

## Исследование пристеночной плазмы токамака Глобус-М с помощью массива диверторных ленгмюровских зондов

© Н.А. Хромов,<sup>1</sup> Е.О. Векшина,<sup>2</sup> В.К. Гусев,<sup>1</sup> Н.В. Литуновский,<sup>3</sup> М.И. Патров,<sup>1</sup> Ю.В. Петров,<sup>1</sup> Н.В. Сахаров<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup> Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры им. Д.В. Ефремова,  
196641 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: Nikolay.Khromov@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 16 июля 2020 г.

В окончательной редакции 14 сентября 2020 г.

Принято к публикации 15 сентября 2020 г.

Массив из десяти встроенных диверторных зондов был установлен на нижний купол сферического токамака Глобус-М. С его помощью проведены измерения профилей плавающего потенциала, электронной температуры, ионного тока насыщения и плотности потока тепла на дивертор. Продемонстрировано резкое изменение плавающих потенциалов зондов, находящихся вблизи внешней ветви сепаратрисы, при развитии периферийной неустойчивости.

**Ключевые слова:** токамак, дивертор, пристеночная плазма, ленгмюровские зонды.

DOI: 10.21883/JTF.2021.03.50518.227-20

### Введение

Одной из самых серьезных проблем для термоядерных установок с магнитным удержанием плазмы является высокая тепловая нагрузка компонентов, обращенных к плазме. Особенно это касается сферических токамаков, так как в них потоки тепла из плазмы попадают на сравнительно небольшую площадь [1]. Поэтому для подобных установок задача измерения параметров пристеночной плазмы в непосредственной близости от диверторных пластин является весьма актуальной. Такие измерения также полезны для исследования режимов с отрывом плазмы от пластин (plasma detachment), оценки интенсивности рециклинга и распыления материала первой стенки [2].

Глобус-М является компактным сферическим токамаком с открытым дивертором, в котором существует возможность получать сильно вытянутую в вертикальном направлении плазму. Плазма может быть ограничена как диафрагмой, так и магнитной сепаратрисой. Система обмоток полоидального магнитного поля позволяет создавать конфигурацию как с верхним, так и с нижним положением X-точки а также с двумя X-точками.

Ленгмюровские зонды широко используются в диагностике плазмы для локального измерения температуры и концентрации электронов, потенциала плазмы. Если зонд встроен в дивертор токамака, он позволяет также определить плотность потоков тепла и частиц на диверторные пластины. Соответственно с помощью массива таких зондов можно найти пространственные распределения параметров плазмы и сделать оценку полного потока тепла на дивертор.

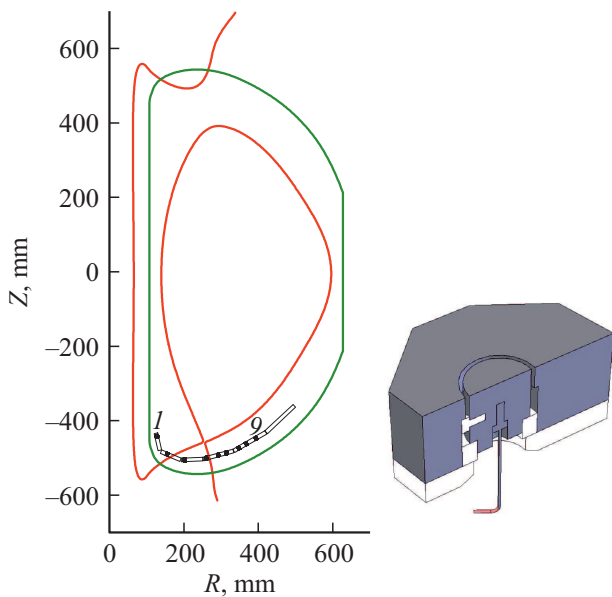
### 1. Экспериментальная установка

На токамаке Глобус-М на нижние диверторные пластины установлен набор из десяти ленгмюровских зондов. Зонды были изготовлены из той же марки графита, что и пластины, и имеют плоскую рабочую поверхность, расстояние между ними в среднем равно 2 см. Диаметр зондов составляет 8 мм, зазор между пластиной и зондом 0.5 мм, изоляция от диверторных пластин осуществляется с помощью керамических колец (рис. 1). Девять зондов располагались в одном полоидальном сечении, зонд #10 был смещен в тороидальном направлении на 3 см и имел такую же координату по большому радиусу, что и зонд #6. Большая часть зондов (#4–10) установлена в районе выхода внешней ветви сепаратрисы на дивертор, так как в сферических токамаках именно в эту область попадают основные потоки тепла и частиц [3]. Плоская форма зондов (собирающая поверхность зонда находится в одной плоскости с поверхностью диверторной пластины) имеет следующие преимущества: тепловая нагрузка на зонд в этом случае минимальна; такие зонды не вносят дополнительного возмущения в плазму и могут служить мониторами тока, текущего на диверторные пластины [4]. Для данного массива зондов была разработана система регистрации, которая могла работать в трех режимах: измерение ионного тока насыщения, измерение плавающего потенциала зондов и запись зондовой вольт-амперной характеристики (ВАХ). Так как камера токамака изолирована от земли, должна быть изолирована и большая часть зондовой схемы. Это условие было выполнено с использованием блоков АЦП с батарейным питанием

