)^{3/2} [(1-\nu)^2 - u]^{1/2}} + \frac{1}{2(1-\nu)^{1/2}}. \end{aligned} \quad (3)$$

В последнем выражении (3)  $u = \Omega_e^2/\omega^2$  – отношение квадрата гирочастоты электронов к квадрату круговой частоты излучения.

Выражение (1) удобно тем, что при изменении плотности плазмы меняется величина второго множителя в квадратных скобках. Поэтому, если разность фаз меняется больше чем на  $\pi$ , то из соотношения максимального и минимального зна-

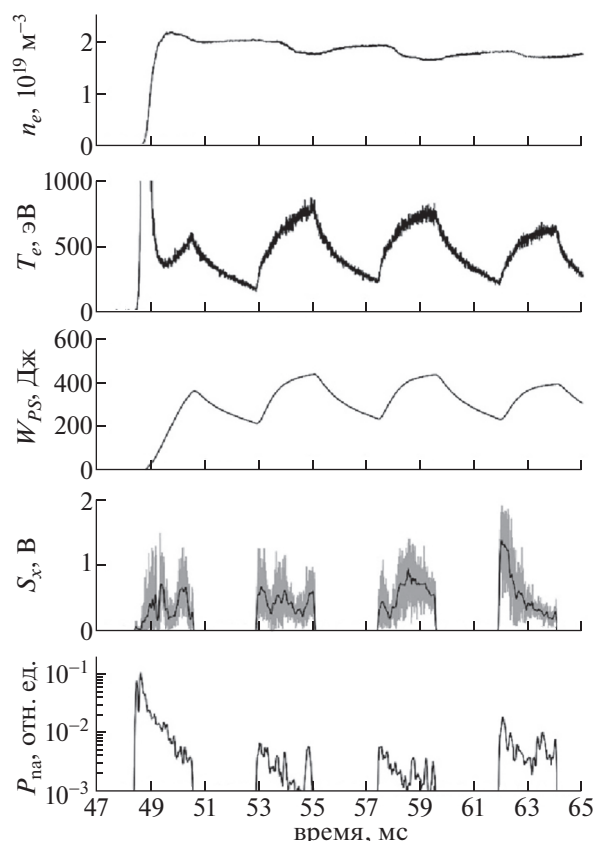
чений интенсивности прошедшего излучения нетрудно получить величину оптической толщины

$$\tau = 2 \ln \left[ \frac{\alpha + 1}{\alpha - 1} \right]. \quad (4)$$

Здесь  $\alpha = (\gamma_+/\gamma_-)^{1/2}$ ,  $\gamma_{\pm} = [1 + e^{-\tau} \pm 2e^{-\tau/2}]$ .

Таблица 1 дает представление о том, как меняются значения  $\alpha$ ,  $\gamma_+$ ,  $\gamma_-$  и оставшейся непоглощенной мощности необыкновенной волны  $e^{-\tau}$ , при изменении поглощения. Из нее видно, что хотя непоглощенная мощность с изменением оптической толщины меняется более чем в 20 раз, но поглощенная мощность  $(1 - e^{-\tau})$  меняется всего на 20%. Также видно, что максимальный сигнал прошедшего излучения падает примерно в 2 раза с ростом поглощения, а минимальный возрастает примерно в 3 раза. Такая зависимость удобна для качественной оценки эффективности поглощения.

