

## ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ И ДИФФУЗИЯ В ТОКАМАКЕ

В.Г.Мережкин, В.С.Мухомазов

Обсуждается зависимость электронной теплопроводности в токамаке от тороидального отношения  $r/R$  и большого радиуса  $R$ . Показано, что измеренные на разных установках энергетические времена жизни электронов согласуются с зависимостью  $\tau_{Ee} \sim R^3$ . Показано также, что экспериментальные данные не противоречат зависимости  $D \approx k \chi_e$ , где  $k \approx 0,1$ .

Анализ энергобаланса электронов, выполненный в ряде экспериментов на токамаках [1, 2], указывал, что коэффициент электронной температуропроводности  $\chi_e$  сильно нарастает по радиусу плазменного шнура, в то время как произведение  $\chi_e n_e$ , где  $n_e$  — плотность электронов, слабо меняется по радиусу и в разных установках имеет примерно одно и то же значение  $\sim 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-1} \cdot \text{сек}^{-1}$  [3]. Эти данные, казалось бы, исключали сильную зависимость  $\chi_e$  от какого-либо параметра кроме  $n_e$  и находились в согласии с "алкаторным" законом подобия для энергетического времени жизни электронов  $\tau_{Ee} \sim n_e a^2$  [4] ( $a$  — малый радиус шнура).

Недавние эксперименты на установке Т-11 [5, 6] показали, однако, что величина  $\tau_{Ee}$  слабо зависит от  $a$  ( $\tau_{Ee} \sim a^\alpha$ , где  $\alpha \approx 0,2 - 0,5$ ) и произведение  $\chi_e n_e$  удовлетворяет зависимости  $\chi_e n_e \sim q^{-1} R_e^{0,5} r^{1,75}$  ( $q = r B_\omega / R B_\omega$ ,  $B_\omega$  — магнитное поле тока на радиусе  $r$ ,  $B_\omega$  — тороидальное магнитное поле,  $R$  — большой радиус тора,  $T_e$  — температура электронов). Используя эти данные, а также экспериментальные указания на то, что в режиме омического нагрева степень аномальности электронной теплопроводности  $\langle \chi_e \rangle / \langle \chi_e^{NEO} \rangle \approx \text{const}$  при  $\langle \nu_e^* \rangle \approx \text{const}$ , можно получить следующие выражения для  $\chi_e$  и  $\tau_{Ee}$ :

$$\chi_e \approx 10^{20} \frac{\sqrt{T_e}}{n_e q R} \left( \frac{r}{R} \right)^{7/4}, \quad (1)$$

$$\tau_{Ee} \approx 3,5 \cdot 10^{-21} \left( \frac{a}{R} \right)^{1/4} q(a) \frac{\bar{n}_e R^3}{\sqrt{\langle T_e \rangle}}. \quad (2)$$

Здесь  $\chi_e^{NEO}$  — неклассический коэффициент температуропроводности электронов в области редких соударений,  $\langle \nu_e^* \rangle = (R/a)^{3/2} q R / \langle \lambda_e \rangle$ ,  $\lambda_e$  — длина свободного пробега электронов, угловые скобки обозначают усреднение по сечению шнура. Численные коэффициенты в формулах (1), (2) выбраны из условия наилучшего совпадения с результатами измерений на установке Т-11,  $T_e$  выражено в эВ,  $R$  — в см,  $\bar{n}_e$  — средняя по диаметру шнура плотность электронов в  $\text{см}^{-3}$ .

Сильная зависимость  $\chi_e$  от тороидального отношения  $r/R$  и радиуса  $R$ , даваемая формулой (1) и приводящая к зависимости  $\tau_{Ee} \sim R^3$ , не противоречит данным, полученным на других установках. Как видно из табл.1, зависимость (2) может объяснить заметную разницу в величинах  $\tau_{Ee}$ , полученных на установках Т-11 и Т-10 при близких значениях  $a$ ,  $\bar{n}_e$  и  $q(a)$ .

