ДЛИННОВОЛНОВАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ В ПЛАЗМЕ СТЕЛЛАРАТОРА Л-2М ПРИ ЭЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННОМ НАГРЕВЕ

Г.М. Батанов, В.Д. Борзосеков, Л.В. Колик, Д.В. Малахов, А.Е. Петров, А.А. Пшеничников, К.А. Сарксян, Н.Н. Скворцова, Н.К. Харчев (Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия)

Изучены влияние повышения мощности ЭЦ-нагрева в 1,5—2 раза и введения лимитера в периферийную зону плазменного шнура на характеристики длинноволновой турбулентности ($k_{\perp} \approx 1\text{—}2\text{ см}^{-1}$). Использовались методика малоуглового рассеяния и доплеровская рефлектометрия. Установлено, что энергия турбулентных пульсаций в пределах ошибок измерений не меняется при изменении энергетического времени жизни в 1,3—2 раза. Установлены сужение спектров рассеянных сигналов с введением в плазму лимитера и уменьшение красного смещения сигналов доплеровского рефлектометра. Сделано заключение об отсутствии влияния длинноволновой турбулентности на процессы переноса.

Ключевые слова: стелларатор, электронно-циклотронный нагрев, длинноволновая турбулентность, малоугловое рассеяние, доплеровская рефлектометрия.

LONG-WAVELENGTH TURBULENCE DURING ECR HEATING OF THE PLASMA IN L-2M STELLARATOR. G.M. BATANOV, V.D. BORZOSSEKOV, L.V. KOLIK, D.V. MALAKHOV, A.E. PETROV, A.A. PSHENICHNIKOV, K.A. SARKSYAN, N.N. SKVORTSOVA, N.K. KHARCHEV. The influence of increasing EC heating power by a factor of 1.5—2 and inserting a limiter into the periphery of the plasma column of the L-2M stellarator on the characteristics of the long-wavelength turbulence ($k_{\perp} \approx 1\text{—}2\text{ см}^{-1}$) was studied using the small-angle scattering method and Doppler reflectometry. It was found that the energy of the turbulent pulsations does not change within the error margin of the experiment when the energy life span of the plasma changes 1.3—2 times. It was also found that the introduction of the limiter into the plasma leads to the narrowing of the spectra of the scattered signals and to the decrease of the red shift of the signal from the Doppler reflectometer. This allows us to conclude that the long-wavelength instability does not influence the transport processes.

Key words: stellarator, electron-cyclotron heating, long-wavelength turbulence, small-angle scattering, Doppler reflectometry.

Выяснение закономерностей аномального переноса в тороидальных магнитных ловушках требует установления взаимосвязей между характеристиками турбулентных пульсаций плазмы и условиями её удержания. Ранее на стеллараторе Л-2М было показано, что удвоение мощности ЭЦ-нагрева от 100 до 200 кВт ведёт к росту энергии коротковолновых шумов ($k_{\perp} \rho_e \approx 0,1\text{—}0,2$, где ρ_e — гирорадиус электронов, $k_{\perp}$ — поперечный волновой вектор флуктуаций) [1]. При этом энергетическое время жизни падало в 1,5—1,7 раза. Введение в плазменный шнур секторного лимитера на глубину ~2 см также вызывало рост энергии шумов и падение энергетического времени жизни. В работе [2] при изменении магнитной конфигурации были установлены падение скорости вращения плазмы в пристеночной области и изменение спектра длинноволновой микротурбулентности. В настоящей работе изучено влияние на длинноволновые флуктуации плотности ($k_{\perp} \rho_s \approx 0,2$, где ρ_s — ларморовский радиус протонов при электронной температуре) удвоения мощности ЭЦ-нагрева со 100 до 200 кВт и введения в плазменный шнур секторного лимитера.