На рис. 2 для режима ЭЦ-нагрева последовательностью 4-х импульсов представлены результаты регистрации: средней электронной плотности  $n_e$ ; температуры электронов  $T_e$ ; токов Пфирша–Шлютера  $W_{PS}$ ; сигналов прошедшего через плазменный слой излучения  $S_x$ ; сигналов непоглощенного в плазме излучения  $P_{na}$ , регистрируемого из внешних горизонтальных патрубков. Оценка чувствительности метода для условий эксперимента, т.е. средней плотности  $n_e = 2 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ , при изменении разности набега фаз О- и Х-волн  $\Delta\varphi = \pi$  дает значение  $\Delta\nu = 2 \times 10^{-2}$ . Это соответствует изменению средней плотности плазмы  $\Delta n_e = 1.2 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$ . Как видно из эволюции плотности (рис. 2) в течение импульса ЭЦ-нагрева изменение средней плотности составляет  $2 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$ . Следовательно, мы вполне можем регистрировать максимумы и минимумы в сигналах прошедшего через плазменный слой излучения. Действительно, сигналы рис. 2 демонстрируют нам такое изменение. Быстропеременная компонента протектированного сигнала прошедшего через плазму излучения представляет собой результат малоуглового рассеяния прошедшего излучения на длинноволновых флуктуациях плотности. После усреднения по окну 0.1 мс мы получаем эволюцию интенсивности прошедшего излучения  $S_x$  (черная кривая на графике  $S_x$  рис. 2). В дальнейшем рассмотрении исключается пер-

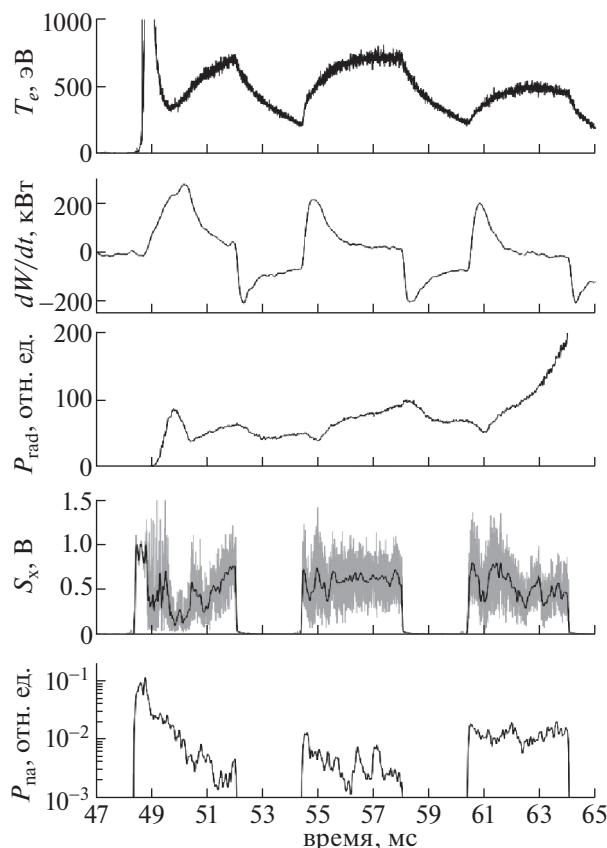


**Рис. 2.** Временной ход сигналов в разряде № 21347 в режиме ЭЦ-нагрева ( $P_{\text{ECH}} = 400$  кВт) последовательно четырёх импульсов. Сверху вниз представлены: средняя плотность электронов  $n_e$ ; температура электронов  $T_e$ ; энергия плазмы  $W_{\text{PS}}$ , восстановленная по измерению токов Пфирша–Шлютера; рассеянная на флуктуациях плотности излучение основного ЭЦ-нагрева (серая кривая) и интенсивность прошедшего через плазменный слой излучения основного ЭЦ-нагрева  $S_x$  (черная кривая); мощность непоглощенного в плазме излучения ЭЦ-нагрева  $P_{\text{на}}$  в полулогарифмическом масштабе.

вый микроволновый импульс (48–50 мс). В течение первого импульса происходит формирование плазменного шнура и значительно меняются характеристики плазмы. В трех последующих импульсах эволюция средней плотности плазмы сохраняется. В четвертом импульсе (62–64 мс) происходит смещение области гирорезонанса от центра при  $R = 100$  см к внутренней стороне тора на  $R = 98$ –96 см. Из хода кривых видно, что минимальные значения сигналов в этих трех импульсах, близки к друг другу (0.24, 0.21, 0.22 В), но сильно отличаются максимальные значения (0.64, 0.98, 1.42 В). Последнее обстоятельство указывает на падение поглощения в третьем и четвертом импульсах по сравнению со вторым. Действительно, расчет оптической толщины по формуле (4) дает значение непоглощенной мощности Х-волны 7.8, 10, 14.3% соответственно. Это озна-

