

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ, ПУЧКОВ ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

УДК 533.9.08

МЕТОДИКА ПОСТРОЕНИЯ ДВУМЕРНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ПО ДАННЫМ ЗОНДИРОВАНИЯ ПЛАЗМЫ ПУЧКОМ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ НА ТОКАМАКЕ T-10

© 2024 г. Я. М. Аммосов^{a, b, *}, Ф. О. Хабанов^c, М. А. Драбинский^a, А. В. Мельников^{a, b, d},
Л. Г. Елисеев^a, Н. К. Харчев^{a, e}, С. Е. Лысенко^a, Е. А. Цывкунова^d

^aНИИЦ “Курчатовский институт”, Москва, 123182 Россия

^bМосковский физико-технический институт (Национальный исследовательский университет),
Долгопрудный, 141701 Россия

^cUniversity of Wisconsin-Madison, Madison, WI, 53706 USA

^dНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, 115409 Россия

^eИнститут общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва, 119991 Россия

*E-mail: ammosov.iu@phystech.edu

Поступила в редакцию 28.04.2023 г.

После доработки 04.07.2023 г.

Принята к публикации 10.07.2023 г.

Зондирование плазмы пучком тяжелых ионов (ЗПТИ) — уникальный инструмент для исследования электрического потенциала и различных характеристик турбулентности как в центральных областях, так и на периферии плазмы тороидальных установок. Положение точки наблюдения ЗПТИ в плазме задается энергией зондирующего пучка и углом его влета в плазму. Энергия зондирующего пучка постоянна в течение импульса плазмы, она определяет максимальную глубину проникновения пучка в плазму. Угол влета пучка в плазму может меняться в течение импульса, совокупность положений точек наблюдения ЗПТИ при различных его значениях создает т.н. детекторную линию. Совокупность детекторных линий для различных энергий зондирующего пучка представляет собой двумерную область (детекторную сетку) в вертикальном сечении плазмы. В работе представлен метод построения двумерных распределений параметров плазмы по детекторной сетке на токамаке T-10 на примере электрического потенциала плазмы.

Ключевые слова: двумерное распределение параметров плазмы, токамак T-10, зондирование плазмы пучком тяжелых ионов, электрический потенциал плазмы

DOI: 10.56304/S2079562923010037

ВВЕДЕНИЕ

Диагностика с помощью зондирования пучком тяжелых ионов (ЗПТИ) позволяет измерять локальные значения нескольких параметров плазмы: электрического потенциала плазмы ϕ , а также колебания электрического потенциала $\tilde{\phi}$, электронной плотности $\tilde{n}_e$ и полоидального магнитного поля $\tilde{B}_{pol}$ плазмы как на периферии плазменного шнура, так и в его горячей области [1].

Измерения ЗПТИ основаны на следующих физических принципах (рис. 1а). Пучок зондирующих ионов Ti^+ формируется и ускоряется в инжекторе, затем попадает в плазму и движется по криволинейной траектории под действием магнитного поля установки. Масса ионов и их энергия подбираются таким образом, чтобы ларморовский радиус ионов был сопоставим с размерами вакуумной камеры установки. При прохождении пучка че-

рез плазму зондирующие ионы сталкиваются с электронами плазмы, при этом происходит их вторичная ионизация. В результате образуется веер вторично ионизованных частиц, часть которого попадает в энергетический анализатор типа “плоское зеркало” с малой входной апертурой, определяющей продольный размер локализованной области или точки измерений в плазме. Ее поперечный размер определяется диаметром пучка. Размер точки измерения и погрешность расчета траекторий движения пучка в плазме определяют типичное пространственное разрешение измерений $\Delta r_{SV} \approx \pm 1$ см.

Позиционно-чувствительный детектор пучка в энергетическом анализаторе состоит из четырех пластин, каждая из которых независимо измеряет парциальные ионные токи i_1, i_2, j_1, j_2 (рис. 1б). Вертикальный сдвиг пучка на детекторе соответствует изменению кинетической энергии вторич-

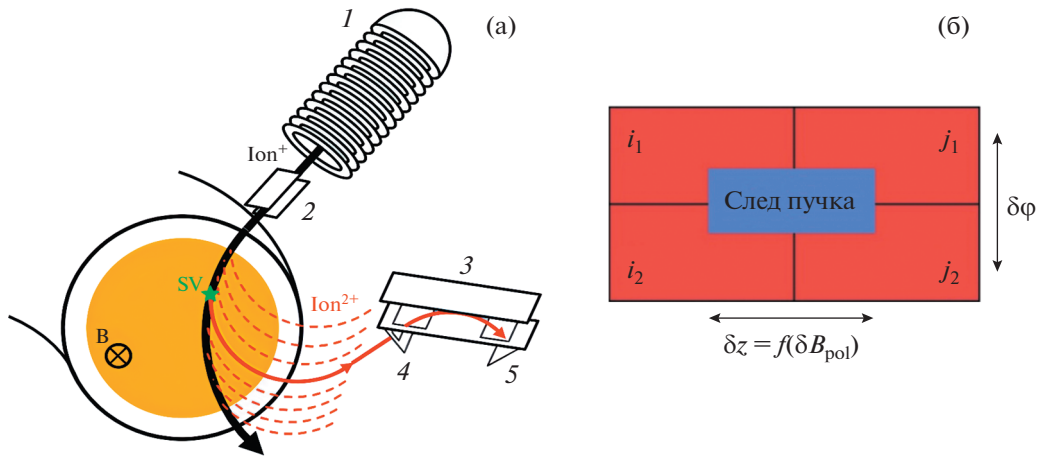


Рис. 1. (а) принцип работы ЗПТИ: 1 – инжектор, 2 – отклоняющие пластины, 3 – энергетический анализатор типа “плоское зеркало”, 4 – входная апертура анализатора, 5 – детектор ионов, SV – точка измерения; (б) схема измерений трех параметров плазмы с помощью позиционно-чувствительного датчика.

