

ЛОКАЛЬНЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ В ТОКАМАКЕ С БЫСТРЫМ ИЗМЕНЕНИЕМ ТОРОИДАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ТУМАН-2А

С.Г.Калмыков, С.И.Лашкул, Ю.В.Петров, И. Т.Шприц

В разряде с магнитным сжатием электронная теплопроводность сначала имеет характерную для токамаков аномально высокую величину. В ходе декомпрессии она падает, приближаясь к неоклассическому значению. Обсуждается возможная причина. Кратко описана схема математической обработки результатов эксперимента.

На токамаке Туман-2А^{1, 2} ($R = 40$ см, $a_L = 8$ см) локальные транспортные коэффициенты, в отличие от большинства других токамаков, исследуются в нестационарных ситуациях — таких, например, как сжатие плазмы тороидальным магнитным полем. Соответствующие изменения во времени профилей $T_e(r)$, $n_e(r)$ и профиля радиационных потерь $w_{rad}(r)$ регистрировались с помощью томсоновского рассеяния света лазера, СВЧ-интерферометра, болометрической диагностики.

Необходимое для локального энергобаланса электронов распределение плотности тока $j(r, t)$ определялось из численного решения на ЭВМ одномерного уравнения классического переноса в плазме полоидального магнитного поля B_p для случая, когда существует движение проводящей среды. Начальным условием являлся профиль $B_p(r)$ для квазистаци-

онарного омического нагрева (ОН), от которого в эксперименте начинались нестационарные процессы. Параметры уравнения: $V_r(r, t) = -0,5 \dot{B}_T / B_T$ -- радиальная скорость движения плазмы, вызываемого изменением во времени тороидального поля $B_T(t)$, и $D_M(r, t) = c^2 / 4\pi\sigma$ -- коэффициент диффузии магнитного поля, определялись из экспериментальных данных. Проводимость рассчитывалась с тороидальной поправкой по формулам из [3]. Для проверки соответствия эксперименту предположения о классическом характере переноса B_p , вычислялась для рассчитанных $B_p(r, t)$ и $j(r, t)$ величина развиваемой трансформатором ЭДС \mathcal{E}_{TR} и сравнивалась с соответствующей экспериментальной величиной. Полученные данные о $j(r, t)$ использовались для решения уравнения локального теплового баланса, откуда определялся эффективный коэффициент электронной теплопроводности $\kappa_{eff}(r) = W_{tr}(r) / 4\pi^2 R r \nabla T_e$, где W_{tr} -- интегральный поток тепла, переносимый электронами через боковую поверхность цилиндра с радиусом r и длиной $2\pi R$ за счет процессов диффузии тепла и частиц, ∇T_e -- локальный градиент температуры.

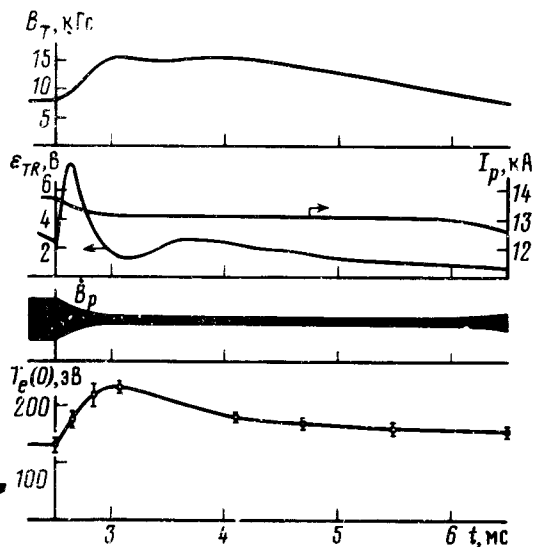


Рис. 1

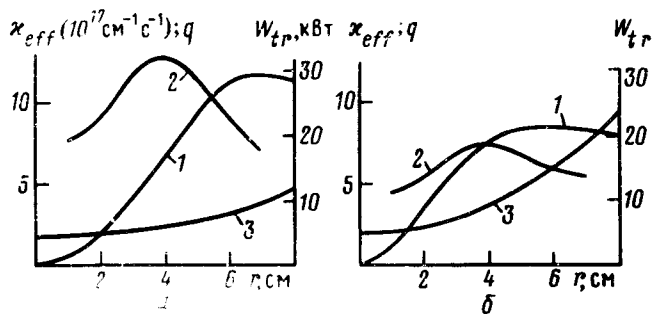


Рис. 2

Описанная схема была применена для обработки результатов эксперимента по сжатию плазмы в два раза за $0,5 \text{ мс}$. В этом опыте был получен наиболее обширный набор экспериментальных данных. Кроме того, сжатие в этом случае давало наиболее благоприятные результаты: рост $T_e(0)$ и $n_e(0)$, близкий к адиабатическому, медленный спад этих величин в посткомпрессионной стадии, эффективное подавление колебаний, регистрируемых магнитными зондами. Малая величина Z_{eff} для стадии ОН $Z_{eff} = 1,3$ не допускала предположения о заметной аномальности σ . К тому же при таком низком Z_{eff} практически исключена ошибка в определении $j(r)$, связанная с возможной неоднородностью распределения $Z_{eff}(r)$ (в расчете предполагалось, что $Z_{eff}(r) = \text{const}$).

На рис. 1 показано изменение во времени некоторых параметров разряда. Точки на кривой $T_e(0, t)$ соответствуют моментам времени, для которых измерены полные профили $T_e(r)$; показана ошибка измерения $T_e(0)$. Сопоставление расчетной и экспериментальной величин \mathcal{E}_{TR} подтверждает предположение о классическом характере переноса B_p .