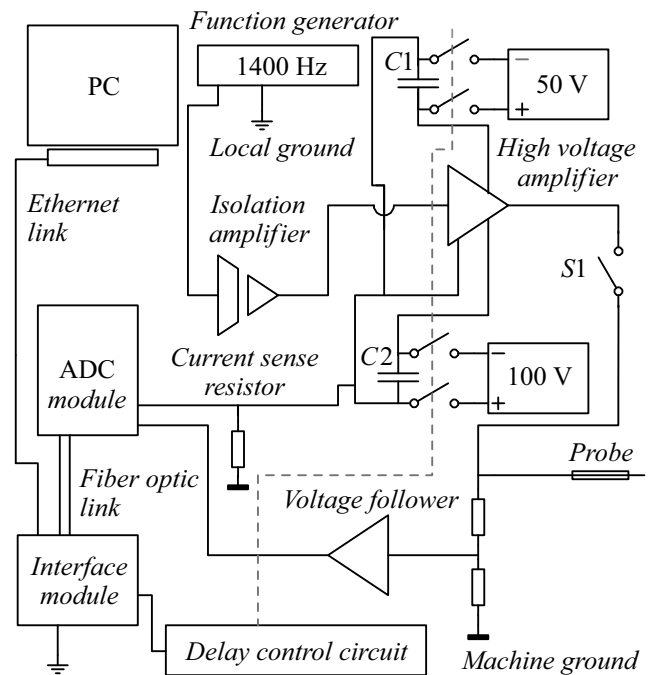
и оптоволоконной передачей оцифрованных данных в промежутках между разрядами. Частота дискретизации данного АЦП составляет 10 МГц, разрядность — 12 bit, глубина буфера данных — 1 048 576 отсчетов. Блок-схема одного из каналов системы регистрации приведена на рис. 2. Питание выходных каскадов схемы, которые обеспечивали подачу напряжения на зонд, осуществляется с помощью конденсаторов достаточно большой емкости C1 и C2, которые заряжаются между разрядами токамака и отсоединяются от блоков питания во время разрядного импульса с помощью электронных ключей. При снятии ВАХ на зонд подавалось напряжение треугольной формы частотой около 1400 Гц, изменяющееся в диапазоне от  $-90\text{ V}$  до  $+50\text{ V}$ , и усреднение, как правило, проводилось за 1–5 мс.

## 2. Измерение временных зависимостей ионного тока насыщения и плавающего потенциала

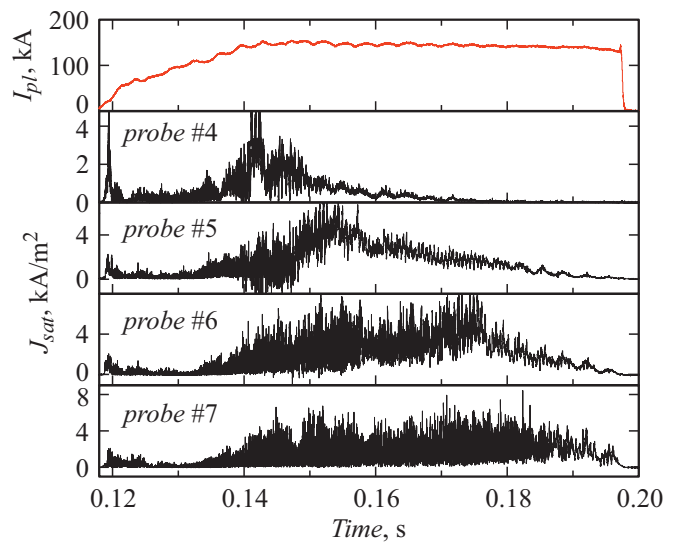
Для апробации диагностики эксперименты проводились в разрядах с омическим нагревом при тороидальном магнитном поле 0.4 Т в диверторной конфигурации с нижней Х точкой. Для встроенных в дивертор ленгмюровских зондов ионный ток насыщения представляет собой поток ионов на пластину, умноженный на элементарный заряд [5]. На рис. 3 приведены временные зависимости плотности ионного тока насыщения для четырех зондов, находящихся вблизи точки пересечения внешней ветви сепаратрисы с диверторной пластиной,



**Рис. 1.** Расположение встроенных в диверторные пластины ленгмюровских зондов и конструкция зонда. Зонд #10 имеет ту же координату по большому радиусу, что и зонд #6. Справа — сечение диверторной пластины в плоскости расположения зондов.

