



Сибирское отделение Российской Академии наук  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им.Г.И. Будкера

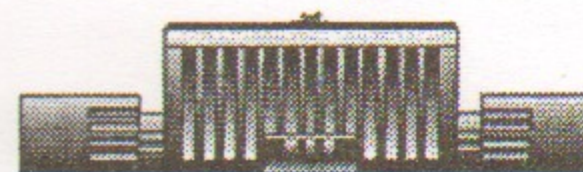
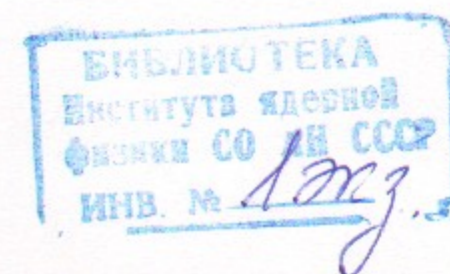
*A. 95  
1999*

Т.Д. Ахметов, В.И. Давыденко, С.Ю. Таскаев

**ИЗМЕРЕНИЯ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ  
ЭЛЕКТРОНОВ В СТАРТОВОЙ ПЛАЗМЕ  
АМБАЛ-М ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИМ  
ЭНЕРГОАНАЛИЗАТОРОМ**

ИЯФ 99-43

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



НОВОСИБИРСК  
1999

**Измерения функции распределения электронов в стартовой плазме АМБАЛ-М электростатическим энергоанализатором**

*Т. Д. Ахметов, В. И. Давыденко, С. Ю. Таскаев*

Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН,  
Новосибирск, Россия

*Выполнены измерения функции распределения электронов по продольной скорости в стартовой плазме концевого пробкотрона установки АМБАЛ-М. Для измерений использовался подвижный миниатюрный электростатический энергоанализатор. Обнаружено, что в области протекания значительного продольного тока функция распределения электронов по продольной скорости имеет вид, близкий к плато в области энергий 150÷350 эВ.*

**Measurement of electron distribution function in the initial plasma of AMBAL-M by an electrostatic energy analyzer**

*T. D. Akhmetov, V. I. Davydenko, and S. Yu. Taskaev*

G.I. Budker Institute of nuclear physics, SB RAS,  
Novosibirsk, Russia

*Electron distribution function in parallel energy was measured in the initial plasma in the end mirror of the AMBAL-M machine. The measurements were performed by a small movable electrostatic energy analyzer. It was found that in the region where a considerable parallel current flows, the electron distribution function has the form close to a plateau in the range 150÷350 eV.*

В концевом пробкотроне установки АМБАЛ-М получена горячая стартовая плазма диаметром 20 см, плотностью  $\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , температурой электронов 50 эВ, ионов — 200 эВ [1]. Для создания плазмы используется плазменная струя, генерируемая газоразрядным плазменным источником, расположенным в запробочной области. Существенной особенностью полученной плазмы является протекание сосредоточенного в приосевой области продольного электронного тока величиной порядка 1 кА [2]. Для выяснения механизмов нагрева и переноса тока представляется полезным и интересным выполнить прямые измерения функции распределения электронов в пробкотроне. Результаты измерений функции распределения электронов по вольт-амперной характеристике лэнгмюровского зонда [3], помещённого в горячую плазму, допускают различные интерпретации.

Цель настоящей работы состояла в проведении измерений функции распределения электронов в концевом пробкотроне с помощью специально изготовленного миниатюрного электростатического энергоанализатора.

