

Э.П.ВОЛЧКОВ

**ПРИСТЕННЫЕ
ГАЗОВЫЕ
ЗАВЕСЫ**

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
ИНСТИТУТ ТЕПЛОФИЗИКИ

Э. П. ВОЛЧКОВ

ПРИСТЕННЫЕ ГАЗОВЫЕ ЗАВЕСЫ

Ответственный редактор
канд. техн. наук В. П. Лебедев



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
Новосибирск · 1983

Э. П. Волчков. Пристенные газовые завесы.— Новосибирск: Наука, 1983.

В монографии рассматривается турбулентный пограничный слой с газовыми завесами на адиабатической, неадиабатической и реагирующей поверхностях. Анализируются различные способы организации газовых завес: вдув через пористые участки и тангенциальные щели, ступенчатый теплообмен и вдув, вдув инертного и реагирующего газа и т. п. При решении задач тепломассообмена и трения применяются интегральные методы. На основании асимптотической теории турбулентного пограничного слоя найдены зависимости относительных коэффициентов тепломассообмена от параметров завесы. Указанные методы позволили с единых позиций получить для широкого круга задач простые аналитические решения. По всем рассматриваемым вопросам приводятся экспериментальные результаты.

Книга рассчитана на специалистов в области аэродинамики и теплофизики.

Ил. 182. Библиогр. 319.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	5
Основные обозначения	6
Глава 1. Эффективность газовых завес на адиабатической поверхности	8
§ 1.1. Способы организации и модели расчета газовых завес	—
§ 1.2. Тепловой пограничный слой с начальным адиабатическим участком	12
§ 1.3. Тепловая завеса за участком теплообмена	16
§ 1.4. Тепловая завеса за участком пористого вдува	19
§ 1.5. Вдув через одиночную тангенциальную щель	22
§ 1.6. Многощелевой вдув	27
§ 1.7. Газовая завеса на макрошероховатой поверхности	33
§ 1.8. Влияние на эффективность завесы турбулентности потока, геометрии щели и других факторов	38
Глава 2. Теплообмен и трение в области газовой завесы (комбинированное охлаждение)	4
§ 2.1. Уравнения теплового пограничного слоя с газовой завесой на неадиабатической поверхности	—
§ 2.2. Теплообмен и трение в зоне завесы	48
§ 2.3. Затопленная пристенная струя ($\bar{W}_0 \gg 1$)	54
§ 2.4. Теплообмен на макрошероховатой поверхности	59
§ 2.5. Струя, натекающая на преграду	62
Глава 3. Газовая завеса в турбулентном пограничном слое с переменными физическими свойствами	65
§ 3.1. Относительные законы тепломассообмена	68
§ 3.2. Влияние сжимаемости и неизотермичности газа на эффективность завесы	71
§ 3.3. Эффективность завесы при вдуве инородного газа	81
§ 3.4. Теплообмен при ступенчатом однородном вдуве	88
§ 3.5. Теплообмен при ступенчатом неоднородном вдуве	92
Глава 4. Градиентные течения	96
§ 4.1. Завеса в градиентном потоке на плоской стенке	—
§ 4.2. Эффективность завесы при течении в соплах	100
§ 4.3. Эффективность завесы на нерасчетных режимах течения	108
§ 4.4. Теплообмен в соплах с завесой	115
§ 4.5. Тепломассообмен в градиентных потоках	122

Глава 5. Турбулентный пограничный слой с химическими реакциями на проницаемой поверхности	127
§ 5.1. Тепломассообмен на реагирующей поверхности	128
§ 5.2. Экспериментальное исследование выгорания графитовой поверхности в потоке воздуха	134
§ 5.3. О влиянии термодиффузии в неоднородном пограничном слое на выгорающей поверхности	145
§ 5.4. Тепломассообмен на реагирующей пористой поверхности при вдуве через нее инертного газа	151
§ 5.5. Пограничный слой с отсосом на выгорающей поверхности	161
§ 5.6. Пограничный слой со вдувом реагирующего вещества	168
Глава 6. Газовая завеса на выгорающей поверхности	176
§ 6.1. Тепломассообмен в пограничном слое с завесой на реагирующей поверхности	—
§ 6.2. Экспериментальное исследование выгорания графитовой поверхности при локальном вдуве инертного газа	180
§ 6.3. Затопленная турбулентная струя на выгорающей поверхности ($\bar{W}_* \gg 1$)	192
Глава 7. Закрученные течения	197
§ 7.1. Эффективность закрученной газовой завесы на адиабатической стенке	—
§ 7.2. Тепломассообмен в турбулентном пограничном слое закрученного потока	206
§ 7.3. Тепломассообмен в цилиндрическом канале при закрутке периферийного потока	213
§ 7.4. Течение в вихревых камерах	216
Литература	225

ПРЕДИСЛОВИЕ

Изучение турбулентного пограничного слоя в сложных газодинамических условиях — одна из фундаментальных проблем механики жидкости и газа. Особенно большой интерес вызывают вопросы, связанные с защитой обтекаемых поверхностей от воздействия высокотемпературных и химически агрессивных газовых потоков. Во многих случаях весьма эффективными могут быть гидродинамические методы защиты, когда охлаждающий газ (жидкость) вдувается в пограничный слой через защищаемую поверхность. Вдвух охлаждение осуществляется равномерно по всей поверхности или локально. Не всегда возможно распределить вдуваемый газ по большой площади и сохранить достаточную прочность стенки, поэтому с конструктивной точки зрения более простым методом заградительного охлаждения является локальный вдув через небольшие пористые участки или тангенциальные щели. В последнем случае для подачи охладителя не требуется больших перепадов давления.

В литературе указанные методы защиты называются по-разному: заградительное, струйное или пленочное охлаждение, тепловые или газовые завесы. Первые четыре отражают суть явления при тепловой защите поверхности. Более общий смысл имеет термин «газовая завеса», который может применяться и в случае защиты поверхности от химически агрессивных потоков газа или от осаждения конденсированной фазы. Газовые завесы уже находят широкое применение в технике, например для охлаждения камер сгорания и сопел двигателей [112, 188, 231], газовых турбин [114, 116, 196, 197], для защиты внутренних поверхностей дымовых труб и сводов металлургических печей [25, 208].

Условия практического применения газовых завес характеризуются, как правило, воздействием на пограничный слой таких возмущающих факторов, как неизотермичность и сжимаемость газового потока, градиент давления, проницаемость стенки, наличие химических реакций и т. п. Благодаря успехам теории пограничного слоя многие вопросы турбулентного теплообмена в столь сложных условиях уже получили достаточное объяснение.

Полуэмпирические теории турбулентности, разработанные вначале для несжимаемого газа, в работах Е. Ван-Дриста, В. М. Иевлева, В. Доррена и Ф. Дора, В. П. Мотулевича, И. П. Гинзбурга, Ю. В. Лалина и других получили дальнейшее развитие и обобщение для более сложных условий течения сжимаемого газа. При этом, как правило, принимается, что константы турбулентности со-

храняют те же значения, что и при течении несжимаемого газа.

Асимптотическая теория турбулентного пограничного слоя, разработанная С. С. Кутателадзе и А. И. Леонтьевым, в отличие от полумпирических методов позволяет решать многие задачи при $Re \rightarrow \infty$ без использования эмпирических констант. Достаточно простые предельные соотношения этой теории дают возможность учесть влияние различных возмущающих факторов на турбулентный тепломассообмен.

В данной книге излагаются результаты исследований турбулентного пограничного слоя, развивающегося в условиях газовых завес на адиабатической, неадиабатической и реагирующей поверхностях. Для решения задач тепломассообмена и трения используются интегральные методы, позволяющие достаточно просто анализировать влияние различных факторов на развитие пограничного слоя. На основании асимптотической теории турбулентного пограничного слоя получены новые соотношения, учитывающие влияние параметров завесы на тепломассообмен. Законы турбулентного тепломассообмена и трения оказываются весьма консервативными к изменению граничных условий. Влияние же разнообразных граничных условий достаточно хорошо учитывается при интегрировании уравнений импульсов, энергии и диффузии пограничного слоя. На основе этих методов с единых позиций для широкого круга задач получены простые аналитические решения. По всем рассматриваемым вопросам приводятся экспериментальные результаты, в ряде случаев дается краткое описание стендов и методик проведения опытов.

Автор глубоко признателен академику С. С. Кутателадзе и профессору А. И. Леонтьеву, под чьим идейным влиянием получены многие изложенные результаты, а также своим коллегам по институту, особенно В. П. Лебедеву и В. И. Терехову, оказавшим помощь в подготовке книги. Оформление рукописи выполнено Г. В. Белоусовой.

ОСНОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

- $b = j_{ct}/\rho_0 W_0 St_0, j_{ct}/\rho_0 W_0 (c_f/2)$ — параметр проницаемости поверхности, рассчитанный по числу Стентона или коэффициенту трения в стандартных условиях
- $b_1 = j_{ct}/\rho_0 W_0 St, j_{ct}/\rho_0 W_0 (c_f/2)$ — параметр проницаемости, рассчитанный по числу Стентона или коэффициенту трения в рассматриваемых условиях
- c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении
- $c_f = 2\tau_{ct}/\rho_0 W_0^2$ — коэффициент трения
- c_{f_0} — коэффициент трения в стандартных условиях (обтекание непроницаемой поверхности несжимаемым потоком газа $Ma \rightarrow 0$ в квазизотермических условиях $\psi_1 \rightarrow 1$)
- D — коэффициент диффузии
- h — полная энтальпия
- $j_{ct} = \rho_{ct} W_{ct}$ — поперечный поток вещества на проницаемой поверхности
- K — весовая концентрация компонентов газовой смеси

- $\bar{K}$ — обобщенная концентрация химического элемента
 $Le = \rho D c_p / \lambda$ — число Льюиса
 $m_1 = \rho_s W_s / \rho_0 W_0$ — параметр вдува через щель
 M — молекулярный вес
 Ma — число Маха
 n — объемная концентрация компонентов газовой смеси
 $Nu = \alpha x / \lambda$ — число Нуссельта
 P — давление
 $Pr = \nu / a$ — число Прандтля
 q — удельный тепловой поток
 r — коэффициент восстановления
 Re_x, Re_s — числа Рейнольдса, рассчитанные по продольной координате и по параметрам в щели
 $Re^{**}, R_T^{**}, Re_d^{**}$ — числа Рейнольдса, рассчитанные по толщине потери импульса, энергии или массы
 $St = -\lambda (\partial h / \partial y)_{st} / \rho_0 W_0 \Delta h$ — тепловое число Стентона
 St_0 — число Стентона в стандартных условиях (обтекание непроницаемой поверхности несжимаемым потоком газа $Ma \rightarrow 0$ в квазиизотермических условиях $\psi_1 \rightarrow 1$)
 $St_d = -\rho D (\partial K / \partial y)_{st} / \rho_0 W_0 \Delta K$ — диффузионное число Стентона
 Sc — число Шмидта
 T — температура
 W — скорость течения газа
 $W_s = W_s / W_0$ — относительная скорость вдува через щель
 x — продольная координата
 y — поперечная координата
 α — коэффициент теплоотдачи
 δ, δ^* — толщины пограничного слоя и вытеснения
 $\delta^{**}, \delta_T^{**}, \delta_d^{**}$ — толщины потери импульса, энергии и массы
 $\Theta = (T_0 - T_{st}^*) / (T_0 - T_s), (h_0 - h_{st}^*) / (h_0 - h_s)$ — эффективность газовой завесы на адиабатической стенке
 λ — коэффициент теплопроводности
 μ — коэффициент динамической вязкости
 ν — коэффициент кинематической вязкости
 $\xi = y / \delta$ — относительное расстояние от стенки
 ρ — плотность
 τ — касательное напряжение
 $\Psi = T_{st} / T_0, h_{st} / h_0, h_{st}^* / h_{st}^*$ — температурный и энтальпийный факторы неізотермичности
 $\Psi = St / St_0, c_p / c_{p0}$ — относительные функции, учитывающие влияние неізотермичности Ψ_T , сжимаемости Ψ_M и вдува Ψ_b на коэффициент теплообмена и трения
 $\omega = W_s / W_0$ — безразмерная скорость

Индексы. Нижние: 0 — параметры на внешней границе пограничного слоя или «стандартные» условия; ст — условия на стенке; д — диффузионный; т — тепловой, турбулентный; s — условия в щели. Верхние: звездочка (*) — адиабатические условия; штрих (') — вдуваемый газ; прямая надстрочная линия — обобщенная концентрация

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ГАЗОВЫХ ЗАВЕС НА АДИАБАТИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

§ 1.1. Способы организации и модели расчета газовых завес

Реальные схемы организации газовых завес характеризуются большим разнообразием устройств, различающихся своей геометрической конфигурацией. Однако эти различные схемы основываются, как правило, на использовании одного из следующих способов тепловой защиты:

1) начальная часть обтекаемой поверхности интенсивно охлаждается, а адиабатическая стенка вниз по потоку защищается образовавшимся холодным пограничным слоем (см. рис. 1.3);

2) передняя часть защищаемой поверхности выполняется пористой, и через нее подается охлаждающий газ (см. рис. 1.5);

3) вдуваемый газ (жидкость) поступает в пограничный слой через одну или несколько последовательно расположенных тангенциальных щелей или перфорированную поверхность (см. рис. 1.7).

Газовые завесы могут использоваться как для тепловой защиты поверхности, так и для защиты от химически агрессивных потоков. Их эффективность на адиабатической стенке принято характеризовать безразмерной температурой стенки $\Theta = (T_0 - T_{ст}^*) / (T_0 - T_{ст0})$ или концентрацией вдуваемого газа на стенке. Поэтому основной задачей расчета является определение закона изменения температуры поверхности или концентрации вдуваемой компоненты в области завесы.

Существующие методы расчета пристенных газовых завес можно разделить на три основных направления в зависимости от того, какая физическая модель используется для анализа явления.

