

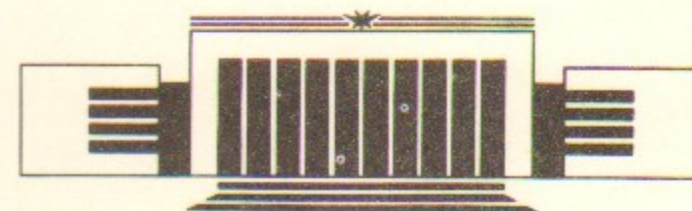


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

А.А. Кабанцев

**ТРОЙНОЙ МАКРОЗОНД  
ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ  
ИОНОВ ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЫ**

**ПРЕПРИНТ 90-80**



НОВОСИБИРСК

Тройной макрозонд  
для определения температуры  
ионов замагниченной плазмы

А.А. Кабанцев

Институт ядерной физики  
630090, Новосибирск 90, СССР

АННОТАЦИЯ

В работе представлено описание конструкции трех-электродного зонда, позволяющего осуществлять непрерывный мониторинг температуры ионов плотной замагниченной неравновесной плазмы с  $T_i \gg T_e$ . Приведены результаты измерений в плазменной струе из импульсного дугового источника. Дано сравнение полученных в эксперименте значений  $T_i$  с данными, полученными на основе альтернативных методик, выявляющее их безусловную адекватность. Показано, что предлагаемая конструкция позволяет проводить устойчивые измерения температуры ионов в сильно шумящей плазме газового разряда.

Несмотря на очевидные достижения за последние годы в применении различных бесконтактных методик при определении температуры ионов замагниченной плазмы остаются привлекательными для этой цели в силу простоты необходимых технических средств и зондовые методики. Последние зачастую обладают своим существенным недостатком (помимо возмущающего действия на плазму) — сложностью теории при интерпретации полученных данных. В этом отношении обращает на себя внимание предложенная в [1] новая зондовая методика определения температуры ионов, имеющая в своей основе минимум допущений, достаточно четкие ограничения и позволяющая получить аналитические зависимости токов на зонд от поперечной ( $T_{\perp}$ ) и продольной ( $T_{\parallel}$ ) ионных температур.

Кратко суть этой методики [1] состоит в следующем. Рассматривается система из двух электродов. Один электрод цилиндрический (радиуса  $a$ ), ориентированный осью вдоль магнитного поля, а второй электрод — плоский диск того же радиуса на одном из торцов цилиндра. Оба электрода имеют достаточное отрицательное смещение для сбора ионного тока насыщения. Плотность плазмы  $n$  тоже принимается достаточно высокой, так что для толщины  $\lambda$  слоя положительного пространственного заряда, отделяющего электроды от нейтральной плазмы, выполняется условие  $\lambda \ll a$ . Из рассмотрения траекторий движения ионов в случае  $T_{\perp}, T_{\parallel} \gg T_e$  ( $T_e$  — температура электронов) непосредственно следует для величины тока на диск выражение

$$I_d = \pi a^2 j_0; \quad j_0 = ne(kT_{\parallel}/2\pi M)^{1/2}, \quad (1)$$

т. е. ток на плоский электрод не зависит от  $\omega = eV/M$  и  $T_{\perp}$ , а определяется только величиной  $T_{\parallel}$  (при отсутствии или малости потоковой скорости). Ионный ток насыщения цилиндрического электрода в пределе сильных магнитных полей

$$\omega L \gg (2kT_{\perp}/M)^{1/2}, \quad (2)$$

где  $L$  — длина цилиндра, будет определяться выражением

$$I_c = \pi a^2 j_0 \left[ \{1 - \exp(-x^2)\}/x^2 + \pi^{1/2} \{\operatorname{erfc}(x) + 1\}/x \right], \quad (3)$$

где  $x = \omega a / (2kT_{\perp}/M)^{1/2}$ .

