

Министерство образования Российской Федерации

Новосибирский Государственный Университет

Физический факультет

Кафедра Физики Плазмы

Квалификационная работа на соискание степени бакалавра

**ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГИИ И ПОТОКА ИОНОВ  
В УСТАНОВКЕ АМБАЛ-М ТОРЦЕВЫМИ  
АНАЛИЗАТОРАМИ**

Солдаткина Елена Ивановна

Научный руководитель

к.ф.-м.н. Ахметов Т.Д.

---

Новосибирск - 2003

## Оглавление

Введение .....	3
1. Диагностики для измерения температуры ионов в соленоиде АМБАЛ-М .....	4
2. Анализ концевых потерь. Обоснование диагностического метода .....	5
3. Сеточный энергоанализатор .....	6
3.1. Устройство анализатора и принцип действия. Оценка возможных погрешностей.....	6
3.2. Результаты измерений сеточным анализатором.....	10
4. Магнитный анализатор ионов .....	11
4.1. Схема анализатора и принцип действия.....	11
4.2. Результаты измерений .....	12
Заключение .....	14
Литература.....	15

## Введение

В настоящее время установка АМБАЛ-М состоит из соленоида и концевой системы (рис.1). Горячая плазма в ловушке создается за счет заполнения термоизолированной турбулентной плазменной струей, генерируемой газоразрядным источником плазмы, расположенным в заправочной области соленоида [1].

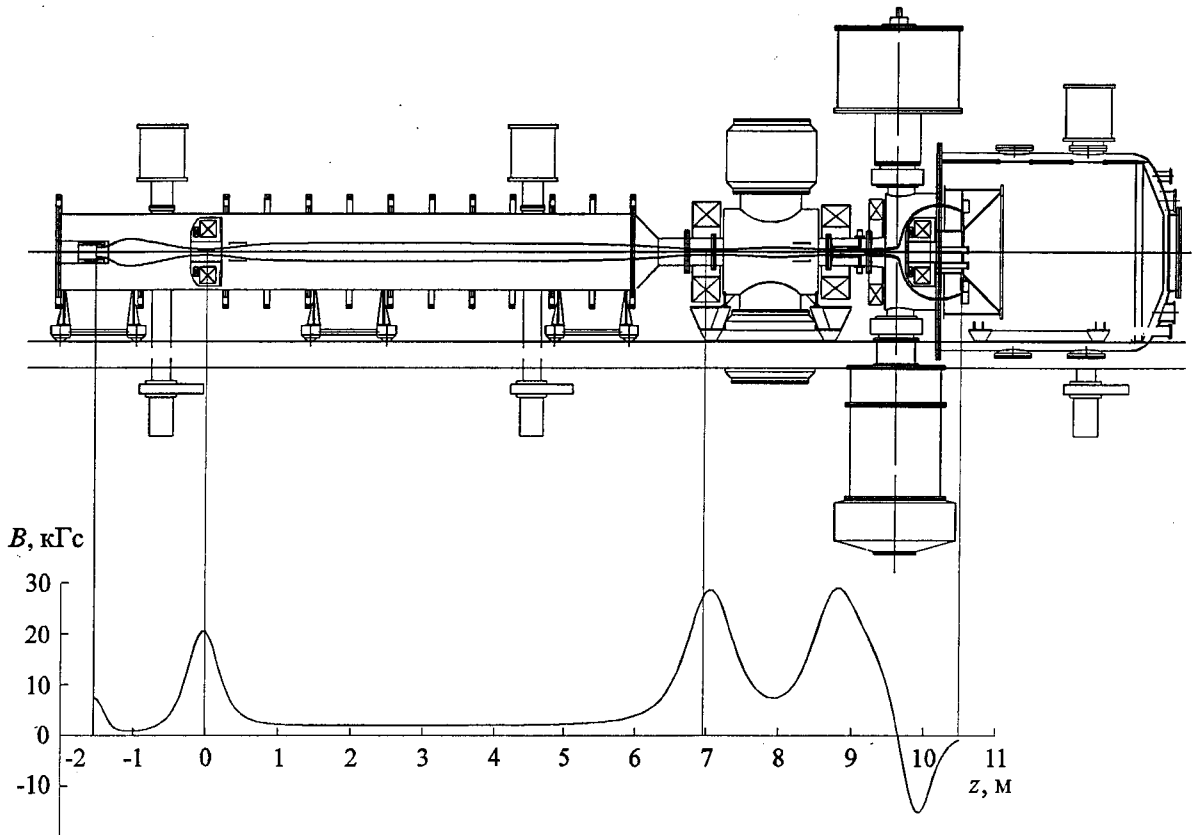


Рис.1. Схема установки АМБАЛ-М.

В соленоиде образуется МГД – устойчивая плазма длиной 6 м и диаметром 35 см, плотностью  $\approx (1 \div 2) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , температурой электронов  $\approx 50 \text{ эВ}$ , температурой ионов  $\approx 250 \text{ эВ}$ . Величина магнитного поля в соленоиде  $B = 2 \text{ кГс}$ .