но-ионизованного пучка по сравнению с первичным пучком или значению потенциала плазмы в точке измерения:

$$\varphi \sim \frac{(i_1 + j_1) - (i_2 + j_2)}{I_{\text{tot}}},$$

где I_{tot} – сумма парциальных токов пластин, обозначения i, j соответствуют левым и правым пластинам; индексы 1, 2 – верхним и нижним. Колебания плотности плазмы в области наблюдения связаны с колебаниями полного тока пучка на пластинах детектора $\delta \tilde{n}_e / \tilde{n}_e \sim \delta \tilde{I}_{\text{tot}} / \tilde{I}_{\text{tot}}$ [2]. Величина тороидального смещения пучка δz , характеризующая полоидальное магнитное поле тока плазмы, оценивается по нормализованному горизонтальному смещению следа пучка на детекторных пластинах:

$$\delta z \sim \frac{(i_1 + i_2) - (j_1 + j_2)}{I_{\text{tot}}}.$$

Область вторичной ионизации ионов, попавших на детектор, является областью локализованной в пространстве точкой измерений. Ее положение определяется в результате расчета траекторий пучка [3, 4] и зависит от энергии зондирующего пучка и угла входа пучка в плазму следующим образом. Энергия зондирующего пучка определяет кривизну траектории (радиус ларморовской окружности), по которой движутся частицы пучка в магнитном поле установки, и, как следствие, максимальную глубину проникновения пучка в плазму. Энергия зондирующих частиц E_{beam} имеет масштаб нескольких сотен килоэлектронвольт и должна устанавливаться с высокой точностью (на уровне 10^{-4} – 10^{-5} от номинального значения), поэтому ее изменение требует времени порядка нескольких минут, и она может быть изменена только между импульсами

установки. Угол влета пучка в плазму α задается напряжением на отклоняющих пластинах U_{scan} масштаба 20 кВ, к задаваемому значению которого не предъявляется столь строгих требований точности, поэтому он может достаточно быстро изменяться в течение одного импульса. При изменении угла влета пучка плазму положение точки измерения (Sample Volume, SV) перемещается по детекторной линии равной энергии в сечении плазменного шнура, таким образом становится возможным проведение измерений в различных областях плазмы в течение одного импульса. Ранее одним из основных применений такого подхода являлось радиальное сканирование, позволяющее строить радиальные распределения измеряемых физических величин и их временную эволюцию [5–7].

Совокупность детекторных линий при всех доступных энергиях зондирующего пучка формирует область, внутри которой возможны измерения с помощью ЗПТИ – т.н. детекторная сетка (рис. 2). Детекторная сетка определяется расчетным путем, она характеризует потенциально возможную область измерения диагностики. Если детекторная сетка покрывает существенную часть вертикального сечения плазмы, то она дает принципиальную возможность построения двумерных распределений параметров плазмы.

Знание двумерных распределений открывает новые возможности для исследования характеристик плазмы, например, пространственную структуру различных мод плазменных колебаний и асимметрию профилей параметров плазмы. Также двумерные распределения полезны при создании теоретических моделей, которые требуют сведений о полоидальной структуре электрического потенциала, радиального и полоидального электрического поля плазмы и их колебаний. По сме-

щению эквипотенциальных линий на двумерном распределении электрического потенциала относительно вакуумных магнитных поверхностей установки принципиально возможно определить величину Шафрановского смещения. Для этого необходимо провести измерения достаточно близко к центру плазмы.

Первые попытки построения двумерных распределений с помощью диагностики ЗПТИ были проведены на стеллараторах LHD (Япония) [8, 9] и TJ-II (Испания) [10, 11].

Методика, применяемая на стеллараторе LHD, позволяет строить двумерное распределение электрического потенциала плазмы и его флуктуаций с помощью данных ЗПТИ и магнитных зондов. Однако, исследуемая область получается достаточно узкой, и на LHD пока еще нет возможности воспользоваться преимуществами двумерных распределений, например, исследовать полоидальную асимметрию.

На TJ-II с помощью ЗПТИ были исследованы распределения среднего значения электрического потенциала ϕ [8, 10, 11], его колебаний $\tilde{\phi}$ [8, 10, 11], колебаний плотности плазмы $\tilde{n}_e$ [8, 10], амплитуд альвеновской моды и моды, возбуждаемой ускоренными электронами [11]. Особенностью ЗПТИ на TJ-II является широкий радиальный диапазон измерения ($-1 < \rho < +1$), полностью покрывающий вертикальное сечение плазменного шнура от стороны сильного поля до стороны слабого поля. Это расширяет возможности методики, применяемой на TJ-II, и позволяет исследовать полоидальную асимметрию.

ЗПТИ НА ТОКАМАКЕ T-10

Экспериментальное изучение физики плазмы тороидальных установок зачастую ограничивается техническим развитием диагностических методов. Исследования с помощью ЗПТИ проводятся на токамаке T-10 ($R = 1.5$ м, $a = 0.3$ м, $B_t \leq 2.5$ Тл, $I_{pl} \leq 300$ кА, $\bar{n}_e \leq 6 \cdot 10^{19}$ м $^{-3}$) с 1991 года. Усилиями коллектива ЗПТИ, данная диагностика перешла из разряда работающих в экзотических режимах (пониженное магнитное поле $B_t = 1.5$ Тл, ток плазмы $I_{pl} = 135$ кА) [12] в статус регулярно работающей системы в полном операционном диапазоне T-10 [1]. Измерения потенциала осуществляются с помощью энергетического анализатора типа “плоское зеркало” [13]. В большинстве случаев точность измерений среднего значения электрического потенциала плазмы находится на уровне $\Delta\phi \approx \pm 100$ В.