На рис. 2 представлены для трех моментов времени ($a - t = 2,5$ мс; $b - t = 3,1$ мс; $c - t = 6,5$ мс) расчетные радиальные распределения $W_{tr}(r)$, $\kappa_{eff}(r)$, запаса устойчивости $q(r)$ — кривыми 1, 2, 3, соответственно. В стадии ОН на профиле $\kappa_{eff}(r)$ имеется максимум на середине малого радиуса (рис. 2, *a*). Расчет показывает, что в этой области располагаются резонансные магнитные поверхности с $q = 2$ и $q = 3$. Возможно, этот максимум связан с существованием магнитных островов. Сжатие приводит к исчезновению максимума (см. рис. 2, *b*). Однородность κ_{eff} по радиусу и его величина в посткомпрессионной стадии разряда (также, как и при ОН за пределами максимума) соответствуют алкаторному закону подобия $\kappa \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1} \approx \text{const}$ (см., например, ⁴).

Однако, в ходе магнитной декомпрессии, когда B_T спадает, в центральной области плазменного шнура возникает зона с весьма низкими значениями $\kappa_{eff} < 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ (рис. 2, *в*). Экспериментально это проявляется в том, что в ходе всей декомпрессии сохраняется, почти не изменяясь, высокая T_e в центре плазмы. Даже, когда B_T возвращается к своему предкомпрессионному уровню, $T_e(0)$ все еще заметно превышает исходное значение. Вклад же энергии в центральную зону в этой стадии разряда заметно уменьшается, благодаря расширению токонесущего канала и уменьшению $j(0)$, а также из-за магнитного адиабатического охлаждения.

При обсуждении таких малых величин κ_{eff} важно знать погрешность определения $\Delta \kappa_{eff}$. Она зависит от ряда причин, роль которых различна для различных стадий рассматриваемого разряда. Для периода до начала декомпрессии $\Delta \kappa_{eff} \approx (1 \div 2) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. В конце разряда $\Delta \kappa_{eff}$ меньше (рис. 2, *в*).

Сравним полученные низкие значения теплопроводности с предсказаниями неоклассической теории ⁵. В соответствии с ⁵, удельный тепловой поток в электронной компоненте для режима плато состоит из трех частей:

$$\Gamma^{neo} = \Gamma_c^{neo} + \Gamma_p^{neo} + \Gamma_I^{neo} = -3D_e n \nabla T_e - 3D_e n \times \\ \times [T_e (\nabla n/n + 1,5 \nabla T_e/T_e) + T_i (\nabla n/n + 1,5 \nabla T_i/T_i)] - 4,37 D_e j B_p / c,$$

где $D_e = 1,8 \cdot 10^{26} q T_e^{3/2} / RB_T^2$ (единицы CGS, T_e, T_i — в энергетических единицах). Здесь первые два слагаемых — соответственно, поток теплопроводности и тепловой поток, обусловленный диффузией частиц (включая термодиффузию). Третье слагаемое — тепловой поток, переносимый направленным к центру плазменного шнура потоком частиц, который вызван протеканием тока по плазме. Оценка величин этих трех составляющих для условий рис. 2, *в*, $0 < r < 3$ см показывает, что $|\Gamma_I^{neo}|$ превышает сумму двух других составляющих $\Gamma_c^{neo} : \Gamma_p^{neo} : \Gamma_I^{neo} \approx 1 : 3,5 : (-5)$. Так как суммарный поток оказывается меньшим по модулю, чем его составляющие, важна точность приближения, использованного в ⁵. Если она недостаточна, то Γ^{neo} вместе со знаком будет неверным.

Однако, представляется важным то, что экспериментальные потоки тепла для обсуждаемого случая близки по величине к отдельным слагаемым неоклассического потока. Это видно на рис. 2, *в*, где показаны неоклассические аналоги величин W_{tr} и κ_{eff} : кривые 4 — $W_{tr}^{neo} = 4\pi^2 R r (\Gamma_c^{neo} + \Gamma_p^{neo})$ и 5 — $\kappa_{eff}^{neo} = W_{tr}^{neo} / \nabla T_e$.

Чтобы попытаться найти причину появления в токамаке столь низкого значения электронной теплопроводности, сравним на рис. 2 $\kappa_{eff}(r)$ и $q(r)$. Видно, что в области с низкими κ_{eff} отсутствуют целочисленные резонансы. Там, где они присутствуют, κ_{eff} имеет типичное для токамаков значение $\kappa_{eff} \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Подобная связь между κ_{eff} и на-

личи́ем резонансных поверхностей наблюдалась в токамаке Т-10 ⁶. Можно предположить, что существование в плазме целочисленных резонансных поверхностей обуславливает аномальный электронный транспорт. Если же в токамаке образуются широкие зоны, свободные от них, там транспортные потери приближаются к неоклассическим.

Авторы приносят благодарность В.А.Рожанскому и Л.Д.Цендину за полезные обсуждения.

Литература

1. *Vil'dzhyunas M.I. et al.* 10-th Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Phys. (Moscow, 1981), v. I, A-13.
2. *Goncharov S.G. et al.* Ibid., v. II, p. 172.
3. *Hirshman S.P. et al.* Nucl. Fusion, 1977, 17, 611.
4. *Днестровский Ю.Н., Костомаров Д.П.* Математическое моделирование плазмы. М., 1982.
5. *Галеев А.А., Сагдеев Р.З.* Сб. Вопросы теории плазмы, вып. 7, М., 1973, с. 205.
6. *Berlizov A.B. et al.* Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Research, 1982 (Proc. of the 9-th Int. Conf., Baltimore, 1982.), Vienna, 1983, v. II, p. 63.

Поступила в редакцию

8 августа 1984 г.
