

Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

V. M. Batenin, I. A. Vasil'eva, V. F. Kosov,
Investigation of boundary-layers in a MHD generator
plasma using the electric probe method, *TVT*, 1982,
Volume 20, Issue 2, 229–235

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that
you have read and agreed to these terms of use
<http://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 18.97.9.168

February 17, 2025, 19:50:04



УДК 533.9.082.76

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПОГРАНИЧНЫХ СЛОЕВ В ПЛАЗМЕ
МГД-ГЕНЕРАТОРА МЕТОДОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗОНДА***Батенин В. М., Васильева И. А., Косов В. Ф.*

Приводятся результаты исследований плазмы продуктов сгорания, являющейся рабочим телом в крупных МГД-установках, с помощью зондов Лэнгмюра. В экспериментах измерялись распределения ионного тока по длине зондирования. По результатам опытов определялась толщина теплового пограничного слоя у стенки канала установки. Полученные распределения ионного тока дали также возможность рассчитать распределения температуры плазмы в пограничном слое.

В настоящее время ощущается недостаток в экспериментальных данных о локальных значениях параметров плазмы — рабочего тела МГД-генератора. Оптические и лазерные методы, используемые для диагностики такой плазмы в крупных установках, дают, как правило, усредненные по оси наблюдения параметры. При исследовании течений плазмы, приэлектродных и других процессов в МГД-генераторе необходимо иметь сведения о толщине пограничного слоя и распределении параметров в нем.

В данной работе приводятся результаты исследований пограничных слоев методом электрического зонда на установках У-25 [1] и У-25Б [2] Института высоких температур АН СССР.

Оценки, выбор расчетной модели. В методе электрического зонда измеряется ток на проводник, погруженный в плазму. В рассматриваемых опытах использовался зонд при отрицательных относительно плазмы потенциалах и измерялся ток положительных ионов. Прежде чем приступить к описанию экспериментов, приведем некоторые оценки, из которых можно сделать заключение о механизмах, определяющих попадание заряженных частиц на зонд.

В оценках использованы сведения о параметрах в ядре потока, полученные путем спектроскопических и лазерных измерений [1] в сечениях, близких к месту проведения зондовых исследований, а также сведения, полученные расчетным путем. Для потока плазмы в установке У-25Б эти параметры таковы: скорость потока $V \sim 100$ м/с; давление газа $P \sim 1$ атм; температура плазмы $T \sim 2300$ К; концентрация электронов $n_e \sim 10^{13}$ см⁻³; сечение установки в месте измерения — круг диаметром 550 мм; температура стенки $T_c \sim 500$ К; радиус цилиндрического зонда $r_z \sim 1$ мм. Измерения проводились в диффузоре установки на расстоянии 3,5 м от начала диффузора.

Для потока плазмы в установке У-25 параметры составляют: $V \sim 850$ м/с; $P \sim 1$ атм; $T \sim 2600$ К; $n_e \sim 10^{14}$ см⁻³; сечение установки прямоугольное 340×1140 мм; длина в направлении зондирования 340 мм; $T_c \sim 700$ К; $r_z = 1,7$ мм. Измерения проводились в имитаторе канала (в так называемом газоходе) на расстоянии от начала газохода 3,8 м.

В качестве легко ионизирующейся присадки в установках использовалась соль калия. Для проведения оценок рассчитывались коэффициенты рекомбинации α с помощью данных [3, 4] и диффузии иона калия (D_+) — [5] в смеси $0,8N_2 + 0,2H_2O$, так как азот и вода являются основными компонентами плазмы продуктов сгорания в условиях опытов. В табл. 1 приведены результаты оценок следующих величин: радиуса Дебая $R_D = 7(T/n_e)^{1/2}$; толщины гидродинамического слоя у зонда $\delta_r \sim (r_z D_+ / V)^{1/2}$; характерной длины рекомбинации $l_R \sim (D_+ / \alpha n_e)^{1/2}$, длины свободного пробега иона калия $\lambda \sim 3D_+ / V_+$, где V_+ — средняя тепловая скорость

рость иона калия; расстояние между заряженными частицами в плазме $l \sim n_e^{-1/3}$.