Т а б л и ц а 1

Сопоставление измеренных и рассчитанных по формуле (2) значений  $\tau_{Ee}$

Установка	$R$ см	$a$ см	$q(a)$	$\bar{n}_e$ ( $10^{13} \text{ см}^{-3}$ )	$\langle T_e \rangle$ эВ	$Z_{eff}$	$\tau_{Ee}^{exp}$ мсек	$\tau_{Ee}^{calc}$ мсек
Т-11 [6]	70	12,5	2,5	1,5	150	$\sim 1$	2,4	2,4
Т-11 [6]	70	20	2,5	1,5	160	$\sim 1$	2,8	2,7
Т-10 [7]	150	24,5	2	2	460	4	12	14
PDX [8]	150	38	3,1	1,5	320	$\sim 1$	23	22

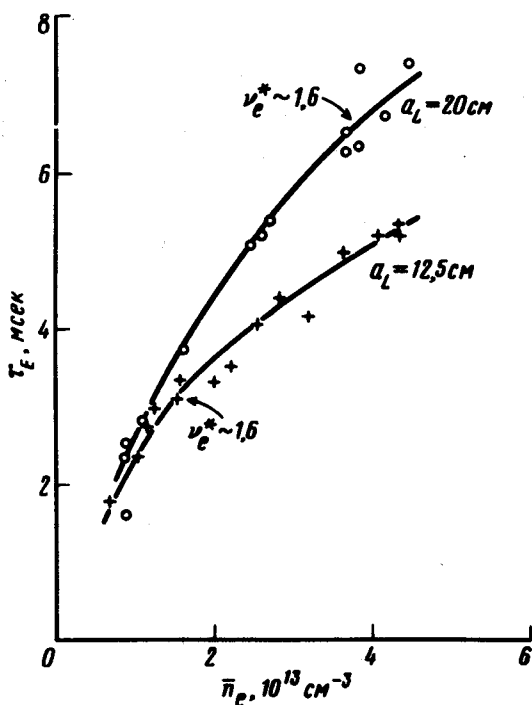


Рис.1. Зависимости  $\tau_E$  от  $\bar{n}_e$  при двух радиусах плазменного шнура в Т-11.  $B_0 = 9,4$  кГс;  $q(a) \approx 2,5$ ;  $a = a_L$  — радиус ограничительной диафрагмы

Приведенные в табл.1 данные были получены в режимах с низкой плотностью плазмы, в которых потери энергии определялись электронной теплопроводностью и величина параметра столкновительности электронов  $\nu_e^*$  на середине радиуса шнура была  $\lesssim 1$ .

В экспериментах на установке Т-11 мы попытались определить вклад электронной теплопроводности и интегральные потери энергии при умеренной и высокой плотности плазмы и значениях  $\nu_e^* > 1$ . С этой целью мы измерили величины интегрального энергетического времени жизни плазмы  $\tau_E$  в широком диапазоне  $\bar{n}_e$  при двух значениях радиуса шнура  $a = 20$  см и  $a = 12,5$  см. Исследовалась водородная плазма с низким содержанием примесей (эффективный ионный заряд  $Z_{eff} \approx 1$ , отношение мощности радиационных потерь и потерь за счет перезарядки к мощности омического нагрева  $P_{rad} / P_{OH}$  не превышало 0,15 как при низкой так и при высокой плотности плазмы). Величина тепловой энергии плазменного шнура определялась из измерений диамагнитного эффекта плазмы.

Результаты измерений представлены на рис.1. Видно, что при низких значениях  $\bar{n}_e \lesssim 1,5 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup> полученные зависимости  $\tau_E$  от  $\bar{n}_e$  близки к линейным. При повышении  $\bar{n}_e$  обе зависимости заметно отклоняются от линейных, причем в случае  $a = 12,5$  см отклонение от линейного закона  $\tau_E \sim \bar{n}_e$  оказывается более сильным (в этом случае экспериментальная кривая аппроксимируется зависимостью  $\tau_E \sim \sqrt{\bar{n}_e}$ ). Указанные особенности в поведении  $\tau_E$  удается объяснить усилением роли ионной теплопроводности в энергобалансе плазмы при повышении  $\bar{n}_e$  и  $\nu_e^*$ , предполагая, что и при высокой плотности плазмы энергетическое время жизни электронов следует зависимости (2). Это иллюстрирует табл.2, в которой производится сопоставление измеренных значений  $\tau_E$  с расчетными величинами  $\tau_{Ee}$  и  $\tau_{Ei}^{NEO}$  для двух значений радиуса шнура при  $\bar{n}_e \approx 4 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>. Там же приведены расчетные доли электронных  $P_e / P_{OH}$  и ионных  $P_i^{NEO} / P_{OH}$  потерь энергии. При вычислениях энергетического времени жизни ионов  $\tau_{Ei}^{NEO}$  и отношения  $P_i^{NEO} / P_{OH}$  мы использовали аппроксимационную формулу для неоклассического коэффициента ионной температуропроводности, предложенную П.Н.Юшмановым,  $\chi_i^{NEO} = \chi_i^{PS} + \chi_i^{PL} / (1 + \chi_i^{PL} / \chi_i^B)$  ( $\chi_i^{PS}$  – коэффициент Пфирша – Шлютера – Шафранова;  $\chi_i^{PL}$  и  $\chi_i^B$  – коэффициенты Галеева – Сагдеева для области промежуточных и редких соударений соответственно). Если при  $a = 20$  см, когда  $\nu_e^* \sim 1,7$ , потери за счет неоклассической ионной теплопроводности составляют  $\sim 30\%$  полных потерь энергии, то в случае  $a = 12,5$  см, когда  $\nu_e^* \sim 8$ , неоклассические ионные потери становятся доминирующими. При этом, как видно из табл.2, остающиеся потери энергии оказываются близкими к потерям за счет электронной теплопроводности, рассчитанным в соответствии с формулой (2).