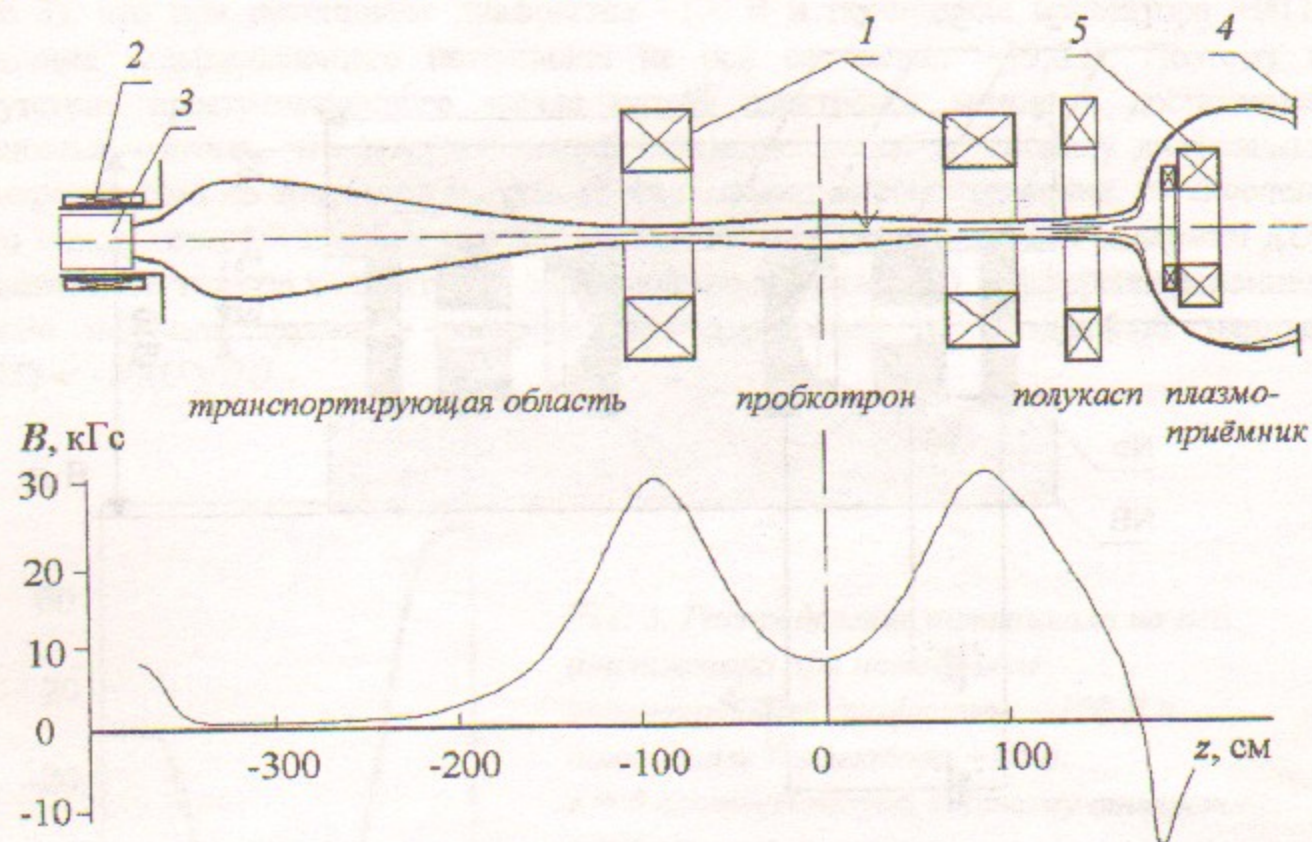


Рис. 1. Концевая система установки АМБАЛ-М. 1 — катушки пробкотрона, 2 — соленоид источника плазмы, 3 — источник плазмы, 4 — плазмоприёмник, 5 — катушки полукаспа. Положение анализатора отмечено стрелкой.

Энергоанализаторы аналогичного типа уже использовались для локальных измерений электронного тока, направленного вдоль магнитного поля, в пинчах с обращенным полем [4, 5]. Эти измерения продемонстрировали возможность применения такого энергоанализатора для измерения функции распределения электронов по продольной энергии.

## Описание анализатора

Схема концевой системы установки АМБАЛ-М и положение анализатора в пробкотроне приведены на рис. 1. Анализатор закреплён на керамической трубке и вводится в плазму с помощью координатного механизма. Анализатор, схематически изображенный на рис. 2, состоит из двух симметричных частей, помещённых внутри изолирующего корпуса из нитрида бора. Каждая половина анализатора состоит из входной шайбы с малым отверстием, анализирующей диафрагмы и коллектора. Толщина входной шайбы, изготовленной из ниобия, составляет 1 мм, диаметр входного отверстия равен 0,3 мм. Диафрагма имеет толщину 2 мм и диаметр отверстия 1 мм. Центры отверстий во входной шайбе и диафрагме расположены на одной оси, которая ориентируется вдоль магнитного поля. Диаметры отверстий в электродах были выбраны в соответствии с энергией ионов и электронов в области измерений.

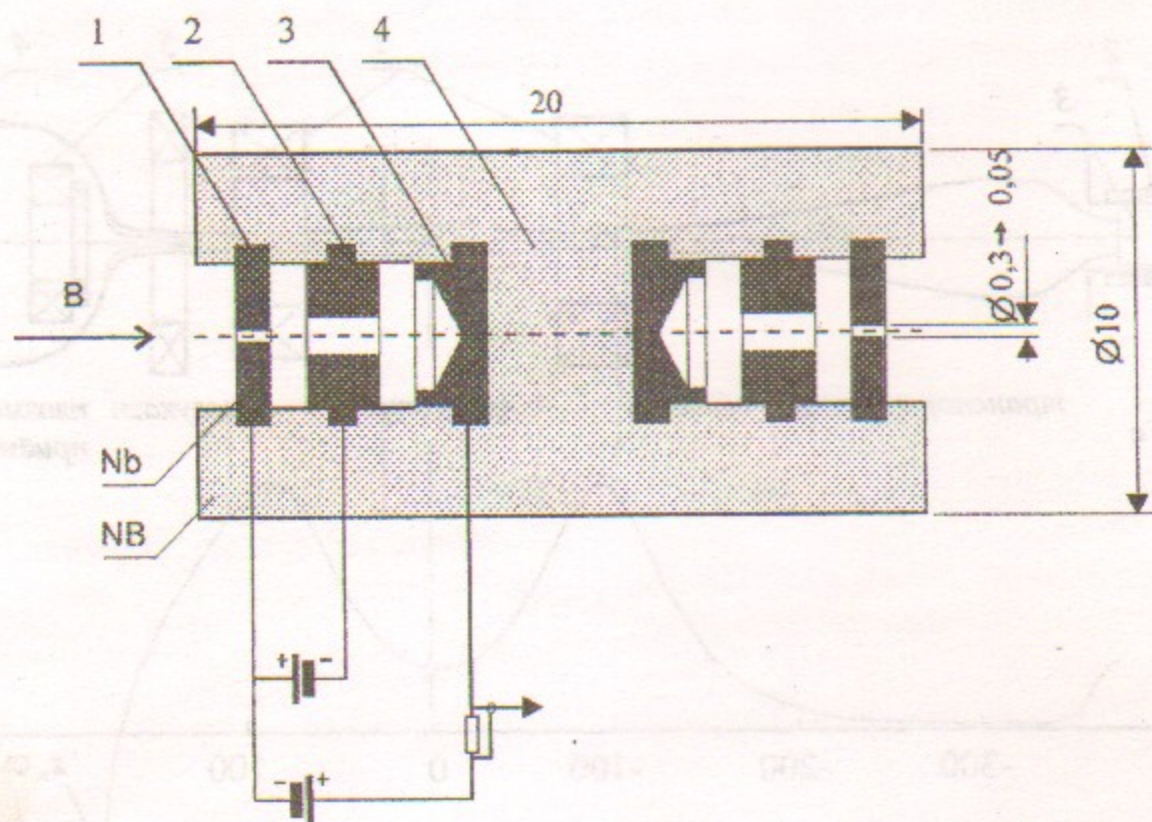


Рис. 2. Схема энергоанализатора. 1 — шайба с входным отверстием, 2 — анализирующая диафрагма, 3 — коллектор, 4 — изолирующий корпус.