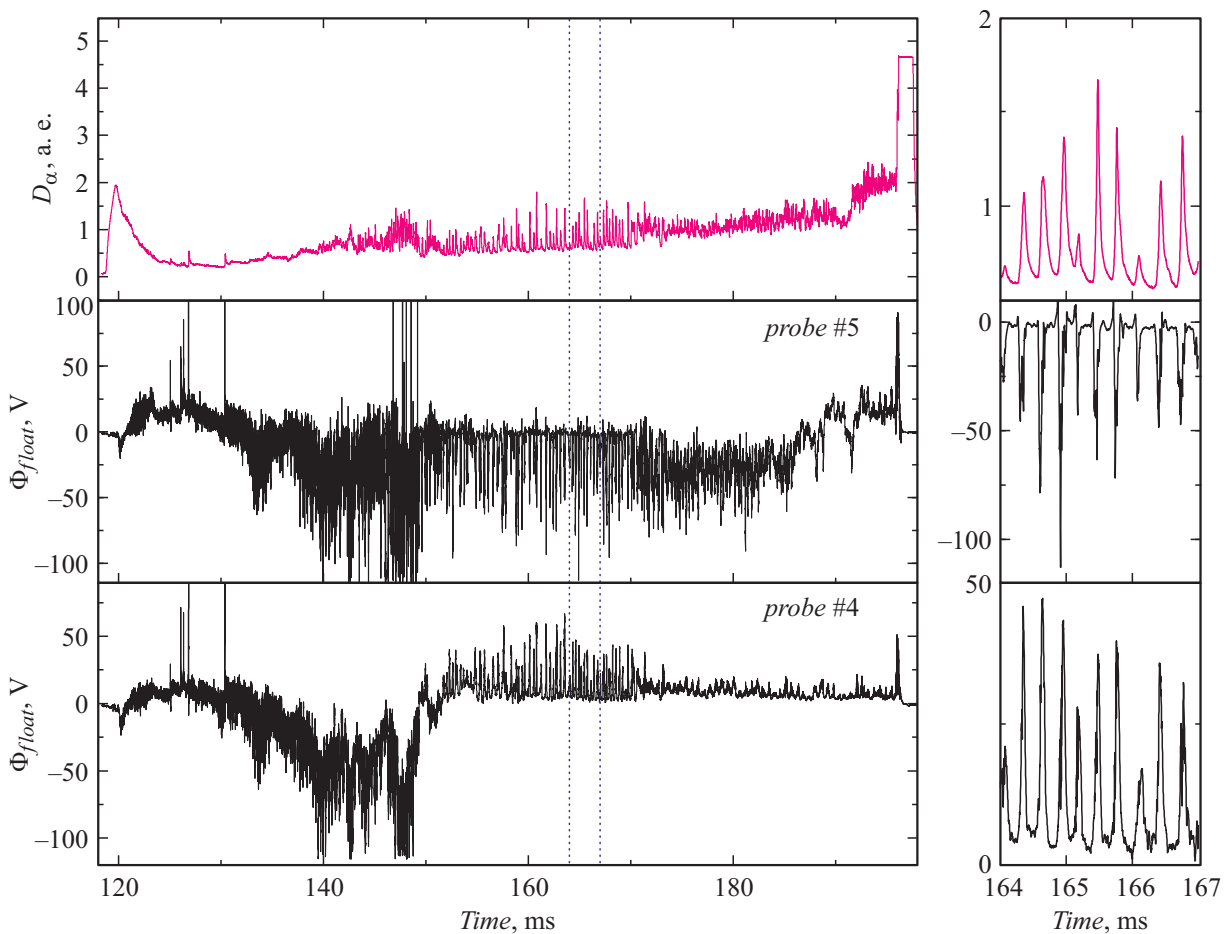


**Рис. 2.** Блок-схема одного из каналов регистрации. Используются блоки АЦП с батарейным питанием, земля которых присоединена к корпусу токамака. Переключатель S1 используется для перевода схемы в режим измерения плавающего потенциала.



**Рис. 3.** Временные зависимости плотности ионного тока насыщения для диверторных зондов, находящихся в районе внешней ветви сепаратрисы. Разряд #34353, ток плазмы 150 кА, среднехордовая плотность  $\bar{n}_e = 2.6 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ . Номера зондов соответствуют рис. 1.

