



НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им. Г.И. Будкера СО РАН

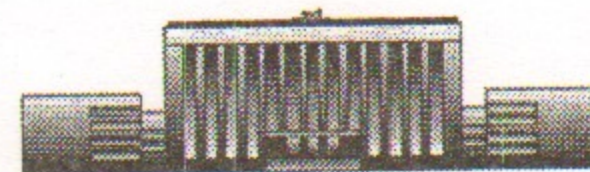
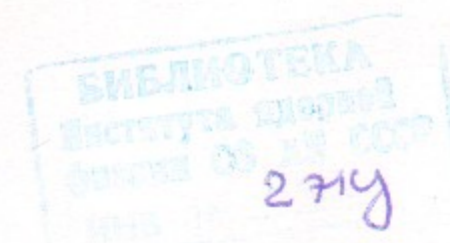
T.23

С.Ю. Таскаев

ЭФФЕКТИВНЫЙ НАГРЕВ ЭЛЕКТРОНОВ
В ПРОБКОТРОНЕ ПРОДОЛЬНЫМ ТОКОМ

ИЯФ 2001-64

<http://www.inp.nsk.su/publications>



НОВОСИБИРСК
2001

2

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Г.И. Будкера СО РАН

С.Ю. Таскаев

ЭФФЕКТИВНЫЙ НАГРЕВ ЭЛЕКТРОНОВ
В ПРОБКОТРОНЕ ПРОДОЛЬНЫМ ТОКОМ

ИЯФ 2001-64

НОВОСИБИРСК
2001

Эффективный нагрев электронов в пробкотроне продольным током

С. Ю. Таскаев

Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия
taskaev@inp.nsk.su

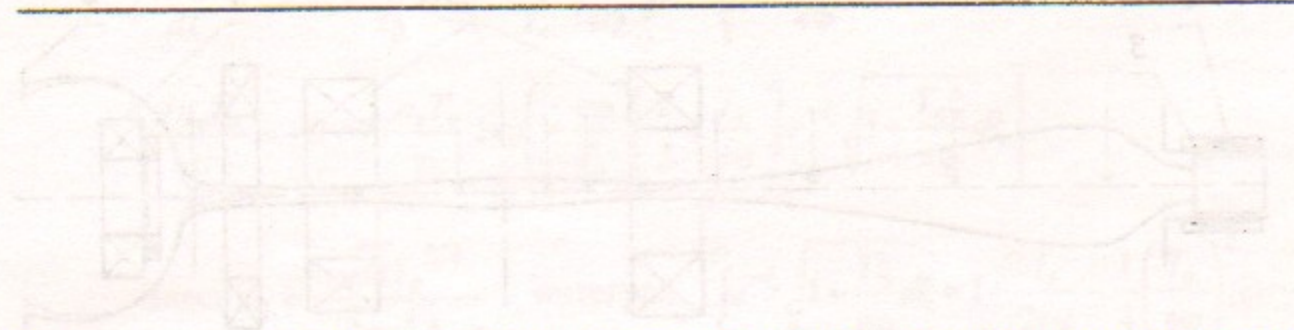
*Исследован электронный компонент горячей мишенной плазмы в
концевом пробкотроне установки АМБАЛ-М. Рассмотрен
энергобаланс электронов в пробкотроне. Выяснен основной механизм
нагрева электронов.*

Effective Electron Heating in Mirror by Longitudinal Current

S. Taskaev

Budker Institute of Nuclear Physics, SB RAS, Novosibirsk, Russia

*An electron component of hot target plasma in an end mirror of AMBAL-M
device was studied. An energy balance of electrons in the mirror was
considered. A mechanism of electron heating was cleared up.*



В концевом пробкотроне установки АМБАЛ-М при использовании торцевого газоразрядного источника плазмы [1] без дополнительных методов нагрева получена горячая мишенная плазма [2]. Обнаружено протекание по плазме значительного тока [3] и измерен его профиль. Выяснено, что продольный ток является частью тока разряда источника плазмы [4]. Формирование потока быстрых электронов было предсказано в работе [5] и экспериментально подтверждено в работе [6]. Данная работа посвящена выяснению механизмов нагрева электронов в пробкотроне.