чает, что коэффициент поглощения падает от 97 до 86%, т.е. всего на 11%. Такое изменение коэффициента поглощения для одного прохода пучка излучения по центральной хорде сечения плазменного шнура можно сопоставить с величиной центральной температуры, энергии плазмы и мощности непоглощенного излучения. Мощность непоглощенного излучения регистрируется как интенсивность сигналов излучения из патрубков вакуумной камеры. Действительно, падения  $T_e$  в третьем импульсе по сравнению со вторым почти не видно, а падение в четвертом составляет 14%. Аналогичная ситуация и для значения энергии  $W_{\text{PS}}$ , определенной через токи Пфирша–Шлютера. В то же время, мощность  $P_{\text{на}}$ , излучаемая из патрубка наружу, меняется в два раза (рис. 2). О величине непоглощенной мощности можно судить по соотношению сигнала на переднем фронте первого импульса и величинами сигналов в остальных импульсах. Для этого необходимо принять величину сигнала на фронте первого импульса излучения из патрубка пропорциональной мощности вводимого в камеру излучения. Такая оценка дает величину непоглощенной мощности  $P_{\text{на}}$  к концу второго и третьего импульсов в 5–6%, а в четвертом 10%. Эти значения можно сопоставить с оценкой соотношения мощности Х- и О-волны после расщепления микроволнового пучка с линейной поляризацией. Величина интенсивности О-волны, отнесенная к интенсивности падающей линейно-поляризованной волны  $S_x/S_0 = k^2/(1+k^2)^2$ , где  $k$  – коэффициент поляризации необыкновенной волны составляет  $S_x/S_0 = 0.076$ –0.12, поскольку согласно работе [23] значение  $k$  составляет на входе пучка в плазму 3–4, т.е. экспериментально полученные значения близки к расчетным. Возможно также падение уровня Х-моды за счет ухудшения ее чистоты [24]. Учет этого эффекта дает возрастание  $S_x/S_0$  до 11–15%. Таким образом, прирост непоглощенной мощности может возникать за счет падения коэффициента поглощения по центральной хорде.

Иная картина наблюдается при увеличении длительности микроволнового импульса до 3.6 мс. На рис. 3 приведены результаты регистрации эволюции температуры электронов  $T_e$ , радиационных потерь  $P_{\text{rad}}$  и диамагнитного сигнала  $dW/dt$ , а также сигналов прошедшего через плазму излучения  $S_x$  и сигналов излучения из патрубка вакуумной камеры  $P_{\text{на}}$  (сигнал непоглощенного излучения). Интересно проследить за эволюцией сигналов непоглощенного излучения и сигналов прошедшего через плазму излучения во всех трех импульсах, включая первый. Напомним, что в первом импульсе происходит пробой газа и образование плазменного шнура. Максимальное значение сигнала непоглощенной мощ-



**Рис. 3.** Временной ход сигналов в разряде № 21365 в режиме ЭЦ-нагрева ( $P_{\text{ECH}} = 400$  кВт) последовательно трех импульсов. Сверху вниз представлены: температура электронов  $T_e$ ; диамагнитный сигнал  $dW/dt$ ; мощность радиационных потерь  $P_{\text{rad}}$ ; рассеянное на флуктуациях плотности излучение основного ЭЦ-нагрева (серая кривая) и интенсивность прошедшего через плазменный слой излучения основного ЭЦ-нагрева  $S_x$  (черная кривая); мощность непоглощенного в плазме излучения ЭЦ-нагрева  $P_{\text{na}}$  в полупрологическом масштабе.