В настоящее время на установке АМБАЛ-М проводятся эксперименты по повышению относительного давления плазмы  $\beta = 8\pi(T_e + T_i)n/B^2$ . Параметр  $\beta$  можно увеличить за счет повышения плотности плазмы и ее температуры, а также путем уменьшения магнитного поля в соленоиде. С целью повышения давления плазмы в соленоиде, в концевой системе был установлен второй плазменный источник, а также применялся

напуск газообразного водорода в соленоид, в результате чего удалось увеличить плотность плазмы до  $6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . С целью повышения  $\beta$  без существенного снижения температуры ионов и электронов проводились эксперименты с магнитным полем, сниженным с 2 до 1 кГс, что вместе с напуском газа позволило достичь значений  $\beta \approx 0.4$  [2].

Поскольку  $T_i \gg T_e$ , давление плазмы обеспечивается, в основном, ионами, поэтому для определения величины  $\beta$ , особенно в экспериментах с  $\beta \approx 1$ , необходимо измерять ионную температуру с хорошей точностью.

## **1. Диагностики для измерения температуры ионов в соленоиде АМБАЛ-М**

Электронная температура и плотность плазмы в экспериментах на АМБАЛ-М определяются по данным двойных и тройных ленгмюровских зондов и по ослаблению диагностического пучка нейтральных атомов водорода и аргона (ДИНА). Температура ионов в соленоиде измеряется по уширению линии излучения H- $\alpha$ . Несмотря на очевидные достоинства оптического метода (бесконтактный, не возмущающий плазму), ему свойственны такие ограничения как нелокальность (излучение усредняется по хорде наблюдения), влияние излучения примесей, искажающего форму спектральных линий водорода, неопределенность пространственной области свечения и невозможность измерять температуру ионов в глубине горячей плазмы, где почти весь газ ионизуется. Поэтому для получения более точных данных об ионной температуре, полезно измерять ее также при помощи других диагностик. Так, в настоящее время ведется подготовка к запуску диагностики, основанной на резерфордском рассеянии нейтральных атомов пучка на ионах плазмы. Также в соленоиде установлены и настраиваются макроскопические зонды с размерами порядка ларморовского радиуса ионов  $\rho_i \approx 1 \text{ см}$ , которые позволяют измерять температуру ионов, используя более сильную замагниченность электронов  $\rho_i \gg \rho_e$ .

Так как в магнитных ловушках открытого типа основные потери плазмы приходятся на продольное вытекание через магнитные пробки по силовым линиям поля, кроме указанных методов можно использовать диагностики, анализирующие концевые потери плазмы, поскольку, как будет показано ниже, по параметрам вытекающей плазмы можно определить температуру ионов в соленоиде.

Определение ионной температуры плазмы составило основную задачу данной работы, для решения которой были использованы торцевой сеточный энергоанализатор и магнитный анализатор ионов, установленные в области слабого магнитного поля за магнитной пробкой ловушки.

## 2. Анализ концевых потерь. Обоснование диагностического метода

Длину пробега ионов в плазме можно оценить как  $\lambda_i \approx V_{Ti} \tau_{ii}$ , где  $\tau_{ii} = \frac{\sqrt{m_i} T^{3/2}}{\pi \sqrt{2} n \Lambda e^4}$  - время рассеяния ионов на угол порядка единицы,  $\Lambda \sim 15$  - кулоновский логарифм,  $V_{Ti} \approx 2 \cdot 10^7$  см/с - тепловая скорость ионов при  $T_i \approx 250$  эВ. Для соленоида АМБАЛ-М получаем оценку  $\lambda_i \approx 60$  м. Поскольку эта величина много больше длины установки ( $L \approx 7$  м), то плазма практически бесстолкновительная, и можно считать, что сохраняются полная энергия  $E = \frac{mV^2}{2}$  и магнитный инвариант  $\mu = \frac{mV_{\perp}^2}{2B}$  отдельных ионов. Кроме того, ларморовский радиус ионов, соответствующий их характерной температуре  $T_i \approx 250$  эВ, много меньше диаметра плазмы в соленоиде, то есть частицы плазмы движутся вдоль вложенных друг в друга, осесимметричных магнитных поверхностей. Поэтому, анализируя плазму, вытекающую из ловушки на выбранной магнитной поверхности, можно получить информацию о параметрах плазмы в соленоиде на той же поверхности.

Если в соленоиде распределение ионов по энергиям максвелловское с температурой  $T_i$ , то на выбранной магнитной силовой линии оно всюду будет максвелловским с той же температурой, сдвинувшись на постоянную величину по энергии, равную разности потенциалов плазмы между рассматриваемыми точками. Найдем функцию распределения по скоростям ионов в месте расположения анализатора, для простоты пренебрегая разностью потенциалов плазмы в соленоиде и за пробкой.