Эксперименты выполнялись в стандартной магнитной конфигурации стелларатора Л-2М ($R = 100\text{ см}$, $a = 11,5\text{ см}$), когда отношение амплитуды основной гармоники ($l = 2$) винтового поля к амплитуде продольного поля на оси установки равно 0,228. В этом случае углы преобразования поворота на магнитной оси и на граничной магнитной поверхности для вакуумной магнитной конфигурации составляют $\psi(0)/2\pi = 0,185$ и $\psi(a)/2\pi = 0,78$. Электронный циклотронный нагрев осуществляется на второй гармонике гирочастоты электронов (75,3 ГГц) с помощью гиротрона с мощностью до $P = 250\text{ кВт}$ при длительности импульса 10—15 мс. Сформированный гауссовский пучок с линейной поляризацией, соответствующий необыкновенной волне, с поперечником 4 см вводился в вакуумную камеру с наружной стороны тора. Величина магнитного поля 1,34 Тл соответствовала положению циклотронного резонанса на оси вакуумной камеры $R_0 = 100\text{ см}$ в момент 54—55 мс от начала импульса магнитного поля. Мощность гиротрона варьировалась от 100 до 200 кВт. Средняя плотность плазмы, измеренная по центральной хорде, составляла $(1,6\text{—}1,7)10^{13}\text{ см}^{-3}$. Температура электронов в центре плазмы в зависимости от мощности ЭЦ-нагрева составляла от 300 до 800 эВ.

Длинноволновые флуктуации плотности плазмы ($k_{\perp} \rho_s \approx 0,1\text{—}0,2$) изучались методом малоуглового рассеяния (МУР) и доплеровской рефлектометрии (ДР). Первая методика позволяет измерять флуктуации плотности плазмы, усредненные по центральной хорде, а вторая — вблизи сепаратрисы ($r/a = 0,8\text{—}0,9$).

Схема диагностики МУР с использованием излучения гиротрона, подобно использованной в работе [3], представлена на рис. 1. Линейно поляризованное излучение гиротрона, которое используется для создания и нагрева плазмы, при попадании в плазму расщепляется на необыкновенную (Х) и обыкновенную (О) волны [4]. Первая испытывает сильное поглощение (~99%). Коэффициент поглощения О-волны согласно оценкам не превышает 5%.

После пересечения пучком гиротрона плазменного шнура на внутреннюю стенку камеры попадает О-волна вместе с излучением, рассеянным на флуктуациях плотности. Это излучение регистрируется через внутренний патрубок стелларатора с помощью детекторной секции, состоящей из поглощающего коллиматора и детекторной головки.

Регистрация падающих и рассеянных волн осуществлялась с помощью прямоугольного волновода и детектора Д-407. Широкая стенка волновода была ориентирована ортогонально магнитной оси стелларатора. Сигнал детектора после предварительного усилителя с полосой 5 МГц поступал на двухканальную осциллографическую плату с частотой оцифровки до 40 МГц, результат оцифровки сигнала записывался в память персонального компьютера.

Методика МУР была применена в варианте измерений фазовых флуктуаций в пределе ближней волновой зоны процесса дифракции (см. например, раздел 3 в [5]). Отношение интенсивности рассеянного пучка $S_{\perp}$ к интенсивности падающего излучения S_0 в плоскости детектора дается выражением [5]

$$S_{\perp}/S_0 = 2r_e\lambda_0 L <N_{\perp}> \sin(2\xi\theta^2), \quad (1)$$

где $2\xi\theta^2 = \pi\lambda_0 z/\lambda^2$; λ_0 , λ — длина падающей и плазменной волны; L — толщина плазмы; r_e — классический радиус электрона; z — расстояние от области рассеяния до детектора; $<N_{\perp}>$ — плотность флуктуаций. Видно, что максимальный рассеянный сигнал соответствует длинам волн плазменных флуктуаций $\lambda = (2\lambda_0 z)^{0.5} = 5,7$ см, т.е. $k_{\perp} = 1,1$ см⁻¹. Поскольку просвечивание плазменного шнура происходит по центральной хорде, то мы имеем усреднение по всей толщине шнура.