Материал статьи представлен следующим образом. После краткого описания экспериментальной установки и сценария получения плазмы в пробкотроне рассмотрены возможные механизмы нагрева электронов и оценен их вклад. Затем подробно рассмотрен механизм прямой передачи энергии удерживаемым в пробкотроне электронам от потока быстрых электронов, формирующихся в области перед пробкотроном. В Заключение сформулированы основные результаты работы.

Экспериментальная установка

Эксперименты проведены на концевом аксиально-симметричном пробкотроне амбиполярной открытой магнитной ловушки АМБАЛ-М [2]. Схема эксперимента представлена на рис. 1. Вытекающая из газоразрядного источника [1] плазма с характерной температурой $T \sim 10$ эВ и плотностью $n \approx 2 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ распространяется вдоль силовых линий магнитного поля. Потенциалы электродов источника формируют неравновесный профиль радиального электрического поля в плазме. Неоднородный азимутальный дрейф приводит к развитию неустойчивости Кельвина-Гельмгольца [7], возникновению электростатических колебаний с широким спектром и к стохастическому нагреву замагниченных ионов в поперечную степень свободы [8]. Интенсивный нагрев ионов и сопутствующая поперечная диффузия приводят к бесстолкновительному режиму течения в области входной пробки, вследствие чего значительная часть потока отражается возрастающим магнитным полем пробки, и во входной пробке реализуется термобарьер, значительно подавляющий теплообмен между электронами в пробкотроне и в транспортирующей области [9, 1]. В пробкотроне реализуется адиабатическое удержание частиц. В центре пробкотрона плазма имеет диаметр 20 см, плотность $6 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$, ионную температуру 200 эВ и, что наиболее существенно, высокую электронную температуру 50 эВ. Высокое значение электронной температуры всегда оставляло открытым вопрос о механизмах ее поддержания и стимулировало проведение исследований.