В итоге получаем, что отношение  $I_c/I_d$  зависит только от поперечной температуры ионов, т. е. измерив это отношение, можно найти  $T_{\perp}$ . Если из других источников известна плотность плазмы, то выражение (1) позволяет определить и  $T_{\parallel}$ . И наоборот, если температура ионов априори принимается изотропной, то из (1) следует возможность определения  $n$ .

На основе этой методики нами был сконструирован тройной макрозонд ( $a \sim \rho_i \gg \lambda$ , где  $\rho_i$  — ларморовский радиус иона), позволяющий осуществлять непрерывный мониторинг температуры ионов в струе мишенной плазмы из импульсного дугового источника [2], характеризующейся следующими параметрами:  $n \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$  (рабочий газ — водород),  $T_e \approx 10 \text{ эВ}$ ,  $B = 0,3 \div 0,5 \text{ Т}$ ,  $T_{\parallel}, T_{\perp} \sim 50 \text{ эВ}$  (последнее следовало из данных, полученных другими методиками). Из (3) следует, что существенное изменение ионного тока насыщения цилиндрического электрода приходится на область параметра  $x \sim 1$  ( $a \sim \rho_i$ ). При данных величинах  $B$  и  $T_{\perp}$  отсюда с необходимостью следует, что  $2a \sim 3 \text{ мм}$ . Для определенных выше  $n$  и  $T_e$  дебаевская длина  $\lambda_D \sim 2 \text{ мкм}$ , так что условие тонкости слоя положительного заряда  $\lambda \ll a$  заведомо выполняется. Что касается условия (2), то оно в этом случае трансформируется в условие  $L/a \gg 1$ .

Эскиз конструкции тройного макрозонда представлен на рис. 1. Активная (собирающая) поверхность зонда состоит из трех молибденовых электродов: диска 1 диаметром  $2a = 3 \text{ мм}$  и толщиной  $50 \text{ мкм}$ , цилиндра 2 с тем же диаметром и длиной  $L = 21 \text{ мм}$  ( $L/a = 14$ ) и цилиндра 3, служащего опорным электродом при задании отрицательного смещения на собственно рабочие электроды 1 и 2. Подобное расположение электродов относительно ведущего магнитного поля позволяет исключить влияние пульсаций потенциала, связанных с развитием в плазменной струе неустойчи-