Возможность измерения основана на нарушении квазинейтральности в малом входном отверстии, сравнимым с дебаевским размером экранирования. Поток ионов в анализатор ослабляется за счёт использования протяженного входного отверстия. Поскольку ларморовский радиус ионов в области расположения анализатора  $r_i \approx 2,5$  мм значительно больше диаметра входного отверстия, то при выбранной длине отверстия большая часть ионов попадает на стенку протяженного отверстия и не проникает в анализатор. В то же время, характерный ларморовский радиус электронов  $r_e \approx 0,025$  мм меньше размера отверстия, и электроны свободно проходят в анализатор вдоль магнитного поля. При погружении анализатора в плазму изолированная входная шайба заряжается отрицательно относительно потенциала пространства на величину  $\sim 2,5 \div 3 T_e/e$  для того, чтобы ток на шайбу был равен нулю. Наличие этого потенциала, значительно снижающего поток электронов плазмы через входное отверстие анализатора, приводит к тому, что анализатор фактически измеряет функцию распределения надтепловых электронов с энергиями, превышающими  $2,5 \div 3 T_e$ . Энергетический анализ вошедшего в анализатор потока электронов производится путем подачи отрицательного потенциала на диафрагму относительно входной шайбы. Для подавления вторичной электронной эмиссии с коллектора и отталкивания небольшой доли ионов, прошедших в анализатор из-за малости их поперечной энергии, на коллектор подаётся положительный потенциал относительно входной шайбы. Численное решение уравнения Лапласа показывает (рис. 3), что при потенциале диафрагмы  $-100$  В и потенциале коллектора  $+90$  В величина задерживающего потенциала на оси составляет  $-99,6$  В. Поэтому в отсутствие пространственного заряда потока электронов можно с достаточной точностью считать, что задерживающий потенциал равен потенциалу диафрагмы. Измерение тока на коллектор производится с помощью сопротивления, установленного между входной шайбой и коллектором. Из измеренной кривой задержки  $j(U)$  (зависимости тока на коллектор от запирающего напряжения) дифференцированием можно получить функцию распределения электронов по продольной энергии  $f(U) \propto -dj(U)/dU$ .

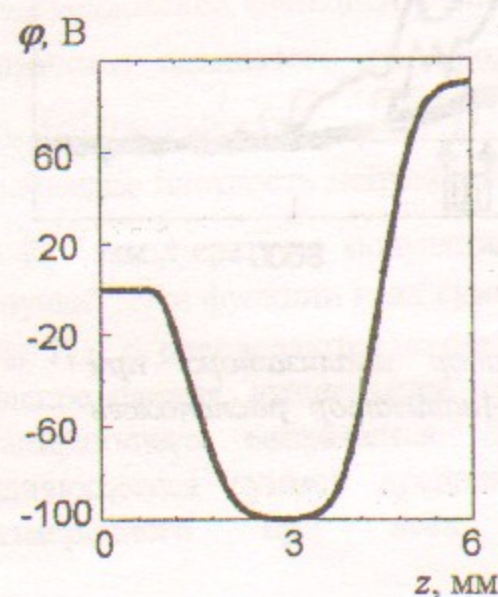


Рис. 3. Распределение потенциала на оси анализатора при потенциале анализирующей диафрагмы  $-100$  В и потенциале коллектора  $+90$  В.  $z = 0$  соответствует входному отверстию,  $z = 6$  мм — коллектору.

## Результаты измерений.

Измерения проводились в приосевой области плазмы пробкотрона и выполнялись в режиме отдельных импульсов при воспроизводимости параметров плазмы на уровне  $5 \div 10\%$ . На рис. 4 приведены осциллограммы тока на коллектор части анализатора, обращенной к источнику плазмы, при различных задерживающих напряжениях. Из представленных осциллограмм видно, что увеличение задерживающего напряжения приводит к монотонному снижению тока на коллектор. Для определения зависимости тока от задерживающего напряжения было произведено усреднение тока на трёх временных промежутках по 160 мкс, отмеченных на рис. 4 римскими цифрами. В полученных зависимостях, представленных на рис. 5, большая часть кривых хорошо аппроксимируется прямыми линиями, что свидетельствует о наличии плато в функции распределения электронов до энергий 180, 160, 60 эВ, соответственно, с дальнейшим спадом при последующем повышении энергии на 50 эВ.