Пробкотрон покидают лишь ионы, попавшие в конус потерь, которые затем попадают в область слабого поля за пробкой, вследствие чего конус потерь сужается. Функция распределения ионов по продольным скоростям получается путем интегрирования полной функции распределения по поперечным скоростям для ионов, находящихся в конусе потерь в пространстве скоростей:

$$f(V_{\parallel}) = \sqrt{\frac{m}{2\pi T_i}} \left[ \exp\left(-\frac{mV_{\parallel}^2}{2T_i}\right) - \exp\left(-\frac{mV_{\parallel}^2}{2T_i}\beta\right) \right] \quad (1),$$

где приняты обозначения  $\beta = 1 + \alpha \cdot \text{tg}^2\theta$ ,  $\alpha$  - отношение магнитных полей в месте расположения анализатора и в выходной пробке,  $\theta$  - угол конуса потерь.

Полученная функция распределения позволяет оценить ток ионов в области анализаторов конечных потерь и анализировать результаты измерений энергетических спектров ионов.

### 3. Сеточный энергоанализатор

#### 3.1. Устройство анализатора и принцип действия. Оценка возможных погрешностей.

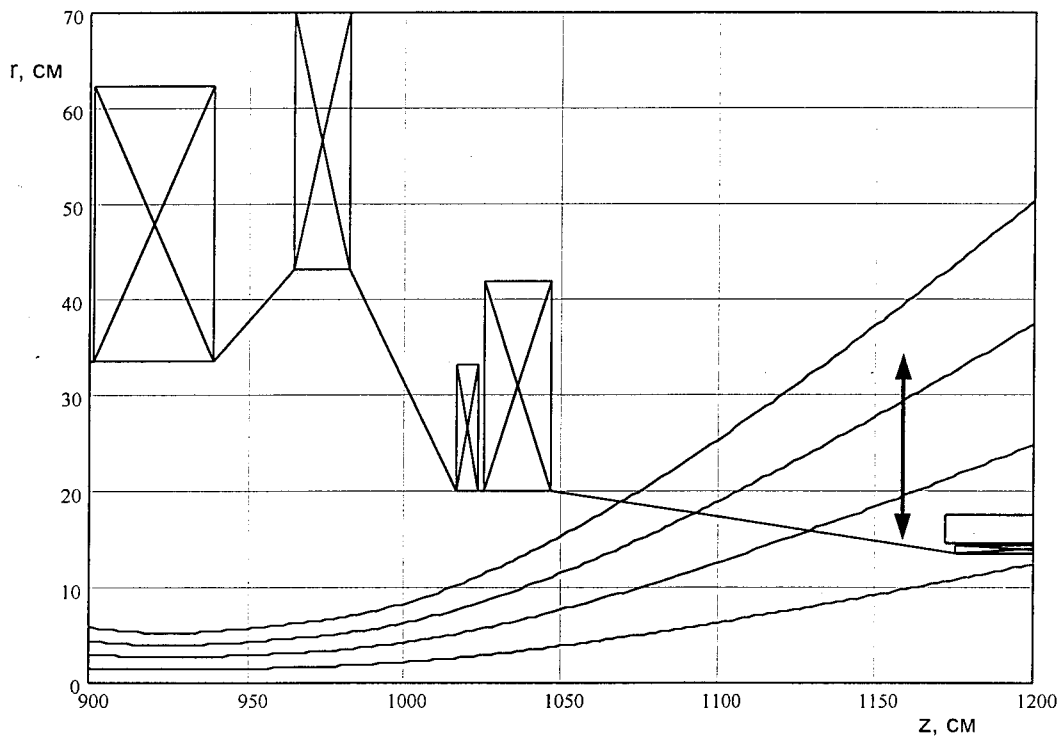


Рис. 2 . Силовые линии магнитного поля в заprobочной области и линия движения анализатора ( $z=1160$  см,  $15 < r < 34$  см).

Сеточный анализатор установлен в расширяющемся поле в заправочной области концевой системы и может перемещаться по радиусу в пределах от 15 до 34 см, что, согласно сохранению потока ( $Br^2 = const$ ), соответствует области соленоида от 7,5 до 17 см. (рис. 2, сечение  $z = 1160\text{см}$ )

Анализатор состоит из трех многопроволочных сеток и коллектора, размещенных внутри цилиндрического корпуса из нержавеющей стали. На рис. 3 представлено схематическое устройство анализатора и распределение потенциала на сетках. Первая входная сетка имеет апертуру 2 см и обычно заземлена. Входная сетка изолирует внешнюю плазму от внутренних заряженных сеток анализатора и ослабляет приходящий на нее плазменный поток. Вторая сетка пропускает только ионы с продольной энергией, превышающей запирающее напряжение. На эту сетку подается пилообразный сигнал с амплитудой до 500 В и длительностью от 200 до 800 мкс. Третья сетка предназначена для подавления вторично-эмиссионных электронов, вылетающих с коллектора и проникающих через две первые сетки. Оптимальное напряжение на эту сетку подбиралось экспериментально и составило -100 В относительно входной сетки. Расстояние между входной и первой сетками анализатора составляет 6 мм, между первой и второй – 4 мм. Расстояние от второй сетки до коллектора – 1 см. Для изготовления сеток использовались проволоки толщиной 30 – 50 мкм, размер ячеек сеток составляет 0,2 – 0,3 мм, прозрачность каждой сетки  $\approx 60\%$ .

