

ОСОБЕННОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ТЕЧЕНИЯ ГАЗА
НА УСТАНОВКАХ С ЭЛЕКТРОДУГОВЫМ ПОДОГРЕВАТЕЛЕМ

В. А. СЕПП

(Москва)

В ряде технических приложений (высокотемпературные камеры сгорания, газовые реакторы, теплообменники, МГД генераторы) используются газодинамические потоки с температурами $T \sim 3000^\circ \text{K}$. Детальные экспериментальные исследования течений при таком уровне температур только начинаются. Важные результаты в этом направлении получены в [1-5].

Для изучения особенностей высокотемпературных течений необходимо проводить измерение профилей газодинамических параметров внутри экспериментальных моделей. Для этого прежде всего надо обладать методами измерения опытных газодинамических параметров при $T \sim 3000^\circ \text{K}$. Кроме того, так как в одном эксперименте обычно удается снять газодинамические профили только в одном сечении, необходимо исследовать вопрос о воспроизводимости экспериментальных условий в различных экспериментах. (Заметим, что в большинстве экспериментальных исследований, в которых изучался основной (стабилизированный) участок течения, можно ограничиться измерением профилей на выходе из модели, где температура газа наименьшая.)

Ниже представлены результаты экспериментальных исследований высокотемпературных течений при использовании в качестве источника тепловой энергии электродугового подогревателя. Использовалась методика измерения газодинамических параметров при $p \sim 1 \text{ атм}$, $T \sim 3000^\circ \text{K}$, разработанная в [6, 7]. Обоснована возможность проведения детальных экспериментальных исследований на установках с плазмотроном. Рассмотрено развитие течения в области перехода течения из зоны канала с охлажденными металлическими стенками в область канала с шероховатыми керамическими стенками.

1. Параметры плазмотрона в экспериментах были следующими: ток дуги $I \sim 800 \text{ а}$, напряжение $V \sim 650 \text{ в}$, давление в основной камере $p \sim 1.4 \cdot 10^5 \text{ Па}$, расход воздуха через основную камеру $G \sim 0.06 \text{ кг/сек}$, через дополнительную камеру $G_1 \sim 0.015 \text{ кг/сек}$, тепловые потери во внутренний электрод $Q_1 \sim 30 \text{ кдж/сек}$, в наружный электрод $Q_2 \sim 95 \text{ кдж/сек}$, среднемассовые энтальпия и температура торможения на выходе $H^* \sim 5450 \text{ кдж/кг}$, $T \sim 3400^\circ \text{K}$ соответственно, число $M \sim 0.3$, число $Re \sim 2 \cdot 10^4$.

Исследуемый канал состоял из охлаждаемой стальной трубы длиной $l = 8 \text{ д}$ ($d = 4 \text{ см}$ — диаметр), к которой пристыковывалась секционированная модель, имеющая теплозащиту из керамических колец. В каждой из 12 секций, длина которых равнялась внутреннему диаметру, имелось раздельное охлаждение, отверстие для замера статического давления и вывод термопары для замера температуры охлаждаемой поверхности керамики. Для уменьшения перетекания тепла по металлу между секциями ставились асбестовые прокладки. Одна из секций, имеющая отверстие для ввода в поток калориметрического зонда, в процессе работы устанавливалась в различных участках секционированной модели. Для устранения влияния стыков керамических колец модель собиралась на калиброванной оправке. За моделью устанавливалась труба длиной $l = 15 \text{ д}$ с тепловой изоляцией для сглаживания возмущений. Температура поверхностей охлаждаемой трубы и теплоизолированных секций находилась на уровне 300 и 2000°K соответственно. Керамика была изготовлена в ИВТ АН СССР [8].

В процессе эксперимента измерялись: расход газа G , среднемассовая энтальпия $H^*(x)$ (по тепловому балансу), распределение тепловых потоков $q_w(x)$ в стенки канала, температура $T(x)$ охлаждаемой поверхности керамических колец, распределение давления $p(x)$ вдоль стенки канала и профили энтальпии и давления торможения $h^*(r)$ и $p^*(r)$ в фиксированном сечении. (Здесь x и r — продольная и поперечная координаты.)

Температура $T(x)$ соприкасающейся с газом поверхности керамических колец определялась по известным $q_w(x)$ посредством решения уравнения теплопроводности для керамического кольца с учетом зависимости коэффициента теплопроводности от температуры.