ности мы имеем на фронте 1-го импульса. Стоит отметить, что непоглощенное излучение, выходящее из патрубков установки, может быть не полностью деполяризовано, как это было установлено в работе [26] на установке Heliotron J. В таком случае при приеме непоглощенного излучения в прямоугольную волноводную систему результат сопоставления уровня сигнала на фронте 1-го импульса с общей мощностью непоглощенного излучения может быть несколько искажен. На фронте 2-го импульса уровень непоглощенной мощности падает до 0.17 уровня мощности на фронте 1-го импульса. Превышение этого уровня над уровнем непоглощаемой О-волны определяется температурой электронов на фронте 2-го импульса. В течение 2-го импульса уровень сигнала непоглощенной мощности падает до 0.073 от уровня сигнала непоглощенной мощности на фронте первого импульса, т.е. ниже ожидаемого

уровня О-волны (0.12). В 3-м импульсе на переднем фронте уровень возрастает до 0.23 и сохраняется в течение всего 3-го импульса. Таким образом, в третьем импульсе мы имеем трехкратное превышение уровня непоглощенной мощности над уровнем непоглощенной мощности во 2-м импульсе и двукратное превышение над ожидаемым уровнем О-волны. Повышение интегральных потерь на переднем фронте 3-го импульса по сравнению со 2-м, видимо, вызвано: 1) падением температуры электронов из-за уширения области нагрева при смещении области гирорезонанса к внутренней стороне тора ( $R = 96$  см); 2) падением коэффициента поглощения из-за роста градиента тороидального поля. Уровень сигнала прошедшего излучения на фронте 1-го импульса лежит на уровне шума, определяемого деполяризованным излучением. Это шумовое излучение образуется в результате многократного отражения Х-волны от стенок вакуумной камеры. За фронтом 1-го импульса, в период пробоя газа и роста плотности при образовании плазменного шнура, максимальная величина сигнала прошедшего излучения в отсутствие поглощения, согласно формуле (1), может в 4 раза превышать уровень сигнала при полном поглощении. Действительно, наибольшую величину сигнала прошедшего излучения мы наблюдаем сразу же за фронтом 1-го импульса. При этом расчет по формуле (4) дает величину коэффициента поглощения Х-волны по центральной хорде в 77%. Расчеты коэффициентов поглощения Х-волны по центральной хорде дают значение 99% во втором импульсе и 96% в третьем.

Падение интегрального по сечению пучка коэффициента поглощения можно оценить также по соотношению производных диамагнитных сигналов на заднем фронте второго и третьего импульсов. Оценка показывает, что уменьшение производной в третьем импульсе по сравнению со вторым соответствует 12% потерям мощности волнового пучка. Это совпадает с результатом микроволновых измерений. Столь значительное падение интегрального по сечению пучка коэффициента поглощения, по-видимому, вызвано падением температуры электронов на радиусах вне оси волнового пучка. Действительно, в 3-м импульсе, начиная с 62 мс, начинают катастрофически нарастать радиационные потери, что и ограничивает рост электронной температуры. Такой взрывной рост радиационных потерь может быть вызван образованием микродуг<sup>1</sup> на стенке вакуумной камеры. Стоит отметить, что стенка камеры подвергается боронизации [27] пе-

<sup>1</sup> Предположение о возникновении микродуг основано на обнаружении характерных повреждений покрытия стенки вакуумной камеры при осмотре внутренней поверхности камеры.



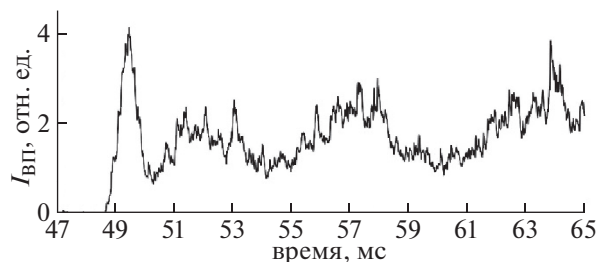


Рис. 4. Временной ход интенсивности излучения линии иона бора  $I_{\text{BII}}$  в разряде № 21365.

ред началом экспериментов. Поэтому в пользу гипотезы об образовании микродуг косвенно свидетельствует временной ход интенсивности излучения линии иона бора ВП (рис. 4).

Таким образом, если во 2-м импульсе уровень непоглощенной мощности не выше ожидаемого уровня О-волны, то в 3-м импульсе уровень непоглощенной мощности вызван падением коэффициента поглощения Х-волны. Такое падение, вероятно, вызвано не столько падением поглощения приосевой части пучка, а падением поглощения в периферийных областях пучка. В трехмерной магнитной конфигурации стелларатора резонансное условие для различных областей микроволнового пучка выполнено на несколько отличных радиусах плазменного шнура. Поэтому уровень непоглощенной мощности определяется интегральным коэффициентом поглощения по сечению волнового пучка резонансной поверхностью.