Аналогичный сеточный анализатор использовался для измерения тока и распределения по продольным энергиям ионов, покидающих магнитную ловушку вдоль силовых линий поля в установках 2XIB и TMX в LLNL. В работе [3] приводятся результаты этих экспериментов, оцениваются погрешности, вызванные вторичной электронной эмиссией, ограничением на объемный заряд и другими эффектами. В обзоре [4] предлагаются различные конструкции сеточного анализатора, используемые в экспериментах на Токамаке JET.

Когда потенциал анализирующей сетки положителен, ток ионов начинает запирается, тем самым ионы сканируются по энергиям. Далее прошедшие вторую сетку ионы собираются на коллекторе, ток которого можно записать, используя полученную выше функцию распределения (1), в виде:

$$j_{\parallel \text{коллектора}} = en \frac{\int_{-\infty}^{\infty} V_{\parallel} f(V_{\parallel}) dV_{\parallel}}{\int_0^{\infty} f(V_{\parallel}) dV_{\parallel}}, \text{ что дает окончательное выражение для тока}$$

$$j(U) \propto n\sqrt{T_i} \exp\left(-\frac{eU}{T_i}\right) \left\{ 1 - \frac{1}{\beta} \exp\left(-\frac{eU}{T_i}(\beta - 1)\right) \right\} \quad (2)$$

Как видно, эта функция учитывает поправку, связанную с вылетом ионов в конус потерь. На рис. 4 представлена зависимость ионного тока от запирающего напряжения с учетом данной поправки (I) и без нее (II). Температура ионов плазмы определялась путем аппроксимации экспериментальной зависимости ионного тока от потенциала сетки экспонентой  $\exp\left(-\frac{eU}{T_i}\right)$  или полученной модельной функцией (2).

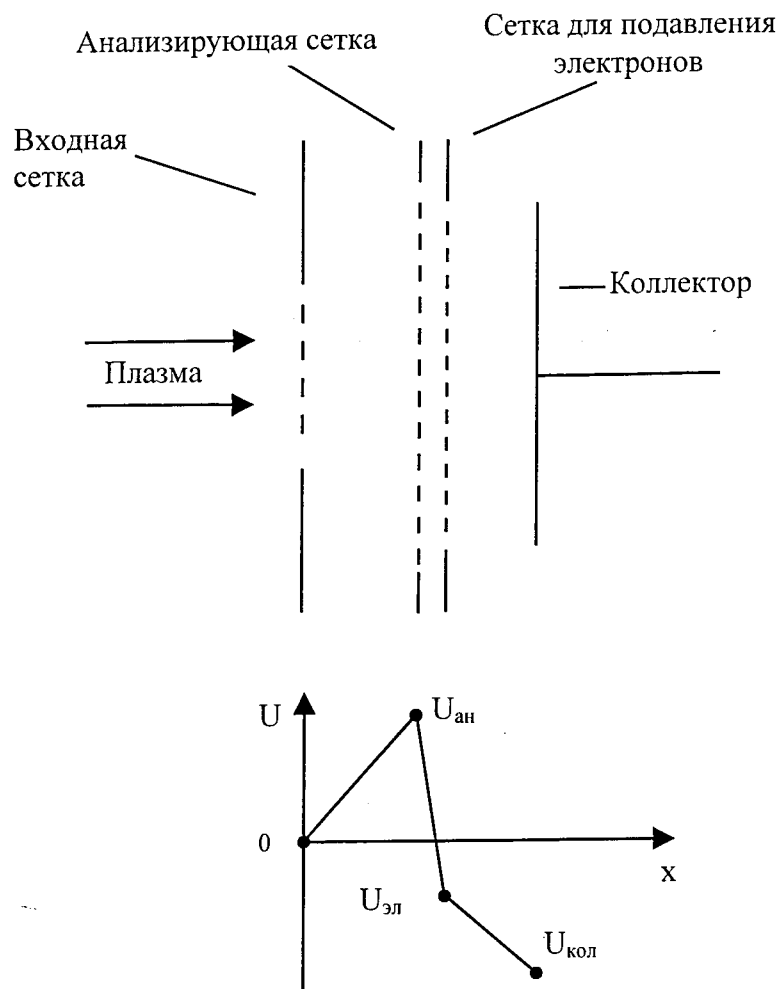


Рис. 3 . Схема сеточного анализатора и распределение потенциала на сетках.