В работах первого направления [2, 3, 80] принимается гипотеза о том, что при щелевом вдуве охлаждающего газа превалируют закономерности свободных струй. Температура адиабатической стенки определяется, как на оси свободной спутной струи при отсутствии стенки. Профили скоростей и температур на основном участке течения предполагаются аналогичными профилям свободной турбулентной струи. В случае комбинированного охлаждения ($q_{ст} \neq 0$) теплообмен рассчитывается по обычным формулам конвективного охлаждения, в которых вместо параметров основного по-

тока используются параметры на внешней границе пристенного пограничного слоя. Толщина этого слоя и параметры на ней определяются методом последовательных приближений.

Ко второму направлению можно отнести, например, работы [30, 216], в которых рассматривается двухслойная схема течения. Область смещения на адиабатической стенке разбивается на две зоны:

а) пристенную ($0 < y < \delta$), течение в которой определяется закономерностями пристенной турбулентности, температура по толщине этого слоя считается постоянной и равной температуре стенки;

б) внешнюю область течения ($\delta < y < b$), где определяющими являются закономерности свободной струи.

Длина пути смещения, которая входит в выражение для турбулентного трения, вблизи стенки принимается пропорциональной расстоянию от стенки $l = \kappa y$. Во внешней области, а при отсутствии стенки по всему слою путь перемешивания не зависит от поперечной координаты $l/b = c$.

Следует отметить, что теоретические методы, основанные на использовании струйных закономерностей при анализе газовых завес, требуют знания эмпирических констант. Значения же этих констант могут зависеть от локальных условий течения, предистории потока и действия различных возмущающих факторов. Например, в работе [216] в зависимости от вида течения значение константы κ изменяется от 0,035 до 0,43.

В работах третьего направления [76, 136, 162, 251, 284, 297] принимается, что течение в пограничном слое с газовыми завесами определяется закономерностями пристенной турбулентности. Эта точка зрения подтверждается измерениями как турбулентной структуры течения [143, 147], так и профилей скоростей.

Анализ экспериментальных данных [147] об изменении длины пути смещения l в зависимости от продольной x и поперечной y координат показал, что непосредственно за сечением щели можно выделить область ($x/s < 20$), где путь перемешивания остается примерно постоянным по сечению, что характерно для турбулентных струй. Ниже по течению при $x/s > 20$ путь смещения монотонно возрастает от стенки к внешней границе слоя, что характерно для пристенного турбулентного пограничного слоя. Аналогичные результаты получены в работе [143], где при $x/s > 20$ экспериментально подтверждено существование закона стенки. Результаты этих работ и многочисленные измерения профилей скоростей [54, 190, 210, 297 и др.] показывают, что вниз по потоку влияние вдува на гидродинамику течения быстро исчезает и устанавливается профиль развитого турбулентного пограничного слоя.

При решении задач об эффективности газовых завес в турбулентном потоке газа использовались модель теплового источника (стока) в месте расположения вдува [136, 251], модель полного смещения [182, 251] и др. Наиболее простым и результативным оказался метод, основанный на использовании интегральных соотношений пограничного слоя [136]. Рассматривались асимптотические условия,

когда вследствие турбулентного перемешивания при $x \rightarrow \infty$ область с $\partial T / \partial y \approx 0$ интенсивно размывается от стенки в глубь пограничного слоя и происходит выравнивание температуры по его сечению: $T \rightarrow T_{ст}$. В этих условиях между толщинами потерь энергии и импульса существует следующее предельное соотношение:

$$\beta = \left(\frac{\delta_T^{**}}{\delta^{**}} \right)_{x \rightarrow \infty} \rightarrow \frac{\int_0^1 \omega d\xi}{\int_0^1 \omega (1 - \omega) d\xi} \rightarrow 9. \quad (1.1)$$

Из совместного решения интегральных уравнений импульсов и энергии пограничного слоя с учетом соотношения (1.1) С. С. Куталадзе и А. И. Леонтьевым [136] получены следующие формулы для эффективности газовых завес на адиабатической стенке:

за участком теплообмена

$$\Theta \approx \left(1 + 15,5 \frac{x - x_0}{x_0} \right)^{-0,8}; \quad (1.2)$$

за пористым участком

$$1/\Theta = 0,33 \frac{\mu_n}{G_{охл}} Re_x^{0,8}, \quad (1.3)$$

где $G_{охл} = j_{ст} x_0$ — расход охладителя на единицу ширины поверхности;

за тангенциальной щелью

$$\Theta \approx \left(1 + 0,24 Re_s^{-0,25} \frac{\Delta x}{m_{1,s}} \right)^{-0,8}. \quad (1.4)$$

Эти зависимости учитывают влияние основных параметров завесы, но не могут полностью отразить влияние начальных условий и предистории потока, так как они найдены из асимптотических условий $x \rightarrow \infty$. Например, при вдуве через тангенциальные щели формула (1.4) хорошо описывает опыты, если начальные динамические и тепловые условия одинаковы, т. е. когда значения толщин потерь импульса δ_0^{**} и энергии δ_T^{**} в сечении щели близки между собой, что соответствует случаю малых вдувов $\bar{W}_s \ll 1$. Более полно влияние предистории на эффективность завесы позволяет учесть использование метода суперпозиции [54].

Уравнение энергии двумерного пограничного слоя для газа с постоянными физическими свойствами

$$\rho W_x \frac{\partial T}{\partial x} + \rho W_y \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[(\lambda + \lambda_T) \frac{\partial T}{\partial y} \right] \quad (1.5)$$

является линейным дифференциальным уравнением, если предположить, что коэффициент турбулентной теплопроводности λ_T также не зависит от температуры. При этом значения W_x и W_y должны рассматриваться как известные параметры, определяемые из решения уравнения движения

$$\rho W_x \frac{\partial W_x}{\partial x} + \rho W_y \frac{\partial W_x}{\partial y} = \frac{\partial \tau}{\partial y} - \frac{\partial P}{\partial x}. \quad (1.6)$$

С математической точки зрения это означает, что при решении уравнения энергии применим принцип суперпозиции (общее решение уравнения может быть представлено в виде суммы его частных решений). К решению уравнения энергии этот метод впервые применил Рубезин (см. [252]). Если имеется ряд частных решений T_i уравнения (1.5), то общее решение можно представить в виде $T = \sum_1^n T_i$, а поток тепла на обтекаемой поверхности — в виде

$$q_{ст} = -\lambda \left(\frac{dT}{dy} \right)_{ст} = -\lambda \sum_1^n \left(\frac{dT_i}{dy} \right)_{ст}.$$

Для каждого частного решения коэффициент теплообмена определяется из соотношения $-\lambda (dT_i/dy)_{ст} = \alpha_i \Delta T_{ст_i}$, где $\Delta T_{ст_i}$ — скачок в температуре стенки.

В работе [252] показано, что в пограничном слое со ступенчатым изменением температуры поверхности получается следующее выражение для теплового потока на стенке:

$$q_{ст} = \sum_1^n \alpha(x, \xi_i) \Delta T_{ст_i}. \quad (1.7)$$

Здесь $\alpha(x, \xi_i)$ — коэффициент теплообмена, который описывает тепловой поток на длине x , когда есть только одна ступень в температуре стенки в точке ξ_i , а участок до точки $x = \xi_i$ рассматривается как теплоизолированный, $\Delta T_{ст_i} = (T_{ст_i} - T_{ст_{i-1}})$ — скачок температуры поверхности в точке $x = \xi_i$.

Для определения коэффициентов теплообмена и трения в турбулентном пограничном слое удобно использовать степенные законы

$$c_{f_0}/2 = A \text{Re}^{** - m}; \quad (1.8)$$

$$\text{St}_0 = A \text{Re}_\tau^{** - m} \text{Pr}^{-0.75}, \quad (1.9)$$

что соответствует степенным профилям скоростей $\omega = \xi^n$ и температур в заданном интервале чисел Рейнольдса. Здесь Re^{**} и Re_τ^{**} — числа Рейнольдса, рассчитанные по толщинам потерь импульса и энергии:

$$\delta^{**} = \int_0^\delta \frac{\rho W}{\rho_0 W_0} \left(1 - \frac{W}{W_0} \right) dy; \quad \delta_\tau^{**} = \int_0^\delta \frac{\rho W}{\rho_0 W_0} \left(1 - \frac{T - T_{ст}}{T_0 - T_{ст}} \right) dy.$$

Значения коэффициента A и показателя степени m в зависимости от формы профиля скорости следующие [138]:

n	1/7	1/8	1/9	1/10	
A	0,0126	0,0103	0,0095	0,0074	(1.10)
m	0,250	0,222	0,200	0,182	

$$\frac{d\delta_T^{**}}{dx} + \delta_T^{**} \left[\frac{1}{W_1} \cdot \frac{dW_1}{dx} + \frac{1}{\Delta T} \cdot \frac{d\Delta T}{dx} \right] = \frac{q_{ct}}{c_{p0} \rho_0 W_1 \Delta T} = St_1; \quad (1.13)$$

$$d\delta_T^{**}/dx = \tau_{ct}/\rho_0 W_0^2 = c_{f0}/2, \quad (1.14)$$

где

$$\delta_T^{**} = \int_0^{\delta_T} \frac{\rho W}{\rho_0 W_1} \left(1 - \frac{T - T_{ct}}{T_0 - T_{ct}} \right) dy; \quad \delta^{**} = \int_0^{\delta} \frac{\rho W}{\rho_0 W_0} \left(1 - \frac{W}{W_0} \right) dy; \quad (1.15)$$

St_1 — число Стентона, рассчитанное по скорости на границе теплового пограничного слоя W_1 .

Для решения интегральных соотношений энергии и импульсов воспользуемся степенными законами теплообмена и трения (1.8) и (1.9). Будем предполагать, что они консервативны к изменению граничных условий (в частности, к изменению скорости на внешней границе пограничного слоя).

Рассмотрим случаи постоянной температуры стенки и постоянного теплового потока на участке теплообмена.

Интегральное соотношение энергии теплового пограничного слоя на пластине с постоянной температурой поверхности ($T_{ct} = \text{const}$) имеет вид

$$\frac{d(\delta_T^{**} W_1)}{W_1 dx} = \frac{\alpha}{c_{p0} \rho_0 W_1} = St_1. \quad (1.16)$$

Закон теплообмена (1.9) при $Pr \approx 1$ записывается через локальные характеристики теплового пограничного слоя в рассматриваемых условиях:

$$St_1 = \alpha/c_{p0} \rho_0 W_1 = A/Re_{\tau_1}^{**m}, \quad (1.17)$$

где $Re_{\tau_1}^{**} = \rho_0 W_1 \delta_T^{**}/\mu_0$ — число Рейнольдса, рассчитанное по толщине потери энергии и скорости на внешней границе теплового пограничного слоя.

При степенных профилях скорости и температуры

$$\frac{W}{W_0} = \left(\frac{y}{\delta} \right)^n; \quad \frac{T - T_{ct}}{T_0 - T_{ct}} = \left(\frac{y}{\delta_T} \right)^n \quad (1.18)$$

из выражений для толщины потери энергии и импульса (1.15) следует, что и в этом случае сохраняется соотношение

$$\frac{\delta_T^{**}}{\delta_T} = \frac{n}{(2n+1)(n+1)} = \frac{\delta^{**}}{\delta}. \quad (1.19)$$

С учетом (1.18) и (1.19) для рассматриваемого случая можно получить связь между числами Рейнольдса, рассчитанными по толщинам потери энергии и импульса:

$$Re_{\tau_1}^{**} = \frac{\rho_0 W_1 \delta_T^{**}}{\mu_0} = \frac{\rho_0 W_0 \delta^{**}}{\mu_0} \left(\frac{\delta_T^{**}}{\delta^{**}} \right)^{n+1} = Re^{**} \left(\frac{\delta_T^{**}}{\delta^{**}} \right)^{n+1}. \quad (1.20)$$

Из соотношений (1.17) — (1.20) имеем следующее выражение для числа Стентона в турбулентном пограничном слое с начальным адиабатическим участком:

$$St = St \left(\frac{W_0}{W_1} \right) = \frac{\alpha}{c_{p0} \rho_0 W_0} = \frac{A}{Re^{**m}} \left(\frac{\delta^{**}}{\delta_T^{**}} \right)^{m(n+1)-n}. \quad (1.21)$$

Здесь St — число Стентона, рассчитанное по скорости невозмущенного потока; Re^{**} — число Рейнольдса, рассчитанное по толщине потери импульса и скорости невозмущенного потока.

Из равенства (1.19) имеем

$$\delta/\delta_T = \delta^{**}/\delta_T^{**} = Re^{**}/Re_T^{**}. \quad (1.22)$$

Подставляя (1.22) в (1.21), получаем функцию, учитывающую влияние начального адиабатического участка на коэффициент теплообмена, которая выражена через локальные характеристики пограничного слоя:

$$\varphi(x, x_0) = \frac{2St}{c_{f0}} = \frac{St}{St_x} = \left(\frac{Re^{**}}{Re_T^{**}} \right)^{m(n+1)-n}. \quad (1.23)$$

Здесь $St_x = c_{f0}/2$ — число Стентона, соответствующее коэффициенту трения, когда тепловой и динамический слои развиваются от начала пластины.