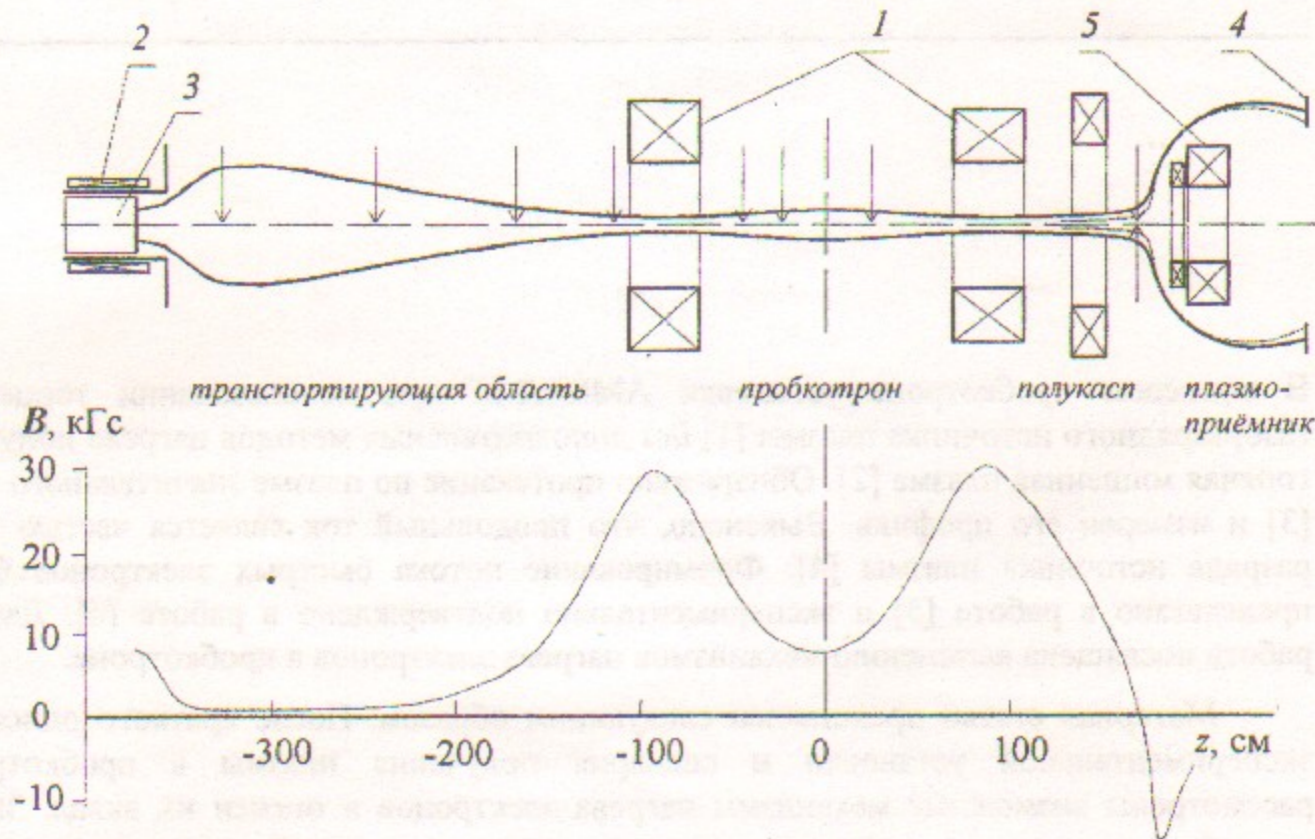


Рис. 1. Концевая система установки АМБАЛ-М и силовая линия, выходящая из источника плазмы. Ниже — магнитное поле на оси. 1 — катушки пробкотрона, 2 — соленоид источника плазмы, 3 — газоразрядный источник плазмы, 4 — плазмоприёмник, 5 — катушка полукасп.

Энергобаланс электронов в пробкотроне

Определим продольные потери электронов вследствие кулоновского рассеяния в конус потерь в пробкотроне, рассматривая его как адиабатическую ловушку. Такое рассмотрение применимо, поскольку время рассеяния электронов в конус потерь значительно превышает время пролёта вдоль ловушки. Ионы рассеиваются медленнее, чем электроны, и, чтобы выровнять потери и сохранить свою квазинейтральность, плазма в пробкотроне принимает положительный потенциал относительно пробки. В отсутствие пролётных частиц приближенные аналитические выражения для скорости потерь частиц и энергии в приближении квадратной ямы получены в ряде работ [10-13], и мы воспользуемся выражением, выведенным из приближённого решения уравнения Фоккера-Планка и представленным в статье [11]. Для пробкотрона АМБАЛ-М с пробочным отношением 4 эти выражения записываются в виде

$$\frac{dn_e}{dt} = -0,694 \frac{n_e}{\tau_0} \exp\left(-\frac{e\phi}{T_e}\right) \frac{T_e}{e\phi} \int_0^\infty e^{-\xi} \sqrt{1 + \frac{T_e \xi}{e\phi}} d\xi,$$

$$\frac{dn_e T_e}{dt} = -0,694 \frac{n_e T_e}{\tau_0} \exp\left(-\frac{e\phi}{T_e}\right) \left[\frac{2}{3} + \frac{T_e}{e\phi} \int_0^\infty e^{-\xi} \sqrt{1 + \frac{T_e \xi}{e\phi}} d\xi \right].$$

Здесь $\tau_0 = \frac{\sqrt{mT_e}^{3/2}}{\sqrt{2\pi e^4 N_e n}}$, интеграл $\int_0^\infty e^{-\xi} \sqrt{1 + \frac{T_e \xi}{e\phi}} d\xi \approx 1 + \frac{T_e}{2e\phi} - \frac{1}{4} \left(\frac{T_e}{e\phi}\right)^2 + \dots$ имеет

значение порядка единицы, ϕ — разность потенциалов между пробкотроном и пробкой.