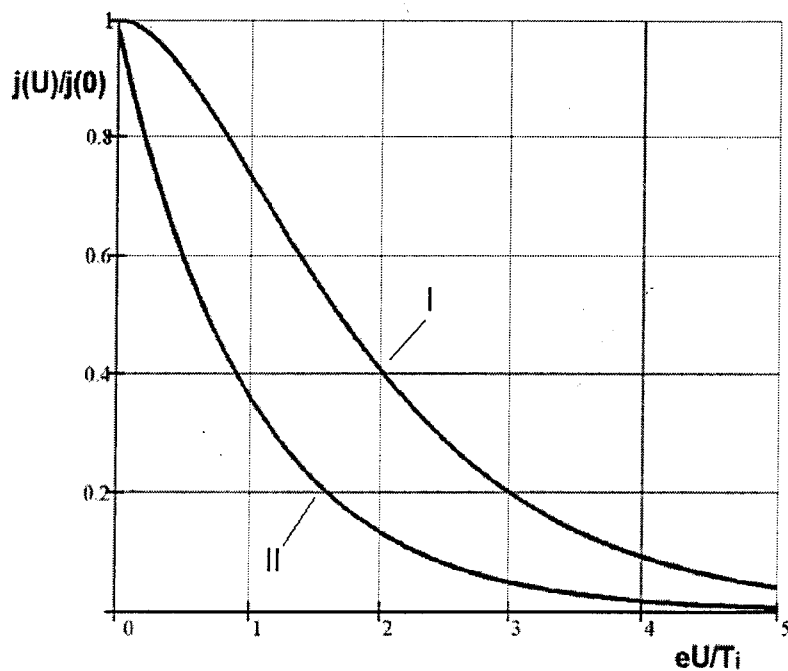


Рис. 4. Функции, аппроксимирующие зависимость  $j(U)$ .

При использовании торцевого сеточного анализатора возникает вопрос об ограничении возможной плотности тока объемным зарядом. Токи, превышающие предел анализатора, создают большие погрешности измерений. В представленном эксперименте эти сложности удалось ограничить путем установки перед анализатором дополнительной сетки с пропускной способностью около 1,5%, ослабляющей первичный плазменный поток (по закону Чайлда – Ленгмюра можно определить предельный ток в анализаторе  $I_{\text{пред}} \approx 12$  мА, в представленных экспериментах  $I < 6$  мА)

В работе [3] предлагается бороться с ограничением по объемному заряду путем подачи на коллектор отрицательного напряжения, что позволяет собирать на коллекторе ионы с энергиями больше некоторой и снизить значение запирающего объемного потенциала до требуемых значений. Этот метод был применен, так как в плазме существует популяция быстрых электронов с энергиями до 300 эВ, для которых запирающая сетка не представляет преграды на пути к коллектору, поэтому на коллектор подавалось экспериментально подобранное напряжение  $-300$  В.

### 3.2. Результаты измерений сеточным анализатором

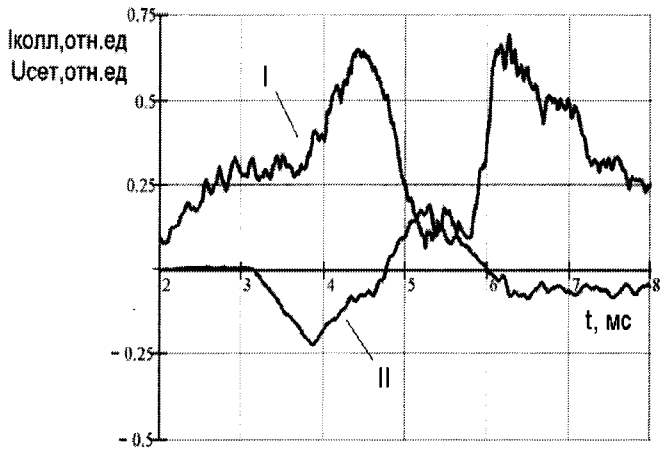


Рис.4. Осциллограмма ионного тока (I) и потенциал анализирующей сетки (II),  $U_{\max}=200$  V.

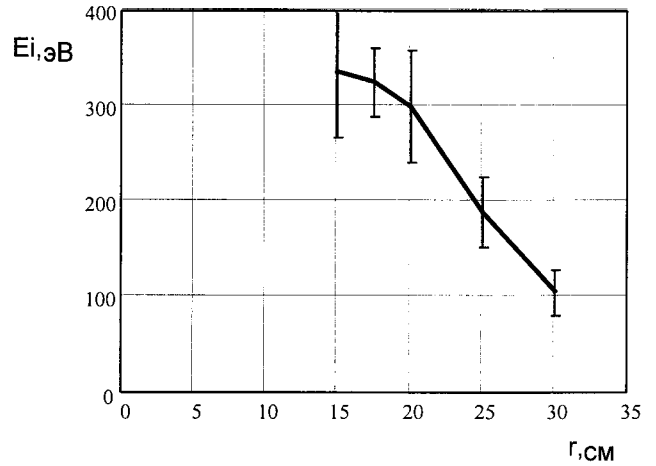


Рис.5. Профиль ионной температуры.

На рисунке 4 представлен пример осциллограммы ионного тока, полученной в эксперименте. На рисунке 5 приведены экспериментальные результаты определения ионной температуры, усредненные по серии выстрелов. В приосевой области соленоида велики флуктуации потенциала и плотности плазмы, погрешности измерений возрастают, измерение температуры усложняется. Как видно, температура к периферии постепенно падает и имеет характерное значение  $200 \pm 50$  эВ.