т.е. в области, где плотность потока тепла максимальна (strike-point, SP). Номера зондов соответствуют рис. 1. Можно заметить, что, начиная с некоторого момента времени, величина флуктуаций тока значи-

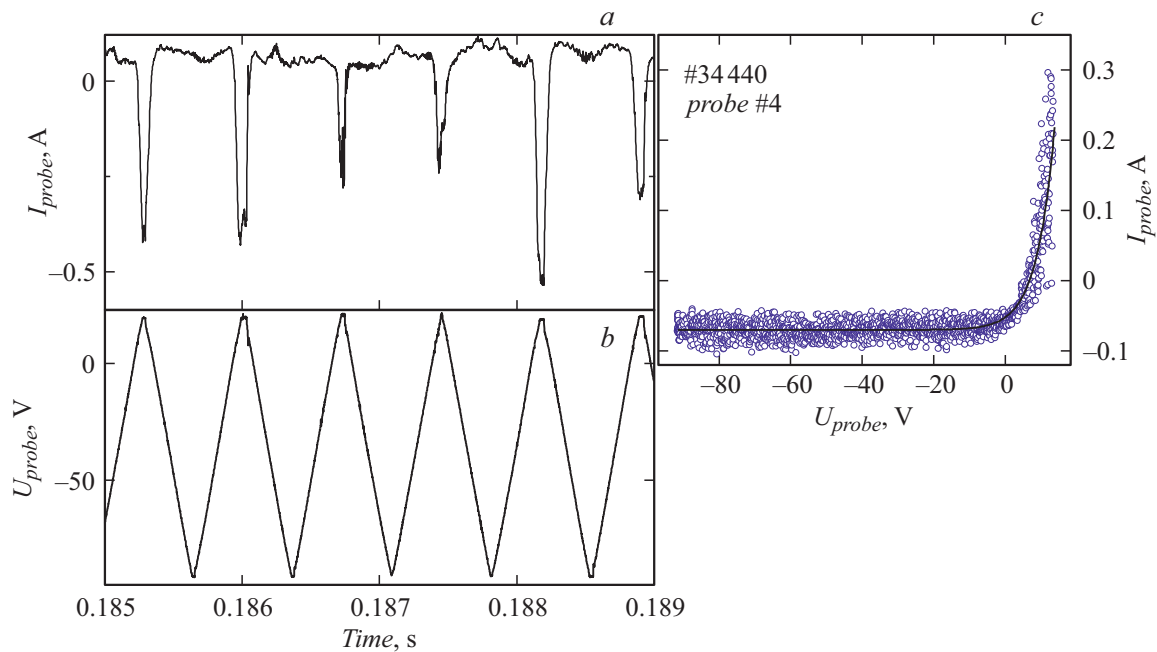


**Рис. 4.** Влияние периферийной неустойчивости (ELM) на плавающий потенциал диверторных зондов, находящихся вблизи внешней ветви сепаратрисы в SOL (зонд 5) и PFR (зонд 4). Также приведен сигнал, пропорциональный интенсивности линии D-alpha. Область, выделенная пунктирными линиями, показана справа в увеличенном масштабе. В момент ELM возрастание электронной температуры приводит к резкому разнонаправленному изменению плавающих потенциалов.

тельно уменьшается, причем чем больше радиальная координата зонда, тем позже наступает этот момент (от 150 ms для зонда #4 до 185 ms для зонда #7). Это происходит потому, что в токамаке Глобус-М в течение разряда токамака SP движется наружу со скоростью приблизительно 1 m/s, и зонды последовательно попадают в область под X-точкой, ограниченной внутренней и внешней ветвями сепаратрисы (private flux region, PFR). Данное значение скорости подтверждается реконструкцией магнитной конфигурации по коду EFIT и записями инфракрасной видеокамеры [6]. Очень похожее поведение сигналов диверторных зондов наблюдалось на сферическом токамаке MAST [7]. Согласно этой работе, низкий уровень флуктуаций в PFR, в частности, можно объяснить тем, что частицы попадают сюда из района около X-точки, где полоидальное магнитное поле близко к нулю. Образующийся шир затрудняет развитие неустойчивостей. Кратковременные отрицательные выбросы на осциллограммах на рис. 3 появляются из-за недостаточного отрицательного напряжения смещения, т. е. в эти моменты времени зонд оказывается под более

высоким потенциалом, чем плавающий, и электронный ток становится больше ионного.