Для другого режима ЭЦ-нагрева сигнал прошедшего через плазменный слой излучения (как основного  $S_x$ , так и дополнительного  $S_{\text{aux}}$  ЭЦ-нагрева) представлен на рис. 5 вместе с эволюцией средней плотности  $n_e$ , температуры электронов  $T_e$  и радиационных потерь  $P_{\text{rad}}$ . Импульс (6 мс) дополнительного ЭЦ-нагрева такой же мощности 0.2 МВт, как и импульс (12 мс) основного ЭЦ-нагрева, начинается на 52 мс, а заканчивается на 58 мс. В работе [15] было показано, что реакция стенки на импульс дополнительного нагрева регистрируется с задержкой в 1 мс относительно переднего фронта импульса дополнительного нагрева. Расчет коэффициента поглощения по формуле (4) дает его величину перед началом импульса дополнительного нагрева (51.0–51.2 мс) 89%. За фронтом импульса дополнительного нагрева (52.2–53.0 мс), несмотря на понижение плотности в области гирорезонанса, значение коэффициента поглощения составляет 98%. А далее в течение всего импульса дополнительного нагрева величины составляют 97.5% (54.5–54.8 мс) и 92.6% (55.3–57.3 мс). В данном эксперименте регистрировался также сигнал прошедшего через

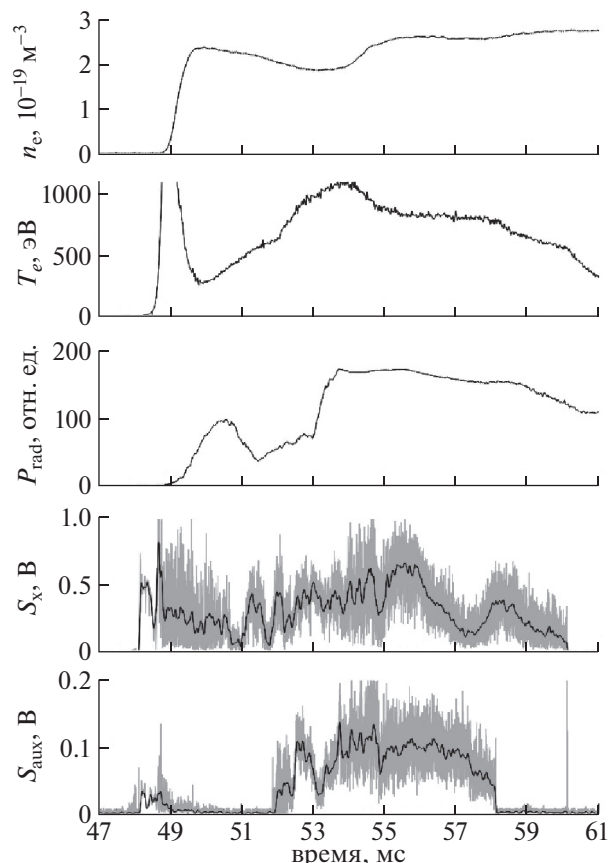


Рис. 5. Временной ход сигналов в разряде № 19692 с дополнительным ЭЦ ( $P_{\text{ECH}} = P_{\text{aux}} = 200$  кВт). Сверху вниз представлены: средняя плотность электронов  $n_e$ ; температура электронов  $T_e$ ; мощность радиационных потерь  $P_{\text{rad}}$ ; рассеянное на флуктуациях плотности излучение основного ЭЦ-нагрева (серая кривая) и интенсивность прошедшего через плазменный слой излучения основного ЭЦ-нагрева  $S_x$  (черная кривая); рассеянное на флуктуациях плотности излучение дополнительного ЭЦ-нагрева (серая кривая) и интенсивность прошедшего через плазменный слой излучения дополнительного ЭЦ-нагрева  $S_{\text{aux}}$  (черная кривая).