За счет расширения полосы пропускания предусилителей сигналов парциальных токов пучка в анализаторе до 400 кГц и увеличения временного разрешения АЦП (National Instruments, разрядность 16 бит, динамический диапазон от -10

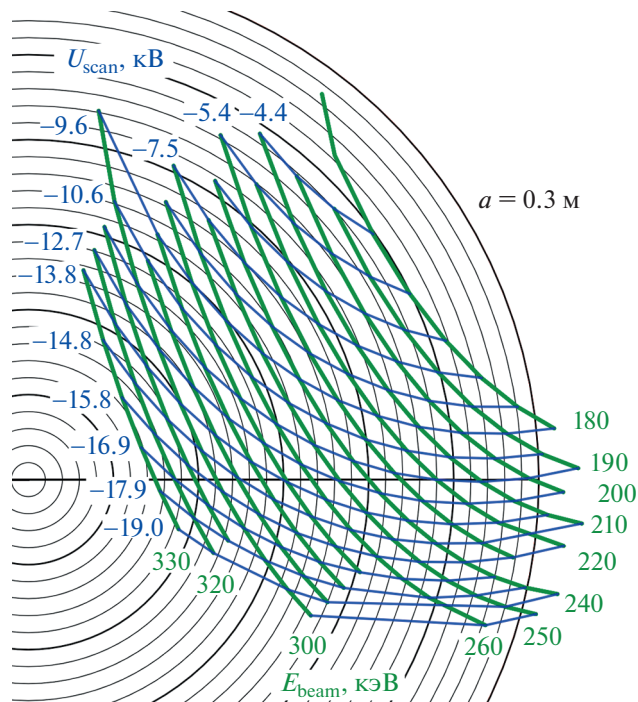


Рис. 2. Детекторная сетка ЗПТИ в токамаке T-10 при поле на оси плазмы $B_t = 2.2$ Тл. Зеленым цветом обозначены детекторные линии равной энергии зондирующего пучка, синим — линии равного угла влета пучка в плазму.

до 10 В) до частоты оцифровки 1 МГц стало возможно измерять не только средние значения электрического потенциала [14], но и широкополосные флуктуации потенциала [15, 16] и электронной плотности плазмы [5]. В совокупности с применением радиального сканирования плазмы это позволило измерять радиальные распределения характеристик колебаний электрического потенциала и плотности плазмы, что позволило проводить исследования радиальной структуры геодезической акустической [7, 16] и квазиогерентной мод [5, 16] в различных режимах токамака T-10.

В 2016 году была модернизирована высоковольтная система питания ускорителя ЗПТИ, что позволило повысить ток первичного пучка ионов до 300 мкА, а его энергию E_{beam} — до 330 кэВ [1, 17]. Внешний вид высоковольтной системы питания ЗПТИ на токамаке T-10 приведен на рис. 3.

Расчет детекторной сетки осуществляется с помощью программного кода, написанного на языке программирования Fortran, который решает трехмерное уравнение движения для пучка ионов методом Рунге-Кутты 4-го порядка в реальной геометрии ЗПТИ на токамаке T-10. Аналогичная задача решается при проектировании диагностики ЗПТИ для токамака T-15МД с использованием программного кода HIBP SOLVER, разработанного на языке программирования Python [3]. На



Рис. 3. Высоковольтная система питания диагностики ЗПТИ на токамаке Т-10. 1 — высоковольтная колонна с источником тока для нагрева эмиттера; 2 — источник питания инжектора Glassman (400 кВ); 3 — измерительный делитель напряжения (1 ГОм); 4 — сглаживающий емкостной фильтр; 5 — инжектор; 6 — источник питания энергетического анализатора Glassman (100 кВ).

вход расчетного кода подаются параметры установки и ее магнитной системы, а также экспериментальные значения начальной энергии ионов и напряжения на отклоняющих пластинах, задающие угол влета зондирующего пучка. Рассчитанная детекторная сетка позволяет сопоставить координаты точек измерения ЗПТИ с измеренным значением параметров плазмы. Детекторная сетка ЗПТИ на токамаке Т-10 имеет достаточно большие размеры (см. рис. 2) и дает возможность проводить исследования двумерных распределений параметров плазмы. В данной работе представлена методика их построения.

МЕТОДИКА ПОСТРОЕНИЯ ДВУМЕРНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ПО ДАННЫМ ЗПТИ НА ТОКАМАКЕ Т-10

Значение измеряемого параметра P при измерениях ЗПТИ сопоставляется с криволинейными координатами $U_{\text{scan}} - E_{\text{beam}}$ детекторной сетки (рис. 2). Для представления двумерного распределения в геометрии установки, необходимо сопоставить координаты детекторной сетки $U_{\text{scan}} - E_{\text{beam}}$ и декартовы координаты x, y . Для корректного представления данных следует также провести фильтрацию на соответствие заданным параметрам плазмы и по уровню шума сигнала. Чтобы избежать выхода пуч-

ка за границы пластин детектора, следует удерживать тороидальный сдвиг пучка в детекторе δz в определенном диапазоне (см. рис. 1б). В общем виде методика построения двумерных распределений параметров плазмы состоит из следующих этапов:

1. расчет траекторий зондирующего пучка и детекторной сетки — области измерения ЗПТИ;
2. выделение фрагментов сигнала P , превышающих уровень шума;
3. выделение фрагментов сигнала P , соответствующих экспериментально определенному корректному диапазону δz ;
4. выделение фрагментов сигнала P , соответствующих исследуемому интервалу плотности n_e ;
5. отображение выделенных данных в виде функций двух координат в вертикальном сечении плазменного шнура;
6. интерполяция данных для получения гладкого двумерного распределения параметра плазмы.

Для построения двумерных распределений параметров плазмы на токамаке Т-10 с использованием диагностики ЗПТИ был разработан соответствующий программный код на языке программирования Python, который позволяет автоматизировать этапы реализации методики. Он состоит из трех отдельных модулей:

1) Первый модуль программы автоматически загружает следующие временные сигналы из общей базы данных Т-10: потенциал плазмы, область измерения, индикация мощности ЭЦР-нагрева, плотность плазмы, ток плазмы, напряжение на отклоняющих пластинах, полный ток с пластин детектора. Он позволяет разбить сигналы на отдельные пространственные сканы (см. ниже) используя пользовательский графический интерфейс. При выделении сканов из сигналов, значение тока на пластинах детектора I_{tot} должно быть выше порогового для достижения удовлетворительного соотношения сигнал/шум, что учитывается в программном модуле.