На рис. 4 изображены временные зависимости плавающего потенциала в разряде #35343 для зонда #5, находящегося вблизи внешней ветви сепаратрисы в SOL (Scrape-of-Layer, обдирочный слой плазмы) и для зонда #4, который находится в PFR. Также приведен сигнал, пропорциональный интенсивности линии D-alpha. Ток плазмы составлял 200 kA, среднечордовая плотность  $3.4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ . Приблизительно на 149 ms происходит переход в режим с улучшенным удержанием (H-моду), при этом развиваются МГД неустойчивости, локализованные на границе плазмы (edge localized mode — ELM). Во время таких событий за время порядка 100  $\mu\text{s}$  происходит выброс частиц в пристеночную плазму, пиковая тепловая нагрузка на диверторные пластины значительно возрастает [2,8], а на сигналах датчиков D-alpha появляются характерные пики. На сигналах плавающих потенциалов, приведенных на рис. 4, также легко видеть четкие пики с амплитудой до 100 V, синхронизованные с пиками на сигнале D-alpha. Причем на зонде, распо-



**Рис. 5.** *a, b* — осциллограммы зондового тока и напряжения на зонде соответственно; *c* — кружками обозначены эти данные в виде ВАХ (здесь положительным считается электронный ток), сплошная линия показывает аппроксимацию для нахождения электронной температуры, ионного тока насыщения и плавающего потенциала.

ложенном в SOL (#5), наблюдается резкое уменьшение плавающего потенциала, а на зонде в PFR (#4) — наоборот, резкое повышение. По-видимому, такие изменения могут быть связаны с существенным увеличением электронной температуры вблизи диверторных пластин. Подобные явления детально исследовались в работе [5], где также наблюдались разнополярные пики на сигналах диверторных зондов, и где было высказано предположение, что в условиях развития ELM в SOL могут протекать импульсные токи, которые имеют в основном термоэлектрическую природу.

### 3. Измерение профилей параметров плазмы вблизи диверторных пластин

Согласно [9], ВАХ зонда можно описать формулой

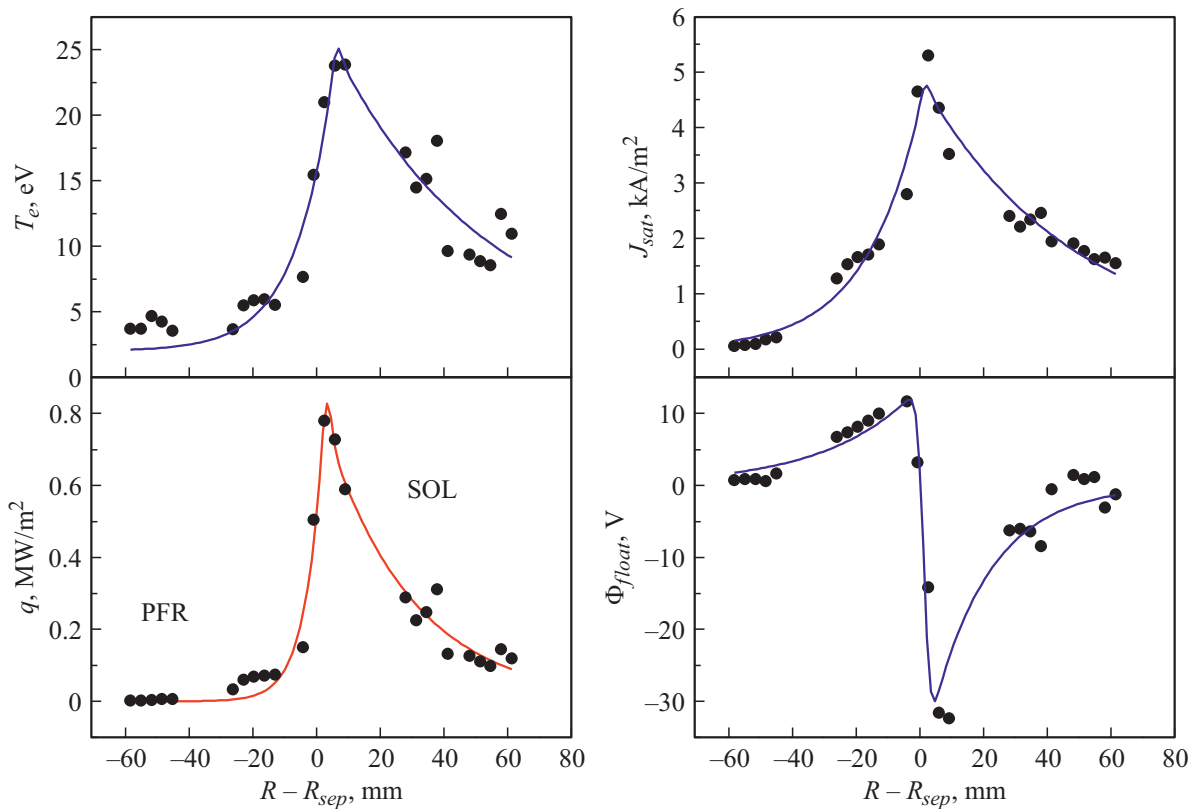
$$I_{pr} = I_{isat} [1 - \exp\{e(V_{pr} - V_{fl})/kT_e\}], \quad (1)$$