Точность измерения h^* и p^* с помощью зондовой методики 4—6% [9]. По известным величинам p , h^* и p^* с помощью таблиц термодинамических параметров воздуха [10] находились все остальные газодинамические параметры — плотность ρ , скорость u , энтальпия h . При этом предполагалось, что статическое давление неизменно по сечению канала, а течение равновесное. (В условиях эксперимента отношение максимального релаксационного времени ко времени пребывания частицы газа в рабочей секции порядка 10^{-4} .)

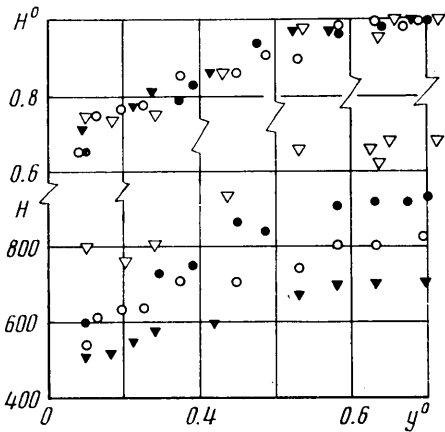
2. Проведение экспериментов с использованием электродугового подогревателя сопряжено с определенными методическими трудностями, обусловленными специфическим способом нагрева газа с помощью электрической дуги. Течение газа в рабочей секции оказывается, вообще говоря, нестационарным: в каждом запуске наблюдаются колебания температуры. Кроме того, в ряде случаев невозможно добиться хорошей воспроизводимости экспериментальных условий в различных запусках.

Колебания температуры потока в эксперименте связаны с колебаниями параметров дуги. Для подогревателей с газовой стабилизацией дуги частоты этих колебаний могут изменяться от нескольких *гц* до *кГц*. Однако снятие одной точки калориметрическим зондом проводилось за 30—60 *сек*, что позволяло фиксировать средние по времени значения h^* и p^* . Таким образом, эффект колебаний параметров дуги в фиксированном эксперименте не оказывает существенного влияния на измерение средних газодинамических параметров.

Гораздо сложнее вопрос о воспроизводимости экспериментальных условий. В наиболее неблагоприятных ситуациях параметры p_0^* и h_0^* на оси модели в различных экспериментах отличались на 10÷15%. Поэтому профили $h^*(x, r)$, $p^*(x, r)$ и $h^*(x_2, r)$, $p^*(x_2, r)$ в сечениях x_1 и x_2 , которые снимались в различных запусках, вообще говоря, соответствовали различным экспериментальным условиям.

Однако, как будет показано в п. 3, для изучения газодинамической картины течения в канале достаточно ограничиться профилями не абсолютных, а относительных газодинамических параметров $u^\circ(x, r^\circ) = u/u_0$, $\rho^\circ(x, r^\circ) = \rho/\rho_0$, $h^\circ(x, r^\circ) = h/h_0^*$, где $r^\circ = 2r/d$, нулем отмечены параметры на оси канала, а градусом — безразмерные параметры, поэтому важно определить влияние измерения экспериментальных условий в различных запусках на относительные газодинамические профили в канале.

С этой целью было выбрано некоторое сечение ($x/d=15$) вниз по потоку от анодного канала подогревателя, в котором снимались абсолютные и относительные профили параметров в разных экспериментах. Условия в этих экспериментах старались поддерживать одинаковыми (эксперименты одного и того же «класса»). Однако вследствие «неуправляемости» эксперимента (изменения положения электрической дуги, мощности на ней, расхода газа, давления в камере плазматрона и т. д. при варьировании экспериментов) величина h_0^* в выбранном сечении менялась от эксперимента к эксперименту. Для дальнейшей обработки были взяты четыре эксперимента с наибольшим отличием один от другого.



Фиг. 1

При обработке экспериментальных результатов выбраны пять сечений: $r^\circ=0.1, 0.25, 0.5, 0.68, 0.83$. Полученные значения h_{ij} ($i=1, 2, 3, 4; j=1, 2, 3, 4, 5$, i — номер серии эксперимента, j — номер точки) при $j=\text{const}$ можно рассматривать как случайные величины. Абсолютные профили величины $H=h^*-h_w$ представлены на фиг. 1. (Энтальпия газа на стенке h_w в экспериментах изменялась незначительно. Соответствующая температура $T_w \sim 350^\circ$.) Представленные данные указывают на большой разброс значений h^* . Например, на оси канала $h_0^* 800 \text{ кал/г} < h_{0i}^* < 1170 \text{ кал/г}$.