2) Второй модуль производит подбор данных по значению желаемой электронной плотности плазмы n_e и допустимой величине тороидального смещения зондирующего пучка на детекторе δz (слишком высокие значения, превышающие заданный допустимый порог, отбрасываются).

3) Третий модуль отвечает за визуализацию. Он производит построение детекторной сетки и двумерных распределений параметров плазмы.

Данная методика построения двумерных распределения параметров плазмы по данным ЗПТИ, впервые была разработана и применена на стеллазоре TJ-II [10, 11] с бобообразным сечением плазмы, а затем адаптирована для токамака Т-10 с круглым сечением плазмы и другой магнитной системой и системой сбора данных.

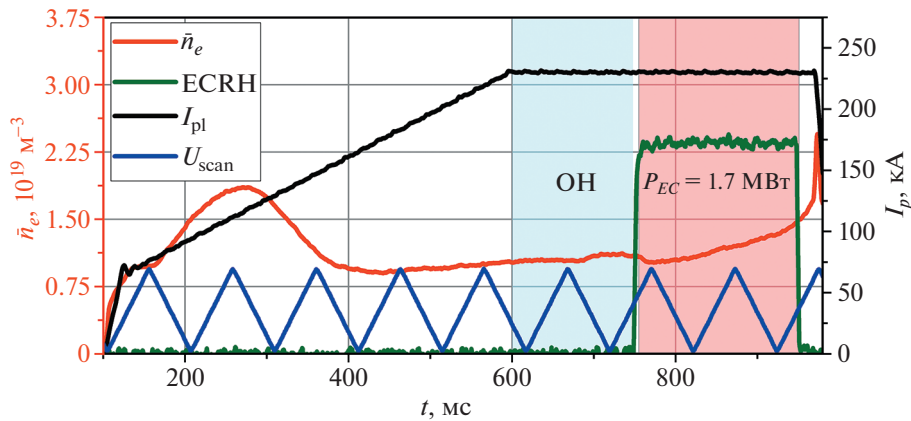


Рис. 4. Сценарий плазменного разряда #73203 ($B_t = 2.2$ Тл, $I_{pl} = 230$ кА, $\bar{n}_e = 1.1 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$): красная линия — среднехордовая электронная плотность (левая шкала); черная — ток плазмы (правая шкала); зеленая — индикация ЭЦР-нагрева; синяя — сканирующее напряжение на отклоняющих пластинах с периодом 100 мс и амплитудой от -7.7 до 2.2 кВ (шкала для величины U_{scan} не приводится); голубым отмечен временной интервал квазистационарной омической стадии разряда; красным — временной интервал стадии с нецентральной ЭЦР-нагревом мощностью $P_{EC} = 1.7$ МВт ($r_{EC} = 15$ см).

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДИКИ НА ПРИМЕРЕ ПОСТРОЕНИЯ ДВУМЕРНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА

Рассмотрим применение методики построения двумерных распределений параметров плазмы на примере среднего значения электрического потенциала плазмы ϕ в режиме с магнитным полем на оси $B_t = 2.2$ Тл, током плазмы $I_{pl} = 230$ кА, плотностью $\bar{n}_e = 1.1 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ (центральная хорда). В данном режиме плазменный шнур был смещен внутрь вакуумной камеры на 1 см относительно магнитной оси. Двумерное распределение других параметров плазмы, измеряемых с помощью ЗПТИ, осуществляется аналогичным образом. Сценарий типичного плазменного разряда представлен на рис. 4.

В серии воспроизводимых импульсов проводилось периодическое сканирование по углу влета частиц в плазму. Период сканирования (~ 100 мс) задан меньшим, чем длительность квазистационарной фазы разряда (~ 450 мс). Энергия зондирующих ионов изменялась от импульса к импульсу. В результате расчета определялась временная эволюция положения точки измерения ЗПТИ, которая разбивалась на отдельные сканы — интервалы, включающие в себя монотонное изменение напряжения на отклоняющих пластинах, т.е. изменение угла влета пучка в плазму.

В рассматриваемом режиме детекторная сетка занимает значительную часть сечения плазменного шнура (рис. 5). Для повышения надежности измерений, они были проведены в нескольких повторяющихся импульсах токамака для каждой

детекторной линии. Экспериментальная сетка (на рис. 5 показана цветными линиями), для получения которой были использованы экспериментальные осциллограммы сканирующего напряжения, как правило, несколько меньше расчетной сетки, приведенной на рис. 2 (на рис. 5 показана серыми линиями).

На рис. 6 приведен пример выделения одного скана. Учитывалось, что измеренный полный ток пучка на детекторе I_{tot} должен превысить пороговый уровень (см. рис. 6в) для соблюдения необходимого уровня отношения сигнал/шум. При значении I_{tot} ниже порогового уровня, возрастает уровень шумовых колебаний (см. рис. 6д). Также производилась фильтрация по значению тороидального смещения пучка δz (см. рис. 6г), которое, в общем случае, принимает значения от -1 до 1 . Экспериментально было определено, что если значение $|\delta z|$ превышает 0.8 , то результат измерений электрического потенциала может становиться недостоверным за счет искажения измерений энергии пучка анализатором, вызванного отклонением от его оси. На рис. 6 красным отмечены временные интервалы, в течение которых значение полного тока зондирующего пучка на детекторе I_{tot} ниже порогового уровня. В такие моменты времени уровень шума становится чрезмерно высоким. Серым выделен временной интервал, внутри которого значение полного тока I_{tot} превышает пороговое значение, но смещение δz выходит за установленный интервал ± 0.8 . Зеленым цветом выделен временной интервал одного обрабатываемого скана, в течение которого выполняются все накладываемые условия.