Как уже говорилось выше, функцию распределения можно найти дифференцированием экспериментальной зависимости  $j_{exp}(U)$ , однако при этом погрешности измерений приводят к нежелательному большому искажению искомым функций, и для устранения этих вычислительных ошибок требуется тщательное предварительное сглаживание экспериментальных кривых. Поэтому мы выбрали другой алгоритм, который также позволяет оценивать функцию распределения по измерен-

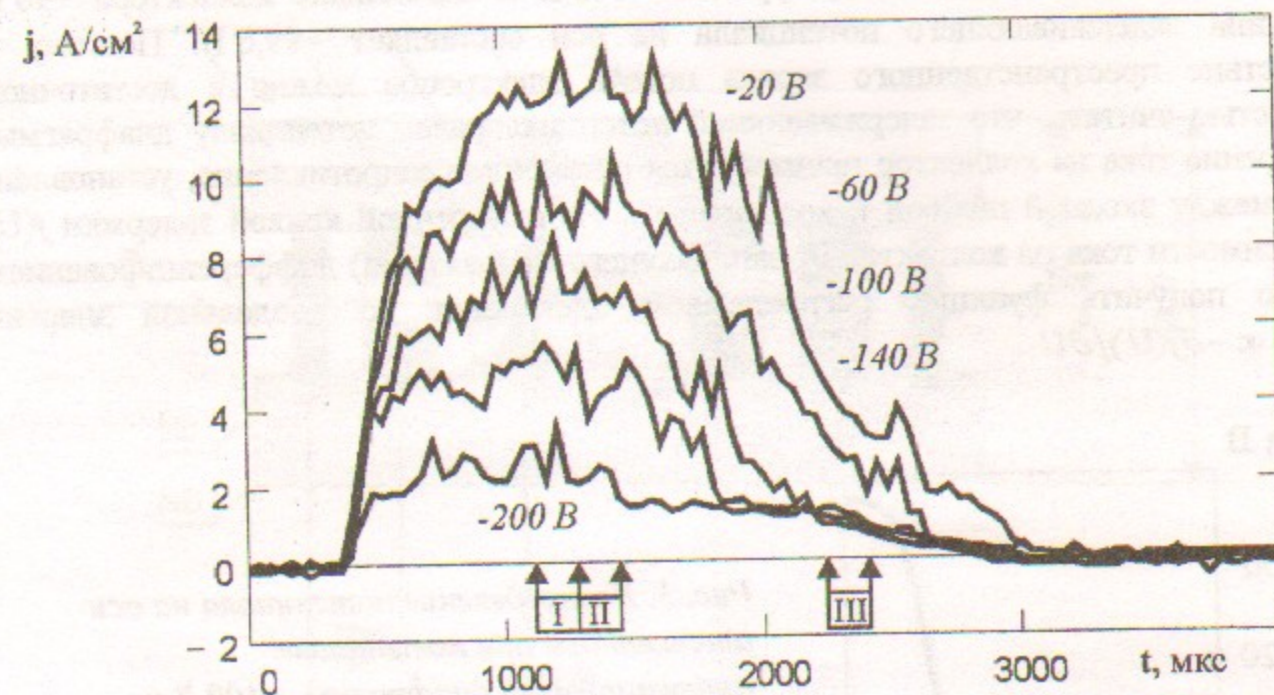


Рис. 4. Осциллограммы тока на коллектор анализатора при различных задерживающих напряжениях. Анализатор расположен на оси и обращен к источнику плазмы.