Учитывая зависимость потенциала плазмы ϕ от радиуса r [1] (диапазон $\phi \sim 50 \div 150$ В) и то, что потенциал в выходной пробке примерно на 20 В выше потенциала во входной, интегрированием по радиусу находим, что скорость потерь электронов, имеющих температуру 50 эВ, оценивается величиной $dN_e/dt = -300$ А, а выносимая ими мощность составляет $dN_e T_e/dt = -35$ кВт. Поскольку захваченные электроны имеют температуру 10 эВ, то мощность нагрева электронов должна быть не менее 30 кВт.

Мощность нагрева электронов от более горячих ионов с температурой $T_i \sim 200$ эВ в результате кулоновских столкновений имеет значение $V \frac{3 n T_i}{2 \tau_{dr}} \approx 3$ кВт, что явно недостаточно для замыкания энергобаланса электронов.

Значительное влияние на нагрев должен оказывать продольный ток величиной порядка 1 кА, экспериментально регистрируемый по всей длине установки [3]. В пробкотроне профиль плотности тока измерен в сечении $z = 25$ см (см. рис. 5 в работе [3]). Предположив для расчёта сохранение профиля плотности тока в пробкотроне, опишем его следующим образом: $j(r, z) = 35 \frac{B(z)}{B(0)} \exp\left(-\frac{B(z)}{B(0)} (r/2,8)^2\right)$ А/см². Полагая проводимость классической, спитцеровской, $\sigma_{||} = 1,96 e^2 n_e \tau_e / m_e$, получим мощность джоулева нагрева в пробкотроне $Q_J = 2\pi \int_{-88}^{88} \frac{j^2(r, z)}{\sigma_{||}(r, z)} r dr dz = 0,85$ кВт, что также много меньше величины, необходимой для замыкания энергобаланса.

Наличие тока безусловно требует уточнения скорости потерь энергии электронов. Приведённые выше формулы получены для случая, когда скорости потерь электронов и ионов равны. Согласно [11] электрон выносит энергию, равную $E = e\phi + \alpha T_e$, где коэффициент α порядка единицы. Реально электрон выносит только свою температуру, а величина $e\phi$ передаётся амбиполярному полю, которое ускоряет ионы. Поскольку потери захваченных электронов значительно превосходят потери ионов (~ 40 А [1]), скорость потерь энергии электронов из пробкотрона меньше

приведённой выше оценки 35 кВт. При $e\phi = 2 T_e$ электрон из пробкотрона выносит энергию равную $1,15 T_e$. Тогда потоком электронов в 300 А с температурой 50 эВ выносятся 17 кВт, и 5 кВт выносятся потоком ионов в 40 А на потенциале 120 В. Таким образом, скорость потери энергии захваченных электронов из пробкотрона примерно 22 кВт. Поскольку попадающие в потенциальную яму электроны уже имеют начальную температуру 10 эВ, величина нагрева электронов должна быть на уровне 17 кВт.

В работе [6] было показано, что в пробкотроне функция распределения электронов по продольной скорости имеет вид плато в области энергий от 100 эВ до 300 эВ, и плотность этих быстрых электронов оценивается величиной 10^{11} см^{-3} . Определено, что функция распределения электронов в пробкотроне может быть представлена как состоящая из популяции максвелловских электронов, удерживаемых в пробкотроне, и популяции быстрых электронов, обеспечивающих перенос значительной части продольного тока. Результаты этих измерений позволили исключить очевидный, всегда подразумевавшийся турбулентный механизм нагрева электронов, когда замыкание энергобаланса обеспечивается значительным увеличением мощности джоулева нагрева вследствие интенсивного рассеяния электронов на волнах, при котором течение становится гидродинамическим, и в переносе тока должны участвовать все электроны.

Нагрев потоком быстрых электронов

Тот факт, что ток в пробкотроне переносится не всеми электронами, а малой популяцией, кардинально изменяет ситуацию с нагревом электронов.