Толщина электрического пограничного слоя у зонда оценивается обычно в несколько радиусов Дебая и, как видно из табл. 1, остается в данном случае существенно меньше толщины гидродинамического слоя; рекомбинационная же длина всегда превышает его. Из этого следует, что основными механизмами, определяющими попадание ионов на зонд, являются диффузия и конвекция ионов в гидродинамическом слое. Подходящими выражениями для тока ионов на цилиндрический зонд в этом случае можно считать выражения, полученные в [6, 7]. В соответствии с этими работами ток ионов I определяется при не слишком больших потенциалах

Таблица 1

Установка	R_D , см	δ_r , см	l_R , см	λ , см	l , см
У-25Б	10^{-4}	$5 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$7 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-5}$
У-25	$4 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-3}$	$7 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-5}$

зонда относительно плазмы соотношением

$$I = \text{const} (D_+ V)^{1/2} n_e \quad (1)$$

Выражение (1) справедливо лишь в случае, когда рекомбинацией заряженных частиц у зонда можно пренебречь по сравнению с процессами диффузии и конвекции. Для того чтобы это условие выполнялось строго, необходимо, чтобы характерная длина рекомбинации была намного больше толщины гидродинамического слоя у зонда [8]; в рассматриваемом случае $\delta_r/l_R = 0,25$. Остановимся на роли процесса рекомбинации подробнее.

В [8] экспериментально исследовался ионный зондовый ток в широком интервале изменения концентраций электронов в плазме, при этом отношение δ_r/l_R изменялось от 0,25 до 10. На рис. 1 приведена зависимость $I_{\text{теор}}/I_{\text{эксп}}$ от отношения δ_r/l_R , построенная по материалам [8] ($I_{\text{теор}}$ — ионный ток, рассчитанный по (1); $I_{\text{эксп}}$ — ток, наблюдаемый в эксперименте). Как видно из рис. 1, при $\delta_r \leq l_R$ отношение $I_{\text{теор}}/I_{\text{эксп}} \sim 1$. Отсюда следует, что процессом рекомбинации заряженных частиц у зонда в данном случае можно пренебречь и мы вправе пользоваться выражением (1), так как в данном случае $\delta_r/l_R \leq 0,5$.

В формуле (1) не учитывается влияние температуры поверхности зонда на измеряемый ток.

Как показано экспериментально в [8] (и это согласуется с выводами расчетной работы [6]), влияние температуры на зондовый ток можно не учитывать, если температура поверхности зонда ниже 800 К.

Эксперимент. В экспериментах использовались зонды двух конструкций (рис. 2). На рис. 2, а представлен двойной цилиндрический зонд, использованный на установке У-25Б. Электроды зонда из нержавеющей стали диаметром 2 и длиной 10 мм находятся на держателе обтекаемой формы. Держатель выполнен также из нержавеющей стали и изолирован от электродов зонда и от системы подачи зонда, укрепленной непосредственно на корпусе установки. В исходном положении зонд находился на расстоянии 40 мм от плазмы и охлаждался воздухом. С помощью пневматической системы подачи он вводился в поток плазмы и затем возвращался в исходное положение. Время нахождения зонда в плазме могло изменяться от 0,2 до 0,5 с. Движение зонда в плазме неравномерное, поэтому в процессе измерений регистрировались положение зонда в пространстве и время.

Температура поверхности зонда измерялась с помощью вмонтированной в него термомпары. Измерения температуры поверхности зонда показали, что максимальная температура, до которой нагревается зонд, составляет 400 К, поэтому влияние изменения температуры зонда на измеряемый ток не учитывалось [8].