где  $I_{pr}$  и  $V_{pr}$  — ток зонда и напряжение на нем,  $I_{isat}$  — ионный ток насыщения,  $T_e$  — температура электронов,  $V_{fl}$  — плавающий потенциал. Для нахождения этих трех параметров экспериментально записанная ВАХ аппроксимировалась зависимостью (1) с помощью стандартного математического пакета. Для обработки, как правило, выбирались разряды с низкой МГД активностью, и использовался участок ВАХ, где ток зонда по абсолютной величине не превосходит  $I_{isat}$  [3,10]. Типичные осциллограммы напряжения и тока зонда при записи ВАХ, а также результат аппроксимации, приведены на

рис. 5. Следует отметить, что, несмотря на плоскую форму зондов, в нашем случае, в отличие, например, от [11], довольно четко регистрируется ионный ток насыщения, что может быть связано с тем, что угол между поверхностью зонда и силовой линией магнитного поля превышает  $5^\circ$  для большинства исследуемых разрядов [12]. Измерив температуру электронов вблизи дивертора и ионный ток насыщения, можно оценить такой важный для токамака параметр, как плотность потока тепла на диверторные пластины. Как известно, каждая ион-электронная пара, проходящая через слой объемного заряда на стенку токамака, переносит энергию из плазмы, которую характеризует суммарный коэффициент передачи тепла в слое  $\gamma$ , теоретическое значение которого определяется выражением [2]:

$$\gamma = 2.5 \frac{T_i}{T_e} + \frac{2}{1 - \delta_e} - 0.5 \ln \left[ \left( 2\pi \frac{m_e}{m_i} \right) \left( 1 + \frac{T_i}{T_e} \right) (1 - \delta_e)^{-2} \right]. \quad (2)$$

Здесь  $T_i$  — температура ионов,  $\delta_e$  — коэффициент вторичной электронной эмиссии обращенной к плазме поверхности. Обычно делают предположение, что  $T_i$  не сильно отличается от  $T_e$ , что дает значение  $\gamma = 7$ . Соответственно для используемых зондов плотность потока тепла на диверторные пластины можно найти по формуле  $q = \gamma k T_e I_{isat} / (e S_{pr})$ , где  $S_{pr}$  — площадь собирающей поверхности зонда. В условиях описываемых экспериментов движение SP вдоль зондов в течение разряда (рис. 4) в некоторых случаях позволяло улучшить

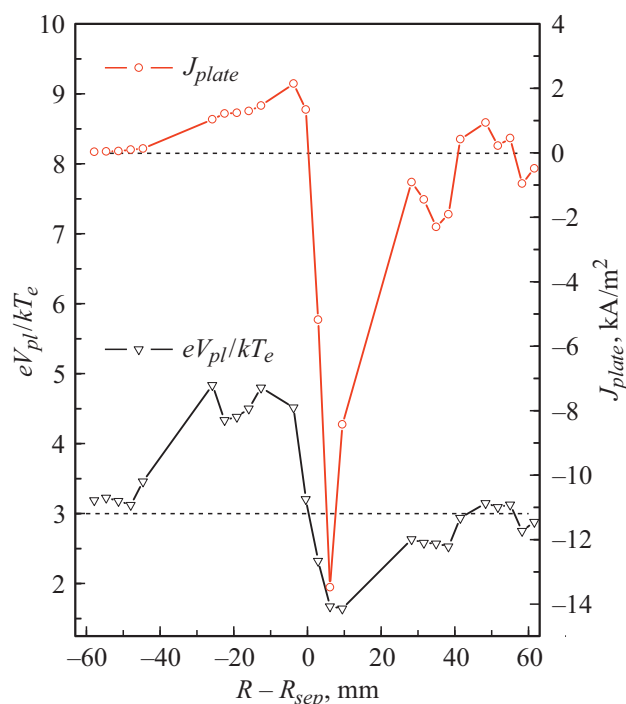


**Рис. 6.** Профили плотности ионного тока насыщения, температуры электронов, плотности теплового потока и плавающего потенциала вблизи точки выхода сепаратрисы на внешнюю диверторную пластину. Использовалось пространственное сканирование в течение 12 ms при движении SP наружу со скоростью около 1 м/с. Время усреднения одной точки 3 ms.