Легко показать качественно, что мощность джоулева нагрева значительно возрастает, как только ток переносится малой популяцией электронов. Пусть сначала ток переносится всеми электронами. Их плотность равна n , потоковая скорость — u , тепловая — v_T и $u \ll v_T$. В результате столкновений с ионами за время τ , определяемое скоростью относительного движения, т.е. тепловой скоростью электронов, они теряют продольный импульс $nm_e u$. Значит, на электроны действует сила трения $F = nm_e u / \tau$, приводящая к выделению тепла в электронном газе $P_{\text{joule}} = Fu = nm_e u^2 / \tau \propto j^2 / n\tau$, где $j = enu$. Пусть такой же ток переносится частью электронов плотностью n_f ($n_f \ll n$) со скоростью u_f ($u \ll u_f \ll v_T$). Токовые электроны теряют такой же продольный импульс $n_f m_e u_f$ за то же время τ . Сила трения та же — $n_f m_e u_f / \tau$, однако выделяемая мощность значительно возрастает: $P = n_f m_e u_f^2 / \tau \propto j^2 / n_f \tau \propto P_{\text{joule}} n / n_f \gg P_{\text{joule}}$. Но этот красивый пример не применим к нагреву захваченных электронов, поскольку он определяет нагрев токовых электронов.

Для понимания механизма нагрева удерживаемых в пробкотроне электронов рассмотрим течение тока в пробкотроне аналогично работе [14] — как плоский поток электронов с энергией \mathcal{E} в равновесной плазме с температурой 50 эВ. Плотность токовых электронов значительно меньше плотности ионов, поэтому для простоты будем полагать плотность удерживаемых в пробкотроне электронов равной плотности ионов.

Характерное столкновительное время быстрых электронов равно

$$\tau_1^e = \frac{\sqrt{m_e}}{\pi\sqrt{2}e^4} \cdot \frac{\mathcal{E}_e^{3/2}}{\lambda n_i},$$

и для электронов с энергией $\mathcal{E}_e \sim 100$ эВ имеет величину 3 мкс, что

в 10 раз превышает время их пролёта через пробкотрон τ_f . В результате столкновений с ионами и электронами быстрые электроны теряют свой импульс и передают энергию. Время потери импульса τ_s и передачи энергии τ_e для $\mathcal{E}_e \sim 100$ эВ приведено в таблице.

	столкновения с ионами	столкновения с электронами
τ_s	τ_1	$\tau_1/1,4$
τ_e	$\gg \tau_1$	$\approx \tau_1$

Быстрые электроны в результате столкновений с ионами теряют продольный импульс за время τ_1 без передачи энергии. Токовые электроны также сталкиваются с удерживаемыми в пробкотроне электронами. Время потери импульса здесь несколько меньше из-за немалой скорости захваченных электронов и составляет $\tau_s^{ee} \approx \tau_1^e / 1,4$. Если $\mathcal{E}_e > T$, то поток греет захваченные электроны. При $\mathcal{E}_e \geq 2 T_e$ время передачи энергии примерно равно τ_1 .

Потеря импульса быстрых электронов приводят к хаотизации их скорости и переходу энергии их упорядоченного движения в тепло. Суммарная мощность джоулева нагрева имеет величину $P = I \mathcal{E}_e \tau_f (1/\tau_s^e + 1/\tau_s^i) \approx 20$ кВт. При пролёте быстрых электронов через весь пробкотрон прирост их температуры достигает $\Delta T_{\text{cur}} = \frac{2}{3} \cdot \frac{P}{I} \approx 13$ эВ. В результате рассеяния при столкновениях часть потока захватывается в пробкотрон. Рассмотрение показывает, что при симметричном относительно центра пробкотрона продольном распределении потенциала почти весь втекающий поток электронов должен захватиться в пробкотроне. Необходимый захват электронов в 300 А обеспечивается увеличением потенциала в выходном (для текущего тока) минимуме потенциала на величину порядка 20 В по сравнению с входным. Такая разница минимумов потенциала экспериментально измеряется зондами, расположенными симметрично относительно центра пробкотрона — в $z = -116$ и 116 см. Захват и нагрев при пролёте через пробкотрон идёт одновременно, но с различной зависимостью от времени t . Нагрев пропорционален t , а количество захваченных частиц, пропорциональное скорости отклонения частиц, растёт со временем как \sqrt{t} . Поэтому прирост температуры захваченных электронов в среднем будет меньше половины прироста температуры при пролёте всего пробкотрона. В энергобалансе этот нагрев из-за потери продольного импульса в результате парных столкновений с электронами и ионами мишенной плазмы можно учесть тем, что температуру захваченных электронов, пришедших из транспортирующей области, будем считать не 10 эВ, а примерно 15 эВ. Т.е., применительно к мишенной плазме,