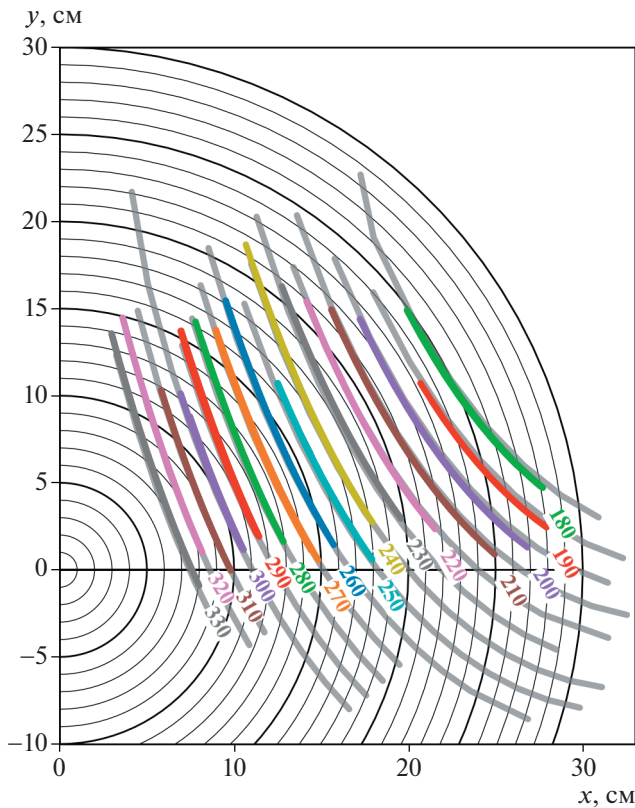


Рис. 5. Область измерения ЗПТИ для режима T-10 с магнитным полем на оси $B_z = 2.2$ Тл, током плазмы $I_{pl} = 230$ кА. Цветные линии — детекторные линии равной энергии зондирующего пучка, полученные в результате измерений; серые — расчетная детекторная сетка. Энергия пучка $E_{beam} = 180\text{--}330$ кэВ.

Эти ограничения не позволяют использовать скан по напряжению U_{scan} полностью и уменьшают тем самым длину “экспериментальной” детекторной линии (скана), по сравнению с расчетной, что приводит к уменьшению “экспериментальной” области измерения, показанной на рис. 5 относительно расчетной детекторной сетки.

Поскольку длительность сканирования меньше исследуемой квазистационарной фазы разряда, в течение импульса регистрируются данные по нескольким сканам. В исследуемом режиме может быть несколько десятков импульсов, а сканов — несколько сотен. Программный код позволяет автоматизировать процесс выделения сканов из сигналов.

Поскольку среднехордовая плотность плазмы может быть непостоянна в течении разряда, приходится производить фильтрацию данных по плотности. В рассматриваемом примере в качестве целевого значения была выбрана среднехор-

довая плотность $\bar{n}_e = (1.1 \pm 0.1) \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, для которой зарегистрировано наибольшее число сканов.

Сканы при одном значении энергии могут не совпадать по длине, например, как на рис. 7. Это связано с тем, что в омическую фазу разряда, выделенную голубым интервалом на рис. 5, укладывается не целое число полупериодов сканирующего напряжения (синяя линия на рис. 4). Таким образом крайние сканы не полностью попадают в этот интервал, и длина их уменьшается. Это может сократить длину детекторных линий и уменьшить область измерения (см. рис. 5).

Сканы, полученные в разных импульсах при одном значении энергии пучка, практически всегда пересекаются между собой (см. рис. 7). Поэтому производится дополнительная фильтрация данных по плотности в месте пересечения сканов. В случае если пересекающиеся сканы попадают в заданный диапазон плотности, выбираются только те данные, для которых значения электронной плотности ближе к заданному среднему значению.

На рис. 8 приведен радиальный профиль потенциала, построенный по данным, прошедшим фильтрацию по значениям плотности плазмы и тороидального смещения зондирующего пучка на детекторе.

Далее, имея значения координат области измерения и соответствующие им измеренные величины электрического потенциала плазмы, можно нанести эти данные на пространственную сетку, и обозначить величину потенциала цветом (рис. 9). Координаты x и y точки измерения (SV) в вертикальном сечении плазменного шнура определяются в результате расчета траекторий с использованием экспериментальных значений U_{scan} . Эволюция координат точки измерения однозначно определяет временную эволюцию ее радиального положения r_{SV} .

На рис. 10а показана итоговая детекторная сетка. Стоит отметить, что в связи с фильтрацией данных по значению электронной плотности плазмы n_e и величине тороидального смещения зондирующего пучка δz итоговая детекторная сетка становится меньше по сравнению с сеткой на рис. 5.

Полученный набор данных можно интерполировать. Чтобы получить сглаженное двумерное распределение потенциала плазмы, мы производим бикубическую интерполяцию (рис. 10б). Для интерполяции применяется триангуляция Делоне с использованием кода Qhull [19]. Затем на каждом треугольнике строится кусочно-кубический интерполирующий полином Безье с помощью схемы Clough-Tocher [20, 21]. Используемые алгоритмы интерполяции произвольно распре-