пространственное разрешение описываемой диагностики по сравнению с более ранними измерениями [13]. Если на рассматриваемом интервале времени параметры плазмы меняются несущественно, то можно совместить на одном графике профили, записанные в разные моменты времени, сдвинув их вдоль большого радиуса с учетом скорости движения SP [7]. Использование данного метода проиллюстрировано на рис. 6, где приведены пространственные распределения температуры электронов, плотности ионного тока насыщения, плотности потока тепла и плавающего потенциала для разряда #34354. Ток плазмы составлял 150 кА, среднечордовая плотность  $3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ . Как и следовало ожидать, более низкий уровень флуктуаций в PFR приводит к меньшему разбросу точек относительно усредненного профиля. Характерный масштаб спада плотности потока тепла вдоль пластины может быть оценен как  $\lambda_{qt} \approx 25 \text{ мм}$ , что с учетом расширения полоидального магнитного потока в пограничном слое соответствует скейлингу [14]. Положение максимумов на профилях удовлетворительно согласуется с результатами реконструкции магнитной конфигурации по коду EFIT, некоторый сдвиг наружу может быть связан с диффузией в область PFR [15].

На основе приведенных измерений плавающего потенциала зонда и электронной температуры можно найти

потенциал плазмы относительно камеры вблизи диверторной пластины. Согласно [2], для дейтериевой плазмы  $V_{pl} = V_{fl} + 3kT_e/e$ . С использованием этого соотношения на рис. 7 построен профиль отношения потенциала плазмы к температуре электронов  $eV_{pl}/kT_e$ . Отличие этого отношения от 3 (если считать потенциал камеры равным нулю) свидетельствует о появлении тока из плазмы на пластину. Это подтверждает показанный на этом же рисунке профиль плотности зондового тока при нулевом смещении на нем, т.е. зонды выступают в роли мониторов тока. Данные значения тока были взяты из тех же зондовых ВАХ, которые использовались для построения профилей на рис. 6. Как и следовало ожидать из (1), если потенциал плазмы становится меньше  $3kT_e/e$ , то электронный ток на пластину резко (экспоненциально) возрастает. Если же потенциал плазмы превышает  $3kT_e/e$ , то ток ионов становится больше тока электронов, но при этом его зависимость от  $eV_{pl}/kT_e$  более слабая. Следует отметить, что в формуле (2) предполагается, что ток ионов равняется току электронов и при этом значение  $\gamma$  близко к минимальному [2]. То есть в условиях разряда #34354 наличие значительного электронного тока на пластину вблизи SP, по-видимому, приводит к существенному занижению плотности теплового потока, вычисляемой согласно (2).



**Рис. 7.** Профили плотности тока на внешнюю диверторную пластину и отношения потенциала плазмы к электронной температуре для разряда #34354.

Параметры краевой плазмы токамака Глобус-М для схожих разрядов моделировались кодом B2SOLPS5.2 с учетом всех дрейфов и токов [13]. Плотность тока на пластину, полученная в моделировании, имеет те же особенности, что и измеренная экспериментально — в области PFR ток направлен на пластину и его плотность меньше плотности ионного тока насыщения. Снаружи от SP ток меняет знак и течет с пластины, совпадая по направлению с термотоком, текущим с более горячей наружной пластины на более холодную внутреннюю. Величина плотности тока с пластины превышает плотность ионного тока насыщения в узкой области SOL вблизи SP.

## Заключение

Таким образом, с помощью массива ленгмюровских зондов, встроенных в дивертор токамака Глобус-М, для разрядов с омическим нагревом определены основные параметры плазмы вблизи выхода внешней ветви сепаратрисы на диверторные пластины. При развитии неустойчивостей ELM зафиксированы импульсы плавающего потенциала зондов с разной полярностью, которые коррелируют с сигналами датчиков D-alpha. Измерена плотность электрического тока на диверторную пластину. Внутри SOL вблизи SP ток течет с наружной пластины и приблизительно в два раза превышает ионный ток насыщения. Неучет тока с пластины приводит к занижению оценки плотности потока тепла, полученной

из результатов зондовых измерений. В дальнейшем планируется увеличить число зондов, установив их также и на верхний купол токамака.