В первом приближении можно принять, что толщина теплового пограничного слоя, затопленного в динамическом, изменяется по тому же закону, как и в случае, когда тепловой и динамический слои начинаются из одной точки $x = x_0$. Тогда из решения интегральных соотношений импульсов и энергии

$$dRe^{**}/dRe_x = A/Re^{**m} = c_{f0}/2; \quad (1.24)$$

$$dRe_T^{**}/dRe_x = A/Re_T^{**m} = St_0 \quad (1.25)$$

при $Pr \approx 1$ получаем значение чисел Рейнольдса Re^{**} Re_T^{**} в виде

$$Re^{**} = [Re_0^{**m+1} + A(m+1)Re_{\Delta x}]^{\frac{1}{m+1}} = [A(m+1)Re_x]^{\frac{1}{m+1}}; \quad (1.26)$$

$$Re_T^{**} = [A(m+1)Re_{\Delta x}]^{\frac{1}{m+1}}. \quad (1.27)$$

И наконец, функцию, учитывающую влияние динамической предыстории потока (начального адиабатического участка) на плоской пластине, можно выразить через геометрические характеристики с учетом (1.23), (1.26), (1.27):

$$\varphi(x, x_0) = \frac{St}{St_x} = \left(\frac{x}{x-x_0} \right)^{\frac{m(n+1)-n}{m+1}}. \quad (1.28)$$

Если принять степенной профиль с $n = 1/7$ (чему соответствует $m = 0,25$), формулу (1.28) можно представить в виде

$$\varphi(x, x_0) = \frac{St}{St_x} = \left(\frac{x}{x-x_0} \right)^{0,114}. \quad (1.29)$$

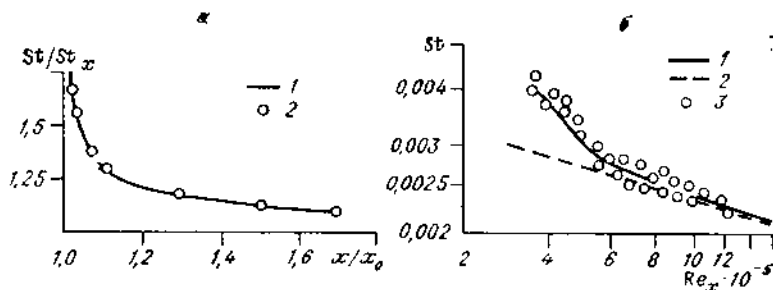


Рис. 1.2. Влияние начального адиабатического участка на коэффициент теплообмена.

а — $T_{ст} = \text{const}$, 1, 2 — расчет по формулам (1.29) и (1.30); б — $q_{ст} = \text{const}$, 1, 2 — расчет по формуле (1.33) с учетом и без учета влияния адиабатического участка, 3 — опытные точки [76].

Как видно из рис. 1.2, а, расчет по этому уравнению хорошо согласуется с формулой, описывающей опыты Рейнольдса и др. [301]:

$$\frac{St}{St_x} = \left[1 - \left(\frac{x_0}{x} \right)^{0.9} \right]^{-\frac{1}{9}}. \quad (1.30)$$

Таким образом, коэффициент теплоотдачи на пластине при постоянной температуре стенки с учетом динамической предыстории потока можно рассчитывать по следующим формулам:

а) когда число Стентона St_x определяется по длине динамического слоя

$$St = St_x \varphi(x, x_0) = St_x \left[\frac{Re_0^{**m+1} + A(m+1) Re_{\Delta x}}{A(m+1) Re_{\Delta x}} \right]^{\frac{m(n+1)-n}{m+1}}, \quad (1.31)$$

$$St = 0,029 Re_x^{-0.2} Pr^{-0.6} \left(\frac{x}{x-x_0} \right)^{0.114};$$

б) когда число Стентона $St_{\Delta x}$ определяется по длине теплового слоя

$$St = St_{\Delta x} f(x, x_0) = St_{\Delta x} \left[\frac{A(m+1) Re_{\Delta x}}{Re_0^{**m+1} + A(m+1) Re_{\Delta x}} \right]^{\frac{n(1-m)}{m+1}}, \quad (1.32)$$

$$St = 0,029 Re_{\Delta x}^{-0.2} Pr^{-0.6} \left(\frac{x-x_0}{x} \right)^{0.086}.$$

При постоянном тепловом потоке на участке теплообмена интегральное соотношение энергии за теплоизолированным участком можно представить в виде

$$\frac{d(\delta_r^{**} W_1 \Delta T)}{W_1 \Delta T dx} = \frac{q_{ст}}{c_p \rho_0 W_1 \Delta T} = St_1. \quad (1.33)$$

Интегрируя его от x_0 до x при условии $q_{\text{ст}} = \text{const}$, получаем

$$\delta_{\tau}^{**} = \frac{q_{\text{ст}} \Delta x}{c_{p_0} \rho_0 W_1 \Delta T} = St_1 \Delta x \text{ или } St_1 = \frac{Re_{\tau_1}^{**}}{Re_{\Delta x_1}}, \quad (1.34)$$

где
$$Re_{\tau_1}^{**} = \frac{\rho_0 W_1 \delta_{\tau}^{**}}{\mu_0}; \quad Re_{\Delta x_1} = \frac{\rho_0 W_1 \Delta x}{\mu_0}.$$

Используя тот же закон теплообмена (1.9), что и при постоянной температуре стенки, и равенство (1.34), найдем, что

$$St_1 = \frac{\alpha}{c_{p_0} \rho_0 W_1} = \frac{A^{\frac{1}{m+1}}}{\left(\frac{\rho_0 W_1}{\mu_0} \Delta x \right)^{\frac{m}{m+1}} \frac{0.75}{Pr^{\frac{m}{m+1}}}}. \quad (1.35)$$

Определяя, как и при условии $T_{\text{ст}} = \text{const}$, число Стентона по скорости невозмущенного потока W_0 , получаем

$$St = \frac{\alpha}{c_{p_0} \rho_0 W_0} = \frac{A^{\frac{1}{m+1}}}{\left(\frac{\rho_0 W_0}{\mu_0} \Delta x \right)^{\frac{m}{m+1}} \frac{0.75}{Pr^{\frac{m}{m+1}}}} \left(\frac{W_1}{W_0} \right)^{\frac{1}{m+1}}. \quad (1.36)$$

Тогда для воздуха $Pr = 0.71$ при $n = 1/7$

$$St = 0.037 Re_{\Delta x}^{-0.2} (\delta_{\tau}/\delta)^{0.8}. \quad (1.37)$$

С учетом соотношений (1.22) и (1.27) окончательно имеем

$$St = 0.037 Re_{\Delta x}^{-0.2} \left(\frac{x - x_0}{x} \right)^{0.91}, \quad (1.38)$$

или

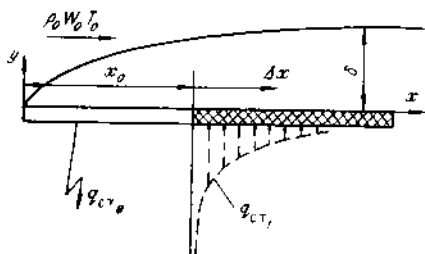
$$St = 0.037 Re_x^{-0.2} \left(\frac{x}{x - x_0} \right)^{0.109}.$$

Как видно из сравнения формул (1.38) и (1.31), (1.32), функции, учитывающие влияние адиабатического участка на коэффициент теплообмена при постоянных тепловом потоке и температуре стенки, практически совпадают. На рис. 1.2, б расчет по формуле (1.38) сопоставлен с опытными данными о теплообмене при $q_{\text{ст}} = \text{const}$ и наличии предвключенного теплоизолированного участка. Соответствие расчета с опытом удовлетворительное.

§ 1.3. Тепловая завеса за участком теплообмена

Схема течения показана на рис. 1.3. Плоская стенка обтекается потоком горячего газа. Начальный участок поверхности интенсивно охлаждается при условии $T_{\text{ст}} = T_{\text{ст}_0} = \text{const}$. В области $x > x_0$ теплообмен через стенку отсутствует, и на некотором рас-

Рис. 1.3. Тепловая завеса за участком теплообмена.



стоянии она защищается образовавшимся относительно холодным пограничным слоем. Температура на адиабатическом участке поверхности $T_{ст}^*$ растет, асимптотически приближаясь к температуре невозмущенного газового потока. Задачей расчета является определение закона изменения этой температуры (эффективности завесы). Рассмотрим однородный турбулентный пограничный слой газа, физические свойства которого в заданном интервале температур будем считать постоянными.

При теоретическом анализе эффективности тепловых завес воспользуемся решением для пограничного слоя со ступенчатым распределением температуры стенки (1.7) и гипотезой о том, что коэффициент теплообмена в зоне завесы можно определять формулой, аналогичной определению коэффициента теплоотдачи при течении газа с большими скоростями [102, 251, 252]:

$$\alpha = q_{ст} / (T_{ст} - T_{ст}^*). \quad (1.39)$$

Справедливость этой гипотезы будет показана также в гл. 2.

Тепловой поток, который необходимо подвести на участок $x > x_0$ (см. рис. 1.3), чтобы температура стенки на нем была равна температуре невозмущенного потока T_0 , с учетом уравнений (1.7), (1.31) и (1.32) можно записать в виде

$$q_{ст1} = \rho_0 W_0 c_{p_0} [St_x (T_{ст_0} - T_0) + St_{\Delta x} f(x, x_0) (T_0 - T_{ст_0})], \quad (1.40)$$

где St_x — число Стентона в рассматриваемом сечении при $T_{ст} = \text{const}$, когда тепловой и динамический пограничные слои развиваются от начала пластины $x = 0$, а $St_{\Delta x}$ — когда они развиваются от точки $x = x_0$; $f(x, x_0)$ — функция, учитывающая влияние динамической предыстории потока на коэффициент теплообмена, если число Стентона рассчитано по длине теплового пограничного слоя.

В соответствии с определением (1.39) этот же тепловой поток $q_{ст1}$ на участке $x > x_0$ можно выразить и через температуру адиабатической стенки $T_{ст}^*$ («равновесную» температуру стенки):

$$q_{ст1} = \rho_0 W_0 c_{p_0} (T_0 - T_{ст}^*) St. \quad (1.41)$$

Если для определения чисел Стентона в формулах (1.40) и (1.41) воспользоваться степенным законом теплообмена (1.9), то получим следующее выражение для эффективности заградительного охлаждения:

$$\frac{\Theta}{Re_{\tau}^{**m}} = \frac{1}{Re_{\tau \Delta x}^{**m}} f(x, x_0) - \frac{1}{Re_{\tau x}^{**m}}. \quad (1.42)$$

Здесь $\Theta = (T_0 - T_{\text{ст}}^*) / (T_0 - T_{\text{ст}0})$ — относительная температура адиабатической стенки или, как принято ее называть, — эффективность тепловой завесы.

Значения $\text{Re}_{\tau x}^{**}$ и $\text{Re}_{\Delta x}^{**}$ находятся из решения уравнения энергии (1.25) для теплового пограничного слоя при $T_{\text{ст}} = \text{const}$, когда он развивается соответственно от начала пластины или от точки $x = x_0$:

$$\begin{aligned} \text{Re}_{\tau x}^{**} &= [\text{Re}_{\tau_0}^{**m+1} + A(m+1) \text{Re}_{\Delta x}]^{\frac{1}{m+1}}; \\ \text{Re}_{\Delta x}^{**} &= [A(m+1) \text{Re}_{\Delta x}]^{\frac{1}{m+1}}. \end{aligned} \quad (1.43)$$

Функция $f(x, x_0)$ в соответствии с уравнением (1.32) имеет вид

$$f(x, x_0) = \left[\frac{A(m+1) \text{Re}_{\Delta x}}{\text{Re}_0^{**1+m} + A(m+1) \text{Re}_{\Delta x}} \right]^{\frac{n(1-m)}{m+1}}. \quad (1.44)$$

Неизвестное значение числа Рейнольдса Re_{τ}^{**} в формуле (1.42) определяется из уравнения энергии на неадиабатической стенке в области завесы, которое, следуя работе [136], можно записать как

$$\frac{d}{dx} [(T_{\text{ст}} - T_{\text{ст}}^*) \delta_{\tau}^{**}] = \frac{q_{\text{ст}1}}{\rho_0 W_0 c_{p_0}}$$

или в нашем случае, когда при $x > x_0$ температура стенки равна температуре набегающего потока, как

$$\frac{d}{dx} [(T_0 - T_{\text{ст}}^*) \delta_{\tau}^{**}] = \frac{q_{\text{ст}1}}{\rho_0 W_0 c_{p_0}}, \quad (1.45)$$

где $\delta_{\tau}^{**} = \int_0^{\delta_{\tau}} \frac{\rho W}{\rho_0 W_0} \left(\frac{T - T^*}{T_0 - T_{\text{ст}}^*} \right) dy$ — толщина потери энергии пограничного слоя при наличии теплообмена в зоне завесы; T^* — температура в рассматриваемой точке пограничного слоя при наличии завесы на теплоизолированной поверхности.

Интегрируя (1.45) от x_0 до x , получаем

$$\rho_0 W_0 c_{p_0} (T_0 - T_{\text{ст}}^*) \delta_{\tau}^{**} = \int_{x_0}^x q_{\text{ст}1} dx.$$

При $x \gg x_0$ в случае ступенчатого изменения температуры стенки должно выполняться соотношение

$$\int_{x_0}^x q_{\text{ст}1} dx = - \int_0^{x_0} q_{\text{ст}0} dx = \rho_0 W_0 c_{p_0} (T_0 - T_{\text{ст}0}) \delta_{\tau_0}^{**}.$$

По-видимому, распространение этого условия на конечные значения x не внесет существенной погрешности, так как $q_{\text{ст}1}$ имеет

экспоненциальный характер, и заметное изменение величины интеграла может быть только при малых значениях x .

Из двух последних соотношений находим, что

$$\text{Re}_\tau^{**} = \text{Re}_{\tau_0}^{**} / \Theta. \quad (1.46)$$

И наконец, из уравнения (1.42) и (1.46) получаем в общем виде выражение для эффективности газовой завесы

$$\Theta = \left[\left(\frac{\text{Re}_{\tau x}^{**}}{\text{Re}_{\tau \Delta x}} \right)^m f(x, x_0) - 1 \right]^{\frac{1}{m+1}} \left(\frac{\text{Re}_{\tau_0}^{**}}{\text{Re}_{\tau x}^{**}} \right)^{\frac{m}{m+1}}. \quad (1.47)$$

Из решения интегральных соотношений импульсов (1.24) и энергии (1.25) на участке теплообмена ($0 < x < x_0$) при $\text{Pr} \approx 1$ следует, что

$$\text{Re}_{\tau_0}^{**} = \text{Re}_0^{**} = [A(m+1) \text{Re}_{x_0}]^{\frac{1}{m+1}}. \quad (1.48)$$

Подставляя (1.43), (1.44) и (1.48) в уравнение (1.47), получим при $n = 1/7$ следующее выражение для эффективности защиты теплоизолированной части поверхности за участком теплообмена:

$$\Theta = \left[\left(\frac{x}{x-x_0} \right)^{0.114} - 1 \right]^{0.8} \left(\frac{x_0}{x} \right)^{0.16}. \quad (1.49)$$

Сопоставление расчетов по формуле (1.49) с опытными данными, полученными в турбулентном пограничном слое за участком теплообмена на плоской пластине, представлено на рис. 1.4. Опыты [40] проводились при постоянном тепловом потоке, а в работах [129, 301] — при постоянной температуре стенки на начальном участке теплообмена.