плазменный шнур излучения  $S_{\text{aux}}$  гиротрона, создающего импульс дополнительного нагрева (график  $S_{\text{aux}}$  на рис. 5). Как мы видим, колебания на огибающей сигнала  $S_{\text{aux}}$  в значительной мере повторяют колебания на сигнале  $S_x$  прошедшего излучения основного ЭЦ-нагрева. Размах колебаний сигнала  $S_{\text{aux}}$  излучения дополнительного импульса ЭЦ-нагрева позволяет оценить коэффициент поглощения и в данном сечении тора. Он оказывается более 95%. Таким образом, импульсное распыление покрытия стенки камеры приводит к импульсному вбросу примесей в плазму. Этот вброс примесей вызывает изменение температуры, плотности и турбулентных флукту-

аций плотности, но не оказывает существенного изменения коэффициента ЭЦ-поглощения на второй гармонике гирочастоты электронов.

Выше были представлены результаты измерений коэффициентов однопроходного поглощения по центральной хорде X-волны и потерь микроволновой мощности по изменению излучения из патрубков вакуумной камеры Л-2М. Эти результаты могут быть сопоставлены с результатами численного счета по коду ECHLAB для Л-2М [28] и последними измерениями диамагнетизма плазмы в режиме последовательности импульсов, уточненными за счет оценок влияния проводимости стенок вакуумной камеры [29]. Расчеты в [28] при условиях, близких для настоящего эксперимента, дают значения полного коэффициента поглощения s-поляризованной волны 87–92%. Неполное поглощение авторы относят на счет расщепления s-поляризованной волны на X- и O-волны и отсутствием поглощения O-волны. Оценка отражения X-волны в [28] дает 1%. Таким образом, значения однопроходного коэффициента поглощения по центральной хорде в режиме последовательности 4-х импульсов в 97, 90 и 86% для 2-го, 3-го и 4-го импульсов соответственно оказывается ниже расчетных значений не более, чем на 13%.

Сопоставление с уточненными в [29] результатами диамагнитных измерений, представляющими интегральные по сечению волнового пучка результаты, показывает превышение во 2-м импульсе коэффициента, даваемого измерениями поглощения X-волны, на 7% и совпадение для 3-го и 4-го импульсов. Как было показано в изложении условий экспериментов, в режиме последовательности импульсов мы имеем “провальные” профили плотности. Это могло бы привести к падению коэффициента поглощения. Однако результаты измерений не подтвердили подобных ожиданий.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В экспериментах по ЭЦ-нагреву плазмы на стеллараторе Л-2М использован эффект расщепления линейно-поляризованного излучения гиротрона на X- и O-волны для измерения оптической толщины поглощения X-волны. Показано, что при центральном ЭЦ-нагреве плазмы последовательностью микроволновых импульсов коэффициент поглощения по центральной хорде не менее 95% при однократном пересечении волновым пучком сечения плазменного шнура. При этом потери мощности излучения гиротрона не превышают мощности возникающей O-волны (12%).

В серии из трех импульсов обнаружено, что в 3-м импульсе уровень непоглощенной мощности

излучения гиротрона возрастает до 20–23%. Это означает падение интегрального по сечению волнового пучка коэффициента поглощения X-волны на 10–12%. При этом наблюдается катастрофический рост радиационных потерь. Высказано предположение, что наблюдаемый эффект связан с возникновением микродуг на стенках вакуумной камеры. Микродуги вызывают распыление покрытия стенок вакуумной камеры, что, свою очередь, ведет к последующему росту радиационных потерь и понижению температуры электронов в сечении волнового пучка резонансной поверхностью.

Импульс дополнительного ЭЦ-нагрева плазмы приводит к распылению покрытия стенки и последующему росту плотности, падению электронной температуры, а также росту турбулентных флуктуаций плотности. При этом не установлено падения оптической толщины поглощения X-волны по центральной хорде в течение импульса дополнительного нагрева, аналогично результатам измерений в режиме последовательности импульсов ЭЦ-нагрева.