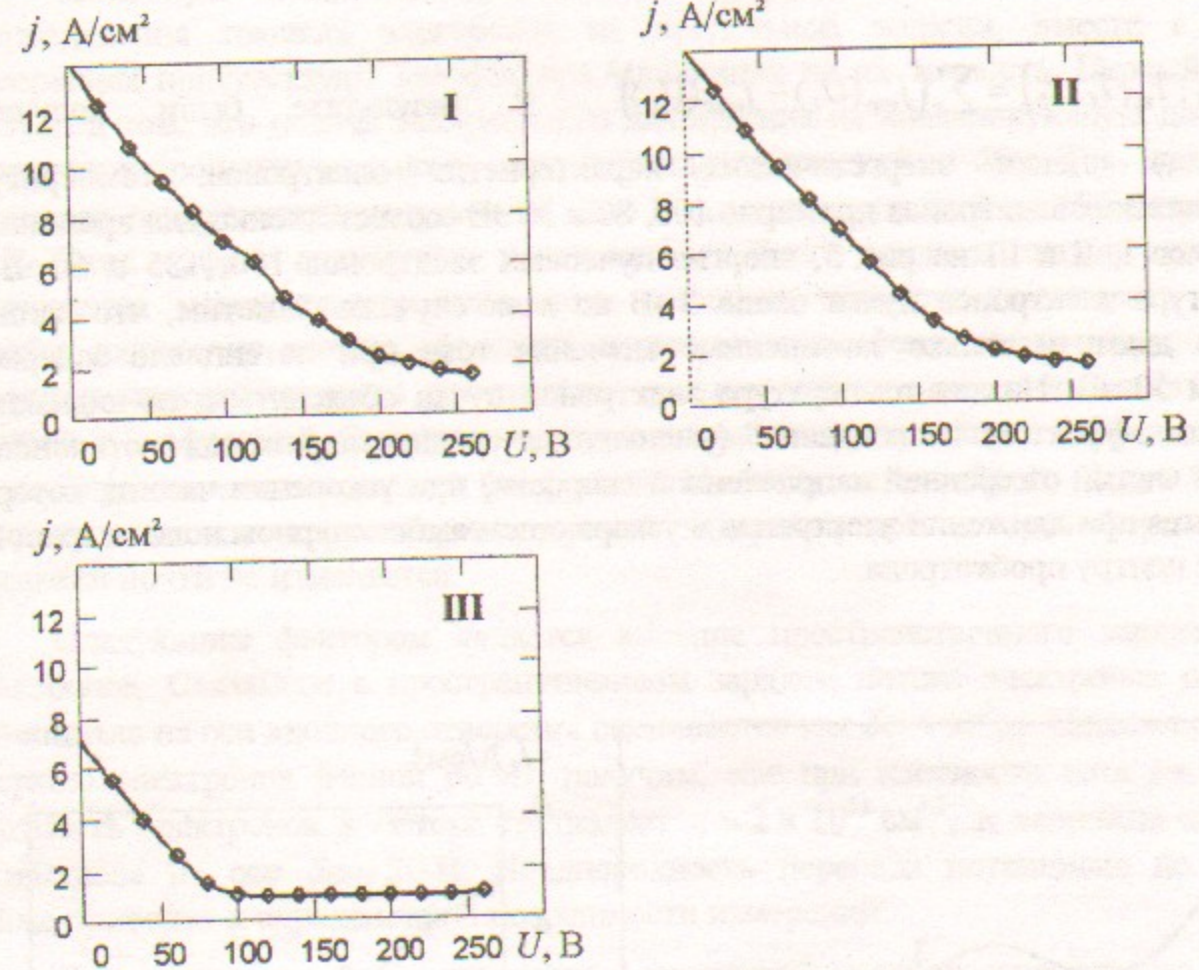


Рис. 5. Зависимость тока от запирающего напряжения для трёх временных промежутков (I, II, III), отмеченных на Рис. 4.

ному току, если задана аналитическая аппроксимация функции распределения с несколькими свободными параметрами.

Для простоты считаем, что измеренный ток можно представить в виде суммы вкладов от популяции с максвелловским распределением по продольной энергии и "пучка" с конечной температурой. Тепловые электроны в пробкотроне описываем максвелловской функцией распределения  $f_{maxw}(\varepsilon) = c_m \exp(-\varepsilon/T_m)$ , а пучок задаем с помощью сдвинутого по продольной скорости максвелловского распределения  $f_{fast}(\varepsilon) = c_f \exp(-(\sqrt{\varepsilon} - \sqrt{\varepsilon_0})^2/T_f)$ . Здесь  $c_m$  и  $c_f$  — нормировочные константы, задающие плотность популяций электронов,  $\varepsilon$  — продольная энергия,  $\varepsilon = mv_{||}^2/2$ ,  $T_m$  и  $T_f$  — температуры популяций, и  $\varepsilon_0$  — средняя продольная энергия электронов "пучка". Эти функции и их сумма изображены на рис. 6. Искомые параметры  $c_m$ ,  $c_f$ ,  $T_m$ ,  $T_f$  и  $\varepsilon_0$  определяются по следующему алгоритму. Сначала по модельной функции распределения вычисляется ток, попадающий на коллектор в зависимости от запирающего напряжения. Затем производится минимизация функционала, являющегося суммой среднеквадратичных отклонений вычисленного тока от измеренного при всех напряжениях, по свободным параметрам

$W\{c_m, c_f, T_m, T_f, \varepsilon_0\} = \sum_i (j_{\text{exp}}(U_i) - j_{\text{appr}}(U_i))^2$ . В результате были получены

следующие оценки энергетических характеристик электронов: температура максвелловских электронов примерно 100, 80 и 30 эВ соответственно для временных интервалов I, II и III на рис. 5, энергия пучковых электронов 150, 135 и 60 эВ, а температура электронов пучка около 3 эВ во всех случаях. Заметим, что данные решения дают несколько завышенные значения тока при потенциале задержки меньшем 50 эВ. Низкая температура электронов пучка объясняется, по-видимому, известным эффектом "охлаждения" (уменьшения среднеквадратичного отклонения скорости частиц от средней направленной скорости) при ускорении частиц, которое реализуется при движении электронов в ускоряющем амбиполярном поле от входной пробки к центру пробкотрона.

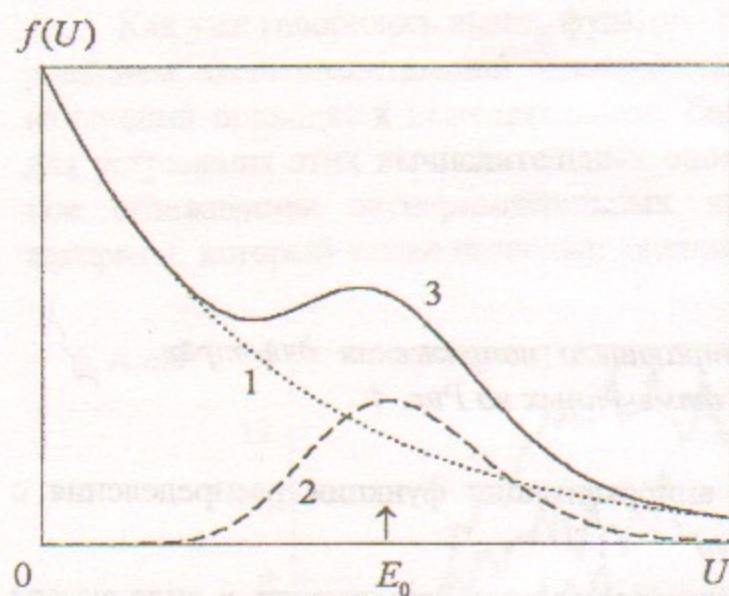


Рис. 6. Модельная функция распределения (ФР) электронов. 1 – максвелловская ФР  $f_1(U)$ , 2 – ФР быстрых электронов  $f_2(U)$ , 3 – суммарная ФР:  $f(U) = f_1(U) + f_2(U)$ .