§ 1.4. Тепловая завеса за участком пористого вдува

Схема такого рода защиты показана на рис. 1.5. Через пористую вставку на участке $0 < x < x_0$ в пограничный слой подается охлаждающий газ с температурой T' . Из теплового баланса на пористой поверхности следует, что

$$q_{ст} = j_{ст} c'_p (T_{ст} - T'), \quad (1.50)$$

где $j_{ст} = \rho_{ст} W_{ст}$ — поперечный поток вещества на стенке. Параметры пограничного слоя в конце пористого участка определяются из расчета течения на пористой стенке. Из дифференциального уравнения (1.5) для пограничного слоя на проницаемой поверхности можно получить интегральное соотношение энергии в виде

$$\frac{d \text{Re}_\tau^{**}}{d\bar{x}} + \frac{\text{Re}_\tau^{**}}{\Delta T} \cdot \frac{d\Delta T}{d\bar{x}} - \frac{j_{ст}}{\rho_0 W_0} \text{Re}_L = \frac{q_{ст}}{\rho_0 W_0 c_{p_0} \Delta T} \text{Re}_L. \quad (1.51)$$

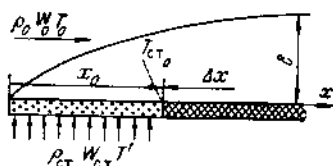
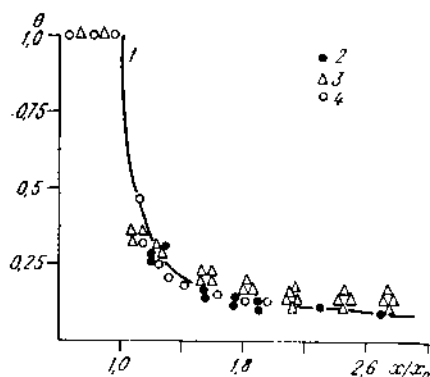


Рис. 1.5. Схема тепловой завесы за пористым участком.

Рис. 1.4. Эффективность завесы за участком теплообмена.

1 — расчет по формуле (1.49). Опыты: 2 — В. П. Лебедева [40]; 3 — В. П. Комарова [129]; 4 — Рейнольдса, Кейса, Клайна [301].

Здесь $\bar{x} = x/L$; $Re_L = \rho_0 W_0 L / \mu_0$; $\Delta T = T_0 - T_{ст}$. Уравнение (1.51) с учетом (1.50) при $c_p \approx c_{p_0}$ можно переписать в более удобной форме:

$$\frac{d[Re_{т}^{**} \Delta T]}{d\bar{x}} = \frac{j_{ст}(T_0 - T')}{\rho_0 W_0} Re_L. \quad (1.52)$$

Интегрируя это уравнение по длине пористого участка от $x=0$ до $x=x_0$, получим выражение для числа Рейнольдса, рассчитанного по толщине потери энергии в конце пористой секции:

$$Re_{т_0}^{**} = Re_{ст_0} \frac{T_0 - T'}{T_0 - T_{ст_0}}, \quad (1.53)$$

где $T_{ст_0}$ — температура стенки в конце пористого участка;

$$Re_{ст_0} = \frac{1}{\mu_0} \int_0^{x_0} j_{ст} dx \quad (1.54)$$

— число Рейнольдса, рассчитанное по количеству охладителя, подаваемого на единицу ширины поверхности. В случае постоянного вдува на пористом участке $j_{ст} = \text{const}$

$$Re_{ст_0} = j_{ст} x_0 / \mu_0.$$

При интенсивных вдувах температура пористой стенки близка к температуре вдуваемого газа: $T_{ст_0} \approx T'$ и $Re_{т_0}^{**} = Re_{ст_0}$.

Для расчета температуры теплоизолированной части стенки (эффективности завесы за пористым участком) воспользуемся уже полученными формулами (1.47), (1.43) и (1.44). Влияние вдува будем учитывать через параметры пограничного слоя $Re_{т_0}^{**}$ и Re_0^{**} в конце пористой секции. Причем в рассматриваемых условиях однородного пограничного слоя с постоянными физическими свой-

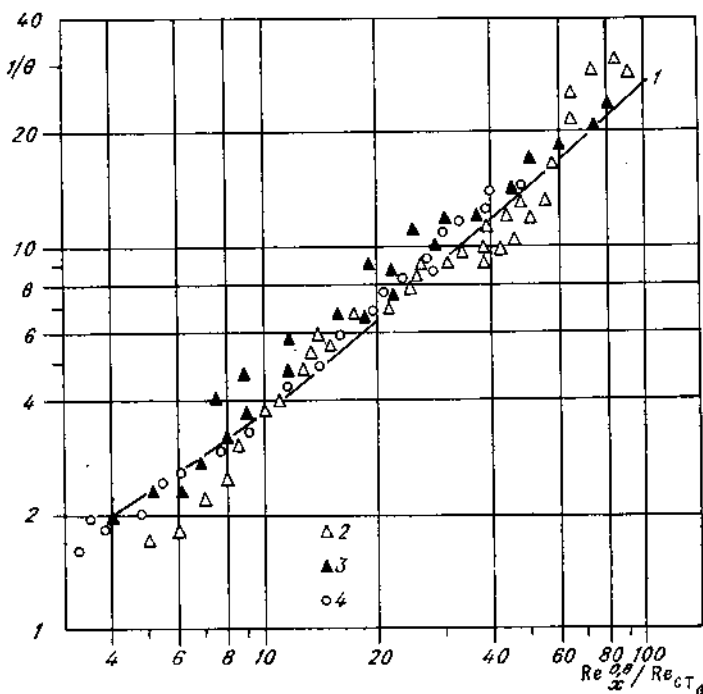


Рис. 1.6. Эффективность газовой завесы за пористым участком.

1 — расчет по формуле (1.56). Опыты: 2 — В. П. Комарова [129];
3 — Нишиваки и др. [297]; 4 — Гольдштейна и др. [84].

ствами при $Pg \approx 1$ толщина потери энергии пограничного слоя на пористой поверхности будет равна толщине потери импульса, т. е. $Re_{\tau_0}^{**} \approx Re_0^{**}$. Тогда из уравнений (1.47), (1.43) и (1.44) получаем эффективность газовой завесы

$$\Theta = \frac{T_0 - T_{\sigma_0}^*}{T_0 - T_{\sigma_0}} = \left[\left(1 + 62,5 \frac{Re_{\tau_0}^{**1,25}}{Re_{\Delta x}} \right)^{0,114} - 1 \right]^{0,8} \left(1 + 0,016 \frac{Re_{\Delta x}}{Re_{\tau_0}^{**1,25}} \right)^{0,16}, \quad (1.55)$$

где число Рейнольдса $Re_{\tau_0}^{**}$ в общем случае определяется по формулам (1.53) и (1.54).

Поскольку пористый участок обычно выполняется небольшим, то при значительных вдувах условия на его поверхности можно считать близкими к критическим, т. е. $T_{\sigma_0} \approx T'$ и $Re_{\tau_0}^{**} \approx Re_{\sigma_0}^*$. В этом случае эффективность Θ определяется относительно температуры вдуваемого газа, и нет необходимости рассчитывать температуру пористой стенки:

$$\Theta = \frac{T_0 - T_{\text{ст}}^*}{T_0 - T'} = \left[\left(1 + 62,5 \frac{\text{Re}_{\text{ст}0}^{1,25}}{\text{Re}_{\Delta x}} \right)^{0,114} - 1 \right]^{0,8} / \left(1 + 0,016 \frac{\text{Re}_{\Delta x}}{\text{Re}_{\text{ст}0}^{1,25}} \right)^{0,16} \quad (1.56)$$

На рис. 1.6 расчеты по этой формуле сопоставлены с опытными данными [84, 129, 297], полученными на теплоизолированной пластине за пористой секцией. Опыты проводились при однородном вдуве (воздуха в воздух) в условиях, близких к изотермическим.

Аналогичные экспериментальные данные получены в работах [193, 201], при этом в [193] показано, что в диапазоне умеренных и малых вдувов необходимо учитывать отличие температуры поверхности пористой стенки от температуры вдуваемого газа. Оно естественно оказывает наибольшее влияние на эффективность за-весы вблизи пористой секции.

§ 1.5. Вдув через одиночную тангенциальную щель

Схема течения при щелевом вдуве показана на рис. 1.7. Охлаждающий газ вдувается через щель шириной s со средней скоростью в выходном сечении $\bar{W}_s$ и температурой T_s . Рассмотрим однородный вдув, когда физические свойства вдуваемого газа и основного потока одинаковы. Тепловой поток через пластину отсутствует. На участке $x < x_0$ пластина соприкасается только со вдуваемым газом, и ее температура равна температуре вдуваемого газа $T_{\text{ст}0} = T_s$, а эффективность завесы $\Theta = 1$. Начиная с сечения $x = x_0$, вследствие перемешивания вдуваемого газа с основным потоком эффективность защиты падает.

Длину начального участка x_0 можно определить, используя теоретическую зависимость Г. Н. Абрамовича [1, 2] для ядра свободной плоской турбулентной струи:

$$\bar{x}_0 = \frac{x_0}{s} = \pm \frac{W_0 + W_s}{W_0 - W_s} \left[0,112 + 0,036 \frac{W_0}{W_s} \right]^{-1}, \quad (1.57)$$

где знак минус соответствует режимам с $W_s > W_0$. При $\bar{W}_s = W_s/W_0 < 0,8$ длину начального участка можно определить, используя более простую эмпирическую зависимость [64]

$$\bar{x}_0 = 28 \bar{W}_s^{1,25}. \quad (1.58)$$

Как уже указывалось в § 1.1, из анализа экспериментальных данных следует, что при подаче охладителя через тангенциальную щель профиль скоростей в пограничном слое достаточно быстро вырождается в развитый степенной профиль пристенного турбулентного пограничного слоя. В частности, в работе А. В. Лебедева и Ю. В. Швайковского [147] на основе анализа полей средних и пульсационных скоростей показано, что закономерности

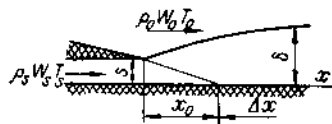


Рис. 1.7. Схема щелевого вдува.

свободной струйной турбулентности проявляются при $x/s < 20$. Ниже по течению (при $x/s > 20$) превалируют закономерности пристенной турбулентности. На основании этих опытных фактов для расчета эффективности заградительного охлаждения за тангенциальной щелью можно принять физическую модель развившегося пристенного турбулентного пограничного слоя.

Будем предполагать, что в сечении щели уже имеется развившийся пограничный слой с соответствующими значениями толщин потерь энергии $\delta_{\tau_0}^{**}$ и импульса δ_0^{**} , которые определяются интенсивностью вдува. С удалением от щели сохраняются обычные закономерности пристенного турбулентного пограничного слоя. Значения толщин потерь энергии и импульса в сечении щели находят-ся из определения:

$$\delta_{\tau_0}^{**} = \int_0^{\infty} \frac{\rho W}{\rho_0 W_0} \left(1 - \frac{T - T_{\text{ст}}}{T_0 - T_{\text{ст}}} \right) dy = \frac{\rho_s W_s}{\rho_0 W_0} s = m_1 s;$$

$$\delta_0^{**} = \int_0^{\infty} \frac{\rho W}{\rho_0 W_0} \left(1 - \frac{W}{W_0} \right) dy = \frac{\rho_s W_s}{\rho_0 W_0} \left(1 - \frac{W_s}{W_0} \right) s = m_1 (1 - \bar{W}_s) s.$$

Для газа с постоянными физическими свойствами

$$\delta_{\tau_0}^{**} = m_1 s; \text{Re}_{\tau_0}^{**} = \frac{\rho_0 W_0 \delta_{\tau_0}^{**}}{\mu_0} = \text{Re}_s \frac{\mu_s}{\mu_0};$$

$$\delta_0^{**} = m_1 s (1 - \bar{W}_s); \text{Re}_0^{**} = \text{Re}_s \frac{\mu_s}{\mu_0} (1 - \bar{W}_s).$$
(1.59)

Здесь $m_1 = \frac{\rho_s W_s}{\rho_0 W_0}$; $\text{Re}_s = \frac{\rho_s W_s s}{\mu_s}$.

На начальном участке $0 < x < x_0$ толщина потери энергии своего значения не меняет, так как теплообмен через стенку отсутствует, и из уравнения энергии на этом участке (при $T_{\text{ст}} = T_s = \text{const}$)

$$\frac{d\text{Re}_{\tau}^{**}}{dx} = \frac{q_{\text{ст}}}{\rho_0 W_0 c_{p_0} \Delta T} \text{Re}_L = 0$$

следует, что $\text{Re}_{\tau}^{**} = \text{Re}_{\tau_0}^{**}$. Тогда в соответствии с принятой моделью пограничного слоя находим характерные его величины по уравнениям (1.43) с учетом (1.59):

$$\text{Re}_{\tau x}^{**} = \left[\left(\text{Re}_s \frac{\mu_s}{\mu_0} \right)^{m+1} + A(m+1) \text{Re}_{\Delta x} \right]^{\frac{1}{m+1}};$$

$$\text{Re}_{\tau \Delta x}^{**} = [A(m+1) \text{Re}_{\Delta x}]^{\frac{1}{m+1}}.$$
(1.60)

Функция $f(x, x_0)$, учитывающая влияние динамической предисто-

рии на коэффициенты тепломассообмена, определяется по уравнению (1.44) с учетом (1.59):

$$f(x, x_0) = \left[\frac{A(m+1) \operatorname{Re}_{\Delta x}}{\left(\operatorname{Re}_s \frac{\mu_0}{\mu_s} |1 - \bar{W}_s| \right)^{m+1} + A(m+1) \operatorname{Re}_{\Delta x}} \right]^{\frac{n(1-m)}{m+1}}. \quad (1.61)$$

И наконец, из уравнений (1.47), (1.60) и (1.61) для степенного профиля скоростей с $n = 1/7$ ($A = 0,0128$, $m = 0,25$) получим эффективность газовой завесы за тангенциальной щелью:

$$\Theta = \frac{\left[\left(1 + \frac{62,5}{K} \right)^{0,3} \left(1 + \frac{62,5}{K} |1 - \bar{W}_s|^{1,25} \right)^{-0,088} - 1 \right]^{0,8}}{(1 + 0,016 K)^{0,16}}, \quad (1.62)$$

где $\Theta = \frac{T_0 - T_{\text{ст}}^*}{T_0 - T_s^*}$; $K = \frac{\Delta x}{m_1 s} \left(\operatorname{Re}_s \frac{\mu_s}{\mu_0} \right)^{-0,25} = \frac{\operatorname{Re}_{\Delta x}}{\operatorname{Re}_s^{1,25}} \left(\frac{\mu_0}{\mu_s} \right)^{1,25}$.