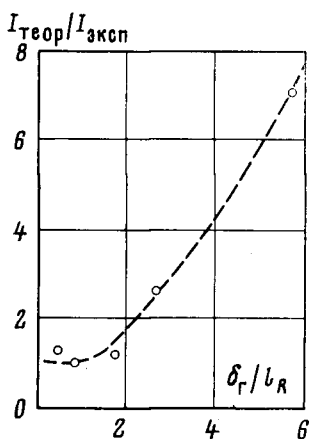


Рис. 1

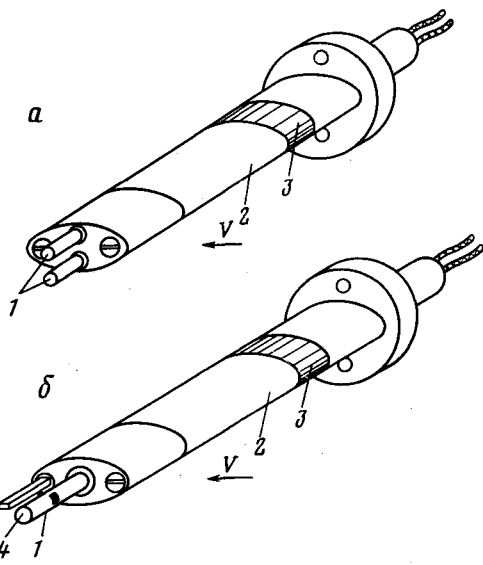


Рис. 2

Рис. 1. Отношение величины тока, рассчитанной без учета процесса объемной рекомбинации заряженных частиц у зонда, к экспериментальному значению тока

Рис. 2. Конструкции зондов: 1 – рабочая поверхность зонда; 2 – держатель; 3 – изолятор; 4 – керамическое основание

Недостатком описанного зонда являются его большие размеры в направлении зондирования (10 мм), которые практически определяют его область усреднения. Следует также отметить, что строгому обсчету поддается лишь ток на зонд с выделенной рабочей поверхностью, направленной навстречу набегающему потоку [6], поскольку практически невозможно учесть влияние на зондовый ток таких эффектов, как отрыв и турбулизация пограничного слоя и образование застойных областей на задней части зонда.

На рис. 2, б схематично изображен зонд с выделенной рабочей поверхностью, закрепленной на керамическом основании, который использовался на установке У-25.

Опорным электродом в этом случае является держатель зонда. Для того чтобы рабочая поверхность зонда и опорный электрод погружались в плазму одновременно, на держателе сделана выступающая вперед часть (рис. 2), позволяющая регистрировать зондовый ток вблизи стенки установки. Из-за сложности конструкции в этом случае провести измерения температуры поверхности зонда не удалось. При достаточно длительном пребывании описываемого зонда в плазме наблюдался плавный рост зондового тока, который можно объяснить как увеличением температуры рабочей поверхности зонда выше 800 K [8], так и нагревом керамического основания и потерей им электроизоляционных свойств. Устранить влияние нагрева удалось, уменьшив время пребывания зонда в плазме до 0,2 с.

Потенциал плазмы и, следовательно, потенциал зонда относительно земли может достигать нескольких киловольт, поэтому необходимо изолировать измерительную аппаратуру от этого потенциала. С этой целью падение напряжения на измерительном сопротивлении, пропорциональное зондovому току, модулировалось с частотой около 6 кГц. Переменный сигнал усиливался и проходил высоковольтный разделительный трансформатор, затем после детектирования полезный сигнал поступал на измерительную аппаратуру. Регистрация зондовых токов осуществлялась на шлейфовом осциллографе. Во время одного измерения регистрировалось распределение ионного тока по длине зондирования при фиксированном потенциале на зонде. Электрическая схема позволяла дистанци-

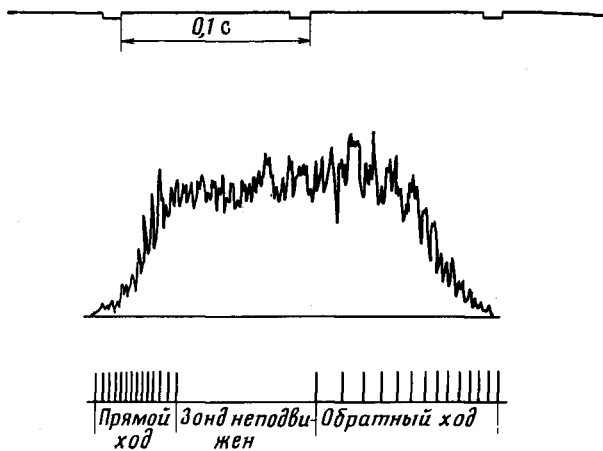


Рис. 3. Осциллограмма ионного зондового тока, полученная на установке У-25

онно изменять напряжение между электродами зонда от 0 до 12 В, а величину измерительного сопротивления от 4 до 90 Ом на У-25Б и от 0,4 до 1,5 Ом на У-25.