омический нагрев приводит к нагреву электронов на 5 эВ. Это важный вклад, но не определяющий.

Основной вклад в нагрев удерживаемых в пробкотроне электронов вносит прямая передача энергии от быстрых электронов, переносящих ток, в результате кулоновских столкновений. Время передачи энергии и, соответственно, мощность нагрева зависят от скорости быстрых электронов. На рис. 2 приведена зависимость мощности нагрева захваченных электронов с температурой 50 эВ, определяемая как $P = I \mathcal{E}_e \tau_f / \tau_e$, где $I = 1$ кА, от энергии быстрых электронов \mathcal{E}_e . Видно, что в области энергий 100 ÷ 300 эВ зависимость довольно слабая, и наиболее оптимальным для поддержания температуры 50 эВ является поток быстрых электронов энергией примерно 150 эВ.

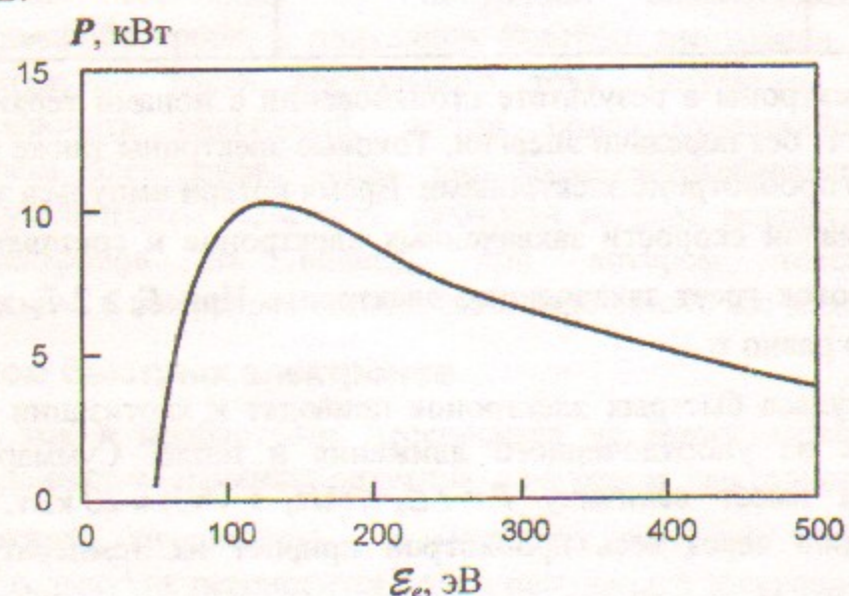


Рис. 2. Зависимость мощности нагрева захваченных электронов с температурой 50 эВ от энергии быстрых электронов \mathcal{E}_e при токе $I = 1$ кА.

Проведено подробное рассмотрение энергобаланса электронов, удерживаемых в пробкотроне. Рассмотрено следующее уравнение:

$$-1,15 T_e \frac{dn_e}{dt} - |e\phi| \frac{dn_i}{dt} + \mathcal{E}_e \frac{I \tau_f}{V \tau_e} + \frac{3}{2} T_i \frac{n}{\tau_{dr}} + \frac{3}{2} T_{e0}^* \frac{dn_e}{dt} = 0.$$

Первые два члена описывают потери энергии электронного компонента, связанные с потерями электронов и ускорением ионов электрическим полем. Вторые два члена описывают нагрев электронов в пробкотроне — прямая передача энергии от токовых электронов и от более горячих ионов вследствие столкновений. Пятый член учитывает то, что захваченные электроны имеют ненулевую температуру. Здесь в неявном виде учтён омический нагрев — полагаем, что температура захваченных электронов выше температуры электронов T_{e0} , приходящих из транспортирующей области, на 5 эВ.