Т а б л и ц а 2

$a$ см	$\langle T_e \rangle$ эВ	$\langle T_i \rangle$ эВ	$\tau_E$ мсек	$\tau_{Ei}^{NEO}$ мсек	$\tau_{Ee}$ мсек	$P_i^{NEO} / P_{OH}$	$P_e / P_{OH}$
20	125	105	6,8	11	7,8	0,3	0,46
12,5	100	85	5,0	3,8	7,8	0,6	0,32

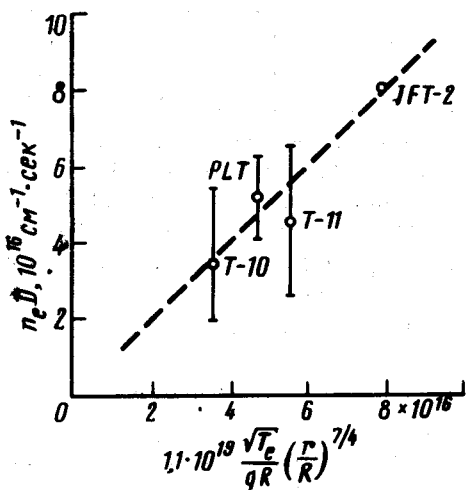


Рис.2. Величины  $D n_e$ , измеренные на установках Т-10 [7], JFT-2 [9], PLT [10] и Т-11, в функции произведения  $0,11 \chi_e n_e$

Таким образом, мы можем заключить, что формулы (1), (2) пригодны для описания электронных потерь энергии в широком диапазоне  $\bar{n}_e$  и  $\nu_e^* \approx 0,2 - 8$ .

Выше мы не учитывали потери энергии за счет диффузии плазмы. При рассмотрении энергобаланса электронов это, по-видимому, оправдано, так как коэффициент диффузии  $D$  примерно на порядок ниже чем  $\chi_e$  (рис.2). Если тенденция  $D \approx 0,1 \chi_e$ , которая видна на рис.2, подтвердится в дальнейших экспериментах, то потери заряженных частиц должны заметно влиять на энергобаланс ионов в области  $\nu_e^* \lesssim 1$  в режимах омического нагрева и в области  $\nu_e^* \lesssim 0,1$  в условиях мощного ( $P_{ADD} \sim 10 P_{OH}$ ) дополнительного нагрева плазмы.

Поступила в редакцию  
30 марта 1981 г.

### Литература

- [1] L.A.Berry, C.E.Bush, et. al. In Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res. (Proc. 6-th Int. Conf., Berchtesgaden, 1976) v.1, IAEA, Vienna, 1977, p.49.
- [2] M.H.Hughes, J.Hugill. In Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res. (Proc. 7-th Int. Conf., Innsbruck, 1978) v.1, IAEA, Vienna, 1979, p.457.
- [3] D.E.Post, R.J.Goldston, et. al. Ibid., p.471.
- [4] D.L.Jassby, D.R.Cohn, R.R.Parker, Nucl. Fusion, 16, 1045, 1976.
- [5] V.S.Vlasenkov, V.M.Leonov, et. al. In Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res. (Proc. 7-th Int. Conf., Innsbruck, 1978) v.1, IAEA, Vienna, 1979, p.211.
- [6] V.M.Leonov, V.G.Merezhkin, et. al. In Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res. (Proc. 8-th Int. Conf., Brussels, 1980) Paper IAEA-CN-38/N-2.
- [7] A.B.Berlizov, V.I.Bugaryya, et. al. Ibid., IAEA-CN-38/A-2.

- [8] D.Meade, V.Arunasalam. et. al. Ibid., IAEA-CN-38/X-1.
- [9] V.Shimomura, N.Suzuki. et. al. Ibid., Post-dead-line Paper.
- [10] R.Goldstone, S.Davis, et. al. In Proc. of 2-nd Joint Grenoble-Varennna Int. Symp. on Heating in Toroidal Plasmas.
-