Результаты экспериментов, обсуждение. На рис. 3 приведена типичная осциллограмма тока, полученная на установке У-25 при напряжении между электродами зонда 12 В. Внизу видны метки положения. Первая метка слева соответствует входу зонда в плазму, расстояние между метками 10 мм. Вверху показаны метки времени. На осциллограмме масштаб по вертикали нелинейный, поэтому кривая перестраивалась в линейном масштабе, и затем усреднялись колебания зондового тока. Спектральный анализ пульсаций тока не проводился, однако по осциллограмме можно оценить частоту основной гармоники, которая близка к 300 Гц. Амплитуда пульсаций находится в интервале 10–20% от среднего значения тока.

На рис. 4 дано распределение ионного тока по длине зондирования, полученное из приведенной осциллограммы. На рис. 4 приведена серия точек, по которым в дальнейшем строилась гладкая кривая распределения тока. Каждая точка является результатом усреднения зондового тока, которое проводилось следующим образом. Так как характер пульсаций зондового тока не зависит от того, движется зонд или покоится в плазме, заключаем, что эти пульсации вызваны не пространственными неоднородностями в плазме, а флуктуациями параметров плазмы во времени. Поэтому вся длина зондирования делилась на области по 10 мм каждая, внутри которых по десяти точкам находилось среднее значение зондового тока. На рис. 4 приведены отдельно точки, являющиеся результатом усреднения тока при прямом и обратном ходе зонда.

Следует отметить, что осциллограмма (рис. 3) получена на установке при отсутствии внешнего магнитного поля, т. е. при отсутствии МГД-эффекта. Распределение ионного тока, приведенное на рис. 5, снято на установке У-25Б, работавшей в режиме генерации мощности при индукции магнитного поля в канале МГД-генератора 5 Тл. Однако зондовая система в этом случае устанавливалась примерно в 10 метрах от магнита вниз по потоку плазмы. Замечено, что пульсации зондового тока содержат 50, 300 Гц и более высокочастотные составляющие. Амплитуда пульсаций составляет 50% от среднего, а характер пульсации тока зависит от режима работы МГД-генератора. На рис. 5 приведена штриховая линия, являющаяся результатом усреднения зондового тока. Усреднение проводилось так же, как описано выше. На рис. 5 точки являются результатом усреднения, по которым в дальнейшем строилась гладкая кривая (штриховая линия на рис. 5).

Из таких гладких кривых можно извлечь толщину пограничного слоя как расстояние от стенки до точки, в которой ток выходит на насыщение.

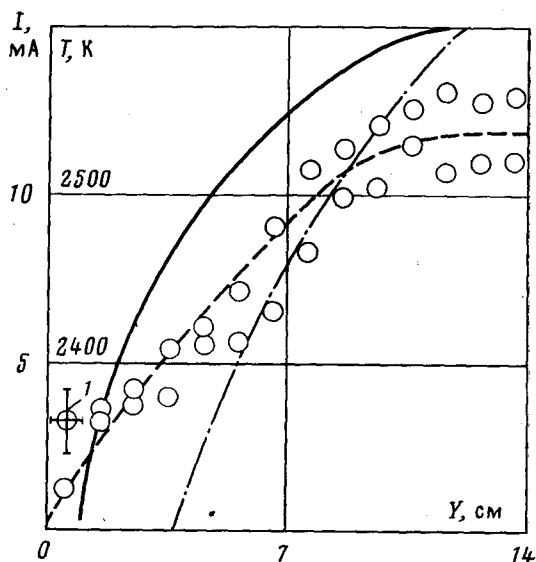


Рис. 4. Распределение ионного зондового тока в пограничном слое, полученное на установке У-25 (точки). Сплошная линия – распределение температуры, рассчитанное по току; штрихпунктирная линия – по закону $1/7$; I – ошибка измерения, определяемая по оси абсциссе областью усреднения, по оси ординат отложено среднеквадратичное отклонение, вызванное флуктуациями зондового тока