Введем безразмерный профиль энтальпии торможения по формуле

$$(2.1) \quad H^\circ = (h^* - h_w) / (h_0^* - h_w)$$

и наряду с h_{ij}^* рассмотрим величины h_{ij}° . Безразмерные профили энтальпии торможения представлены на фиг. 1. Они характеризуются гораздо меньшим разбросом экспериментальных точек по сравнению с профилем H .

Определим дисперсию абсолютных и относительных профилей H и H° энтальпии торможения. Имеем

$$(2.2) \quad m_j = \frac{1}{4} \sum_{i=1}^4 H_{ij}, \quad m_j^\circ = \frac{1}{4} \sum_{i=1}^4 H_{ij}^\circ, \quad S_j^2 = \frac{1}{3} \sum_{i=1}^4 (H_{ij} - m_j)^2,$$

$$S_j^{\circ 2} = \frac{1}{3} \sum_{i=1}^4 (H_{ij}^\circ - m_j^\circ)^2$$

$$D_j = \frac{S_j^2}{m_j^2}, \quad D_j^\circ = \frac{S_j^{\circ 2}}{m_j^{\circ 2}}, \quad S = \left(\frac{1}{5} \sum_{j=1}^5 D_j \right)^{1/2} \cdot 100\%,$$

$$S^\circ = \left(\frac{1}{5} \sum_{j=1}^5 D_j^\circ \right)^{1/2} \cdot 100\%$$

Здесь m_j и m_j° — математические ожидания, S_j^2 и $S_j^{\circ 2}$ — дисперсии, D_j и D_j° — относительные дисперсии, S и S° — суммарные среднеквадратичные отклонения H и H° по всем экспериментальным точкам.

Результаты расчетов представлены ниже.

j	1	2	3	4	5
m_j	616	682	777	845	847
S_j^2	17300	11922	23576	27991	14013
D_j	0.046	0.026	0.039	0.039	0.018
m_j°	0.687	0.761	0.870	0.946	0.985
$S_j^{\circ 2}$	0.0035	0.0004	0.0013	0.0018	0.00008
D_j°	0.0073	0.00065	0.0017	0.0020	0.00085

Отсюда следует, что $S=18.2\%$, $S^\circ=5\%$, т. е. $S^\circ < S$. Следовательно, с погрешностью $S^\circ \sim 5\%$ профили относительной энтальпии остаются неизменными.

Для определения точности и надежности вычисления S° проведем интервальную оценку. Найдем отличие дисперсии $S^{\circ 2}$ от дисперсии $\sigma^{\circ 2}$ всей генеральной совокупности H_{ij}° . Для этого заметим, что величина $\chi^2 = S^{\circ 2} j(i-1) / \sigma^{\circ 2}$ ($j=5, i=4$) распределена по закону χ^2 с $j(i-1)$ степенями свободы [11]. Для условия значимости $\alpha=0.05$ двусторонняя критическая область имеет границы $(\chi_k^2)_- = 7.26$, $(\chi_k^2)_+ = 25$.

Подставляя значения $S^{\circ 2}=25$, $i=4$, $j=5$, получим неравенство $3.87 < \sigma^{\circ} < 7.2$. В этом интервале с вероятностью 95% находится истинная дисперсия относительных профилей. Существенно, что ошибка зондовых измерений (6.5%) лежит внутри доверительного интервала.

Аналогичные экспериментально-статистические исследования были проведены для других сечений канала, в которых сопоставлялись профили абсолютных и относительных газодинамических параметров. Общий вывод следующий: с точностью $S^{\circ} \leq 7\%$ относительные газодинамические профили инвариантны к случайному изменению экспериментальных условий в различных запусках. Это обстоятельство существенно расширяет область применения плазматронов в исследованиях по высокотемпературной газовой динамике.

3. Покажем, что имеющийся набор экспериментальных данных достаточен для определения всех газодинамических параметров течения в любом выбранном эксперименте. Напомним, что для каждого эксперимента известны распределения $q_w(x)$, $p(x)$, $T_w(x)$ и газодинамические параметры на оси в каком-либо одном сечении (начальные данные). Кроме того, для этого же эксперимента известны поля $\rho^{\circ}(x, r^{\circ})$, $u^{\circ}(x, r^{\circ})$, $h^{\circ}(x, r^{\circ})$, которые были получены путем проведения целой серии экспериментов, но согласно п. 2 могут быть отнесены к каждому эксперименту серии.