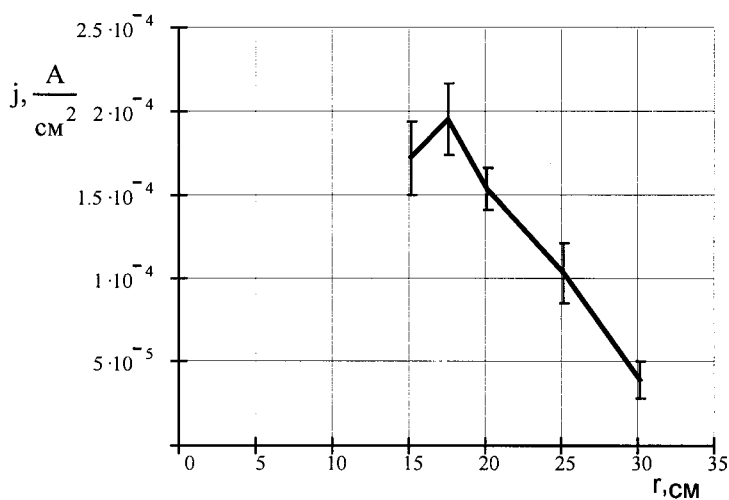


Рис.6. Профиль плотности ионного тока.

Эти результаты согласуются с данными оптической диагностики, основанной на измерении доплеровского уширения спектральной линии  $H-\alpha$  непосредственно в соленоиде, которая дает результат  $260 \pm 50$  эВ.

Измерение абсолютной величины тока коллектора позволяет также оценить плотность тока ионов в области анализатора. Учитывая на-

личие входной ослабляющей маски с прозрачностью  $\eta \approx 0.015$  и трех сеток с прозрачностями  $\eta_c \approx 0.6$ , получим радиальный профиль плотности тока ионов (рис. 6).

## 4. Магнитный анализатор ионов

### 4.1. Схема анализатора и принцип действия

Измерения магнитным энергоанализатором проводились в заборочной области установки в том же сечении, где располагался сеточный анализатор.

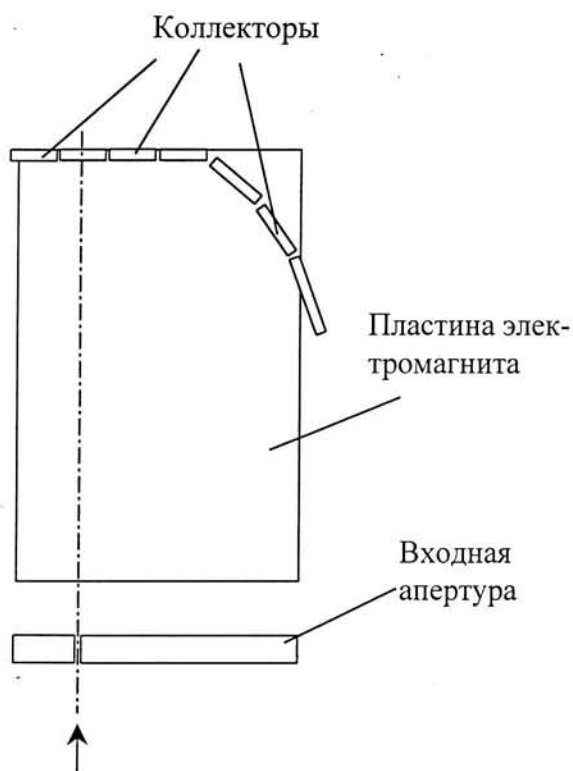


Рис.7.Схема магнитного анализатора.

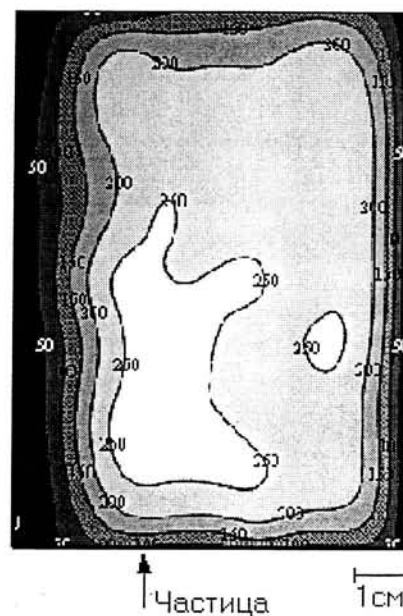


Рис.8. Магнитное поле внутри анализатора (в Гс).

Магнитный анализатор состоит электромагнита с зазором 10 мм между прямоугольными пластинами и семи коллекторов для измерения ионного тока (рис. 7). Электромагнит задает рабочее магнитное поле внутри анализатора, которое представлено на рис. 8. Внешнее магнитное поле экранируется магнитопроводящим корпусом анализатора. Влетающие в анализатор ионы отклоняются этим полем и попадают на систему коллекторов, токи которых регистрируются (рис.9).