Ранее было показано, что интенсивность флуктуаций плотности на краю плазменного шнура в стеллараторе Л-2М достигает 20—30% ($r/a \approx 0,9—1$), а во внутренней области плазменного шнура — 10% [6]. Отметим, что на токамаке TFTR наблюдалось более резкое падение интенсивности флуктуаций внутри шнура по сравнению с краевой плазмой ($r/a \approx 0,9—1$) [7]. Поэтому основной вклад в интенсивность рассеянного сигнала вносят флуктуации в центральной области плазменного шнура, доля краевых флуктуаций не превышает 0,2—0,3.

Характерный сигнал МУР представлен на рис 2, а. При ориентации широкой стенки приемного волновода ортогонально магнитной оси стелларатора до образования плазменного шнура сигнал должен быть равен 0. Отличие сигнала от нулевого значения в интервале 46—47 мс после включения гиротрона на 46-й мс вызвано деполаризацией излучения на керамических поглотителях на входе детекторной

Рис. 1. Схема диагностики малоуглового рассеяния: 1 — вакуумная камера; 2 — входное окно; 3 — сечение плазменного шнура; 4 — поглощающий коллиматор; 5 — детекторная головка

Рис. 2. Характерные временные выборки сигнала МУР при мощности ЭЦ-нагрева 100 кВт без лимитера: а — прямой сигнал; б — сигнал без несущей; в — интенсивность флуктуаций с 53 по 58 мс

секции. 47-я мс соответствует пробоем газа и быстрому росту плотности плазмы в течение 1—1,5 мс, этим моментам времени также соответствуют интенсивные колебания принимаемого сигнала, вызванные как рассеянием, так и биением фаз между обыкновенной и необыкновенной волнами, прошедшими через плазменный шнур. Квазистационарная фаза разряда наступает после 50-й мс, когда колебание среднего значения сигнала падает примерно до 10%. Среднее значение сигнала было определено усреднением по 1500 точкам (время усреднения 300 мкс). Это усредненное значение сигнала принято нами за значение S_0 . Переменный сигнал $S_{\perp}$ определялся как разность между полным сигналом и его усредненным значением (см. рис. 2, б). Поскольку энергия турбулентных флуктуаций пропорциональна $\langle N_{\perp} \rangle^2$, то её значение в относительных единицах определялось как $(S_{\perp}/S_0)^2$ (см. рис. 2, в). Медленные колебания сигнала с частотами порядка 1—2 кГц, усредненные по интервалу 300 мкс, вызваны изменением разности фаз при интерференции обыкновенной волны с непоглощённой частью ($\leq 1\%$) необыкновенной волны при изменении средней плотности плазмы [8]*.

Результаты измерений МУР при изменении условий удержания плазмы были проанализированы для 600 разрядов. Было установлено, что энергетическое время жизни τ_e меняется при изменении средней плотности плазмы и средней мощности ЭЦ-нагрева. Также было установлено, что введение секторного лимитера на глубину 2 см за сепаратрисную поверхность ведёт к понижению энергетического времени жизни. При этом скачок температуры электронов вблизи сепаратрисы смещается вглубь плазменного шнура.

Анализ баз данных также показал, что компенсация шафрановского сдвига плазмы с помощью поперечного магнитного поля и введение дополнительного импульсного напуска газа существенно влияют на величину энергии длинноволновых флуктуаций. Поэтому для устранения влияния этих факторов на результаты МУР-измерения были выполнены без компенсации шафрановского сдвига и в отсутствие дополнительного напуска газа. Кроме того, для устранения влияния изменений плотности плазмы на характеристики флуктуаций для анализа были выбраны режимы с близким значением средней плотности плазмы $((1,5—1,7)10^{13} \text{ см}^{-3})$ и близкими значениями мощности ЭЦ-нагрева. Результаты измерений представлены в таблице. В качестве энергии флуктуаций в данной таблице приведены значения $(S_{\perp}/S_0)^2$, проинтегрированные по длительности импульса ЭЦ-нагрева от 53 до 58 мс.

Результаты измерений МУР

Параметр	Разряды без лимитера	Лимитер введен на 2 см	Разряды без лимитера	Лимитер введен на 2 см
Мощность ЭЦ-нагрева, кВт	91 ± 5	89 ± 5	162 ± 14	194 ± 8
Энергетическое время жизни, мс	$4,3 \pm 0,3$	$3,2 \pm 0,2$	$2,6 \pm 0,3$	$1,6 \pm 0,2$
Энергия флуктуаций	$5,1 \pm 0,4$	$7,6 \pm 0,9$	$5,3 \pm 0,8$	$5,9 \pm 2,0$
Число разрядов	12	14	7	15

Как видно из приводимых в таблице результатов, энергетическое время жизни падает с ростом мощности нагрева. Точно такой же эффект наблюдается при введении на периферию плазмы секторного лимитера при близких значениях мощности ЭЦ-нагрева. В то же время в пределах ошибок измерений энергия флуктуаций плотности остаётся неизменной.

Другая картина наблюдается при сопоставлении фурье-спектров флуктуаций плотности. На рис. 3 приведены фурье-спектры нормированных сигналов МУР $(S_{\perp}/S_0)$, усреднённые для тех же разрядов, что приведены в таблице.

Как видно, спектры состоят из отдельных спектральных полос шириной 10—20 кГц, положение и величина которых флуктуируют во времени. В отсутствие лимитера спектральная плотность полос близка друг к другу в интервале от 5 до 150—180 кГц при обоих значениях поглощённой мощности. При более высоких частотах наблюдается экспоненциальный спад спектральной плотности. Введение лимитера приводит к перестройке спектра, происходит его сужение, экспоненциальный спад регистрируется с 20—40 кГц.

* Нами принято, что для малых по амплитуде быстропеременных колебаний рассеянного сигнала величина $S_{\perp}/S_0$ сохраняется при медленном изменении принимаемого сигнала.

Рис. 3. Усреднённая спектральная плотность флуктуаций плотности (MUR) с 53 по 58 мс с окном 1 мс: *а* — мощность ЭЦ-нагрева 100 кВт, без лимитера; *б* — мощность ЭЦ-нагрева 200 кВт, без лимитера; *в* — мощность ЭЦ-нагрева 100 кВт, лимитер введён на 2 см в плазму; *г* — мощность ЭЦ-нагрева 200 кВт, лимитер введён на 2 см в плазму

Такое изменение спектров флуктуаций, по-видимому, свидетельствует о влиянии периферийных областей плазмы на форму спектров длинноволновой турбулентности.

Диагностика ДР в стеллараторе Л-2М подробно описана в статье [9]. Аппаратура была установлена в стандартном диагностическом сечении, где плазменный шнур повернут под углом к осям камеры в тороидальном и полоидальном направлениях. Измерения проводились на частоте рефлектометра 34,8 ГГц, что позволяло производить измерения при плотности $(1,4\text{--}1,5)10^{13}\text{ см}^{-3}$, так как угол падения диагностической волны составлял $\sim 83^\circ$. По оценкам радиальная протяжённость области рассеяния составляет 0,5—1 см, угловое разрешение — порядка $1\text{--}2^\circ$. Для использованной в эксперименте зондирующей частоты и угла падения характерный полоидальный волновой вектор измеряемых колебаний плазмы $k_\theta \approx 1,8\text{ см}^{-1}$.

В диагностике доплеровской рефлектометрии применяется квадратурная схема детектирования. Такая схема детектирования позволяет получать искомым комплексный сигнал из двух временных выборок, получаемых в двух каналах измерения. После оценки комплексного фурье-спектра определялся доплеровский сдвиг по смещению главного максимума. Затем вычислялась поперечная скорость

$$v_0 = \Delta f / (2k_0), \quad (2)$$

где Δf — доплеровский сдвиг.

Низкочастотные фурье-спектры сигналов ДР для некоторых характерных разрядов стелларатора приведены на рис. 4. Как и спектры МУР, они представляют собой систему полос на фоне сплошного спектра. Амплитуда и положение полос флуктуируют во времени. Отдельные полосы чётко выделяются на этом фоне. Максимум спектральной плотности в сплошном спектре смещён в красную сторону относительно зондирующей частоты. Спектр несимметричен: спад в сторону больших (положительных) частот более медленный, чем в сторону меньших частот. При меньших мощностях нагрева смещение полос в спектре во времени значительно сильнее, чем при большей мощности. Введение в плазменный шнур секторного лимитера вызывает сужение фурье-спектров при изученных значениях мощности ЭЦ-нагрева. При этом резко падает сдвиг в красную сторону максимума в сплошном спектре (с 250 до 50—100 кГц).

Рис. 4. Фурье-спектры флуктуаций плотности (ДР): *а* — мощность ЭЦ-нагрева 100 кВт, без лимитера; *б* — мощность ЭЦ-нагрева 200 кВт, без лимитера; *в* — мощность ЭЦ-нагрева 100 кВт, лимитер введён на 2 см в плазму; *г* — мощность ЭЦ-нагрева 200 кВт, лимитер введён на 2 см в плазму

Остановимся прежде всего на факте сужения спектра сигналов ДР и уменьшения его красного смещения при введении лимитера в краевую плазму. На стеллараторе TJ-II в работе [10] было установлено, что инъекция импульса азота при ЭЦ-нагреве ведёт к снижению температуры электронов. При этом низкочастотные фурье-спектры волн, рассеянных на длинноволновых флуктуациях плот-

ности ($k_{\perp} \approx 3 \text{ см}^{-1}$), сужаются в несколько раз. Аналогичная ситуация возникает, по-видимому, и у нас при введении лимитера в краевую плазму, так как введение лимитера вызывает охлаждение как той части плазменного шнура, которая контактирует с лимитером, так и внутренних областей шнура. При этом происходит перемещение скачка температуры электронов вглубь шнура, в то время как распределение плотности существенно не меняется и отражение излучения ДР происходит от слоя плазмы, находящегося в тени лимитера. Уменьшение красного смещения фурье-спектра сигнала ДР может быть объяснено тем же эффектом падения температуры электронов в отражающем слое, вызванным этим уменьшением радиального электрического поля. Здесь необходимо отметить, что направление вращения плазмы соответствует отрицательному заряду плазменного шнура, что совпадает с предсказаниями моделирования и с результатами измерений доплеровского смещения спектральных линий ионов примесей [11].

Как было показано, при введении в краевую плазму лимитера происходит также сужение спектра длинноволновых флуктуаций плотности, регистрируемых с помощью МУР. Можно предположить, что данный эффект вызван понижением температуры как на периферии плазменного шнура, так и в его внутренних областях. Понижение температуры электронов во внутренних областях было зарегистрировано с помощью методики электронно-циклотронного излучения на второй гармонике гирочастоты электронов.

Ранее нами было показано [1], что энергия коротковолновых флуктуаций плазмы растёт с ростом мощности ЭЦ-нагрева и при введении лимитера в краевую плазму. Приводимые в таблице результаты показывают, что энергия длинноволновой турбулентности практически не меняется ни при изменении мощности ЭЦ-нагрева, ни при введении лимитера. При этом увеличение мощности нагрева примерно вдвое при введённом в плазменный шнур лимитере сокращает энергетическое время жизни в 2 раза. Это свидетельствует об отсутствии влияния длинноволновой турбулентности на процесс переноса тепла.

Заключение. В экспериментах изучалось изменение характеристик длинноволновой турбулентности при ЭЦ-нагреве плазмы при изменении мощности нагрева и введении секторного лимитера в периферийные слои плазменного шнура. Повышение мощности ЭЦ-нагрева в 1,5—2 раза и введение лимитера на 2 см за сепаратрисную поверхность вызывали уменьшение энергетического времени жизни в 1,3—2 раза. При этом энергия длинноволновых флуктуаций плотности ($k_{\perp} \approx 1\text{—}2 \text{ см}^{-1}$) практически не менялась, что свидетельствует об отсутствии влияния длинноволновых флуктуаций на теплоперенос. В спектрах флуктуаций регистрируются их сужение при введении в плазму лимитера и уменьшение доплеровского смещения для сигналов ДР. Последнее свидетельствует об уменьшении радиального электрического поля на периферии плазмы.

Настоящая работа выполнена при поддержке Рособрнауки (проект № П779).

REFERENCES

1. Skvortsova N.N., Akulina D.K., Batanov G.M. et al. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2010, vol. 52, p. 055008.
2. Akulina D.K., Batanov G.M., Berezhetskiy M.S. et al. — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2008, vol. 34, № 10, pp. 1059—1070 (in Russian).
3. Akulina D.K., Batanov G.M., Berezhetskiy M.S. et al. — Pis'ma v ZhETF (Letters to JETPh), 1999, vol. 69, № 6, pp. 407—412; Fizika plazmy (Plasma Physics), 2000, vol. 26, № 1, pp. 3—11 (in Russian).
4. Suvorov E.V., Frayman A.A. — Fizika plazmy (Plasma Physics), 1980, vol. 6, № 5, pp. 1116—1166 (in Russian).
5. Zhukovskiy V.G. Fluctuations of the plasma density. — M: Energomashizdat, 1993. 272 p. (in Russian).
6. Batanov G.M., Bening V.E., Korolev V.Yu. et al. — Pis'ma v ZhETF (Letters to JETPh), 2003, vol. 78, p. 974 (in Russian).
7. Durst R.D., Fonck R.J., Kim J.S. et al. — Phys. Rev. Lett., 1983, vol. 71, № 19, pp. 3135—3138.
8. Smolyakova O.B., Suvorov E.V., Frayman A.A., Khol'nov Yu.V. — Fizika plazmy (Plasma Physics), 1983, vol. 9, № 6, p. 1194 (in Russian).
9. Pshenichnikov A.A., Kolik L.V., Malykh N.I. et al. — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2005, vol. 31, № 7, pp. 604—611 (in Russian).
10. Van Milligen B.P., de la Luna E., Tabar F.L. et al. — Nucl. Fusion, 2002, vol. 42, pp. 787—795.
11. Kharchev N.K., Batanov G.M., Berezhetskii M.S. et al. — In: 20th Intern. Toki Conf. Toki-City, Japan, December 7—10, 2010, P1-81.

AUTHORS

Batanov G.M. A.M. Prokhorov General Physics Institute RAS, ul. Vavilova 38, 119991 Moscow, Russia; batanov@fpl.gpi.ru.

Borzosekov V.D. A.M. Prokhorov General Physics Institute RAS, ul. Vavilova 38, 119991 Moscow, Russia.

Kolik L.V. A.M. Prokhorov General Physics Institute RAS, ul. Vavilova 38, 119991 Moscow, Russia.

Malakhov D.V. A.M. Prokhorov General Physics Institute RAS, ul. Vavilova 38, 119991 Moscow, Russia.

Petrov A.E. A.M. Prokhorov General Physics Institute RAS, ul. Vavilova 38, 119991 Moscow, Russia.

Pshenichnikov A.A. A.M. Prokhorov General Physics Institute RAS, ul. Vavilova 38, 119991 Moscow, Russia.

Sarksyan K.A. A.M. Prokhorov General Physics Institute RAS, ul. Vavilova 38, 119991 Moscow, Russia.

Skvortsova N.N. A.M. Prokhorov General Physics Institute RAS, ul. Vavilova 38, 119991 Moscow, Russia.

Kharchev N.K. A.M. Prokhorov General Physics Institute RAS, ul. Vavilova 38, 119991 Moscow, Russia.

Received 24 March 2011

Problems of Atomic Science and Technology

Ser. Thermonuclear Fusion, 2011, issue 2, pp. 70—75.