Используем интегральные уравнения сохранения массы, импульса и энергии в круглой трубе радиуса R с непроницаемыми стенками

$$(3.1) \quad G = 2\pi R^2 \rho_0 u_0 \Pi_1$$

$$(3.2) \quad \frac{d}{dx} (2\pi R^2 \rho_0 u_0^2 \Pi_2 + \pi R^2 p) = -2\pi R \tau_w \quad (p = p(x))$$

$$(3.3) \quad \frac{d}{dx} (2\pi R^2 \rho_0 u_0 h_0^* \Pi_3) = -Q_w \quad (Q_w = 2\pi R q_w)$$

$$\Pi_1 = \int_0^1 \rho^{\circ} u^{\circ} r^{\circ} dr^{\circ}, \quad \Pi_2 = \int_0^1 \rho^{\circ} u^{\circ 2} r^{\circ} dr^{\circ}$$

$$\Pi_3 = \int_0^1 \rho^{\circ} u^{\circ} h^{\circ} r^{\circ} dr^{\circ}, \quad \rho^{\circ} = \frac{\rho}{\rho_0}, \quad u^{\circ} = \frac{u}{u_0}, \quad h^{\circ} = \frac{h^*}{h_0^*}$$

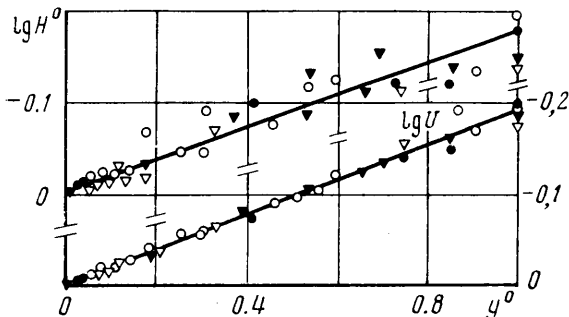
Величины $\Pi_i = \Pi_i(x)$ ($i=1, 2, 3$) известны: они вычисляются и находятся с помощью экспериментальных безразмерных профилей ρ° , u° , h° . При заданных Π_i система уравнений (3.1)–(3.3) содержит пять неизвестных функций: $q_w(x)$, $\tau_w(x)$ и распределение каких-либо трех газодинамических параметров вдоль оси канала. Поэтому для замыкания этой системы необходимы два дополнительных соотношения. Такими соотношениями в данном случае являются экспериментальные распределения $p(x)$ и $q(x)$. Из решения системы (3.1)–(3.3) находятся газодинамические параметры на оси канала (а следовательно, с использованием известных безразмерных профилей и вся газодинамическая картина течения) и трение на стенке τ_w . Коэффициенты трения и теплообмена c_f и c_h далее вычисляются по формулам

$$c_f = \frac{2\tau_w}{\rho_0 u_0^2}, \quad c_h = \frac{q_w}{\rho_0 u_0 (h_0^* - h_w)}$$

Подчеркнем, что измерение газодинамических профилей внутри канала позволяет с помощью дальнейшего решения системы уравнений (3.1)–(3.3) найти коэффициент трения c_f , в который входит величина τ_w ,

не измеряемая непосредственно в эксперименте. Ее прямое экспериментальное определение при высокотемпературном течении в канале в настоящее время вряд ли осуществимо. Ранее при исследовании высокотемпературных течений информация о коэффициенте трения удавалось получить только для развитых течений с привлечением аналогии Рейнольдса [12]. Заметим также, что величина c_f в данной работе определяется с такой же точностью, с какой измеряется $q_w(x)$, $p(x)$ и профили газодинамических параметров.