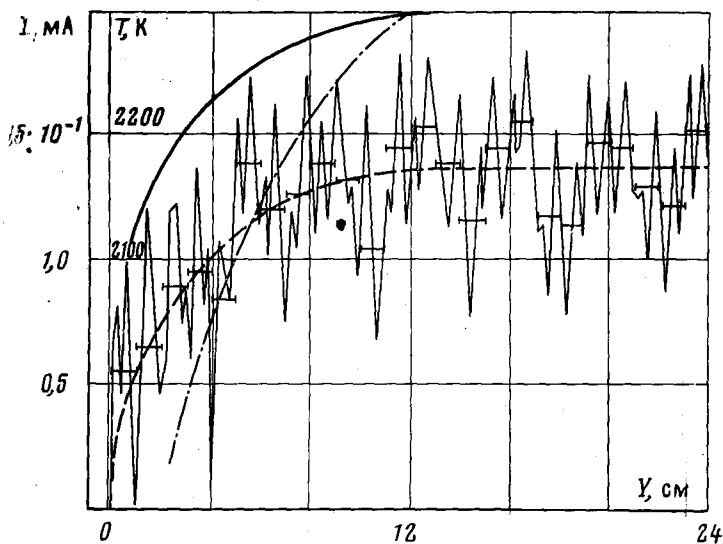


Рис. 5. Распределения ионного тока и температуры, полученные на установке У-25Б. Обозначения см. на рис. 4

Толщина пограничного слоя, полученная таким образом, составила величину $\delta = 120 \pm 10$ мм (рис. 4, 5). Кроме того, воспользовавшись выражением (1), можно найти распределение температуры в пограничном слое. Из (1) следует, что

$$\frac{I(y)}{I(\delta)} = \left[\frac{D_+(y)V(y)}{D_+(\delta)V(\delta)} \right]^{1/2} \frac{n_e(y)}{n_e(\delta)}, \quad (2)$$

где $I(y)$, $D_+(y)$, $V(y)$, $I(\delta)$, $D_+(\delta)$, $V(\delta)$ – ионный зондовый ток, коэффициент диффузии иона калия и скорость потока плазмы на расстоянии y от стенки и на расстоянии, равном толщине пограничного слоя δ от стенки.

С помощью (2) методом последовательных приближений рассчитывалось распределение температуры плазмы в пограничном слое. В качестве

первого приближения задавалось распределение температуры и скорости потока по закону $^{1/7}$,

$$\frac{T(y)-T_{ст}}{T(\delta)-T_{ст}} = \left(\frac{y}{\delta}\right)^{1/7} \quad \frac{V(y)}{V(\delta)} = \left(\frac{y}{\delta}\right)^{1/7}$$

Распределение $D_+(y)/D_+(\delta)$ рассчитывалось с использованием следующей зависимости коэффициента диффузии от температуры: $D_+ = \mu_0 k T^2 / 273e$ [5], где μ_0 — подвижность иона при нормальных условиях, k — постоянная Больцмана, e — заряд электрона.

По формуле (2) с использованием полученного в эксперименте распределения тока $I(y)/I(\delta)$ находилось значение $n_e(y)/n_e(\delta)$, по которому с помощью уравнения Саха с учетом зависимости равновесной концентрации атомов калия от температуры [10] рассчитывалось распределение температуры. Это распределение температуры использовалось в качестве второго приближения, с помощью которого вновь рассчитывалось распределение $D_+(y)/D_+(\delta)$. Затем с учетом того, что профили температуры и скорости потока подобны (так как число Прандтля близко к единице), по распределению температуры находилось распределение скорости потока $V(y)/V(\delta)$, а затем по (2) с помощью экспериментальной зависимости $I(y)/I(\delta)$ находилось второе приближение для $n_e(y)/n_e(\delta)$ и т. д. Использовались четыре приближения, причем температуры, рассчитанные в 4- и 3-м приближениях, отличались не более чем на 5%. Результаты расчета распределения температуры плазмы в пограничном слое приведены на рис. 4, 5 сплошными линиями. Здесь же приведены пунктирными линиями распределения температуры, построенные по закону $^{1/7}$, которые существенно отличаются от полученных профилей.

В проведенном расчете нестрогое предположение о подобии температурного и скоростного профилей является вполне достаточным из-за слабой зависимости зондового тока от скорости. Результаты расчета, проведенного в предположении постоянной по сечению скорости потока плазмы, отличаются от приведенных на рис. 4, 5 не более чем на 2%.

Чтобы убедиться в правильности сделанных в начале расчета предположений о справедливости формулы (1), проведем оценки величин, приведенных в табл. 1, но для условий в плазме на расстоянии 0,05 δ от стенки. Параметры плазмы на расстоянии $y=0,05\delta$, использованные в оценках, получены в результате описанного расчета.

Таблица 2

Установка	R_D , см	δ_T , см	l_R , см	λ , см	l , см
У-25Б	10^{-4}	$5 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-2}$	$6 \cdot 10^{-5}$	$7 \cdot 10^{-5}$
У-25	$9 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-3}$	10^{-2}	$7 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-5}$

Приведенные в табл. 2 оценки свидетельствуют о правильности сделанных предположений при выборе расчетной модели: 1) радиус Дебая, а следовательно, и толщина электрического слоя остаются намного меньше толщины гидродинамического слоя и зонда; 2) характерная длина рекомбинации, с одной стороны, намного больше толщины гидродинамического слоя у зонда (следовательно, можно пренебрегать процессом объемной рекомбинации заряженных частиц у зонда), а с другой стороны, она остается малой величиной по сравнению с рассматриваемыми размерами пограничного слоя δ (следовательно, в плазме существует локальное термодинамическое равновесие и можно использовать уравнение Саха в описанных выше расчетах); 3) длина свободного пробега иона калия остается намного меньше характерного размера задачи, каким в рассматриваемом случае является толщина гидродинамического слоя у зонда (следовательно, справедливо диффузное приближение, использованное при выводе выражения (1)); 4) среднее расстояние между заряженными ча-

стицами мало по сравнению с характерными размерами задачи, что дает право использовать понятие концентрации заряженных частиц.

Оценки толщины турбулентного пограничного слоя по формуле $\delta(x) = 0,37x(Vx/\nu)^{-0,2}$ [9], где ν — кинематическая вязкость газа, x — расстояние от начала формирования пограничного слоя, дают следующие величины: для газохода У-25 $\delta=60$ мм; для диффузора У-25Б $\delta=42$ мм. При этом за x принимались расстояния от начала «газохода» и диффузора. Из приведенных оценок видно, что толщины турбулентных пограничных слоев в обеих установках близки между собой, но существенно отличаются от измеренных.

Авторы выражают благодарность В. И. Станкевичу и И. А. Киселеву за помощь в подготовке и проведении экспериментов, М. С. Бенилову, В. А. Желнину и В. Д. Семенову за полезное обсуждение результатов.

Институт высоких температур
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
9.1.1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Магнито-гидродинамическое преобразование энергии. Открытый цикл / Под ред. Б. Шумяцкого, М. Петрика; М.: Наука, 1979.
2. Kirillin V. A., Shanklin R. V., Sheindlin A. E. et al. 17th Symp. on Eng. Asp. of Magnetohydrodynamics, Stanford, California, March 27-29, 1978, p. F1.1.
3. Мнацаканян А. Х., Найдис Г. В. Ионизация атомов и рекомбинация атомарных ионов и электронов в неравновесной атомно-молекулярной плазме.— Препринт № 1-43, М.: ИВТАН, 1979.
4. Bates D. R., Malaviya V., Yong N. A. Electron-ion recombination in a dense molecular gas.— Proc. Roy. Soc. London, 1971, A320, p. 437.
5. Мак-Даниэль И., Мезон Э. Подвижность и диффузия ионов в газах. М.: Мир, 1976.
6. Бенилов М. С., Рогов Б. М., Турский С. А. Теоретическое определение ионного тока насыщения на электрические зонды в дозвуковых потоках плазмы.— ТВТ, 1981, т. 19, № 1, с. 1031.
7. Smy P. R. The use of Langmuir probes in the study of high pressure plasmas.— Adv. Phys., 1976, v. 25, N 5, p. 517.
8. Васильева И. А., Косов В. Ф. Особенности использования ионных частей зондовых характеристик в потоках продуктов сгорания с легкоионизирующейся щелочной присадкой.— ТВТ, 1981, т. 19, № 1, с. 1022.
9. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969.
10. Юнган В. С., Гурвич Л. В., Ртищева Н. М. Состав и термодинамические свойства продуктов сгорания метана с ионизирующими добавками.— ТВТ, 1966, т. 4, № 4, с. 507.