Однако в этой формуле нет единого определяющего комплекса, который позволил бы обобщить опытные данные в широком диапазоне значений параметра вдува. Поэтому удобно рассмотреть некоторые предельные случаи:

а) Относительная скорость вдува мала: $\bar{W}_s \ll 1$. В этом случае значение толщины потери импульса в сечении щели δ_0^{**} близко к значению толщины потери энергии $\delta_{T_0}^{**}$, и из уравнения (1.62) можно получить следующую интерполяционную формулу для эффективности газовой завесы при малых вдувах:

$$\Theta = \left[\left(1 + \frac{62,5}{K + 0,143} \right)^{0,114} - 1 \right]^{0,8} / (1 + 0,016 K)^{0,16}. \quad (1.63)$$

Коэффициент 0,143 введен для удовлетворения граничным условиям (при $\Delta x = 0$, $\Theta = 1$), хотя существенного влияния на расчеты он не оказывает. Как видно из рис. 1.8, а, расчет по формуле (1.63) хорошо описывает экспериментальные данные [306], полученные при $\bar{W}_s < 0,2$.

б) Скорость вдуваемого газа близка к скорости основного потока: $\bar{W}_s \approx 1$. В данном случае толщина потери импульса в сечении щели стремится к нулю, и из уравнения (1.62) получаем интерполяционную формулу для эффективности завесы в виде

$$\Theta = \frac{\left[\left(1 + \frac{62,5}{K + 2} \right)^{0,2} - 1 \right]^{0,8}}{(1 + 0,016 K)^{0,16}}. \quad (1.64)$$

В этой формуле для удовлетворения граничным условиям при $\Delta x = 0$ вводится коэффициент 2.

Сопоставление расчетов по формуле (1.64) с опытными данными [55, 240, 284, 306], полученными при вдуве через одиночную,

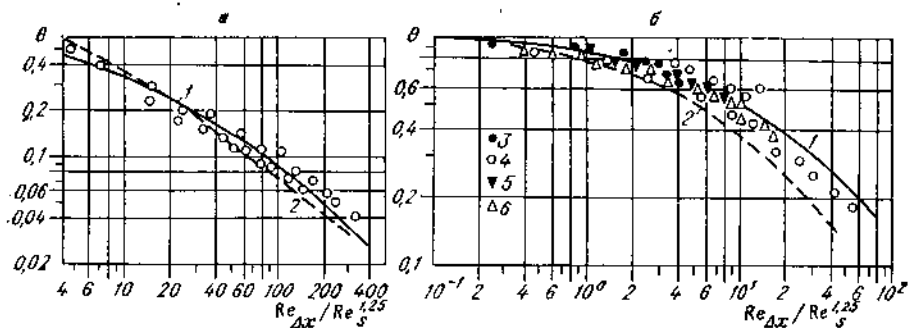


Рис. 1.8. Эффективность охлаждения адиабатической стенки при вдуве через тангенциальную щель.

а — относительная скорость вдува, $m_1 \approx W_s < 1$; 1, 2 — соответственно расчет по формулам (1.63) и (1.4), точки ($m_1 = 0,17 > 0,18$) — опыты Себана [306]; б — параметр вдува $m_1 \approx W_s \approx 1$; 1, 2 — соответственно расчет по формулам (1.64) и (1.4). Опыты: 3 — $m_1 = 1,02$ [55]; 4 — $0,76 < m_1 < 1,08$ [306]; 5 — $m_1 = 1,1$ [284]; 6 — $0,87 < m_1 < 1,3$ [240].

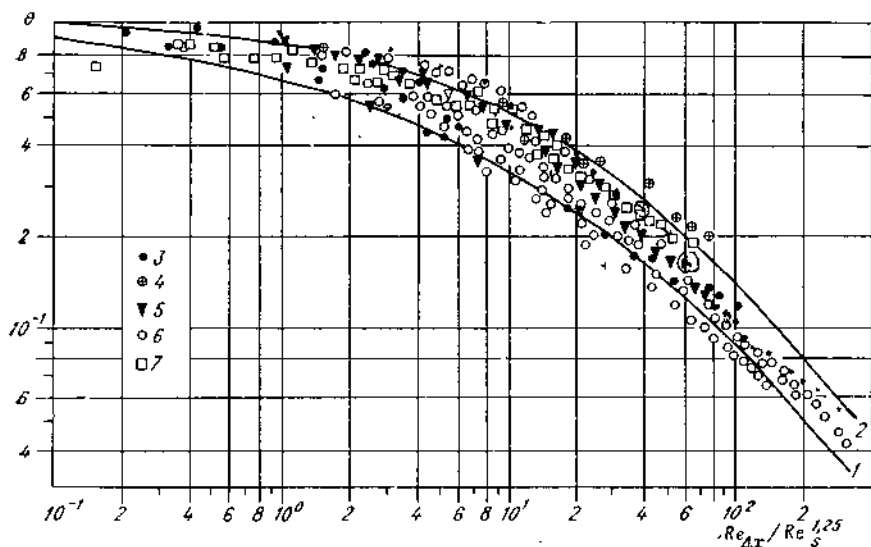


Рис. 1.9. Обобщение опытных данных различных авторов об эффективности завесы за одиночной тангенциальной щелью ($0 < m_1 < 1$).

1, 2 — расчет по формулам (1.63) и (1.64). Опыты: 3 — $0,37 < m_1 < 1,02$ [55]; 4 — $0,15 < m_1 < 0,519$ [102]; 5 — $0,28 < m_1 < 1,1$ [76]; 6 — $0,17 < m_1 < 1,08$ [209, 210]; 7 — $0,36 < m_1 < 1,3$ [240].

щель вдоль гладкой стенки с $0,76 \leq \bar{W}_s \leq 1,33$, показано на рис. 1.8, б. На рис. 1.8, а, б, кроме того, приводится расчет по формуле С. С. Кутателадзе и А. И. Леонтьева (1.4). Эта формула хорошо описывает опыты при малых вдувах. При $m_1 \approx 1$ расчет по предлагаемому методу лучше согласуется с экспериментальными данными.

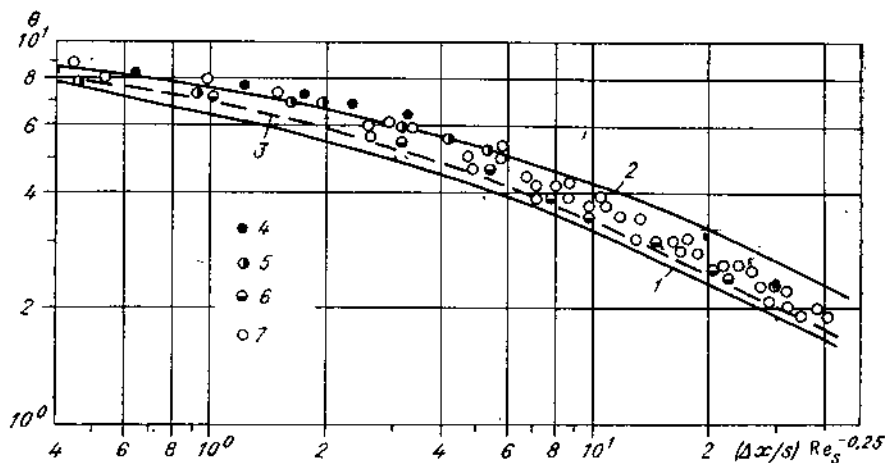


Рис. 1.10. Эффективность щелевой завесы при параметре вдува $m_1 = \bar{W}_s > 1$. Расчеты: 1 — по формуле (1.65); 2 — по формуле (1.62) при $\bar{W}_s = 2$; 3 — по формуле (1.66). Опыты: 4 — $\bar{W}_s = 3,28$ [55]; 5 — $\bar{W}_s = 1,98$ [306]; 6 — $\bar{W}_s = 20,8$ [306]; 7 — $\bar{W}_s < 10$ [306].

Опытные данные различных авторов об эффективности газовой завесы на адиабатической стенке за единичной тангенциальной щелью при параметре вдува $0 < m_1 < 1$ представлены на рис. 1.9. Как видно, опытные точки располагаются между двумя кривыми, рассчитанными по формулам (1.63) и (1.64) для двух предельных случаев: $m_1 \ll 1$ и $m_1 \approx 1$.

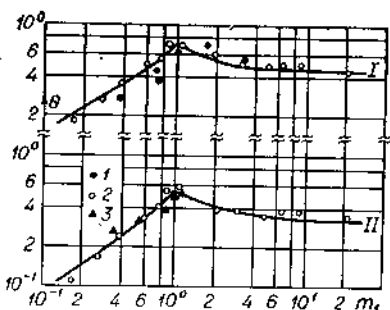
в) Скорость вдува намного выше скорости основного потока: $m_1 \approx \bar{W}_s \gg 1$. При выводе формулы (1.62) использовалась физическая модель развившегося пристенного турбулентного пограничного слоя, что, по-видимому, справедливо только при $\bar{W}_s \leq 1$. Однако если в формуле (1.62) взять множитель $|1 - \bar{W}_s|$ по абсолютной величине, то оказывается, что эта формула достаточно удовлетворительно описывает опытные данные при $\bar{W}_s \gg 1$. В этом случае из (1.62) можно получить следующую интерполяционную формулу:

$$\Theta = \frac{T_0 - T_{\text{ст}}^*}{T_0 - T_s} = \left[\left(1 + \frac{62,5}{\frac{\Delta x}{s} \text{Re}_s^{-0.25} + 0,143} \right)^{0,114} - 1 \right]^{0,8}. \quad (1.65)$$

Из этой формулы следует, что при больших значениях параметра вдува m_1 зависимость эффективности от него практически исчезает.

На рис. 1.10 приводятся экспериментальные данные [55, 306] об эффективности пристенной струи, полученные в диапазоне относительных скоростей вдува от $\bar{W}_s \approx 2$ до 20. Они сравниваются с предельной формулой (1.65) и с расчетом по общей формуле (1.62) при $\bar{W}_s = 2$. Здесь же показан расчет по формуле Г. Н. Абрамовича

Рис. 1.11. Зависимость эффективности щелевого охлаждения от параметра вдува. Кривые — расчет по формуле (1.62): 1 — $\Delta x/s \text{Re}_s^{0,25} = 5$; II — $\Delta x/s \text{Re}_s^{0,25} = 10,5$. Опыты: 1 — [55]; 2 — [306]; 3 — [240].



[2] для температуры на оси плоской затопленной струи $W_1 \rightarrow \infty$:

$$\Theta = \frac{1,04}{V(ax/s) + 0,41}, \quad (1.66)$$

где эмпирический коэффициент $a \approx 0,1$. Можно отметить удовлетворительное соответствие расчетов и опытных данных.

В работе Себана [306] на основании анализа экспериментальных данных делается вывод о том, что на одном и том же расстоянии от щели с увеличением параметра вдува m_1 эффективность охлаждения адиабатической стенки Θ растет, достигает максимума при $m_1 \approx 1$ и далее с увеличением вдува начинает уменьшаться, асимптотически приближаясь к значению эффективности при $m_1 \approx 0,6$.

Аналогичный результат дают расчеты по формуле (1.62). Составление этих расчетов с опытными данными [55, 240, 306] при одинаковом параметре $(\Delta x/s) \text{Re}_s^{-0,25}$ показано на рис. 1.11. Уменьшение эффективности при $m_1 > 1$ можно объяснить ростом градиентов скоростей, а следовательно, и интенсивности турбулентного перемешивания.

Таким образом, предлагаемый метод расчета эффективности щелевого охлаждения в широком диапазоне параметра вдува удовлетворительно согласуется с известными экспериментальными данными. Во многих работах экспериментальные данные обобщаются с использованием комплекса $\text{Re}_{\Delta x}/\text{Re}_s^{1,25}$. При этом продольная координата Δx отсчитывается от точки $x = x_0$, начиная с которой снижается эффективность. Из формулы (1.62) видно, что при обобщении экспериментальных данных об эффективности завесы с помощью упомянутого комплекса возможно значительное расхождение опытных данных по параметру вдува $m_1 \approx W_s/W_0$. Это позволяет частично объяснить «расхождение» в экспериментальных результатах различных авторов при исследовании эффективности щелевого охлаждения.

§ 1.6. Многощелевой вдув

На практике при охлаждении камер сгорания, сопел и других конструкций однощелевого охлаждения может быть недостаточно. В этом случае в месте, где температура стенки за первой щелью близка к максимально допустимой из условий прочности конструкции, охладитель подается через вторую щель и т. д.

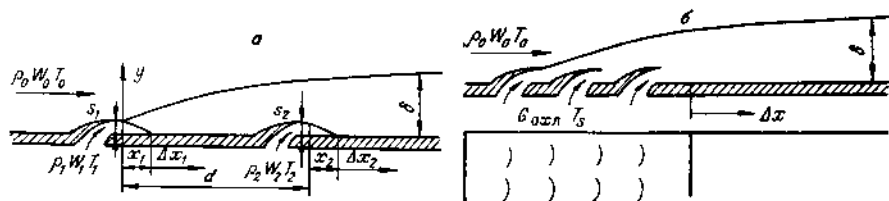


Рис. 1.12. Схемы многощелевого (а) и решетчатого (б) охлаждения.