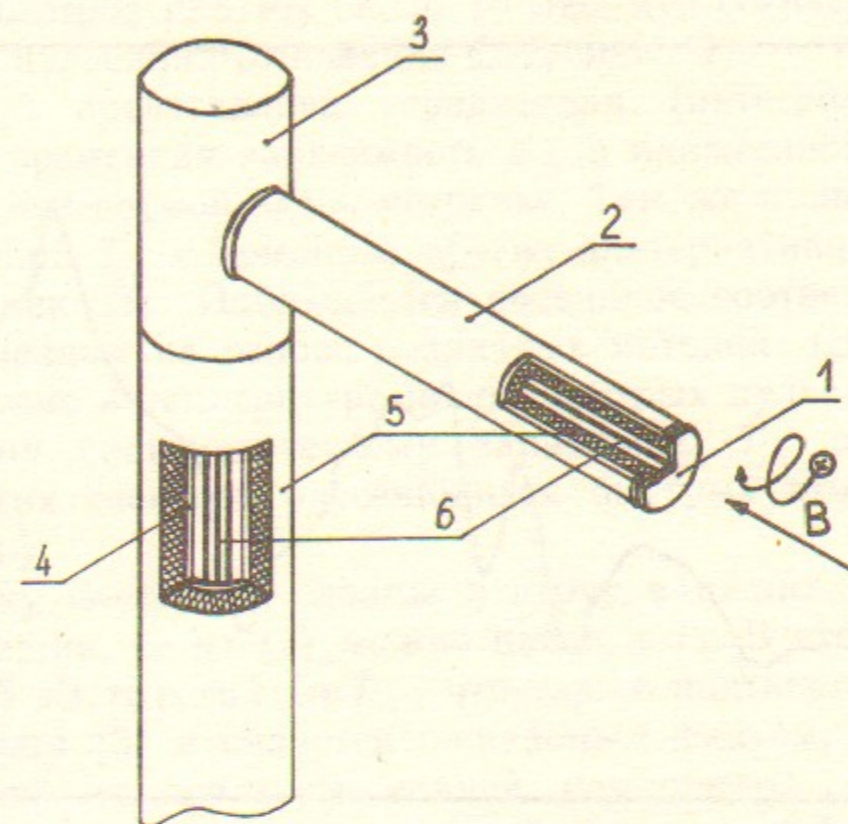


Рис. 1. Эскиз конструкции тройного макрозонда:

1 — плоский электрод (диск); 2 — цилиндрический электрод; 3 — опорный электрод; 4 — экранирующая оболочка; 5 — керамическая изоляция; 6 — электродпровод. Стрелкой указано направление ведущего магнитного поля.

вости Кельвина — Гельмгольца, носящей желобковый характер [2], а так как величина плотности плазмы (и, соответственно, ее синфазные флуктуации) не входит в отношение  $I_c/I_d$ , то все это приводит к возможности проведения устойчивых измерений в сильно шумящей плазме. Поскольку электроды 1 и 2 находятся под одним (но не общим) потенциалом, то зазор между ними по изолирующей керамике минимален и составляет несколько микрон.

Процедура обработки результатов измерений состоит в записи ионных токов насыщения  $I_c$  и  $I_d$  в АЦП с последующим вычислением их отношения и нахождением  $T_{\perp}$  по известной аналитической зависимости (3). Как отмечалось выше, при этом происходит выделение хорошо коррелированных между собой осцилляций токов  $I_c$  и  $I_d$  на основной частоте вблизи  $30 \text{ кГц}$ , связанной с неустойчивостью Кельвина — Гельмгольца, и в спектре пульсаций отношения  $I_c/I_d$  остаются преимущественно более высокочастотные некоррелированные составляющие, отражающие, по-видимому, реальный характер механизма стохастического нагрева ионов ВЧ-полями в плазменной струе [3]. Релаксационное время обмена энергией между ионной и электронной компонентами составляет для ука-