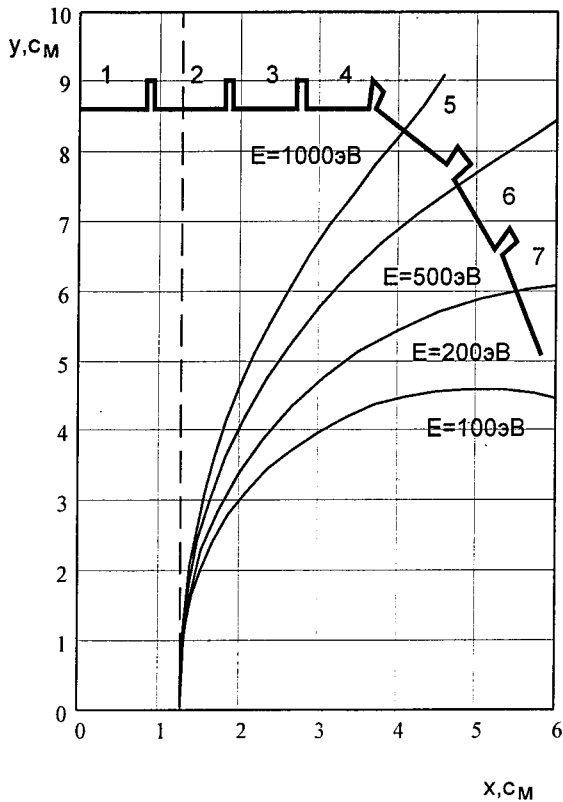


Рис. 9. Траектории ионов с энергиями 100, 200, 500 и 1000 эВ внутри анализатора (магнитное поле 400 Гс).

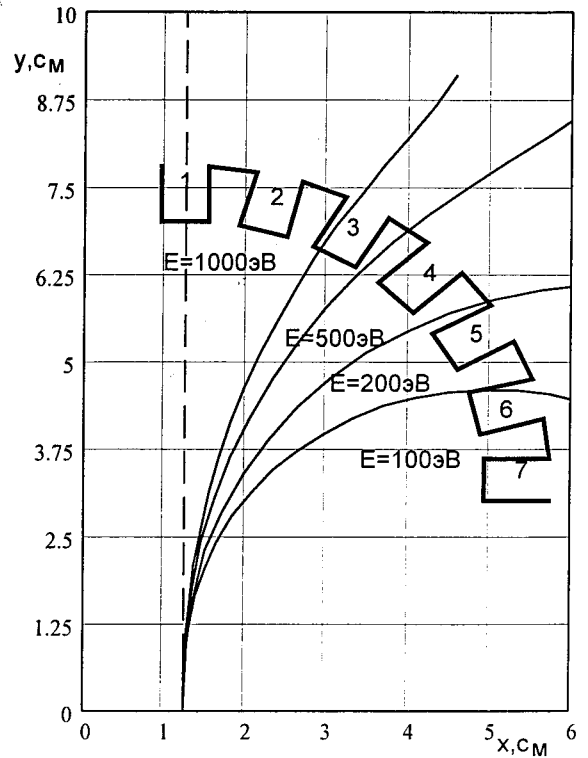


Рис. 10. Конструкция анализатора с новой системой коллекторов.

Зная, что  $\rho_i = \frac{m_i c V_i}{e B} \propto \frac{\sqrt{E_i}}{B}$ , где  $B$  – магнитное поле анализатора, можно определить энергию ионов, приходящих на данный коллектор.

#### 4.2. Результаты измерений

Измерения можно проводить в двух режимах: измеряя ток на выбранный коллектор при нескольких значениях магнитного поля в анализаторе, либо измеряя распределение тока по коллекторам при одном значении магнитного поля. Считая функцию распределения по скоростям ионов максвелловской, можно записать ток с энергией  $E_i$ , приходящий на заданный коллектор в виде

$$j = enV_i \propto \text{const} \sqrt{T_i} \exp\left(-\frac{E_i}{T_i}\right).$$

Поскольку ларморовские радиусы ионов совпадают при выполнении условия  $\frac{E}{B^2} = const$ , можно аппроксимировать полученную зависимость тока коллектора от

магнитного поля функцией вида  $J(B, T_i) = const \cdot \sqrt{T_i} \left( \exp\left(-\frac{E_0 B^2}{T_i B_0^2}\right) - \exp\left(-\frac{E_1 B^2}{T_i B_0^2}\right) \right)$ , где

$E_0$  и  $E_1$  – граничные энергии ионов, приходящих на данный коллектор при поле  $B$ . На рисунках 11 и 12 представлены результаты такой аппроксимации при  $T_i = 100, 200$  и  $300$  эВ. Из приведенной формулы видно, что ширина распределения тока и положение максимума пропорциональны  $\sqrt{T_i}$ .