Авторы признательны научному коллективу стелларатора Л-2М в лице Мещерякова А.И., Василькова Д.Г., Гребенщикова С.Е., Гришиной И.А., Вафина И.Ю., Летунова А.А., Логвиненко В.П., Хольнова Ю.В. за предоставленные данные измерений средней плотности плазмы, электронной температуры, радиационных потерь, энерго содержания плазменного шнура и интенсивности свечения линией примесей.

Работа поддержана РФФИ, проект № 18-02-00621.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аликаев В.В., Литвак А.Г., Суворов Е.В., Фрайман А.А. Высокочастотный нагрев плазмы. Горький: ИПФ АН СССР, 1983. С. 6.
2. Erckmann V., Cattanei G., Dorst D., Elsner A., Gasparino U., Grieger G., Grigull P., Hacker H., Hartfuss H.J., Jackel H., Jaenicke R., Junker J., Kick M., Kroiss H., Kuehner G., Maassberg H., Mahn C., Muller G., Ohlen-dorf W., Rau F., Renner H., Ringler H., Sardei F., Tutter M., Weller A., Wobig H., Wursching E., Zippe M., Freudenberger K., Ott W., Penningsfeld F.P., Speth E., Kasperek W., Muller G.A., Rauchle E., Schuller P.G., Thumm M., Wilhelm R. // Plasma Phys. Control. Fusion. 1986. V. 28. P. 1277. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/28/9A/007>
3. Batanov G.M. / Strong microwaves in plasma Institute of applied physics. Academy of science of the USSR. Proceed. Internat. workshop. Suzdal, 18–23 Sept., 1990. V. 1. P. 40. Nizhny Novgorod, 1991.
4. Гусаков Е.З., Попов А.Ю. // Письма ЖЭТФ. 2010. Т. 91. С. 724.
5. Nielsen S.K., Salewski M., Westerhof E., Bongers W., Korsholm S.B., Leipold F., Oosterbeek J.W., Moseev D.,