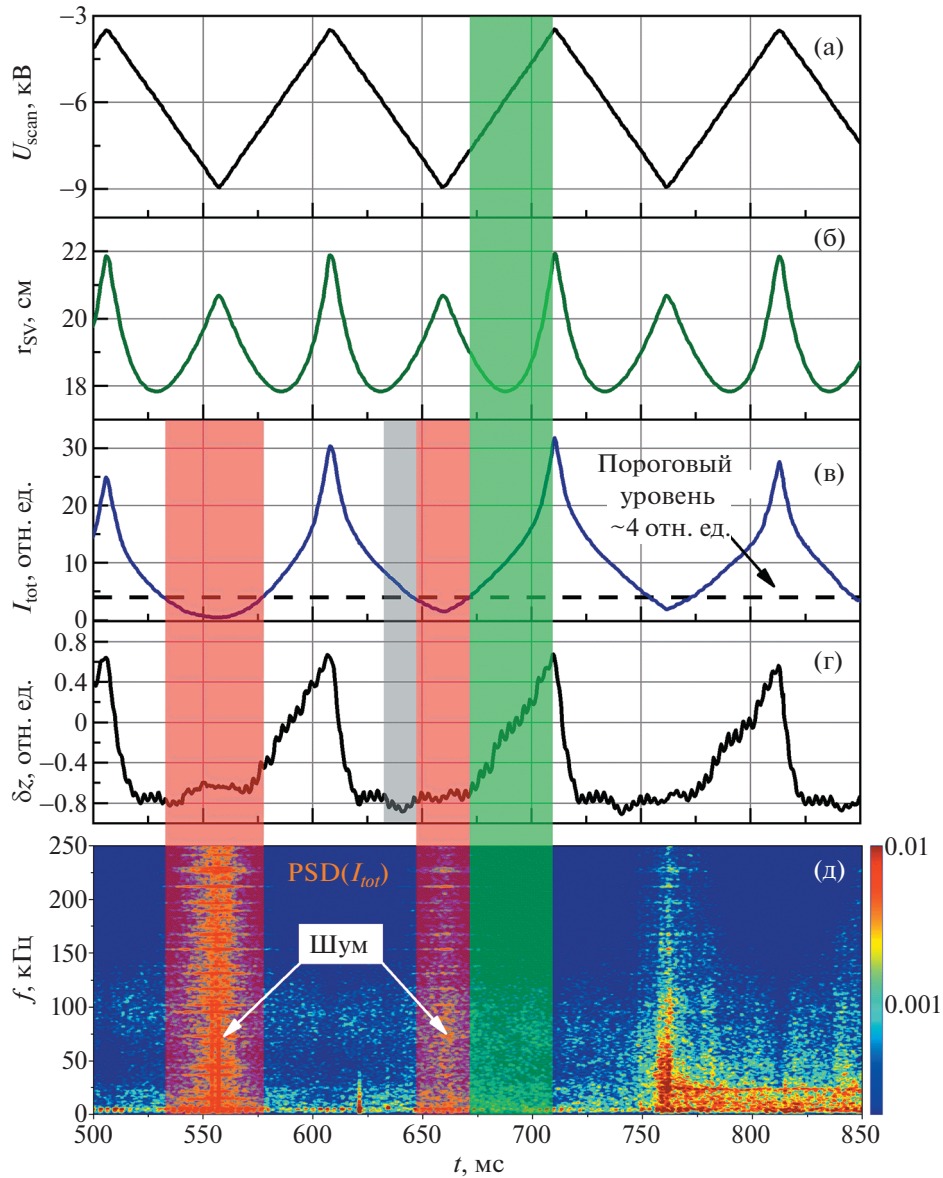


Рис. 6. Порядок разбиения сигналов ЗПТИ на отдельные сканы на примере импульса #73143 ($B_t = 2.2$ Тл, $I_{pl} = 230$ кА, $\bar{n}_e = 1.1 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $E_{beam} = 240$ кэВ): а) напряжение на отклоняющих пластинах; б) временная эволюция радиального положения точки измерения r_{sv} ; в) полный ток с пластин детектора I_{tot} ; г) тороидальное смещение пучка на детекторе δz ; д) спектральная плотность мощности колебаний полного тока с пластин детектора; красным отмечены временные интервалы с высоким уровнем шума, непригодные для обработки; зеленым — временной интервал одного обрабатываемого скана; серым — интервал превышением предельного значения δz .

ленных точек описаны в работах [22, 23]. Пунктиром отмечены эквипотенциальные линии измеренного двумерного распределения потенциала.

В центральной области плазмы ($r = 7$ см; $\rho = 0.23$) потенциал достигает значения $\phi \approx -1500$ В, на периферии плазмы ($r = 27$ см; $\rho = 0.90$) потенциал равен $\phi \approx +200$ В. Эквипотенциальные линии согласуются с вакуумными магнитными по-

верхностями в пределах достигнутой погрешности измерения ($\Delta\phi \approx \pm 100$ В, $\Delta r_{sv} \approx \pm 1$ см).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые для токамака Т-10 была разработана методика измерения двумерных распределений параметров плазмы по данным ЗПТИ в вертикальном сечении плазменного шнура. Создан про-

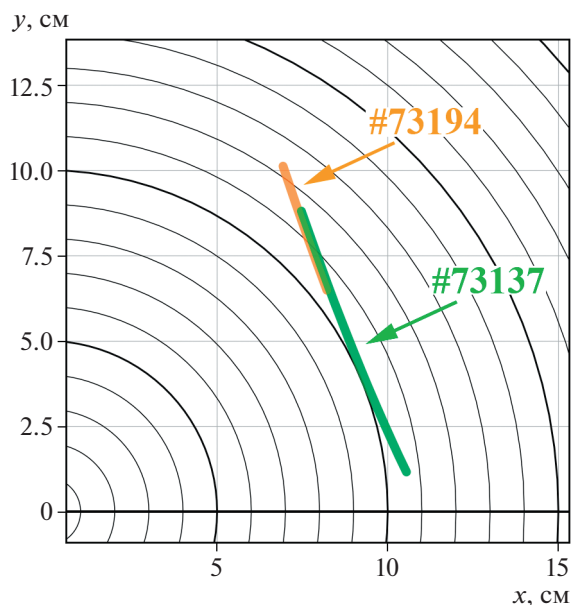


Рис. 7. Детекторная линия для значения энергии ионов 300 кэВ, состоящая из двух пересекающихся сканов из разных импульсов; оранжевая линия — скан из импульса #73194; зеленая линия — #73137.