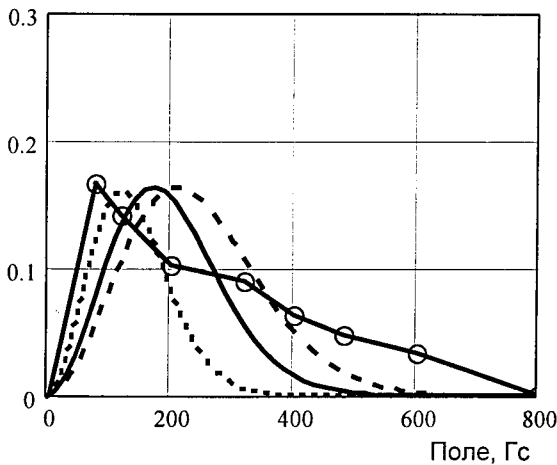


Рис.11. Ток на 5-й коллектор при меняющемся магнитном поле.

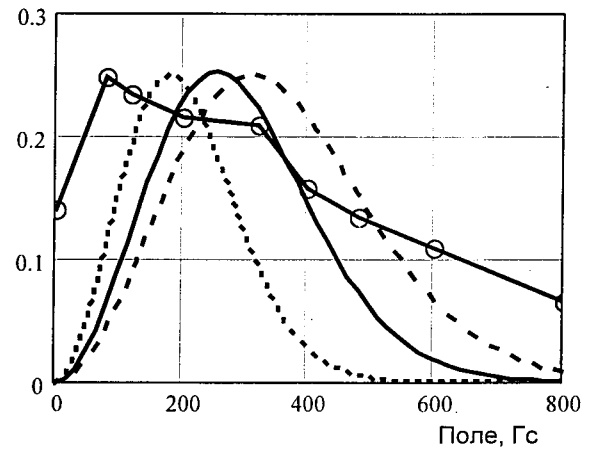
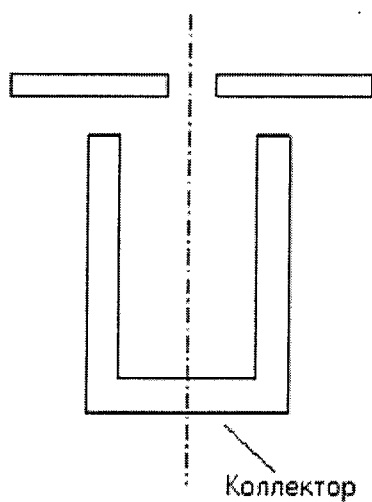


Рис.12. Ток на 6-й коллектор при меняющемся магнитном поле.

Из представленных кривых видно, что измеренная зависимость токов коллекторов от магнитного поля качественно отражает основные свойства модельных зависимостей: имеет максимум при некотором значении магнитного поля и спадает практически до нуля при больших и малых полях. Сравнивая ширины экспериментальных и теоретических кривых, можно сделать вывод, что температура ионов лежит в диапазоне от 200 до 300 эВ.

Отличие экспериментальных зависимостей от модельных связано, по-видимому, с засветкой первых коллекторов излучением из плазмы и вторичной эмиссией электронов с открытых коллекторов, что обусловлено их геометрией. Для устранения этих недостатков была предложена и изготовлена новая конструкция системы коллекторов, показанная на рис.9. Помимо того, что коллекторы выполнены в форме цилиндрических чашек, перед ними установлена защитная пластина с отверстиями, центрированными с осями коллекторов (рис. 13). Такое устройство позволит избежать попадания излучения из плазмы на коллекторы и существенно уменьшит влияние вторичной электронной эмиссии.



В настоящее время новая система коллекторов изготовлена и установлена в магнитный анализатор, и будет проведена серия экспериментов по измерению температуры ионов.

Рис.13. Устройство модернизированного коллектора

## Заключение

В экспериментах на установке АМБАЛ-М были проведены локальные измерения температуры ионов плазмы сеточным и магнитным торцевыми анализаторами. Температура ионов, измеренная сеточным энергоанализатором, составила  $200 \pm 50$  эВ. Измерения магнитным анализатором дали оценку  $T_i \approx 200 - 300$  эВ. Результаты обоих анализаторов согласуются с величиной ионной температуры, полученной непосредственно в соленоиде по уширению спектральной линии H- $\alpha$ :  $T_i \approx 260 \pm 50$  эВ.

## Литература

1. Т. Д. Ахметов, В. С. Белкин, И. О. Беспамятнов и др., Получение и исследование горячей плазмы в центральном соленоиде АМБАЛ-М, Физика Плазмы, 2002, т. 28, №9, с.816-821
2. T. D. Akhmetov, V. S. Belkin, I. O. Bepamyatnov et al., Experiments with dense plasma in the central solenoid of AMBAL-M. Transactions of Fusion Science and Technology, American Nuclear Society, 2003, v.43 (1T), 8(1), pp.58-62
3. A. W. Molvik, Large acceptance angle retarding-potential analyzers. Review of Scientific Instruments, 1981, v.52 (5), pp.704-711
4. G. F. Matthews, Tokamak plasma diagnosis by electrical probes. Plasma Phys. Control. Fusion 36 (1994), pp. 1595-1628
5. Рютов Д. Д., Открытые ловушки – Препринт 87-104 ИЯФ СО РАН, Новосибирск, 1987