- Stejner M., TEXTOR Team* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2013. V. 55. P. 115003.
6. *Гусаков Е.З., Попов А.Ю.* // Письма ЖЭТФ. 2011. Т. 94. С. 301.
  7. *Gusakov E.Z., Popov A.Yu.* // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2020. V. 62. P. 025028.  
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/ab5ba8>
  8. *Gusakov E.Z., Popov A.Yu.* // Phys. Plasmas. 2020. V. 27. P. 082502.  
<https://doi.org/10.1063/5.0011949>
  9. *Сахаров А.С.* // Физика плазмы. 2019. Т. 45. С. 291.
  10. *Itoh K., Itoh S.I., Fukuyama A.* // J. Phys. Society Japan. 1989. V. 58. P. 482.  
<https://doi.org/10.1143/JPSJ.58.482>
  11. *Stroth U., Geist T., Koponen J.P.T., Hartfuß H.-J., Zeiler P., ECRH and W7-AS team* // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. P. 928.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.82.928>
  12. *Erckmann V., Gasparino U.* // Plasma Phys. Controlled Fusion. 1994. V. 36. P. 1869.  
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/36/12/001>
  13. *Andreev V.F., Borschegovskij A.A., Chistyakov V.V., Dnestrovskij Yu.N., Gorbunov E.P., Kasyanova N.V., Lysenko S.E., Melnikov A.V., Myalton T.B., Roy I.N., Sergeev D.S., Zenin V.N.* // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2016. V. 58. P. 055008.  
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/58/5/055008>
  14. *Batanov G.M., Berezhetkii M.S., Borzosekov V.D., Grebenshchikov S.E., Grishina I.A., Kharchev N.K., Kharchevskii A.A., Khol'nov Yu.V., Kolik L.V., Konchekov E.M., Lariouva N.F., Letunov A.A., Logvinenko V.P., Malakhov D.V., Meshcheryakov A.I., Petrov A.E., Sarkysan K.A., Shchepetov S.V., Skvortsova N.N., Stepankhin V.D., Vafin I.Yu., Vasilkov D.G.* // 43rd EPS Confer. Plasma Phys. July 4–8, 2016, Leuven, Belgium, P5.035.  
<http://ocs.ciemat.es/EPS2016PAP/pdf/P5.035.pdf>
  15. *Батанов Г.М., Бережецкий М.С., Борзосеков В.Д., Васильков Д.Г., Вафин И.Ю., Гребеничков С.Е., Гришина И.А., Колик Л.В., Кончечков Е.М., Ларионова Н.Ф., Летунов А.А., Логвиненко В.П., Малахов Д.В., Мещеряков А.И., Петров А.Е., Сарксян К.А., Скворцова Н.Н., Степахин В.Д., Харчев Н.К., Харчевский А.А., Хольнов Ю.В., Щепетов С.В.* // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 666.
  16. *Vershkov V.A., Sarychev D.V., Notkin G.E., Shelukhin D.A., Buldakov M.A., Dnestrovskij Yu.N., Grashin S.A., Kirneva N.A., Krupin V.A., Klyuchnikov L.A., Melnikov A.V., Neudatchin S.V., Nurgaliev M.R., Pavlov Yu.D., Savrukhin P.V., and T-10 team* // Nuclear Fusion. 2017. V. 57. P. 102017.
  17. *Krupin V.A., Klyuchnikov L.A., Nurgaliev M.R., Nemets A.R., Zemtsov I.A., Dnestrovskiy A.Yu., Grashin S.A., Kislov A.Ya., Myalton T.B., Sarychev D.V., Sergeev D.S., Solovov N.A., Trukhin V.M.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2020. V. 62. P. 025019.
  18. *Акулина Д.К., Андрияшина Э.Д., Бережецкий М.С., Гребеничков С.Е., Воронов Г.С., Сбитникова И.С., Федянин О.И., Хольнов Ю.В., Шпигель И.С.* // Физика плазмы. 1978. Т. 4. С. 1022.
  19. *Akulina D.K., Gladkov G.A., Nechaev Y.I., Fedyanin O.I.* // Plasma Physics Reports. 1997. V. 23. P. 28.
  20. *Сахаров А.С., Акулина Д.К., Гладков Г.А., Терещенко М.А.* // Физика плазмы. 2006. Т. 32. С. 794.
  21. *Андрияшина Э.Д., Федянин О.И.* // Физика плазмы. 1977. Т. 3. С. 792.
  22. *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., Гребеничков С.Е., Коврижных Л.М., Ларионова Н.Ф., Летунов А.А., Логвиненко В.П., Малых Н.И., Мещеряков 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.
  23. *Суворов Е.В., Федянин О.И., Фрайман А.А., Хольнов Ю.В.* Препринт №277. М.: ФИАН, 1982.
  24. *Терещенко М.А.* // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2020. № 12. С. 55.
  25. *Смолякова О.Б., Суворов Е.В., Фрайман А.А., Хольнов Ю.В.* // Физика плазмы. 1983. Т. 9. С. 1134.
  26. *Nagasaki K., Watanabe S., Sakamoto K., Isayama A., Okada H., Minami T., Kado S., Kobayashi S., Yamamoto S., Ohshima S., Konoshima S., Mizuuchi T., Nakamura Y., Ishizawa A., Kubo S., Igami H., Weir G., Marushchenko N.* // Fusion Engineering and Design. 2019. V. 144. P. 40.  
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2019.04.051>
  27. *Мещеряков А.И., Акулина Д.К., Батанов Г.М., Бережецкий М.С., Воронов Г.С., Гладков Г.А., Гребеничков С.Е., Гринчук В.А., Гришина И.А., Колик Л.В., Ларионова Н.Ф., Летунов А.А., Логвиненко В.П., Петров А.Е., Пиеничников А.А., Рябенко Г.А., Сарксян К.А., Скворцова Н.Н., Федянин О.И., Харчев Н.К., Хольнов Ю.В., Шарпанов В.М.* // Физика плазмы. 2005. Т. 31. С. 496.
  28. *Сахаров А.С., Терещенко М.А.* // Физика плазмы. 2002. Т. 28. С. 584.
  29. *Гребеничков С.Е., Харчев Н.К., Васильков Д.Г.* // Прикладная физика. 2019. № 2. С. 5.