Рассмотрим однородный турбулентный пограничный слой газа при вдуве охладителя через ряд последовательных тангенциальных щелей. Схема задачи показана на рис. 1.12, а. Поверхность обтекается газом с температурой T_0 и скоростью W_0 . Охлаждающий газ вдувается через ряд последовательных щелей шириной $s_1, s_2, s_3, \dots, s_n$ соответственно с температурой $T_1, T_2, \dots, T_n$ и скоростью $W_1, W_2, \dots, W_n$. Сразу за сечением каждой щели имеется зона $x_1, x_2, \dots, x_n$, в которой температура стенки не меняется и равна температуре вдуваемого газа. Протяженность этой зоны можно в первом приближении найти, используя формулу (1.57) или (1.58).

Теплообмен через стенку отсутствует: $q_{cr} = 0$. Температура стенки за первой щелью может быть найдена из расчетов эффективности завесы за одной щелью. Задача состоит в определении температуры адиабатической стенки T_{cr}^* за второй, третьей и другими щелями.

Картина течения в пограничном слое в рассматриваемых условиях более сложная, чем при вдуве охладителя через одиночную щель. Однако представляется возможным распространить и на этот случай предложенный выше метод расчета эффективности. Определим характерные параметры пограничного слоя в сечении каждой щели. Толщина потери энергии в сечении второй щели может быть выражена следующим образом:

$$\begin{aligned} \delta_{\tau_2}^{**} &= \int_0^\infty \frac{\rho W}{\rho_0 W_0} \left(\frac{T_0 - T}{T_0 - T_2} \right) dy = \int_0^{s_2} \frac{\rho W}{\rho_0 W_0} \left(\frac{T_0 - T}{T_0 - T_2} \right) dy + \\ &+ \int_{s_2}^\infty \frac{\rho W}{\rho_0 W_0} \left(\frac{T_0 - T}{T_0 - T_2} \right) dy = m_2 s_2 - \frac{T_0 - T_{cr_2}}{T_0 - T_2} (\delta_{\tau_0}^{**})_2, \end{aligned} \quad (1.67)$$

где $m_2 = \rho_2 W_2 / \rho_0 W_0$ — параметр вдува второй щели; T_{cr_2} — температура стенки над второй щелью. Интеграл

$$(\delta_{\tau_0}^{**})_2 = \int_{s_2}^\infty \frac{\rho W}{\rho_0 W_0} \left(\frac{T_0 - T}{T_0 - T_{cr_1}^*} \right) dy$$

представляет собой толщину потери энергии пограничного слоя над щелью в сечении второй щели.

Интегрируя уравнение энергии пограничного слоя от $x=0$ (сечение первой щели) до $x=d$ (сечение второй щели) при $q_{ст}=0$

$$d\delta_{\tau}^{**}/dx + (\delta_{\tau}^{**}/\Delta T)(d\Delta T/dx) = 0, \quad (1.68)$$

получаем, что эффективность защиты стенки над второй щелью определяется соотношением

$$\frac{T_0 - T_{ст_2}}{T_0 - T_1} = \frac{\delta_{\tau_1}^{**}}{(\delta_{\tau_0}^{**})}. \quad (1.69)$$

Здесь $\delta_{\tau_1}^{**} = m_1 s_1$ — толщина потери энергии в сечении первой щели. С учетом последнего соотношения из равенства (1.67) имеем выражение для толщины потери энергии в сечении второй щели:

$$\delta_{\tau_2}^{**} = m_2 s_2 + \frac{T_0 - T_1}{T_0 - T_2} \delta_{\tau_1}^{**} = m_2 s_2 + \frac{T_0 - T_1}{T_0 - T_2} m_1 s_1. \quad (1.70)$$

Аналогично можно показать, что толщина потери энергии в сечении третьей щели выражается следующим образом (при этом уравнение пограничного слоя интегрируется на участке между второй и третьей щелями):

$$\delta_{\tau_3}^{**} = m_3 s_3 + \frac{T_0 - T_2}{T_0 - T_3} \delta_{\tau_2}^{**} = m_3 s_3 + \frac{T_0 - T_2}{T_0 - T_3} m_2 s_2 + \frac{T_0 - T_1}{T_0 - T_3} m_1 s_1. \quad (1.71)$$

И наконец, толщина потери энергии в сечении n -й щели

$$\begin{aligned} \delta_{\tau_n}^{**} &= m_n s_n + \frac{T_0 - T_{n-1}}{T_0 - T_n} \delta_{\tau_{n-1}}^{**} = m_n s_n + \frac{T_0 - T_{n-1}}{T_0 - T_n} m_{n-1} s_{n-1} + \\ &+ \frac{T_0 - T_{n-2}}{T_0 - T_n} m_{n-2} s_{n-2} + \dots + \frac{T_0 - T_1}{T_0 - T_n} m_1 s_1. \end{aligned} \quad (1.72)$$

Как показано в работах [76, 240], при вдуве охладителя через тангенциальную щель значение толщины потери импульса пограничного слоя существенно отличается от значения в сечении щели только на больших расстояниях. Кроме того, известно, что локальные изменения в динамическом поле потока оказывают вторичное влияние на процессы переноса тепла. В связи с этим при анализе эффективности тепловой защиты в первом приближении можно принять, что изменение импульса до n -й щели происходит только в результате вдува через щели (т. е. пренебрегается трением на стенке между щелями до n -й щели). Тогда определение толщины потери импульса в сечении n -й щели упрощается:

$$\begin{aligned} \delta_n^{**} &= \int_0^{\infty} \frac{\rho_1 W_1}{\rho_0 W_0} \left(1 - \frac{W_1}{W_0}\right) dy + \int_0^{\infty} \frac{\rho_2 W_2}{\rho_0 W_0} \left(1 - \frac{W_2}{W_0}\right) dy + \dots + \\ &+ \int_0^{\infty} \frac{\rho_n W_n}{\rho_0 W_0} \left(1 - \frac{W_n}{W_0}\right) dy = m_1 s_1 \left(1 - \frac{W_1}{W_0}\right) + \end{aligned}$$

$$+ m_2 s_2 \left(1 - \frac{W_2}{W_0}\right) + \dots + m_n s_n \left(1 - \frac{W_n}{W_0}\right). \quad (1.73)$$

За n -й щелью также принимается модель развитого турбулентного пограничного слоя, как это было принято в случае вдува через одиночную щель. Следовательно, метод расчета эффективности заградительного охлаждения за n -й щелью остается таким же, как и за одиночной щелью. Отличие состоит только в определении начальных параметров пограничного слоя, которые рассчитываются в сечении n -й щели с учетом вдува охладителя через все предшествующие щели по соотношениям (1.72) и (1.73). Эти величины учитываются как граничные условия при интегрировании уравнений энергии и импульсов пограничного слоя за n -й щелью. Тогда в уравнениях (1.43), (1.44) и (1.47) начальные параметры пограничного слоя за n -й щелью равны:

$$\text{Re}_{\tau_0}^{**} = \text{Re}_{\tau_n}^{**} = \frac{\rho_0 W_0 \delta_{\tau_n}^{**}}{\mu_0}; \quad \text{Re}_0^{**} = \text{Re}_n^{**} = \frac{\rho_0 W_0 \delta_n^{**}}{\mu_0}. \quad (1.74)$$

В дальнейшем примем для простоты, что вдув производится через щели одинаковой ширины с одинаковой температурой и скоростью вдуваемого газа:

$$W_s = W_1 = W_2 = \dots = W_n; \quad T_s = T_1 = T_2 = \dots = T_n;$$

$$s = s_1 = s_2 = \dots = s_n.$$

В этом случае из уравнений (1.72) и (1.73) следует

$$\delta_{\tau_n}^{**} = nms; \quad \delta_n^{**} = nms(1 - W_s/W_0). \quad (1.75)$$

И наконец, эффективность газовой завесы за n -й щелью получаем из уравнений (1.43), (1.44) и (1.47) с учетом начальных параметров (1.74) и (1.75). При этом эффективность многощелевого вдува выразится формулой (1.62), полученной при вдуве через одиночную щель с той лишь разницей, что параметр K определяется с учетом вдува через все предыдущие щели:

$$K = K_n = \frac{\text{Re}_{\Delta x_n} \left(\frac{\mu_0}{\mu_s}\right)^{1,25}}{\text{Re}_n^{1,25} \left(\frac{\mu_0}{\mu_s}\right)} = \frac{\Delta x_n}{nms} \left(\text{Re}_n \frac{\mu_0}{\mu_s}\right)^{-0,25}; \quad \text{Re}_n = \frac{\rho_s W_s n s}{\mu_s};$$

Δx_n отсчитывается за n -й щелью от точки, начиная с которой падает эффективность завесы.

В случае многощелевого вдува, как и при вдуве через одиночную щель, из уравнения (1.62) для предельных случаев получаем следующие интерполяционные формулы эффективности газовой завесы:

$$\Theta = \left[\left(1 + \frac{62,5}{K_n + 0,443}\right)^{0,114} - 1 \right]^{0,8} / (1 + 0,016 K_n)^{0,16} \quad \text{при } W_s/W_0 \ll 1;$$

$$\Theta = \left[\left(1 + \frac{62,5}{K_n + 2}\right)^{0,2} - 1 \right]^{0,8} / (1 + 0,016 K_n)^{0,16} \quad \text{при } W_s/W_0 \approx 1. \quad (1.76)$$

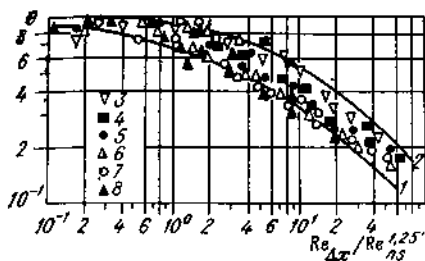


Рис. 1.13. Эффективность многощелевого охлаждения.

1, 2 — расчет по формулам (1.76) соответственно при $\overline{W}_3 \ll 1$ и $\overline{W}_3 \approx 1$. Опыты [240]: 3 — $n=1$; 4 — $n=2$; 5 — $n=3$; 6 — $n=4$; 7 — $n=5$; 8 — $n=10$.

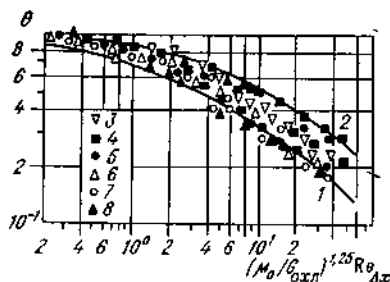


Рис. 1.14. Эффективность решетчатого охлаждения.

1, 2 — расчет по формулам (1.76) соответственно при $\overline{W}_3 \ll 1$ и $\overline{W}_3 \approx 1$. Опыты [240]: 3 — $n'=2$; 4 — $n'=4$; 5 — $n'=6$; 6 — $n'=8$; 7 — $n'=10$; 8 — $n'=20$ (n' — количество открытых рядов прорезей).

Расчеты по формулам (1.76) сопоставлены с опытными данными [240], полученными при многощелевом вдуве охладителя, на рис. 1.13. В экспериментах по многощелевому охлаждению [240] в основном потоке уже над первой по потоку щелью имелся тепловой пограничный слой (т. е. начальная толщина потери энергии, обусловленная охлаждением основного потока до рабочего участка). Поэтому при сопоставлении с расчетом принимались во внимание только те опыты, в которых толщина потери энергии в результате вдува через щели намного превышала начальную толщину потери энергии вследствие охлаждения основного потока через стенку до первой щели (т. е. опыты, в которых $nms > 1$ мм). В работе [198], где исследовалась эффективность защиты плоской стенки за двумя щелями, показано, что предлагаемый метод расчета удовлетворительно описывает экспериментальные данные. В работе [240] приведены также данные о решетчатом охлаждении, когда вдув осуществлялся через тангенциальные прорези на начальном участке поверхности (см. рис. 1.12, б). В этом случае параметр K_n в формулах (1.76) приводится к следующему, удобному для практического использования виду: $K_n = (\mu_0 / G_{охл})^{1.25} Re_{\Delta x}$, где $G_{охл}$ — расход охладителя на единицу ширины поверхности. При таком его выражении отпадает вопрос об определении эквивалентных по размеру щелей, как это делалось в работе [240]. Как видно из рис. 1.14, даже в таком, на первый взгляд сложном, случае организации газовой завесы предлагаемый метод расчета удовлетворительно согласуется с опытными данными.

Из анализа уравнения (1.47), которое удовлетворительно описывает все рассмотренные в § 1.3—1.6 случаи газовых завес, можно сделать вывод о том, что способ организации такого охлаждения не оказывает существенного влияния на эффективность тепловой защиты. Из уравнений (1.43), (1.44) и (1.47) следует, что опытные данные об эффективности газовых завес могут быть обобщены для всех рассмотренных случаев их организации, когда $Re_{T_0} \approx Re_0^{**}$,

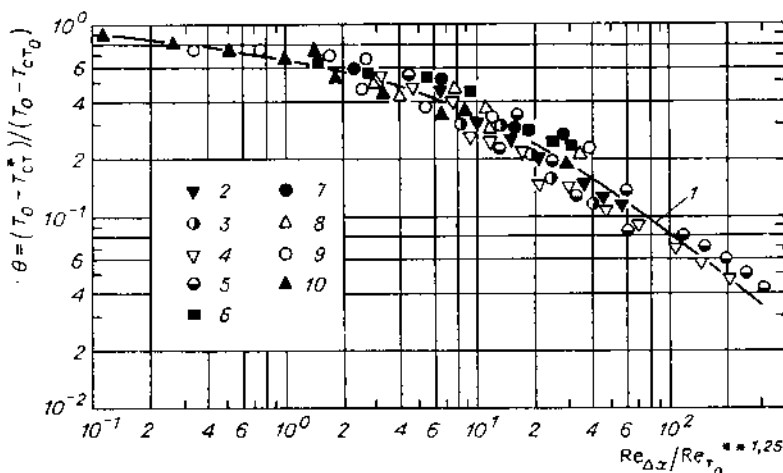


Рис. 1.15. Эффективность газовых завес при различных способах их организации.