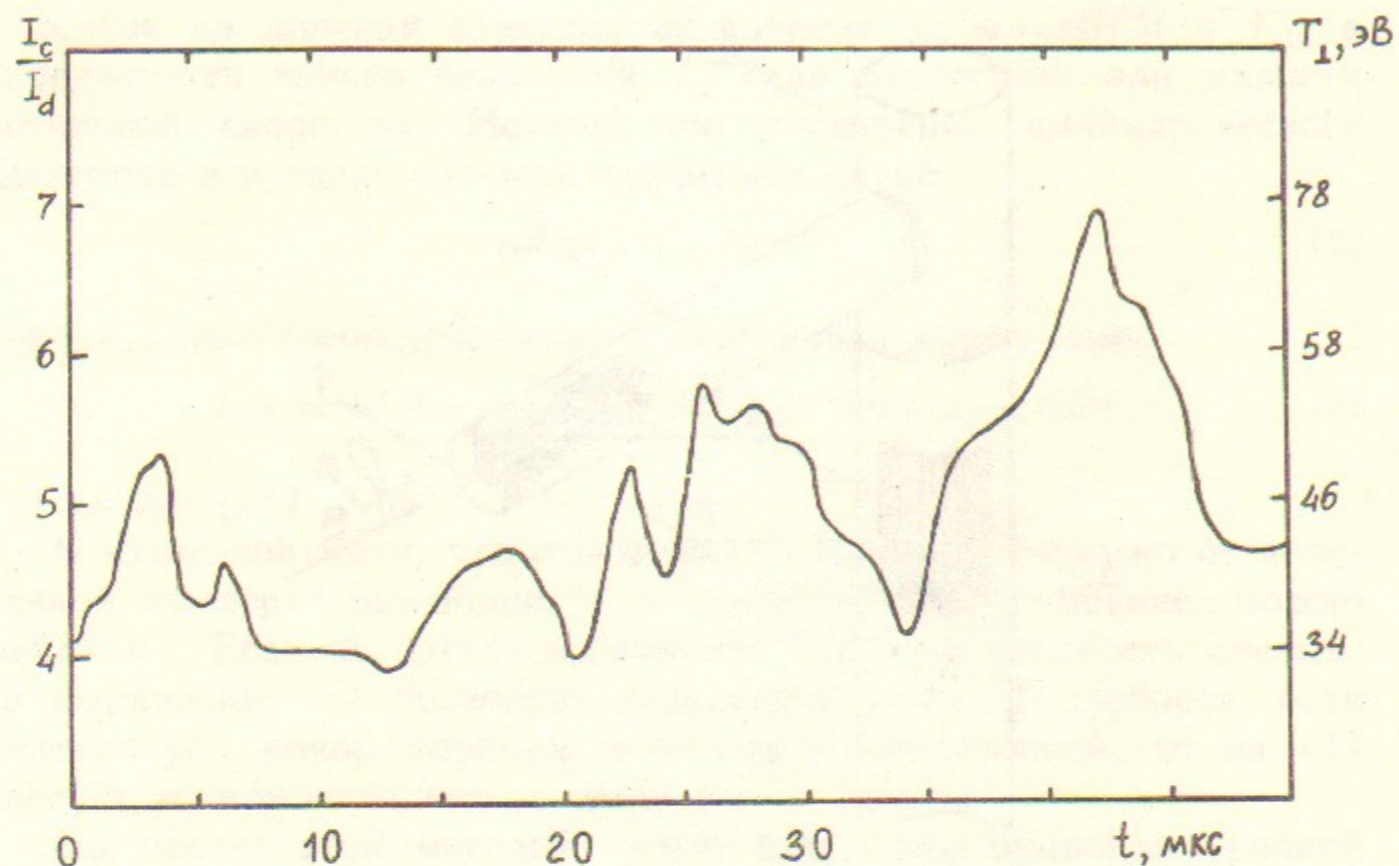


Рис. 2. Пульсации отношения  $I_c/I_a$  ионных токов насыщения цилиндрического ( $I_c$ ) и плоского ( $I_a$ ) электродов.