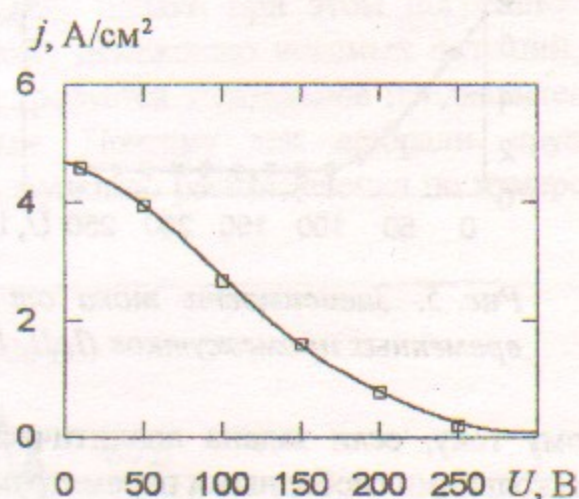


Рис. 7. Кривая задержки для обращенной от пучки части анализатора.

Кривая задержки для обращенной от пучки части анализатора, показана на рис. 7. Величина тока на коллектор при нулевом потенциале запирающего напряжения в этом случае примерно в 3,5 раза меньше по сравнению с предыдущим случаем, подавление тока электронов в анализатор также достигается при изменении запирающего потенциала до 200 В. Поток электронов в анализатор в этом случае может быть объяснен как частичным отражением быстрых электронов от выходной пробки, так и надтепловыми электронами максвелловского "хвоста".

Хотя проведенные измерения демонстрируют наличие плато в функции распределения токовых электронов по продольной энергии, вместе с тем, в измерениях присутствуют два фактора, влияющих на их точность. Первый фактор состоит в том, что подача запирающего напряжения на анализирующую диафрагму приводит к пропорциональному росту потенциала входной шайбы. Так, при подаче, например, запирающего напряжения  $-200$  В потенциал входной шайбы возрастал на 80 В. Этот эффект аналогичен поведению двойного зонда в плазме при подаче напряжения между электродами, хотя величину прироста потенциала входной шайбы достаточно сложно объяснить количественно. Фактически получается, что величина задерживающего потенциала меньше напряжения, подаваемого между шайбой и диафрагмой. Определено, что зависимость запирающего напряжения  $U_{\text{repl}}$  от потенциала анализирующей диафрагмы  $U_d$  близка к линейной:  $U_{\text{repl}} \approx 0,6 \cdot U_d$ , и поэтому возможна корректировка кривой задержки, при которой форма кривой задержки почти не изменяется.

Следующим фактором является влияние пространственного заряда потока электронов. Связанное с пространственным зарядом потока электронов снижение потенциала на оси входного отверстия оценивается как  $\delta\phi \approx \pi r^2 n e$ . Полагая среднюю энергию электронов равной 60 эВ, получим, что при плотности тока  $j \approx 15$  А/см<sup>2</sup> плотность электронов в потоке составляет  $n \approx 2 \times 10^{11}$  см<sup>-3</sup>, и величина снижения потенциала на оси  $\delta\phi \approx 20$  В. Неоднородность перепада потенциала по радиусу также приводит к определенной погрешности измерений.

Для проведения более аккуратных измерений диаметр отверстия во входной шайбе был уменьшен до 0,05 мм. При этом подача запирающего напряжения  $-200$  В приводила к возрастанию потенциала входной шайбы только на 10 В, и можно считать, что потенциал анализирующей диафрагмы не влияет на потенциал входной шайбы и является запирающим потенциалом. Ток на коллектор при нулевом потенциале анализирующей диафрагмы уменьшился не пропорционально уменьшению площади входного отверстия в 36 раз, а в 100 раз. Это дополнительное уменьшение связано с тем, что радиус входного отверстия стал равен ларморовскому радиусу электронов с поперечной энергией 50 эВ, и не все электроны проходят в анализатор. Теперь входное отверстие анализатора отсекает не только ионы, но и электроны, имеющие значительную поперечную скорость. Такая селекция подчеркивает вклад пучковых электронов с малой поперечной температурой. Поскольку регистрируемый ток уменьшился в 100 раз, то и потенциал объемного заряда снизился в 100 раз, и его влияние на точность измерений стало пренебрежимо малым.

На рис. 8а приведена измеренная анализатором с уменьшенным входным отверстием зависимость тока на коллектор от запирающего напряжения. Хотя из-за снижения тока на коллектор разброс экспериментальных точек увеличился, из представленных данных видно, что функция распределения токовых электронов является достаточно широкой и немаксвелловской. Вследствие разброса экспериментальных точек имеется некоторая неопределенность в проведении через