1 — расчет по формуле (1.77). Опыты: 2, 3 — завеса за участком теплообмена [301] соответственно при $T_{CT_0} = \text{const}$ и $q_{CT_0} = \text{const}$; 4 — завеса за пористым участком [297]; 5 — вдув через одиночную щель, $m_1 < 0,2$ [306]. Вдув через n щелей [240]: 6 — $n=2$, $m_1=0,18$; 7 — $n=3$, $m_1=0,135$; 8 — $n=4$, $m_1=0,138$; 9 — $n=5$, $0,075 < m_1 < 0,208$; 10 — $n=10$, $0,067 < m_1 < 0,214$.

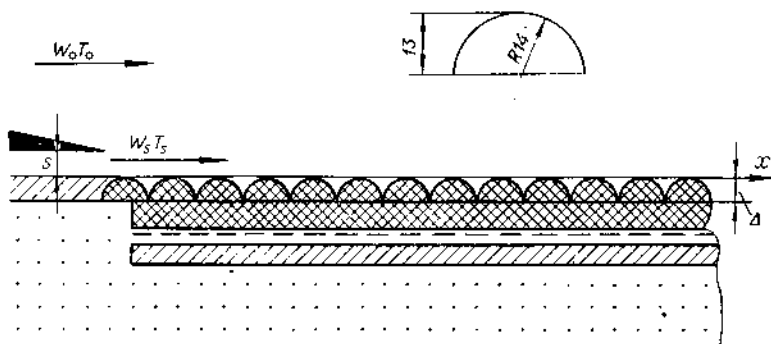


Рис. 1.16. Схема щелевого охлаждения макрошероховатой поверхности.

т. е. когда начальные толщины потерь энергии и импульса равны между собой. Это равенство справедливо для завесы за участком теплообмена и за пористой секцией. При вдуве же через тангенциальную щель или ряд щелей начальные значения толщины потерь энергии и импульса равны между собой только при малых параметрах вдува ($m_1 \approx \bar{W}_s \ll 1$).

При равенстве начальных толщин потерь энергии и импульса из уравнений (1.43), (1.44) и (1.47) получаем следующую интерполяционную формулу для эффективности газовой завесы:

$$\Theta = \left[\left(1 + \frac{62,5}{K + 0,143} \right)^{0,114} - 1 \right]^{0,8} / (1 + 0,016K)^{0,16}, \quad (1.77)$$

где

$$K = \text{Re}_{\Delta x} / \text{Re}_{\tau_0}^{**1,25}; \quad \text{Re}_{\tau_0}^{**} = \rho_0 W_0 \delta \tau_0^{**} / \mu_0.$$

Расчеты по этой формуле сопоставлены с экспериментальными данными на рис. 1.15. Как видно, в такой обработке удовлетворительно обобщаются опытные данные, полученные при различных способах организации тепловой завесы [240, 297, 304, 306].

§ 1.7. Газовая завеса на макрошероховатой поверхности

На практике часто приходится сталкиваться с обтеканием шероховатых поверхностей, в том числе и с крупномасштабной шероховатостью, когда характерный размер шероховатости соизмерим с толщиной пограничного слоя. С первого взгляда кажется сомнительным, что в этом случае завесное охлаждение будет эффективным. Рассматриваемая задача экспериментально исследована еще недостаточно, и для теоретического анализа в настоящее время трудно предложить сколько-нибудь оправданную физическую модель.

Рассмотрим результаты экспериментального исследования эффективности щелевого охлаждения адиабатической поверхности с регулярной макрошероховатостью [55], полученные совместно с В. Я. Левченко. Опыты проводились в дозвуковой аэродинамической трубе, $W_0 \leq 50$ м/с. Основной поток воздуха подогревался до температуры 55—100°C. Рабочая часть установки представляла собой канал прямоугольного сечения шириной 150 и высотой 200 мм. Схема рабочего участка показана на рис. 1.16. Нижняя стенка рабочей части служила испытательной поверхностью. Ширина щели s изменялась от 2 до 13 мм. Макрошероховатая поверхность набиралась из эбонитовых трубчатых элементов высотой 13 и радиусом 14 мм.

Сначала были проведены тарировочные опыты по определению характеристик газовой завесы на гладкой стенке. Результаты этих опытов, приведенные на рис. 1.9, 1.10 и 1.11, согласуются с расчетами для гладкой стенки и с экспериментальными результатами других авторов.

Измеренные профили скоростей при параметре вдува $m_1 \leq 1$ на достаточно больших расстояниях от щели ($x/s > 70$) совпадают со степенным профилем $n = 1/7$ развитого турбулентного пограничного слоя (рис. 1.17, а). Профили температур на адиабатической стенке подобны и описываются, как и в других исследованиях [76, 84, 210], формулой Вигхардта (рис. 1.17, б)

$$\vartheta = \frac{(T_0 - T)}{(T_0 - T_{ст})} = \exp \left[-0,69 (y/y_1)^{13/6} \right]. \quad (1.78)$$

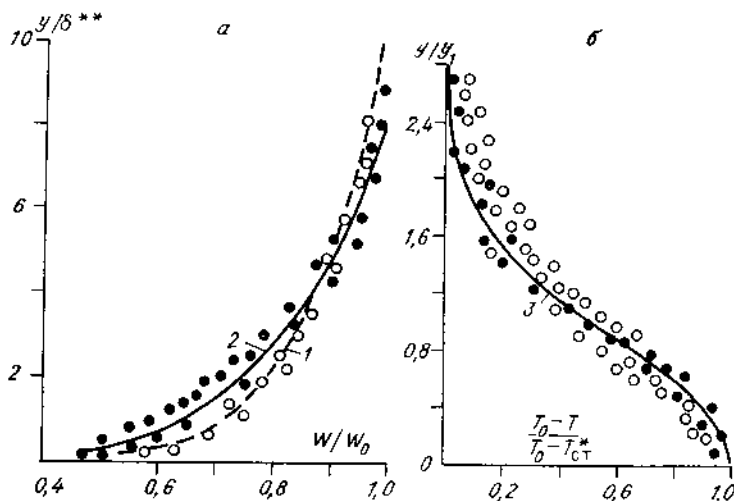


Рис. 1.17. Профили скоростей (а) и температур (б) на гладкой и шероховатой стенках, $m_1 < 1$.

1 — степенной профиль, $n=1/7$; 2 — расчет по формуле (1.79); 3 — расчет по формуле Вигхардта (1.78). Опытные точки: светлые — на гладкой поверхности; темные — на шероховатой.

Здесь y_1 — расстояние от поверхности до точки, в которой $\theta = 0,5$. На втором этапе экспериментально исследовалась газовая завеса на адиабатической макрошероховатой поверхности. Высота шероховатости $\Delta = 13$ мм была соизмерима с шириной щели ($1 < \Delta/s < 6,5$) и с толщиной пограничного слоя.

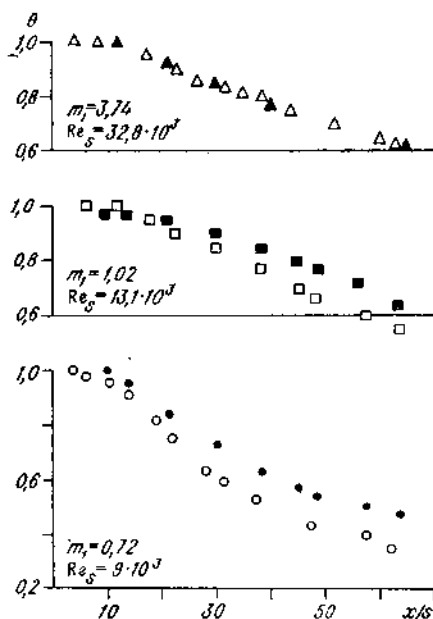
Поля скоростей на трубчатой поверхности при вдуве вторичного воздуха с $m_1 \leq 1$ на достаточно больших расстояниях от щели ($x/s > 40$) становятся подобными. На рис. 1.17, а показаны профили скоростей на гладкой и трубчатой поверхностях. Толщина потери импульса δ^{**} в каждом сечении вычислялась по результатам измерений скоростей. Профиль скоростей на трубчатой поверхности можно аппроксимировать простой степенной зависимостью

$$\omega = W/W_0 = 0,633(y/\delta^{**})^{0,22}. \quad (1.79)$$

Поперечная координата y отсчитывается от поверхности, касательной к вершинам трубок. Профили температур на трубчатой поверхности для различных экспериментальных режимов представлены на рис. 1.17, б. При этом используются опытные данные, в которых параметр вдува m_1 был как меньше, так и больше единицы. Подобие соблюдается при $x/s > 15$, и опытные данные хорошо описываются уже упомянутой формулой Вигхардта, полученной при обтекании гладкой стенки. По-видимому, профили температур на адиабатической стенке оказываются более консервативными к влиянию шероховатости, чем скорости поля.

В экспериментах на трубчатой поверхности эффективность завесы определялась по температуре вершины трубки (термопары устанавливались в точке, максимально выступающей в поток). Рас-

рис. 1.18. Эффективность завесы на гладкой (темные точки) и трубчатой (светлые точки) поверхностях ($\Delta/s = 1$; $s = 13$ мм).



стояние от щели x отсчитывалось в плоскости, касательной к вершинам трубок. На рис. 1.18 сравниваются результаты экспериментов по эффективности завесы на гладкой и шероховатой поверхностях при различных параметрах вдува. Опыты проведены при одинаковой высоте щели $s = 13$ мм ($\Delta/s = 1$) на приблизительно одинаковых режимах. При параметре вдува $m_1 < 1$ имеется заметное различие в распределении эффективности завесы по длине. Однако это различие сглаживается по мере роста параметра вдува и практически исчезает при достаточно больших значениях m_1 .

Во впадинах между трубками образуются вихри, которые при малых значениях параметра вдува интенсифицируют перемешивание газовой завесы, снижая тем самым ее эффективность. С увеличением же вдува через щель растет толщина теплового пограничного слоя и одновременно увеличивается пристенная зона, в которой по условию адиабатической стенки $\partial T/\partial y \approx 0$. По-видимому, при достаточно больших вдувах вихри, возникающие во впадинах, оказываются затопленными в пристенной зоне с $\partial T/\partial y \approx 0$. Поэтому их влияние на эффективность завесы с увеличением вдува уменьшается.

Характер изменения эффективности по длине говорит о том, что процесс перемешивания газовой завесы с основным потоком у трубчатой поверхности в значительной степени подчиняется тем же законам, что и процесс перемешивания у гладкой поверхности. На рис. 1.19 представлена эффективность завесы на трубчатой поверхности в зависимости от параметра $Re_{\Delta x}/Re_s^{1,25}$, позволившего обобщить опытные данные при $m_1 < 1$ на гладкой поверхности. Величина начального участка x_0 находилась, как и в работе [306], экстраполяцией степенного закона изменения Θ с расстоянием x/s в точку, где $\Theta = 1$. Как видно, параметр $Re_{\Delta x}/Re_s^{1,25}$ в основном обобщает экспериментальные результаты и на шероховатой поверхности, за исключением опытов при малых параметрах вдува ($m_1 < 0,3$). Данные этих опытов располагаются существенно ниже кривой, рассчитанной по формуле (1.4) для гладкой поверхности. Но и

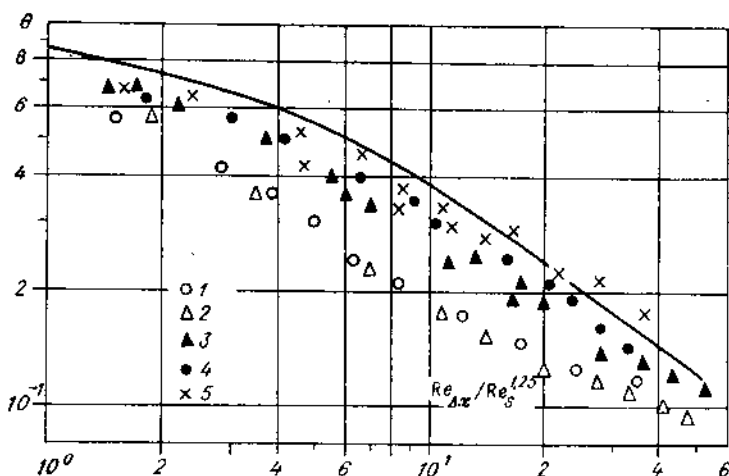


Рис. 1.19. Эффективность завесы на трубчатой поверхности.

1 — $s=13$ мм, $m_1=0,23$; 2 — $s=10$; $m_1=0,23$; 3 — $s=6,5$, $m_1=0,65$; 4 — $s=3,5$, $m_1=0,88$; 5 — $s=2$, $m_1=0,73$; 1,0. Кривая — расчет по формуле (1.4).

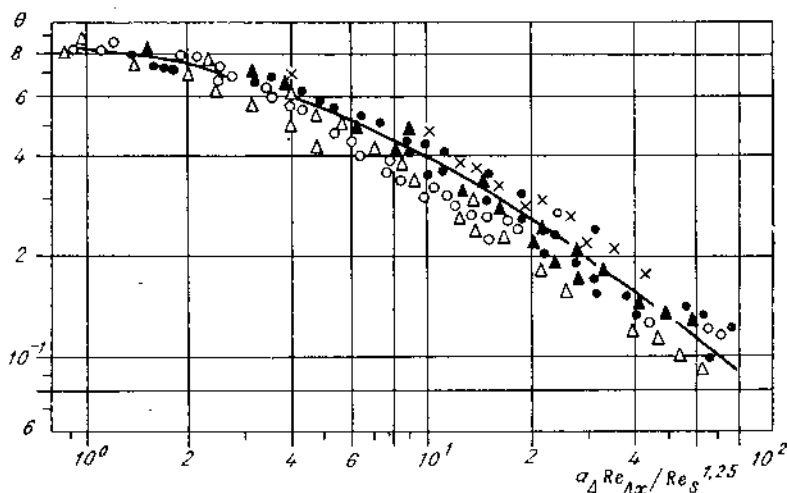


Рис. 1.20. Обобщение опытных данных об эффективности завесы на трубчатой поверхности, $m_1 \leq 1$.