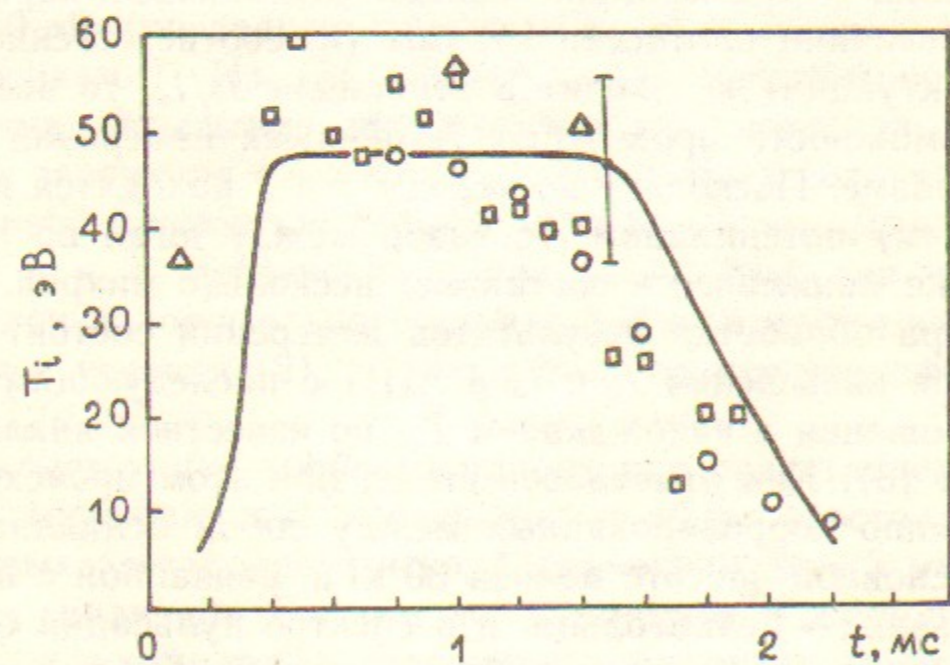


Рис. 3. Температура ионов плазменной струи:

□ — времяпролетный анализатор атомов перезарядки; ○ — рассеяние быстрых атомов; △ — цезиевый анализатор атомов перезарядки; сплошная линия — трехэлектродный макрозонд. Указанный значком  $\bar{\Delta}$  разброс определяется реальными пульсациями температуры ионов в эксперименте (рис. 2).

занных параметров плазмы около 10 мкс, что согласуется с видом остающихся пульсаций отношения  $I_c/I_a$  (рис. 2).

На рис. 3 представлена усредненная (интегрированием) по пульсациям временная зависимость  $T_{\perp}$  в плазменной струе, полученная по описываемой здесь методике. Там же приведены результаты измерений  $T_{\perp}$  с помощью других альтернативных диагностических методик [3]. Наблюдается очевидное соответствие результатов, полученных на основе различных методик. (Заметим здесь, что присутствие в температуре ионов быстрых пульсаций приводит к некоторому систематическому занижению  $T_{\perp}$  при обработке энергетических спектров рассеявшихся быстрых атомов и атомов перезарядки.)

Поскольку плотность плазмы в струе в наших экспериментах хорошо известна, то из (1) можно найти и  $T_{\parallel}$ . В итоге было получено  $T_{\parallel} \approx 45$  эВ, то есть  $T_{\parallel} \approx T_{\perp}$ , что также подтверждается другими методиками [3] и является ожидаемым фактом, так как время изотропизации температуры ионной компоненты (около 3 мкс) много меньше характерных времен обмена энергией между ВЧ-полями, ионной и электронной компонентами плазменной струи.

В целом, наш опыт работы с таким зондом в условиях сильно шумящей плазмы газового разряда показал его высокую надежность, простоту и удобство в эксплуатации, что позволяет высказать предположение о возможности эффективного использования подобных зондов в задачах мониторинга температуры ионов плотной ( $\lambda_D \ll \rho_i$ ) замагниченной ( $\rho_i \sim a \ll L$ ) неравновесной плазмы с  $T_i \gg T_e$ . К органическому недостатку данной методики следует отнести необходимость соблюдения высокой точности при выставлении оси зонда вдоль ведущего магнитного поля (должно выполняться условие на угол расхождения  $\theta \ll a/L$ ), что, впрочем, не представляет особой трудности как в соленоидальных магнитных полях, так и в экстремальных сечениях аксиально-симметричных полей.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Атемица Н. Jpn. J. Appl. Phys., 1989, v.28, N6, p.1109.
2. Кабанцев А.А., Таскаев С.Ю. Физика плазмы, 1990, т.16, вып.6, с.700.
3. Кабанцев А.А., Таскаев С.Ю. Препринт ИЯФ СО АН СССР, 90-70. Новосибирск, 1990.

*А.А. Кабанцев*

**Тройной макрозонд  
для определения температуры  
ионов замагниченной плазмы\***

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

---

Работа поступила 11 июля 1990 г.  
Подписано в печать 17.07.90 г. МН 02415  
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 0,9 печ.л., 0,8 уч.-изд.л.  
Тираж 150 экз. Бесплатно. Заказ № 80

---

*Набрано в автоматизированной системе на базе фото-  
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и  
отпечатано на ротапинтере Института ядерной физики  
СО АН СССР,  
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.*