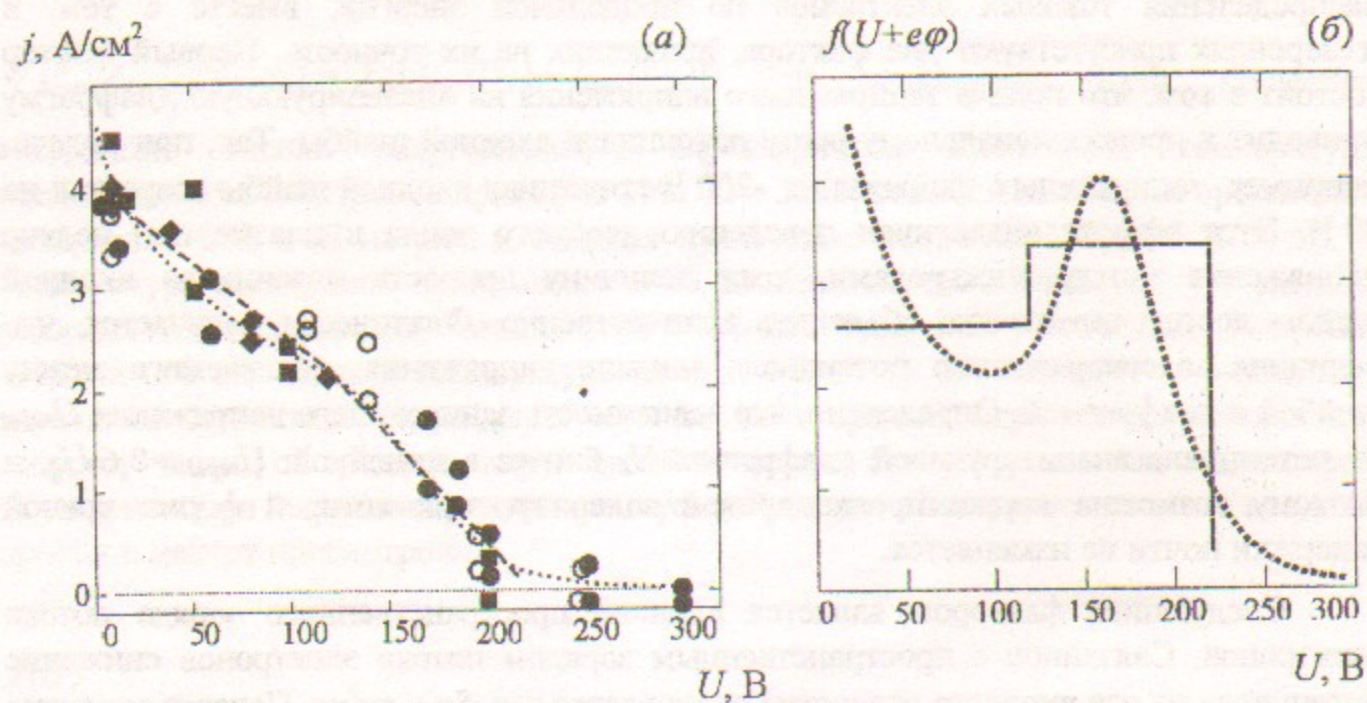


Рис. 8. Кривая задержки для анализатора с уменьшенным входным отверстием (а) и функция распределения электронов по продольной энергии (б), полученная из соответствующих пунктирной и штриховой кривых, показанным на (а). Усреднение проведено по временному промежутку  $1 \div 1,5$  мс. Результаты разных серий измерений отмечены разными значками.

эти точки плавной кривой, необходимой для определения функции распределения путем дифференцирования по напряжению. В качестве примера через экспериментальные точки проведены две возможные кривые, и на рис. 8б показаны функции распределения электронов по продольной энергии для этих кривых. Видно, что для обеих кривых функция распределения электронов в области энергий от  $e\phi_l$  до  $e\phi_l + 200$  эВ имеет вид плато. Полагая  $e\phi_l \approx 3T_e \approx 150$  эВ, можно утверждать, что плато расположено в области продольных энергий токовых электронов от 150 до 350 эВ.

Для выяснения влияния надтепловых электронов плазмы были выполнены измерения анализатором с уменьшенным отверстием на радиусе 6 см (вне области радиусом около 4 см, в которой сосредоточен продольный ток), результаты которых представлены на рис. 9. На этом радиусе параметры основной плазмы примерно такие же, как и на оси, однако продольного тока нет. Представленные на рис. 9 данные хорошо аппроксимируются максвелловским распределением с температурой 60 эВ. Величина тока на коллектор при нулевом напряжении задержки упала в 2,5 раза по сравнению с измерениями на оси, что объясняется отсутствием быстрых токовых электронов. Тогда можно утверждать, что в предыдущих измерениях на оси примерно равный вклад в ток дают максвелловские и пучковые электроны.

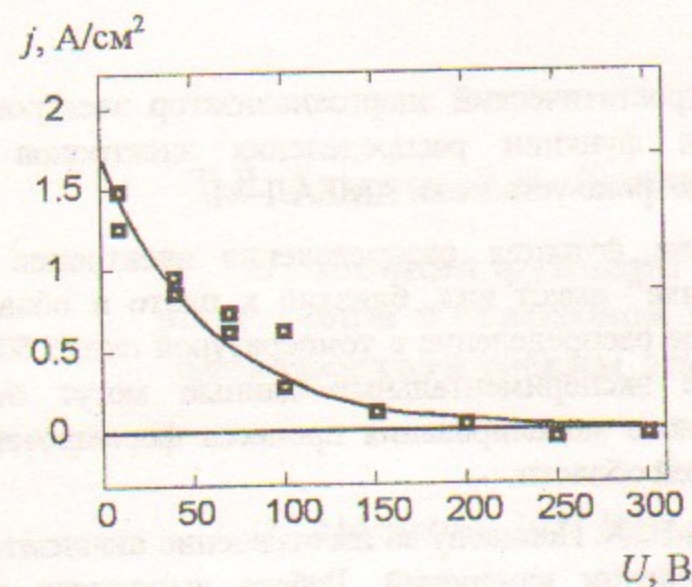


Рис. 9. Кривая задержки при расположении анализатора на радиусе 6 см. Сплошной линией показана кривая задержки для максвелловского распределения электронов с температурой 60 эВ.

