

УДК 538.4

ВЛИЯНИЕ ПОПЕРЕЧНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНЫЙ ПОТОК ГАЗА В КАНАЛЕ С ВЫСОКОЙ ТЕПЛОВОЙ ИЗОЛЯЦИЕЙ

В. А. Сепп

(Москва)

Представлены экспериментальные результаты по измерению потерь давления при движении высокотемпературного, электропроводного потока ($T_0 \approx 3000^\circ \text{K}$) в цилиндрической трубе с температурой стенки $T \approx 1500\text{--}2200^\circ \text{K}$ в поперечном магнитном поле напряженностью $10\,000 \text{ гс}$. Показано, что изменение сопротивления при наличии магнитного поля определяется концевым эффектом и увеличением коэффициента трения.

Известно, что влияние магнитного поля на течение электропроводной среды может проявляться двояко: трением из-за деформации профиля скорости и через изменение газодинамических характеристик по длине канала, что связано с действием электромагнитных сил на течение в ядре потока. При течении в канале с холодными стенками эти эффекты трудно выделить в связи с тем, что вся газодинамическая картина определяется интенсивным теплообменом. Если же канал в достаточной мере теплоизолирован, то появляется возможность оценить вклад каждого из этих эффектов. Поэтому цель работы состояла в организации стационарного потока высокотемпературного газа в модели с хорошей тепловой изоляцией, измерении сопротивления такого канала и сопоставлении полученных данных с теоретическими результатами.

Экспериментальные исследования выполнялись на установке, состоящей из электродугового подогревателя и охлаждаемой секционной модели с керамическим каналом из колец окиси магния. Внутренний диаметр выходного электрода подогревателя и керамического канала составлял 4 см . Модель состояла из шести секций с общей длиной 90 см . Исследуемый участок помещался в зазор магнитной системы. Напряженность магнитного поля $B = 10^4 \text{ гс}$. Для повышения электропроводности потока использовались легкоионизирующие присадки — порошок K_2CO_3 и металлический калий. Ввод присадки осуществлялся на входе в первую секцию модели.

Основные параметры потока для различных экспериментов находились в следующих пределах: расход воздуха $G = 55 \div 65 \text{ г/сек}$, среднemasовая температура потока $T_0 = 2900\text{--}3300^\circ \text{K}$, скорость потока $u = 380\text{--}500 \text{ м/сек}$, температура стенки $T = 1500\text{--}2300^\circ \text{K}$, проводимость $\sigma = 1\text{--}1.6 \text{ мо/см}$.

В экспериментах измерялись распределения статического давления по длине канала и профили газодинамических параметров на выходе из модели. Последние определялись с помощью специально разработанного охлаждаемого энтальпийного зонда [1, 2].

На фиг. 1 представлено распределение статического давления по длине канала и напряженности магнитного поля. При одном и том же давлении на выходе из модели изменение давления при $B \neq 0$ больше, чем при $B = 0$. Наибольшее отличие кривых наблюдается в зоне нарастания магнитного поля (концевая область). Необходимо отметить, что в модели имеет место изменение граничного условия по температуре стенки (на участке 1—2 $T_0/T \approx 5$, а на участке 2—7 $T_0/T \approx 1.5$), так что на начальном участке модели происходит перестройка температурных профилей. По дополнительным оценкам тепловых потоков участок тепловой стабилизации занимает 8—12 калибров.

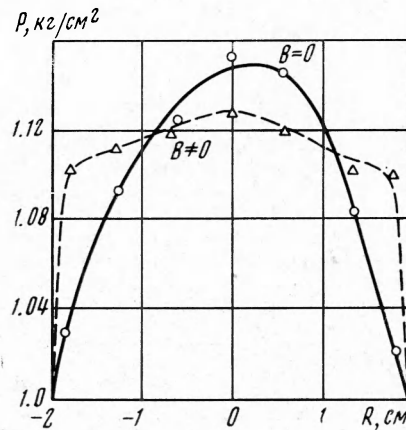
Попытаемся объяснить увеличение перепада давления при $B \neq 0$. Как указывалось выше, увеличение потерь может быть связано с концевым магнитогазодинамическим эффектом и увеличением трения из-за деформации профиля скорости.

Потери давления из-за концевого эффекта могут быть приближенно рассчитаны по формуле [3]

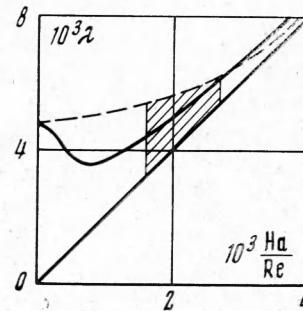
$$\Delta p_1 = \frac{\sigma B^2 u d}{c^2} k$$

где Δp_1 — потери давления, d — диаметр канала, c — скорость света, k — коэффициент пропорциональности, который зависит от наполненности профиля скорости и характера затухания магнитного поля в концевой зоне.

С увеличением наполненности профиля скорости параметр k уменьшается, а при более резком спаде магнитного поля возрастает. При наиболее резком (ступенчатом) уменьшении поля и однородном профиле скорости величина $k = 0.135$, если профиль



Фиг. 2



Фиг. 3

скорости близок к профилю Пуазейля $k = 0.275$. Для определения степени наполненности профиля скорости измерялся профиль полного давления в выходном сечении канала (фиг. 2). В экспериментах профиль скорости оказывался менее наполненным (по сравнению с однородным), а магнитное поле затухало не очень резко. Эти эффекты частично компенсируют друг друга, и поэтому было принято, что $k = 0.1$. Сравнение расчета с результатами эксперимента дано в таблице.

U , м/сек	T_0 , °К	σ , мо/см	Δp , мм вод. ст.	Δp_1 , мм вод. ст.	Δp_2 , мм вод. ст.
434	3100	1.0	60	24	24
464	3290	1.3	90	34	28
500	3380	1.6	90	44	32
458	3295	1.3	70	33	32
448	3370	1.6	70	41	26
389	3050	1.0	40	22	20
400	3100	1.0	50	22	21

Оценим теперь увеличение λ (коэффициент трения) при наличии поперечного магнитного поля в условиях проведенных экспериментов. По различным полуэмпирическим теориям [4] коэффициент λ в присутствии поперечного магнитного поля может значительно изменяться. На фиг. 3 представлены различные зависимости для величины λ , построенных на основании некоторых теорий. Заштрихованная область соответствует диапазону изменения параметров в эксперименте. Как видно, в проведенных экспериментах можно было ожидать увеличение λ от 10 до 50%. То обстоятельство, что магнитное поле приводит к существенному наполнению профиля скорости (и тем самым к увеличению λ), подтверждалось экспериментальным определением профиля полного давления на выходе из канала.

Увеличение Δp вследствие концевой эффека и возрастание λ при наличии магнитного поля в первом приближении согласуются с измеренными в эксперименте. Проведенные выше оценки показывают, что расчетное увеличение давления Δp вследствие концевой эффека ($\Delta p_1 \approx 35$ мм вод. ст.) и возрастания λ ($\Delta p_2 \approx 25$ мм вод. ст.) весьма близко к измеренному в эксперименте ($\Delta p \approx 70$ мм вод. ст.).

ЛИТЕРАТУРА

1. Петров М. Д., Сепп В. А. Двухслойный калориметрический зонд для измерения температуры и полного давления в потоках высокой температуры. Измерительная техника, 1972, № 4.
2. Петров М. Д., Сепп В. А. Использование малогабаритного зонда для определения профилей температуры и полного давления в плотном плазменном потоке. Теплофизика высоких температур, 1970, т. 8, вып. 4.
3. Ватажин А. Б., Любимов Г. А., Регирер С. А. Магнитогазодинамические течения в каналах. М., «Наука» 1970.
4. Брановер Г. Г. Турбулентные магнитогидродинамические течения в трубах. Рига, «Зинатне», 1967.

УДК 533.601.155

**ОБТЕКАНИЕ ЗАТУПЛЕННЫХ ТЕЛ ГИПЕРЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ
НЕРАВНОВЕСНО-ИОНИЗОВАННОГО ГАЗА С УЧЕТОМ ОПЕРЕЖАЮЩЕГО
ИЗЛУЧЕНИЯ**

А. К. Кондря, Н. В. Леонтьева

(Ленинград)

Исследуется обтекание сферы гиперзвуковым потоком неравновесно-ионизованного одноатомного излучающего газа с учетом выхода излучения из ударного слоя (т. е. из области, заключенной между ударной волной и поверхностью тела) вверх по потоку. Расчет разогрева и предшествующей ионизации газа излучением в прогревном слое дает возможность замкнуть систему уравнений и определить значение степени ионизации газа на фронте ударной волны.

В ударном слое учитываются следующие процессы:

- 1) однократная ионизация при столкновении электрон — атом и обратный ей процесс рекомбинации при тройном столкновении электрон — электрон — атом;
- 2) однократная ионизация излучением и фоторекомбинация в области сплошного спектра.

В прогревном слое, который по сравнению с ударным слоем характеризуется значительно более низкой температурой и концентрацией электронов, определяющим процессом является ионизация при поглощении выходящего из ударного слоя излучения.

Используется кинетическая модель газа из работы [1]. Расчет параметров излучения проводится в приближении локально-одномерного плоского слоя [2]. Рассматривается поведение газодинамических параметров в прогревном слое и влияние прогревном слое на поле параметров ударного слоя.

Газодинамическое и радиационное поля в прогревном слое описываются той же системой уравнений, что и в ударном слое [2]. Однако благодаря низким температурам в прогревном слое можно пренебречь столкновительными процессами, а также радиационной рекомбинацией, считая единственным происходящим процессом ионизацию за счет радиационного поглощения. Конечно, известную роль будет играть также ионизация, происходящая в результате поглощения резонансного излучения, однако учет этого процесса является гораздо более сложной задачей.

В рассматриваемом случае в обозначениях работы [2] релаксационное уравнение и уравнение переноса излучения для прогревном слое принимают более простой вид

$$\rho \frac{A}{\varepsilon} \frac{\partial \alpha}{\partial \xi} + \rho \frac{v}{r} \frac{\partial \alpha}{\partial \theta} = - \frac{m_a}{\varepsilon} \frac{\partial}{\partial \xi} \int_{\nu_j}^{\infty} (h\nu)^{-1} q_{\nu} d\nu \quad (1)$$

$$\mu \frac{1}{\varepsilon} \frac{dI_{\nu}}{d\xi} = - \rho (i - \alpha) \kappa_{\nu} I_{\nu} \quad (2)$$