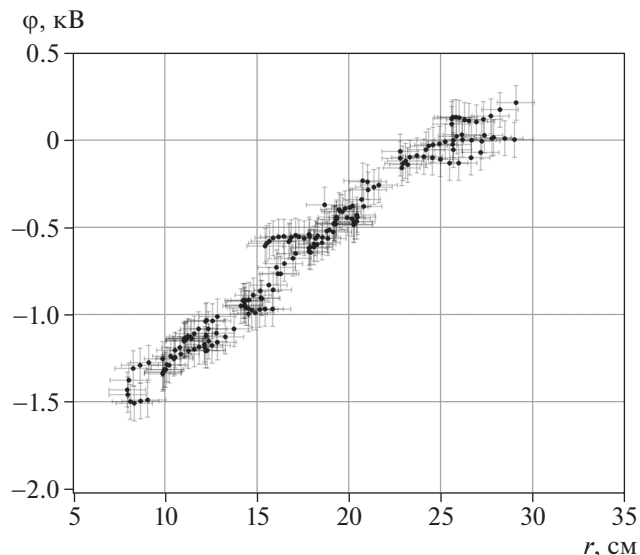


Рис. 8. Радиальный профиль электрического потенциала плазмы с фиксированной среднехордовой электронной плотностью $\bar{n}_e = (1.1 \pm 0.1) \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Погрешности измерения $\Delta\phi \approx \pm 0.1 \text{ кВ}$, $\Delta r_{SV} \approx \pm 1 \text{ см}$.

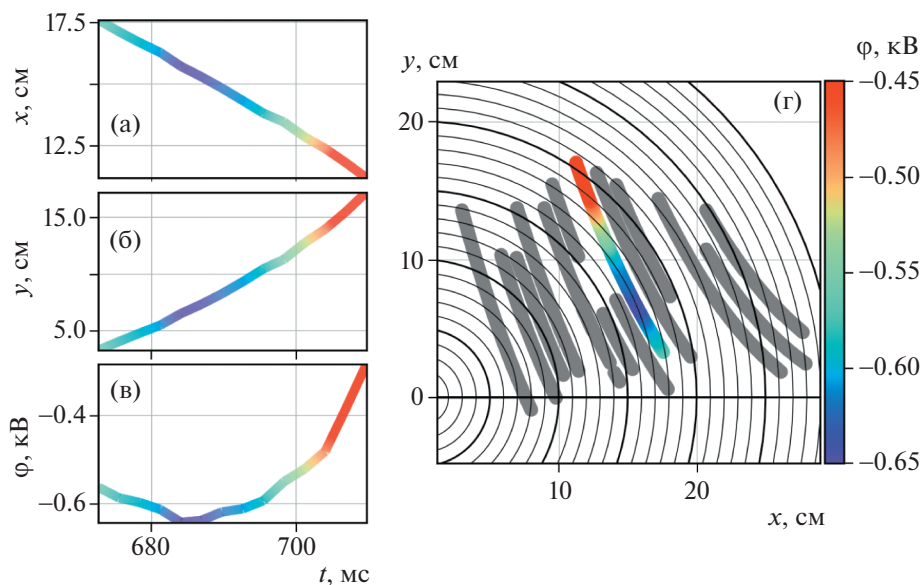


Рис. 9. Процесс нанесения координат и значения электрического потенциала плазмы на пространственную сетку. Временная эволюция: а) координаты x точки измерения, б) координата y точки измерения, в) электрического потенциала плазмы в точке измерения; г) пространственная сетка с результатом нанесения одного скана (показан цветом); цветной шкалой указана величина потенциала плазмы; серые линии — остальные сканы.

граммный код, позволяющий автоматизировать этапы построения двумерных распределений параметров плазмы. Разработанная методика была рассмотрена на примере построения двумерного

распределения электрического потенциала для квазистационарной омической стадии режима Т-10 ($B_t = 2.2 \text{ Тл}$, $I_{pl} = 230 \text{ кА}$, $\bar{n}_e = (1.1 \pm 0.1) \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$). Она позволяет производить построения двумер-

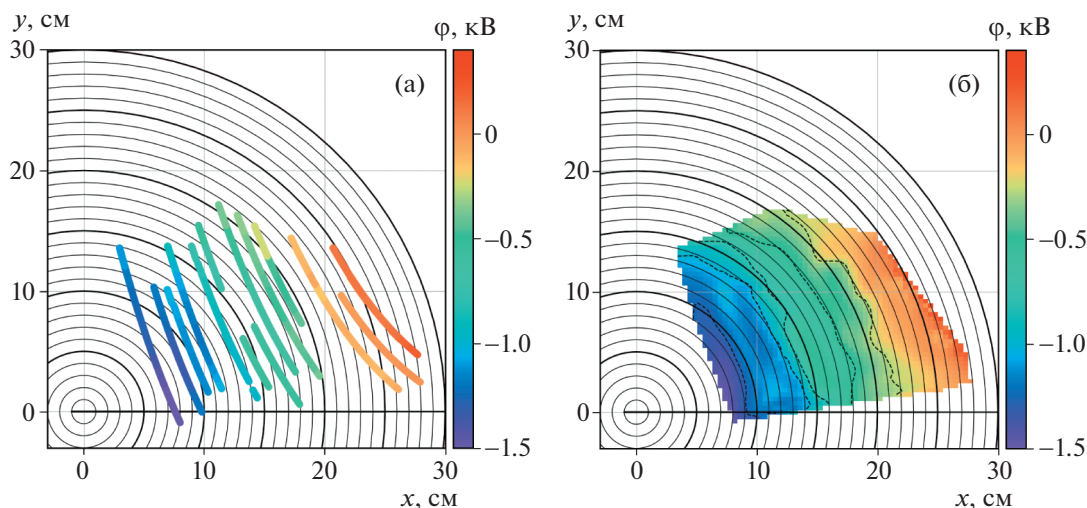


Рис. 10. а) измерения потенциала по детекторной сетке для режима $B_t = 2.2$ Тл, $I_{pl} = 230$ кА, $\bar{n}_e = (1.1 \pm 0.1) \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, цветом показано значение потенциала плазмы; б) интерполированное двумерное распределение электрического потенциала плазмы по данным ЗПТИ на токамаке Т-10: пунктиром – эквипотенциальные линии, цветом – значение потенциала плазмы.