Кроме того, были проведены измерения радиальных профилей плавающего потенциала обеих входных шайб, одна из которых обращена к источнику плазмы, а другая — к плазмоприёмнику. Результаты этих измерений приведены на рис. 10. Представленный профиль разности потенциалов шайб свидетельствует о неизотропности функции распределения электронов в приосевой области. Как и следовало ожидать, эта область совпадает с областью течения тока, локализованной ранее магнитным зондом [2].

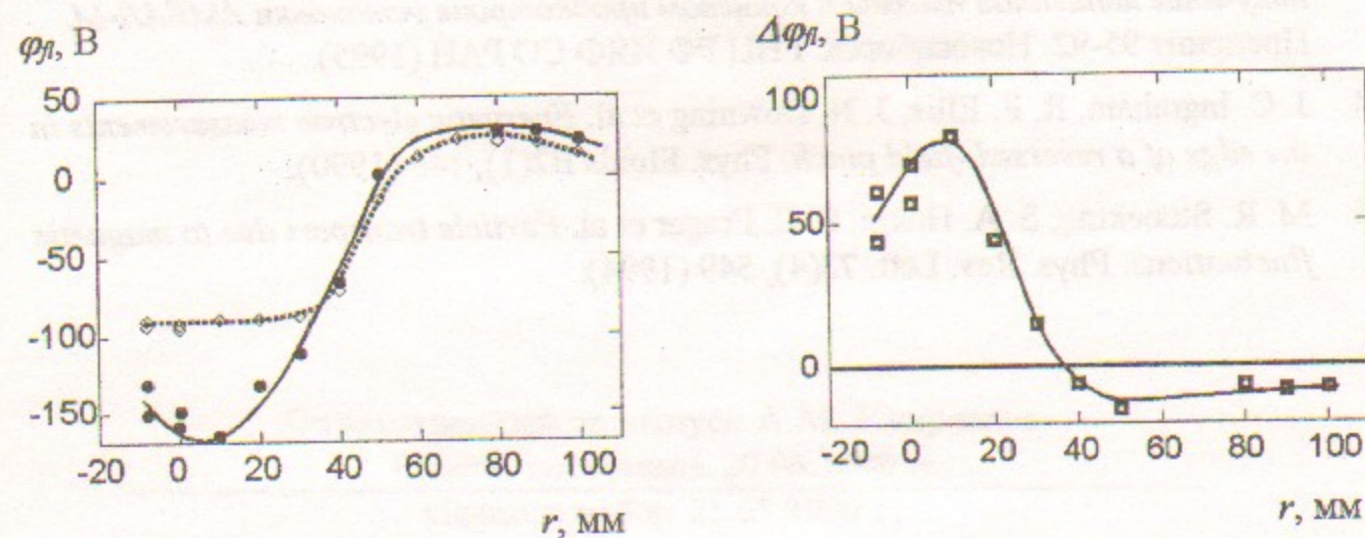


Рис. 10. Радиальные профили плавающего потенциала шайб анализатора, обращённой к источнику плазмы (●), противоположной (○) (а) и их разность (б).

## Заключение.

Изготовлен миниатюрный электростатический энергоанализатор электронов. Анализатором проведены измерения функции распределения электронов по продольной скорости в концевом пробкотроне установки АМБАЛ-М.

Обнаружено, что в пробкотроне функция распределения электронов по продольной скорости в "токовом канале" имеет вид, близкий к плато в области энергий  $150 \div 350$  эВ, и максвелловское распределение с температурой около 60 эВ вне "токового канала". Полученные экспериментальные данные могут быть использованы для проведения численного моделирования процесса формирования токовых электронов в транспортирующей области.

Авторы выражают благодарность В. А. Новикову за изготовление анализатора и П. Д. Рыбакову за помощь в проведении измерений. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 98-02-17801).

## Литература

1. Т. Д. Ахметов, В. С. Белкин, Е. Д. Бендер и др. *Создание горячей стартовой плазмы в концевой системе АМБАЛ-М*. Физика Плазмы **23**(11), 988 (1997).
2. Т. Д. Ахметов, В. И. Давыденко, А. А. Кабанцев, В. Б. Рева, В. Г. Соколов, С. Ю. Таскаев. *Продольный ток в стартовой плазме установки АМБАЛ-М*. Физика Плазмы **24**(12), 1065 (1998).
3. С. Ю. Таскаев. *Исследование влияния значительного электронного тока на получение мишенной плазмы в концевом пробкотроне установки АМБАЛ-М*. Препринт 95-92. Новосибирск. ГНЦ РФ ИЯФ СО РАН (1995).
4. J. C. Ingraham, R. F. Ellis, J. N. Downing et al. *Energetic electron measurements in the edge of a reversed-field pinch*. Phys. Fluids B2(1), 143 (1990).
5. M. R. Stoneking, S. A. Hokin, S. C. Prager et al. *Particle transport due to magnetic fluctuations*. Phys. Rev. Lett. **73**(4), 549 (1994).

Т.Д. Ахметов, В.И. Давыденко, С.Ю. Таскаев

### Измерения функции распределения электронов в стартовой плазме АМБАЛ-М электростатическим энергоанализатором

T.D. Akhmetov, V.I. Davydenko, S.Yu. Taskaev

### Measurement of electron distribution function in the initial plasma of AMBAL-M by an electrostatic energy analyzer

ИЯФ 99-43

Ответственный за выпуск А.М. Кудрявцев

Работа поступила 20.05.1999 г.

Сдано в набор 21.05.1999 г.

Подписано в печать 21.05.1999 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 0.9 печ.л., 0.8 уч.-изд.л.

Тираж 110 экз. Бесплатно. Заказ № 43

Обработано на IBM PC и отпечатано на

ротапринте ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН

Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.