## Финансирование работы

Разработка массива диверторных ленгмюровских зондов для исследований пристеночной плазмы выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации. Эксперименты проводились на уникальной научной установке „Сферический токамак Глобус-М“, входящей в состав федерального Центра коллективного пользования ФТИ им. Иоффе „Материаловедение и диагностика в передовых технологиях“ (уникальный идентификатор проекта RFMEFI62119X0021). Численное моделирование проводилось в рамках проекта Министерства науки и высшего образования Российской Федерации № 0784-2020-0020.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] G.F. Counsell, A. Kirk, J.-W. Ahn, A. Tabasso, Y. Yang. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **44**, 827 (2002). DOI: 10.1088/0741-3335/44/6/314
- [2] P.C. Stangeby. *The Plasma Boundary of Magnetic Fusion Devices* (IoP Publishing, Bristol, 2000)
- [3] G.F. Counsell, J.-W. Ahn, R. Akers, E. Arends, S.J. Fielding, P. Helander, A. Kirk, H. Meyer, A. Tabasso, H. Wilson, Y. Yang. *J. Nucl. Mater.*, **313–316**, 804 (2003). DOI: 10.1016/S0022-3115(02)01439-3
- [4] J.P. Gunn, C. Boucher, D. Desroches, A. Robert. *Rev. Sci. Instrum.*, **68**, 404 (1997). DOI: 10.1063/1.1147840
- [5] R.A. Pitts, S. Alberti, P. Blanchard, J. Horacek, H. Reimerdes, P.C. Stangeby. *Nucl. Fusion*, **43**, 1145 (2003). DOI: 10.1088/0029-5515/43/10/017
- [6] Н.В. Сахаров, А.В. Воронин, В.К. Гусев, А.А. Кавин, С.Н. Каменщиков, К.М. Лобанов, В.Б. Минаев, А.Н. Новохацкий, М.И. Патров, Ю.В. Петров, П.Б. Щеголев. *Физика плазмы*, **41**, 1076 (2015). DOI: 10.7868/S0367292115120124 [N.V. Sakharov, A.V. Voronin, V.K. Gusev, A.A. Kavin, S.N. Kamenshchikov, K.M. Lobanov, V.B. Minaev, A.N. Novokhatsky, M.I. Patrov, Yu.V. Petrov, P.B. Shchegolev. *Plasma Physics Reports*, **41**, 997 (2015). DOI: 10.1134/S1063780X15120120]
- [7] G.Y. Antar, G. Counsell, J.-W. Ahn, Y. Yang, M. Price, A. Tabasso, A. Kirk. *Phys. Plasmas*, **12**, 032506 (2005). DOI: 10.1063/1.1861894
- [8] A. Kirk, G.F. Counsell, H.R. Wilson, J.-W. Ahn, R. Akers, E.R. Arends, J. Dowling, R. Martin, H. Meyer, M. Hole, M. Price, P.B. Snyder, D. Taylor, M.J. Walsh, Y. Yang. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **46**, 551 (2004). DOI: 10.1088/0741-3335/46/3/009
- [9] P.C. Stangeby, G.M. McCracken. *Nucl. Fusion*, **30**, 1225 (1990). DOI: 10.1088/0029-5515/30/7/005



- [10] N. Asakura, K. Shimizu, N. Hosogane, K. Itami, S. Tsuji, M. Shimada. *Nuclear Fusion*, **35**, 381 (1995). DOI: 10.1088/0029-5515/35/4/I02
- [11] J.P. Gunn, C. Boucher, B.L. Stansfield, S. Savoie. *Rev. Sci. Instrum.*, **66**, 154 (1995). DOI: 10.1063/1.1145249
- [12] A.Q. Kuang, D. Brunner, B. LaBombard, R. Leccacorvi, R. Vieira. *Rev. Sci. Instrum.*, **89**, 043512 (2018). DOI: 10.1063/1.5023905
- [13] E. Vekshina, I. Senichenkov, V. Rozhansky, E. Kaveeva, N. Khromov, G. Kurskiev, M. Patrov. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **58**, 085007 (2016). DOI: 10.1088/0741-3335/58/8/085007
- [14] T. Eich, A.W. Leonard, R.A. Pitts, W. Fundamenski, R.J. Goldston, T.K. Gray, A. Herrmann, A. Kirk, A. Kallenbach, O. Kardaun, A.S. Kukushkin, B. LaBombard, R. Maingi, M.A. Makowski, A. Scarabosio, B. Sieglin, J. Terry, A. Thornton. *Nucl. Fusion*, **53**, 093031 (2013). DOI: 10.1088/0029-5515/53/9/093031
- [15] A. Gallo, N. Fedorczak, S. Elmore, R. Maurizio, H. Reimerdes, C. Theiler, C.K. Tsui, J.A. Boedo, M. Faitsch, H. Bufferand, G. Ciraolo, D. Galassi, P. Ghendrih, M. Valentinuzzi, P. Tamain. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **60**, 014007 (2018). DOI: 10.1088/1361-6587/aa857b