Кривая — расчет по формуле (1.81). Усл. обозн. см. на рис. 1.19.

при малых вдувах на больших расстояниях эффективность завесы на трубчатой поверхности приближается к эффективности завесы на гладкой поверхности, так как с увеличением толщины пограничного слоя влияние шероховатости уменьшается.

Для обобщения результатов по эффективности завесы на трубчатой поверхности при $m_1 \leq 1$ комплекс $Re_{\Delta x} / Re_s^{1.25}$ следует умножить на некоторую функцию, учитывающую характерные осо-

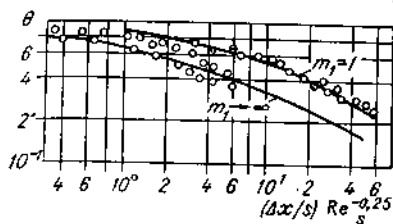


Рис. 1.21. Эффективность пристенной струи ($m_1 > 1$) на трубчатой поверхности.

Кривые — расчет по формулам (1.64) и (1.65). Точки — эксперимент, $1,9 < m_1 < 6,2$.

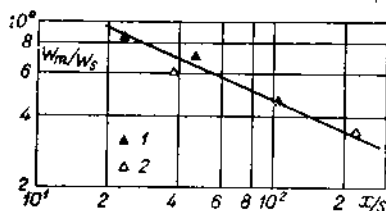


Рис. 1.22. Изменение максимальной скорости в пристенной струе на трубчатой (1) и гладкой (2) поверхностях. Линия — расчет по формуле (1.82).

бенности поведения эффективности на трубчатой стенке. Этот множитель должен быть равен единице при больших и малых значениях Δx , при больших параметрах вдува ($m_1 > 1$) и при высоте шероховатости $\Delta = 0$. В первом приближении этим условиям удовлетворяет функция вида

$$a_{\Delta} = 1 + \left(\frac{2}{1 + m_1^2} \cdot \frac{2\Delta}{\Delta x} \right) \left(\left(1 + \frac{2\Delta}{\Delta x} \right)^2 = 1 + \frac{4\Delta \cdot \Delta}{(1 + m_1^2)(\Delta x + 2\Delta)^2} \right), \quad (1.80)$$

позволяющая обобщить экспериментальные данные об эффективности газовой завесы на трубчатой поверхности при параметре вдува $m_1 \leq 1$. На рис. 1.20 обобщены все опытные данные об эффективности заградительного охлаждения трубчатой поверхности при $m_1 \leq 1$. В опытах высота щели s изменялась от 2 до 13 мм при постоянной высоте шероховатости ($\Delta = 13$ мм). Опытные данные удовлетворительно обобщаются и описываются зависимостью

$$\Theta = \left[1 + 0,24 a_{\Delta} \frac{Re_{\Delta x}}{Re_s^{1,25}} \left(\frac{\mu_0}{\mu_s} \right)^{1,25} \right]^{-0,8}, \quad (1.81)$$

которая при отсутствии шероховатости ($\Delta = 0$) соответствует формуле (1.4) для гладкой стенки. В работе [113], посвященной исследованию эффективности завес при $m_1 \leq 1$ применительно к поверхностям газовых турбин, показано, что уступы на защищаемой поверхности высотой до одного калибра щели практически не влияют на эффективность защиты. Выступы же, расположенные навстречу потоку, начинают вызывать снижение Θ при относительной высоте $\Delta/s > 0,5$.

Как было показано на рис. 1.18, при достаточно больших параметрах вдува ($m_1 > 1$) эффективность завесы на трубчатой поверхности совпадает с эффективностью на гладкой стенке. На рис. 1.21 показана эффективность пристенной струи при $m_1 > 1$, распространяющейся вдоль трубчатой поверхности. Экспериментальные данные располагаются между двумя предельными кривыми для $m_1 = 1$ и $m_1 \rightarrow \infty$, рассчитанными по формулам (1.64) и (1.65) для гладкой стенки.

На рис. 1.22 представлены результаты экспериментальных измерений максимальной скорости в струе, распространяющейся вдоль трубчатой ($m_1 \approx 5$) и гладкой ($m_1 \approx 3,7$) поверхностей. Видно, что результаты опытов удовлетворительно согласуются с эмпирической формулой работы [307] для максимальной скорости в пристенной струе

$$W_m/W_s = 3,6(x/s)^{-0,45}, \quad (1.82)$$

которая справедлива на гладкой стенке в диапазоне параметра вдува $3 < m_1 < 9$.

Такое совпадение характеристик пристенной струи на гладкой и шероховатой поверхностях можно объяснить тем, что застойные зоны, образующиеся во впадинах между трубками, создают своего рода «воздушную подушку». Пристенная же струя распространяется вдоль фиктивной гладкой поверхности, образованной вершинами трубок и межтрубными зонами. Визуализация подобного течения в работе [207] подтверждает образование во впадинах застойных зон без видимого движения газа.

Таким образом, тепловой турбулентный пограничный слой с газовой завесой на адиабатической поверхности достаточно консервативен к влиянию шероховатости. Даже крупномасштабная шероховатость (соизмеримая с толщиной пограничного слоя) не вызывает существенной деформации профилей температур. Эффективность тепловой защиты макрошероховатой стенки по сравнению с гладкой существенно ниже только при малых параметрах вдува ($m_1 \ll 1$). В пристенной же струе при $m_1 > 1$ шероховатость практически не влияет как на эффективность тепловой защиты, так и на закон затухания максимальной скорости: $\bar{W}_m = f(\bar{x})$.

§ 1.8. Влияние на эффективность завесы турбулентности потока, геометрии щели и других факторов

Известно, что турбулизация потока вызывает увеличение теплоотдачи и поверхностного трения. Систематические исследования теплообмена на пористой поверхности и за ней в области газовой завесы при повышенной степени турбулентности проводились Б. П. Мироновым и Н. И. Ярыгиной [37, 179].

Турбулизация потока приводит к увеличению теплоотдачи на проницаемой поверхности [179], причем с увеличением вдува влияние степени турбулентности ϵ на теплообмен увеличивается. Как видно из рис. 1.23, при повышении степени турбулентности ос-

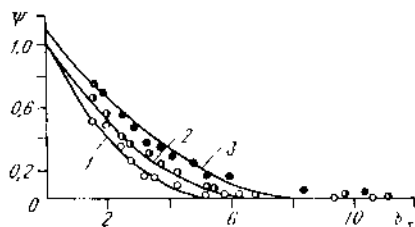


Рис. 1.23. Влияние степени турбулентности потока на теплообмен проницаемой поверхностью [179].

1—3 — соответственно для $\epsilon = 0,2; 5; 11\%$.

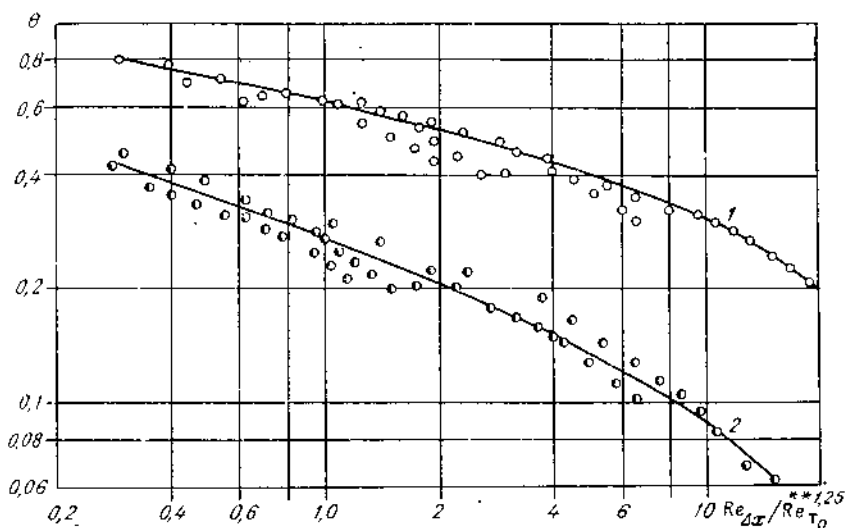


Рис. 1.24. Эффективность завесы за участком пористого вдува в низко- и высокотурбулентных воздушных потоках [179].

1 — $\varepsilon = 0,6\%$, $\bar{J}_{CT} = 0,007 + 0,05$; 2 — $\varepsilon = 13 + 17\%$, $\bar{J}_{CT} = 0,007 + 0,06$.

новного потока от 0,2 до 11% теплоотдача в области сильных вдувов ($b_r = j_{cr}/\rho_0 W_0 St_0 = 3 \div 7$) может увеличиваться в несколько раз. При малых же вдувах ($b_r = 0 \div 1,5$) это влияние составляет 10—30%. Следует отметить, что увеличение турбулентности набегающего потока приводит к росту критических значений параметра вдува $b_{кр}$, т. е. наступление режима оттеснения затягивается.

Сильное влияние турбулентности потока на теплообмен и трение при интенсивных вдувах на проникаемой поверхности сказывается и на закономерностях развития завесы за участком пористого вдува (рис. 1.24). При изменении внешней турбулентности от 0,6 до 17% эффективность завесы за участком пористого вдува снижается в 2—4 раза. В работе [37] даются рекомендации по обобщению эффективности завесы с учетом влияния турбулентности потока.

Эффективности газовых завес при повышенной степени турбулентности для щелевого вдува [271] и вдува через пористый участок [37] сравниваются на рис. 1.25. При этом значение числа Рейнольдса $Re_{\tau_0}^{**}$ определяется по формуле (1.53) для завесы за пористым участком и по формуле

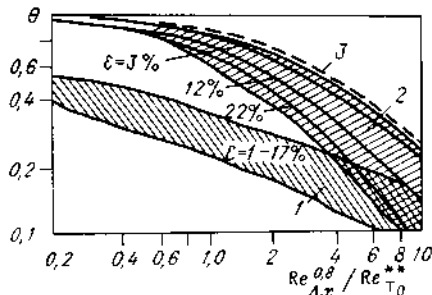


Рис. 1.25. Влияние турбулентности потока на эффективность газовых завес: 1 — за участком пористого вдува [37]; 2 — за тангенциальной щелью [271]; 3 — расчет по формуле (1.83).

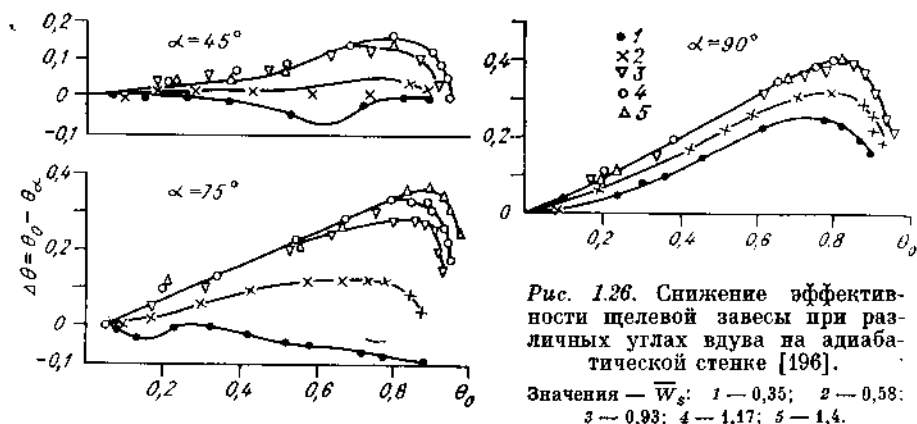


Рис. 1.26. Снижение эффективности щелевой завесы при различных углах вдува на адиабатической стенке [196].

Значения — W_s : 1 — 0,35; 2 — 0,58; 3 — 0,93; 4 — 1,17; 5 — 1,4.

(1.59) за тангенциальной щелью. Здесь же нанесен расчет по формуле С. С. Кутателадзе и А. И. Леонтьева [136]

$$\Theta = [1 + 0,24 \text{Re}_{\Delta x} / \text{Re}_T^{**1,25}]^{-0,8}, \quad (1.83)$$

достаточно хорошо описывающей опытные данные в низкотурбулентных потоках. Видно, что влияние внешней турбулентности на завесу за пористым участком более существенно, чем при вдуве через тангенциальную щель. Как следует из работы [81], степень турбулентности потока оказывает заметное влияние на длину начального участка за тангенциальной щелью. При течении в условиях отрицательного градиента давления [167] влияния внешней турбулентности ($\varepsilon = 2,8 \div 13,5\%$) не обнаружено. При этом отмечается сильное затухание турбулентности по длине конфузорной части канала.

При щелевом вдуве охладителя на защитные свойства завесы могут оказывать влияние геометрические характеристики щелей. По данным Б. А. Жесткова, Е. П. Дыбана, В. М. Репухова и др. [96, 102, 196], изменение угла подачи охладителя через щели по отношению к обтекаемой поверхности от 0 до 45° практически не сказывается на эффективности охлаждения. Дальнейшее увеличение угла вдува может привести к значительному снижению эффективности завесы, причем это снижение увеличивается с ростом вдува.

Для практических оценок влияния угла вдува на эффективность щелевого охлаждения можно воспользоваться рис. 1.26, заимствованным из работы [196] (на рис. 1.26 $\Delta\Theta = \Theta_0 - \Theta_\alpha$ —

Для практических оценок влияния угла вдува на эффективность щелевого охлаждения можно воспользоваться рис. 1.26, заимствованным из работы [196] (на рис. 1.26 $\Delta\Theta = \Theta_0 - \Theta_\alpha$ —

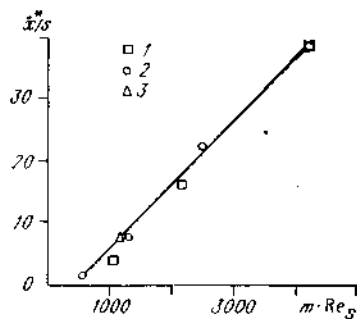


Рис. 1.27. