

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

И. К. Ермолаев, А. И. Леонтьев, В. А. Фадеев, Б. Н. Юдаев,
Конвективный теплообмен в области взаимодействия сверх-
звуковой перерасширенной струи с наклонной преградой,
ТВТ, 1973, том 11, выпуск 1, 207–209

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 98.84.25.165

2 ноября 2024 г., 08:10:43



3. С. А. Маев. Теплофизика высоких температур, 3, № 2, 1965.
4. И. П. Стаханов, П. П. Щербинин. ПМТФ, № 3, 1969.
5. А. Г. Любимов, В. Н. Михайлов. Механика жидкости и газа, 1, № 3, 1968.
6. Л. Н. Добрецов, М. В. Гомоюнова. Эмиссионная электроника. «Наука», 1966.
7. В. Эспе. Технология электровакуумных материалов, 1. Госэнергоиздат, 1962.

УДК 536.24.01

**КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛОБМЕН
В ОБЛАСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЕРХЗВУКОВОЙ
ПЕРЕРАСШИРЕННОЙ СТРУИ С НАКЛОННОЙ ПРЕГРАДОЙ**

*И. К. Ермолаев, А. И. Леонтьев, В. А. Фадеев,
Б. Н. Юдаев*

Сложная картина течения при взаимодействии сверхзвуковой струи с плоской преградой ограничивает возможности теоретического расчета теплообмена в этих условиях. Кроме того, ограниченное число экспериментальных работ [1, 2] в этой области затрудняет обобщение имеющихся экспериментальных данных. В работе [2] применяется полуэмпирический метод расчета теплового потока от натекающей струи к пластине. При этом используются соотношения для расчета теплового по-

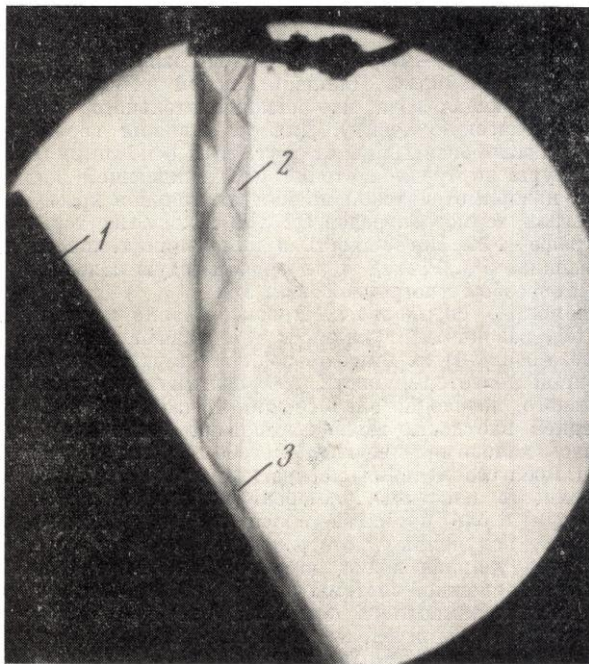


Рис. 1. Картина взаимодействия осесимметричной сверхзвуковой струи с наклонной плоской преградой:

1 — плоская преграда; 2 — сверхзвуковая струя; 3 — ударная волна, отошедшая от преграды

тока в окрестности критической точки, соответствующие случаям ламинарного и турбулентного течений. Отмечается, что измеренные тепловые потоки от различного типа струй в зависимости от параметров газа на срезе сопла и состава продуктов сгорания существенно отличаются от расчетных. Значительное расхождение опытных данных и результатов расчета объясняется в основном эффектом влияния турбулентности струи на теплообмен [4].

Следует также отметить, что при натекании сверхзвуковой струи на наклонную преграду имеет место взаимодействие возникающих скачков уплотнения с пограничным слоем, что существенно усложняет задачу. Известно [3], что скачки уплотнения могут вызвать отрыв пограничного слоя и интенсифицировать конвективный теплообмен.

В предлагаемой работе исследовалось распределение теплового потока на пластине, установленной под различными углами ($\beta = 35 \div 90^\circ$) к оси струи на различных расстояниях от среза сопла ($l/d = 3 \div 12$) при воздействии на нее перерасширенной высокотемпературной сверхзвуковой струи.

Термогазодинамическое нагружение пластины обеспечивалось газогенератором, имеющим температуру продуктов сгорания в камере $\sim 3000^\circ \text{K}$, скорость истечения $M = 2,27$ и степень нерасчетности на срезе $n = 0,8$.

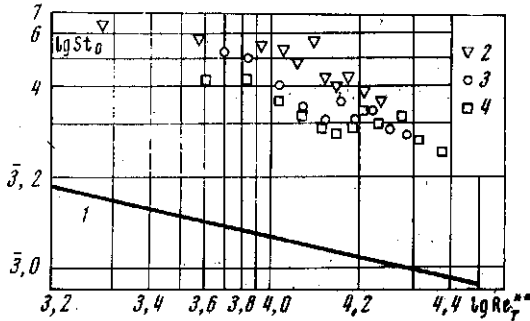


Рис. 2. Зависимость $St_0 = f(Re_T^{**})$ для $l/d = 8$:

1 — формула (1); 2 — $\beta = 90^\circ$; 3 — 60° ; 4 — 35°

Опытный участок модели — дифференциальный калориметр с десятью изолированными друг от друга ячейками. Площадь каждой ячейки $18 \times 18 \text{ мм}^2$, толщина стенки $1,2 \text{ мм}$. Охлаждающая вода из распределительного коллектора поступает в каждую калориметрическую ячейку. Для уменьшения перетоков тепла калориметрические ячейки изолированы друг от друга и от основания текстолитовыми прокладками. Температуры внутренней стенки и охлаждающей жидкости на входе и выходе из каждой калориметрической ячейки измерялись хромель-копелевыми термопарами с диаметром термоэлектродов $0,2 \text{ мм}$. Показания термопар регистрировались на осциллографе К-20. Погрешность в измерении температуры охлаждающей жидкости не превышала 5%. Расход воды через каждую калориметрическую ячейку замерялся весовым способом с погрешностью 2,9%.

Пластина с помощью специальных приспособлений и поворотного устройства устанавливалась под различными углами к оси падающей струи и на различных расстояниях от среза сопла. Измерения проводились в условиях стационарного теплообмена, существенной неизотермичности, при практически постоянной температуре стенки для начального, переходного и основного участков сверхзвуковой струи.

Величина средней плотности теплового потока, воспринимаемая каждой ячейкой, рассчитывалась калориметрическим способом с погрешностью 7,8%.

Визуализацию процесса течения перерасширенной сверхзвуковой струи, натекающей на поверхность пластины, измерение полного и статического давлений растекающейся струи вдоль преграды проводились на «холодных» струях ($T_{00} = 300^\circ \text{K}$). Из анализа полученных фотографий (рис. 1) видно, что перед преградой образуется отошедшая ударная волна, которая взаимодействуя с границей струи, приводит к образованию сложной системы скачков уплотнения.

Статическое давление замерялось через отверстия на пластине диаметром $0,5 \text{ мм}$ с шагом 5 мм , расположенными вдоль оси преграды. Полное давление измерялось трубками Пито, приемное отверстие которых имело эллипсоидальную форму с размерами полуосей $1,6 \times 0,5 \text{ мм}$ и толщиной стенки $0,2 \text{ мм}$. Давление измерялось мембранными датчиками давления типа МДД в комплекте с прецизионной установкой для реохордных датчиков ПУРД с записью показаний на шлейфовом осциллографе К-20. Суммарная погрешность при измерении давления не превышала 4%. Исходя из условия моделирования, можно принять, что распределение чисел Маха вдоль оси растекающейся струи для «холодных» и «горячих» струй одинаково. Число Маха для случая изэнтропического течения определялось по формуле Рэлея.

Экспериментальные данные обрабатывались с использованием метода локального подобия [4] в виде зависимости числа Стэнтона от числа Рейнольдса, построенного по толщине потери энергии

$$St = f(Re_T^{**}),$$

где

$$St = q_{cr} / c_p q(M) \varepsilon(1) (p_{00} / RT_{00}) \sqrt{2k} / (k+1) g RT_{00} (T_{cr}^* - T_{cr}),$$

$$Re_{T^{**}} = \int_{x_1}^{x_2} q_{ст} dx / \mu_{ст} c_p T_{00} [\tau(M) (1 + r(k-1)/2 \cdot M^2) - (T_{ст}/T_{00})],$$

где c_p — удельная теплоемкость газа.

Влияние сжимаемости и неизоэнтальпичности на закон теплообмена учитывалось по формуле [5, 6]

$$\psi = \left(\frac{St}{St_0} \right)_{Re_{T^{**}}} = \left[\frac{2 \arctg (M \sqrt{r(k-1)/2})}{(\sqrt{T_{ст}/T_{ст}^*} + 1) M \sqrt{r(k-1)/2}} \right]^2$$

Результаты обработки опытных данных в виде зависимости $St_0 = f(Re_{T^{**}})$ представлены на рис. 2. Здесь же приведена зависимость

$$St_0 = 0,0126 / (Re_{T^{**}})^{0,25} Pr^{0,75}, \quad (1)$$

которая соответствует закону теплообмена для стандартных условий обтекания плоской пластины, потоком несжимаемой жидкости с постоянными физическими свойствами. Как показано в [7, 8], закон теплообмена в виде (1) консервативен к изменению граничных условий, в частности, к закону изменения скорости на внешней границе пограничного слоя.

Из рис. 2 видно, что опытные точки в области взаимодействия скачков уплотнения примерно в два-три раза отклоняются от универсального закона теплообмена и с увеличением угла наклона преграды к оси струи интенсивность теплообмена увеличивается.

Обозначения: l/d — расстояние от среза сопла до преграды вдоль оси струи в калибрах; β — угол наклона преграды к оси струи; n — степень нерасчетности; $q_{ст}$ — плотность теплового потока на стенке; $\tau(M)$, $q(M)$, $\varepsilon(1)$ — газодинамические функции; p_{00} — полное давление в рассматриваемом сечении; T_{00} — температура торможения; k — показатель адиабаты; $T_{ст}^*$ — адиабатическая температура стенки; $T_{ст}$ — температура стенки; r — коэффициент восстановления; $\mu_{ст}$ — коэффициент динамической вязкости при температуре стенки; ψ — относительное изменение числа Стантона при $Re_{T^{**}} = idem$.

МВТУ
им. Н. Э. Баумана

Поступило в редакцию
2 VII 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. И. П. Гинзбург, И. А. Белов, В. А. Зазимко, В. С. Терпигорьев. Тепло- и массоперенос, 1. «Энергия», 1968.
2. Д. Доуз, В. Ли. Ракетная техника и космонавтика, 3, № 1, 1965.
3. Отчет № 1159. Институт механики МГУ, 1970.
4. А. И. Леонтьев, В. К. Федоров. Инж.-физ. ж., 4, № 8, 1961.
5. С. С. Кутателадзе, А. И. Леонтьев. Турбулентный пограничный слой сжимаемого газа. Изд. СО АН СССР, Новосибирск, 1962.
6. Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое (под ред. С. С. Кутателадзе). Изд. СО АН СССР, Новосибирск, 1964.
7. В. М. Иевлев. Докл. АН СССР, 86, № 6, 1952.
8. В. М. Иевлев. Докл. АН СССР, 87, № 1, 1952.

УДК 536.74

К РАСЧЕТУ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПЛОТНОГО ФЛЮИДА

В. И. Селеванюк, А. Л. Цыкало

Ранее было предложено соотношение рекуррентного типа для старших неприводимых интегралов уравнения состояния реального газа, приводящее к превосходным результатам для изученных модельных систем [1]. В данном сообщении рассмотрен метод, позволяющий на основе этого соотношения произвести суммирование виртуального ряда с целью определения термодинамических свойств плотного флюида.

Вспользуемся соотношением Эйлера — Маклорена для суммирования рядов [2]

$$\sum_{k=0}^m f(k) = \int_0^m f(t) dt + \frac{1}{2} [f(0) + f(m)] + \sum_{k=1}^n \frac{B_{2k}}{(2k)!} [f^{(2k-1)}(m) - f^{(2k-1)}(0)] + \dots \quad (1)$$