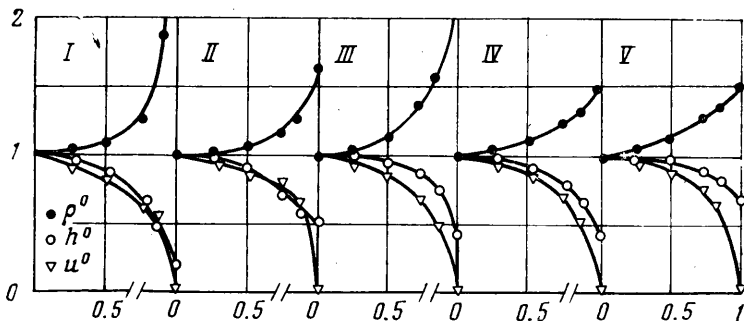
4. В исследуемом турбулентном течении газа имеются четыре различных участка течения. На участке за электрической дугой длиной $l = 12-14d$ происходит развитие течения в канале при низком температурном факторе ($T^\circ = T^*/T_0^* = 0.1$). Начальные профили характеризуются существенной неоднородностью, связанной с особенностями течения газа в анодном канале. Далее следует зона стабилизированного течения при $T^\circ = 0.1$. По определению в стабилизированном течении не изменяются безразмерные газодинамические профили, хотя абсолютные газодинамические параметры вследствие трения и теплообмена изменяются по длине канала. На следующем участке осуществляется переход из охлаждаемого канала в теплоизолированный канал с $T^\circ \sim 0.7$. Это своеобразный вторичный начальный участок



Фиг. 2

течения, хотя абсолютные газодинамические параметры вследствие трения и теплообмена изменяются по длине канала. На следующем участке осуществляется переход из охлаждаемого канала в теплоизолированный канал с $T^\circ \sim 0.7$. Это своеобразный вторичный начальный участок

течения, хотя абсолютные газодинамические параметры вследствие трения и теплообмена изменяются по длине канала. На следующем участке осуществляется переход из охлаждаемого канала в теплоизолированный канал с $T^\circ \sim 0.7$. Это своеобразный вторичный начальный участок

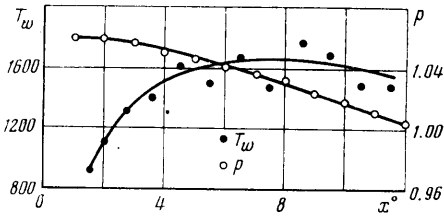


Фиг. 3

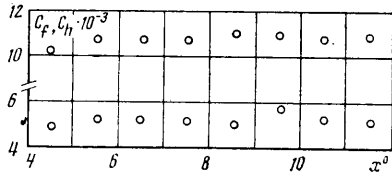
течения, связанный с изменением температурных условий на стенках канала. Наконец, участок — вторичного стабилизированного течения в канале с шероховатыми стенками при $T^\circ \sim 0.7$.

Течение на первых двух участках было изучено в [13]. Профили скорости и энthalпии торможения на стабилизированном участке представлены на фиг. 2. Они описываются степенными зависимостями с показателем степени $n \sim 5$. Более низкое по сравнению с традиционной величиной $n \sim 7$ значение показателя степени обусловлено частичной ламинаризацией течения вследствие охлаждения стенок.

Ниже представлены результаты исследования течения в области перехода из охлаждаемого в теплоизолированный канал. На фиг. 3 соответственно показаны деформация безразмерных газодинамических профилей, распределение тепловых потоков, температуры стенки и изменение давления по длине керамического канала. При анализе тепловых потоков в стенки и их температуры первая керамическая секция не рассматривалась, так как на ней не удалось исключить осевое перетекание тепла. Из представленных графиков следует, что длина участка стабилизации, на котором происходит развитие течения в керамической трубе,



Фиг. 4



Фиг. 5

составляет пять калибров канала. При $x/d=4$ на стабилизированном участке течения безразмерные газодинамические профили, температура стенки и тепловые потоки в керамические секции не изменяются.

Деформация профилей u° и h° на начальном участке состоит в увеличении их наполненности и наиболее сильно проявляется в пристеночной области $0.5 < r^\circ < 1$. Такую перестройку профилей можно связать с дополнительной турбулизацией течения на начальном участке, вызванной шероховатостью стенок и увеличением их температуры. Профиль плотности ρ° , наоборот, становится менее наполненным. Расчеты (см. п. 3) показали, что количество движения по длине канала уменьшается. Это приводит к относительно малому падению давления на начальном участке (см. фиг. 4), ибо изменение количества движения в значительной мере компенсирует силу трения.