ных распределений других параметров плазмы, измеряемых ЗПТИ.

Разработанная методика расширила возможности ЗПТИ на токамаке Т-10, ее применение позволит проводить исследования двумерных распределений параметров плазмы на токамаках Т-15МД и Глобус-М2 [4].

БЛАГОДАРНОСТЬ

Работа поддержана Российским научным фондом, грант 23-72-00042.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Melnikov A.V. et al. // Fusion Eng. Des. 2019. V. 146. P. 850.
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2019.01.096>
2. Khabanov P.O. et al. // J. Instrum. 2019. V. 14. P. C09033.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/14/09/C09033>
3. Ilin A.M., Khabanov P.O., Melnikov A.V. // J. Phys. Conf. Ser. 2019. V. 1383 (1). P. 012006.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1383/1/012006>
4. Khabanov P.O. et al. // Probl. At. Sci. Technol. 2020. V. 130 (6). P. 195.
5. Drabinskiy M.A. et al. // J. Phys. Conf. Ser. 2019. V. 1383 (1). P. 012004.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1383/1/012004>
6. Drabinskiy M.A. et al. // J. Phys. Conf. Ser. 2021. V.2055 (1). P. 012001.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/2055/1/012001>
7. Melnikov A.V. et al. // Plasma Fusion Res. 2018. V. 13. P. 3402109.
<https://doi.org/10.1585/PFR.13.3402109>
8. Shimizu A. et al. // Rev. Sci. Instrum. 2014. V. 85 (11). P. 11D853.
<https://doi.org/10.1063/1.4891975>
9. Shimizu A. et al. // Rev. Sci. Instrum. 2016. V. 87 (11). P. 11E731.
<https://doi.org/10.1063/1.4963908>
10. Sharma R. et al. // Phys. Plasmas. 2020. V. 27 (6). P. 062502.
<https://doi.org/10.1063/1.5142996>
11. Melnikov A.V. et al. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2022. V. 64 (5). P. 054009.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/ac5b4c>
12. Dnestrovskij Y.N. et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1994. V. 22 (4). P. 310.
<https://doi.org/10.1109/27.310637>
13. Solensten L., Connor K.A. // Rev. Sci. Instrum. 1987. V. 58 (4). P. 516.
<https://doi.org/10.1063/1.1139262>
14. Melnikov A.V. et al. // Nucl. Fusion. V. 57 (7). P. 072004.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa5382>
15. Melnikov A.V. et al. // Czechoslov. J. Phys. 2005. V. 55 (3). P. 349.
<https://doi.org/10.1007/s10582-005-0046-6>
16. Melnikov A.V. et al. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2006. V. 48 (4). P. S87.
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/48/4/S07>
17. Аммосов Я.М. и др. // Ядерная физика и инжиниринг. 2023. Т. 14 (3). С. 278.
<https://doi.org/10.56304/S2079562922050049>
18. Drabinskiy M.A. et al. // Probl. At. Sci. Technol. Ser. Thermonucl. Fusion. 2016. V. 39 (2). P. 81–90.
<https://doi.org/10.21517/0202-3822-2016-39-2-81-90>
19. Barber C.B., Dobkin D.P., Huhdanpaa H. // ACM Trans. Math. Softw. 1996. V. 22 (4). P. 469.
<https://doi.org/10.1145/235815.235821>

20. *Alfeld P.* // Comput. Aided Geom. Des. 1984. V. 1 (2). P. 169.
[https://doi.org/10.1016/0167-8396\(84\)90029-3](https://doi.org/10.1016/0167-8396(84)90029-3)
21. *Farin G.* // Comput. Aided Geom. Des. 1986. V. 3 (2). P. 83.
[https://doi.org/10.1016/0167-8396\(86\)90016-6](https://doi.org/10.1016/0167-8396(86)90016-6)
22. *Nielson G.M.* // Math. Comput. 1983. V. 40 (161). P. 253.
<https://doi.org/10.2307/2007373>
23. *Renka R.L., Cline A.K.* // Rocky Mt. J. Math. 1984. V. 14 (1). P. 223.
<https://doi.org/10.1216/RMJ-1984-14-1-223>

Methodology for Constructing 2D Distributions of Plasma Parameters Using Heavy Ion Beam Probe Data on the T-10 Tokamak

Y. M. Ammosov^{1, 2, *}, F. O. Khabanov³, M. A. Drabinskiy¹, A. V. Melnikov^{1, 2, 4},
L. G. Eliseev¹, N. K. Kharchev^{1, 5}, S. E. Lysenko¹, and E. A. Tsyvkunova⁴

¹National Research Centre “Kurchatov Institute”, Moscow, 123182 Russia

²Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Dolgoprudny, 141701 Russia

³University of Wisconsin-Madison, Madison, WI, 53706 USA

⁴National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia

⁵Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991 Russia

*e-mail: ammosov.ium@phystech.edu

Received April 28, 2023; revised July 4, 2023; accepted July 10, 2023

Abstract—Heavy Ion Beam Probe (HIBP) is a unique tool for investigating the electrical potential and various turbulence characteristics in both the core and edge of toroidal plasmas. The position of the HIBP measurement region is defined by the energy of the probing beam and the entrance angle into the plasma. The probing beam energy is constant during the plasma discharge, and it determines the maximum penetration depth of the beam into the plasma. The entrance angle can be varied during one discharge, and the positions of the measuring points for different beam angles can be set as a detection line. The set of detector lines for different probing beam energies represents a two-dimensional region (detector grid) in the vertical plasma cross section. The paper presents a method of data processing, which allows us to build two-dimensional distributions of plasma parameters from HIBP data in the T-10 tokamak using the electric potential of the plasma as an example.

Keywords: 2D distribution of plasma parameters, T-10 tokamak, heavy ion beam probe, plasma electric potential