

НОВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ЛОКАЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ НА ТОКАМАКЕ-10

В.В.Аликаев, А.Б.Берлизов, Г.А.Бобровский,
А.Н.Вертипорох, Ю.В.Есипчук, А.Я.Кислов, Г.Е.Ноткин,
К.А.Разумова, Д.А.Щеглов

При увеличении продольного магнитного поля с 1,5 до 3 Тл (коэффициент запаса устойчивости на радиусе диафрагмы вырос до 5) коэффициент электронной теплопроводности κ_e во внутренних областях плазменного шнура на Т-10 уменьшился в три – четыре раза, дополнительный нагрев электронов привел к росту κ_e .

В современных исследованиях термоизоляции плазмы в токамаке, наряду с сохранением интереса к изучению полного времени удержания энергии τ_E , все большее внимание уделяется локальным характеристикам процессов переноса и, в частности, определению локального коэффициента электронной теплопроводности¹⁻⁵.

Ранее в экспериментах на Т-10, проведенных с продольным магнитным полем $B_T = 1.5$ Тл и коэффициентом запаса устойчивости на радиусе диафрагмы $q(a_L) = 2$, было обнаружено^{3,2}, что измеренный коэффициент электронной теплопроводности $\kappa_e(r)$ согласуется с предложенным в^{1,4} законом подобия:

$$\kappa_e(r) = 10^{20} \frac{T_e^{1/2}}{q(r) R} (r/R)^{7/4} \quad (1)$$

(T_e – в эВ). При увеличении электронной температуры T_e за счет дополнительного СВЧ нагрева электронов на второй гармонике электронного циклотронного резонанса (ЭЦР)⁵ величина κ_e изменилась не сильнее, чем T_e^a , где $|a| \leq 0.5$. Этот результат, полученный при малом изменении T_e ($\Delta T_e \cong 300$ эВ) в режиме, близком к описанному в³, коррелировал с неизменностью времени удержания энергии τ_E и не противоречил скейлингу (1).

В экспериментах, обсуждавшихся в данной работе, оказалось возможным изучать зависимость κ_e от T_e при существенно большем увеличении T_e : $\Delta T_e \cong 1$ кэВ, в процессе СВЧ нагрева на первой гармонике ЭЦР⁶. Наряду с этим обнаружено, что в стационарной стадии омического нагрева электронная компонента обладает очень низкой теплопроводностью во внутренних областях шнура, существенно отличающейся от величины, предсказываемой скейлингом (1).

Исследовавшийся режим отличался от описанных в^{2,3,5} большей величиной продольного поля, $B_T = 3$ Тл, и запасом устойчивости $q(a_L) = 5$ при $a_L = 34$ см. На рис. 1 приведены основные характеристики этого режима разряда. Измерения κ_e проводились на стационарной стадии разряда при токе в плазме $I_p = 220$ кА, напряжении на обходе тора $U_{обх} = 1,2$ В и средней по диаметру шнура концентрации электронов $\bar{n}_e = 2,8 \cdot 10^{13}$ см⁻³. Величина τ_E в стадии омического нагрева возросла до 40 мсек против 24 мсек в⁵. Пилообразные колебания интенсивности мягкого рентгеновского излучения отсутствовали.

Набор диагностических методов, описанный в^{2,3}, был дополнен измерениями спектра рентгеновского излучения в двух взаимноперпендикулярных направлениях (с усреднением за $\Delta t \cong 50$ мсек) и измерениями $T_e(r, t)$ методом фильтров. Величина τ_E определялась из измерений диамагнетизма плазменного шнура.

На рис. 2 приведены радиальные распределения электронной температуры $T_e(r)$ в стационарной стадии омического нагрева. Как видно, оба метода – томсоновское рассеяние и рентгеновская спектроскопия, дали согласующиеся результаты. Величина κ_{e1} на этой стадии разряда ($t = t_1$, рис. 1) определялась из уравнения энергобаланса

$$\langle Q_{он} \rangle = \langle Q_{ei} \rangle + \langle Q_{rad} \rangle - r \kappa_e \left(\frac{dT_e}{dr} \right)_r, \quad (2)$$

где $\langle Q \rangle \equiv \int Q(r) c dr$. Вычисленная таким образом величина κ_{e1} слабо изменяется

в исследованной области сечения плазменного шнура ($x \equiv r/a_L < 0,5$) и равна $\kappa_{e1} = (0,4 \pm 0,2) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-1} \cdot \text{сек}^{-1}$.

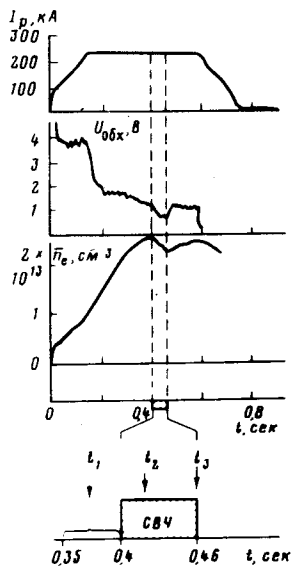


Рис. 1

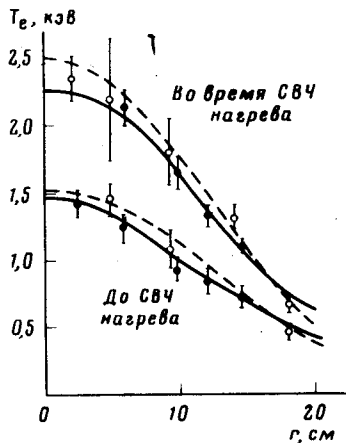


Рис. 2

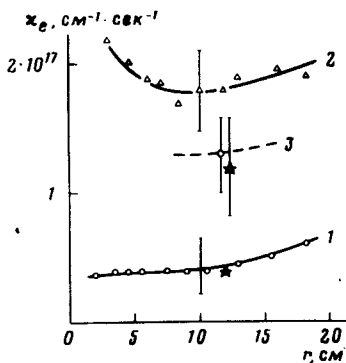


Рис. 3

Рис.1. Основные характеристики разряда. Внизу – временная последовательность измерений параметров плазмы для вычисления κ_e .

Рис.2. Профиль $T_e(r)$, определенный методом томсоновского рассеяния (пунктир) и рентгеновским методом (сплошная линия) до и во время СВЧ нагрева

Рис.3. Распределение $\kappa_e(r)$ во внутренней области шнура до СВЧ нагрева (кривая 1) и после него (кривая 2); кривая 3 – величина κ_e , вычисленная с учетом ухода частиц. Звездочкой помечены данные, полученные на основании лазерных измерений

Верхняя граница, определенная с достаточной достоверностью, в три раза меньше величины, предсказываемой скейлингом (1) для области шнура $0,25 \leq x \leq 0,4$ и приблизительно в четыре раза выше неоклассического значения κ_e^{neo} на плато⁷:

$$\kappa_e^{neo} \cong 10^9 \frac{T_e^{3/2} q(r) n_e(r)}{B_T^2 R} \quad (3)$$

(T_e – в эВ, B_T – в Гс). Из (2) следует, что при указанном методе расчета экспериментальная величина κ_e определяется по тепловому потоку, включающему также поток, обязанный диффузии электронов. Поэтому реальные значения κ_{e1} могут быть только ниже.

При введении в плазму СВЧ мощности в центральных областях шнура зарегистрировано существенно большее, чем в⁵, увеличение $T_e : \Delta T_e(0) = 0,8 \dots 1$ кэВ (рис. 2). В отличие от⁵, в процессе СВЧ нагрева величина τ_E уменьшилась с 40 до 26 мсек; наблюдалось уменьшение n_e в центре и небольшое увеличение ее на периферии⁶.

Коэффициент теплопроводности в процессе СВЧ нагрева определялся из соотношения, аналогичного (2), с добавлением в левую часть слагаемого $\langle Q_{\text{СВЧ}} \rangle$ – СВЧ мощности, усвоенной плазмой. Величина $\langle Q_{\text{СВЧ}} \rangle$ определялась по производной $(d/dt)(nT)$, измеренной различными методами. Результаты вычисления κ_e в различные моменты времени в процессе СВЧ нагрева приведены в таблице (для $0,25 \leq x \leq 0,4$) и на рис.3.

Как видно из таблицы и рис.3, в процессе СВЧ нагрева рост T_e сопровождается увеличением электронной теплопроводности во внутренней области шнура, что коррелирует с уменьшением времени удержания энергии в плазме τ_E . Величины κ_{e2} и κ_{e3} остаются все же заметно ниже предсказываемых скейлингом (1). Здесь следует подчеркнуть различие подхода к стационарной стадии разряда и стадии СВЧ нагрева. В первом случае важной является именно верхняя оценка экспериментально определяемой величины κ_{e1} , поскольку утверждается существенное уменьшение теплопроводности в рассматриваемом режиме по сравнению со скейлингом (1) и наблюдавшимися ранее^{2,3,5} величинами. С этой точки зрения учет диффузионного потока, усиливающий сделанное утверждение, не является принципиальным.

κ_e в ед. $10^{17} \text{ см}^{-1} \cdot \text{сек}^{-1}$	Режим	Омический нагрев $\kappa_{e1}(t = t_1)$	СВЧ нагрев	
			κ_{e2} $t = t_2 = 410$ мсек (лазер, $r = 12$ см)	κ_{e3} $t = t_3 = 460$ мсек (рентген)
	$\kappa_e^{\text{эксп}}$	$0,4 \pm 0,2$	$1,2 \pm 0,4$	$1,3 \pm 0,3$
	κ_e по (1)	$1,6 \dots 2,3$	$2,6 \pm 0,2$	$2,4 \dots 2,8$
	κ_e^{neo}	$0,06 \dots 0,12$	$0,13 \pm 0,04$	$0,1 \dots 0,2$

В процессе СВЧ нагрева теплопроводность увеличивается, поэтому более существенной для сравнений и выводов становится нижняя граница κ_e . Поскольку на этой стадии наблюдалось уменьшение плотности n_e (рис.1), означавшее появление дополнительного, не связанного с теплопроводностью, теплового потока из центральных областей шнура, то в соответствии со сказанным этот поток учитывался при вычислении величин κ_{e2} и κ_{e3} (см. рис.3).

Важно отметить, что в той же серии экспериментов были получены разряды, время τ_E в которых в стадии омического нагрева было почти таким же, как и в рассматриваемом режиме, но слабо уменьшалось в процессе СВЧ нагрева. Эти разряды отличались, как правило, большей величиной $n_e : \bar{n}_e = 3,6 \dots 3,8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Неоднозначность поведения τ_E в экспериментах по СВЧ нагреву на Т-10 и большие отличия величин κ_e в режимах с близкими характеристиками указывают на ограниченность области применимости эмпирических законов подобия, пока и поскольку не определены конкретные механизмы переноса энергии в плазменном шнуре.

Для систематизации полученных результатов обратим внимание на изменение параметра столкновительности $\nu_e^* = (r/R)^{-3/2} qR / \lambda_e$ (λ_e – длина свободного пробега электрона) в рассмотренных нами режимах. Для режимов, описанных в^{2,3,5}, характерные значения ν_e^* меньше 1 ($\sim 0,8$) в исследованной области шнура, т.е. электроны находятся в бесстолкновительной области, для которой и получен скейлинг (1)^{1,4}. В этих режимах измененные на Т-10 значения κ_e согласуются с ожидаемым по скейлингу (1)^{2,3,5}.

Для описываемого в данной работе режима разряда в стадии омического нагрева параметр столкновительности сместился в область $\nu_e^* > 1$ ($\sim 1,2 - 1,5$). При этом наблюда-

есть существенное уменьшение κ_e в сравнении со скейлингом (1) и приближение к неоклассическим значениям κ_e^{neo} .

Такая систематизация позволяет сделать некоторые предположения о структуре κ_e . Представим коэффициент теплопроводности состоящим из двух слагаемых — аномальной и неоклассической составляющих, вторая, возможно, — с некоторым численным коэффициентом. Экспериментальные данные указывают на то, что область ν_e^* вблизи 1 является переходной: с увеличением ν_e^* происходит уменьшение аномальной составляющей и все большую роль, по мере роста ν_e^* , начинает играть "неоклассическая" составляющая. В таком случае, наблюдавшееся в процессе СВЧ нагрева увеличение κ_e связано не только (а может быть, и не столько) с ростом абсолютной величины T_e , но и с увеличением аномальной составляющей, поскольку при нагреве величина ν_e^* перешла в область $\nu_e^* < 1$.

Использование параметра ν_e^* позволяет нам охарактеризовать положение переходной области в общепринятых терминах. Однако, поскольку речь идет об изменениях именно аномальной составляющей теплопроводности, то следует допустить возможность более адекватного описания этой области другим параметром, имеющим сходную с ν_e^* структуру, но более сильно зависящим, например, от продольного магнитного поля, поскольку именно величиной B_T отличается рассматриваемый режим от исследовавшихся ранее в^{2,3,5}.

Авторы благодарны В.С.Муховатову и В.Г.Мережкину за обсуждение результатов и коллективу Токамака-10 за помощь в проведении экспериментов.

Литература

1. Leonov V.M., Merezkin V.G., et al. In Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res., 1980, IAEA, Vienna, 1981, 1, 393.
2. Rerlisov A.B., Bugarya V.I. et al. Ibid., p. 23.
3. Берлизов А.Б., Бузанкин В.В. и др. Физика плазмы, 1981, 7, 11.
4. Мережкин В.Г., Муховатов В.С. Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, 463.
5. Аликаев В.В., Агапов Л.И. и др. Препринт ИАЭ-3502/7, М., 1981.
6. Alikaeu V.V. In 10-th European Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., Moscow, 1981, 2, 5.
7. Галеев А.А., Сагдеев Р.З. В сб.: Вопросы теории плазмы, вып.7, Атомиздат, 1973, стр.205.

Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию
17 ноября 1981 г.
После переработки
21 января 1982 г.