Течение на стабилизированном участке IV во многом зависит от шероховатости стенок. Одним из параметров в этом случае становится отношение R/k , где k — высота выступов. Режимом с полным проявлением шероховатости называют режим, в котором k больше толщины ламинарного подслоя. Оценим величину ламинарного подслоя в эксперименте. Из полуэмпирических соотношений [14]

$$\frac{\rho_l u_l \delta_l}{\mu_l} = \alpha^2, \quad \frac{u_l}{u_0} = \left(\frac{\alpha^2}{\text{Re}_R} \right)^{1/(n+1)}$$

где ρ_l , u_l , δ_l — плотность, скорость, вязкость на границе ламинарного подслоя, а $\alpha=12.5$ — константа, найдем, что $\delta_l=0.2$ мм. Если $k > \delta_l$, то при слабом теплообмене и отсутствии сжимаемости газа (т. е. при условиях, приближенно выполняющихся на стабилизированном участке течения в теплоизолированном канале) справедлива следующая формула для коэффициента трения:

$$(4.1) \quad 4c_f = \left(2 \lg \frac{R}{k} + 1.74 \right)^{-2}$$

Зная экспериментальное значение c_f , с помощью (4.1) можно определить характеристику шероховатости k и сравнить с паспортной характеристикой керамики. Экспериментальная величина $k=0.65$ мм, паспорт-

ная — $k=0.67$ мм. Удовлетворительное совпадение расчетной и экспериментальной величины k показывает, что формулой (4.1) можно пользоваться для расчета высокотемпературных течений в каналах с шероховатыми теплоизолированными стенками.

Экспериментальные величины s_1 и s_2 приведены на фиг. 5, которая показывает, что для рассмотренного течения достаточно хорошо выполняется аналогия Рейнольдса.

Поступила 9 II 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. *Белянин Н. М.* Экспериментальное исследование трения и теплообмена при течении газа в трубе. ПМТФ, 1964, № 4.
2. *Амбразявичус А. Б., Жукаускас А. А. Валаткявичус П. Ю.* Исследование влияния температурного фактора на теплообмен при турбулентном течении газа в трубе. В сб. «Тепло- и массоперенос», т. 1. Минск, 1972.
3. *Леонтьев А. И., Миронов Б. П., Фафурин А. В.* Турбулентный пограничный слой диссоциированного газа в начальном участке трубы. ПМТФ, 1967, № 1.
4. *Леонтьев А. И., Миронов Б. П., Фафурин А. В.* Длина начального участка при турбулентном течении газа в цилиндрической трубе в условиях существенной неизоотермичности. ПМТФ, 1968, № 4.
5. *Петухов Б. С., Кириллов В. В., Цзюй Цзы-сян, Майданик В. И.* Экспериментальное исследование влияния температурного фактора на теплообмен при турбулентном течении газа в трубах. Теплофизика высоких температур, 1965, т. 3, № 1.
6. *Грей.* Исследование чувствительности калориметрического зонда. Приборы для научных исследований, 1963, № 8.
7. *Петров М. Д., Сепп В. А.* Исследование малогабаритного зонда для определения профилей температуры и полного давления в плотном плазменном потоке. Теплофизика высоких температур, 1970, т. 8, № 4.
8. *Высоцкий Д. А., Петров М. Д., Реков А. И., Романов А. И., Сепп В. А., Серебряникова В. Е., Смирнова Л. Г., Куртенова О. И.* Результаты испытаний изоляционных и электродных материалов в плазменной струе. Теплофизика высоких температур, 1972, т. 10, № 3.
9. *Петров М. Д., Сепп В. А.* Двухслойный калориметрический зонд для измерения температуры и полного давления в потоках высокой температуры. Измерительная техника, 1972, № 4.
10. *Предводителев А. С., Ступоченко Е. В., Самуйлов Е. В., Стазанов И. П., Плешанов А. С., Рождественский И. Б.* Таблицы термодинамических функций воздуха. М., Изд-во АН СССР, 1957.
11. *Смирнов Н. В., Дунин-Борковский И. В.* Краткий курс математической статистики для технических приложений. М., Физматгиз, 1959.
12. *Зыкина-Моложен Л. М., Петухов Л. С., Шапиро И. Г.* Исследование структуры турбулентного пограничного слоя в высокотемпературном газе. В сб. «Теплообмен в высокотемпературном потоке газа». Вильнюс, «Минтис», 1972.
13. *Петров М. Д., Сепп В. А.* Экспериментальное исследование развития течения в канале за электрической дугой. Теплофизика высоких температур, 1975, т. 13, № 5.
14. *Абрамович Г. П.* Прикладная газовая динамика. М., «Наука», 1969.