Выяснено, что баланс энергии наиболее чувствителен к $e\phi/T_e$ и слабо зависит от плотности и ионной температуры. Баланс при $n = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $T_i = 200$ эВ, $I = 1$ кА, $T_{e0} = 10$ эВ устанавливается, например, для следующих пар T_e и ϕ : 40 эВ, 100 В; 45 эВ, 120 В или 50 эВ, 150 В. Это находится в хорошем согласии с экспериментально измеряемыми параметрами.

В приведённых случаях замыкания энергобаланса величина необходимого нагрева электронов мишенной плазмы получалась равной 18 кВт, 16 кВт и 12 кВт соответственно. Причём прямая передача энергии от потоковых электронов в результате парных столкновений ($\approx 70\%$) была основной в нагреве, а нагрев от более горячих ионов (20%) и омический ($\sim 10\%$) — дополнительными.

Заключение

В работе исследован электронный компонент горячей мишенной плазмы, полученной в концевом пробкотроне установки АМБАЛ-М. Рассмотрен энергобаланс электронов в пробкотроне. Выяснено, что основным механизмом нагрева электронов в пробкотроне является прямая передача энергии им от формирующегося потока быстрых электронов, переносящих ток.

Автор выражает искреннюю благодарность А. А. Кабанцеву за полезные обсуждения, связанные с уточнением потерь энергии электронов, и всему коллективу сотрудников установки АМБАЛ-М за помощь в работе.

Литература

1. Димов Г. И., Иванов А. А., Росляков Г. В. Физика плазмы 8 (1982) 970.
2. Ахметов Т. Д., Белкин В. С., Бендер Е. Д. и др. Там же 23 (1997) 988.
3. Ахметов Т. Д., Давыденко В. И., Кабанцев А. А. и др. Там же 24 (1998) 1065.
4. Таскаев С. Ю. Там же 25 (1999) 510.
5. Таскаев С. Ю. Там же 26 (2000) 128.
6. Ахметов Т. Д., Давыденко В. И., Таскаев С. Ю. Там же 26 (2000) 166.
7. Кабанцев А. А., Таскаев С. Ю. Там же 16 (1990) 700.
8. Кабанцев А. А., Таскаев С. Ю. Там же 18 (1992) 635.
9. Димов Г. И., Кабанцев А. А., Кузьмин С. В. и др. Там же 19 (1993) 350.
10. Pastukhov V. P. Nuclear Fusion 14 (1974) 3.
11. Пастухов В. П. Вопросы теории плазмы / Под ред. Кадомцева Б. Б. М.: Атомиздат 13 (1984) 160.
12. Chernin D. P., Rosenbluth M. N. Nuclear Fusion 18 (1978) 47.
13. Cohen R. H., Rensink M. E., Cutler T. A., Mirin A. A. Ibid 18 (1978) 1229.
14. Трубников Б. А. Вопросы теории плазмы / Под ред. Леонтовича М. А. М.: Атомиздат 1 (1963) 98.

С.Ю. Таскаев

**Эффективный нагрев электронов
в пробкотроне продольным током**

S. Yu. Taskaev

**Effective electron heating
in mirror by longitudinal current**

ИЯФ 2001-64

Ответственный за выпуск А.М. Кудрявцев

Работа поступила 19.10.2001 г.

Сдано в набор 20.10.2001 г.

Подписано в печать 21.10.2001 г.

Формат бумаги 60x90 1/16 Объем 0.9 печ.л., 0.8 уч.-изд.л.

Тираж 100 экз. Бесплатно. Заказ № 64

Обработано на IBM PC и отпечатано на
ротапринте ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН

Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.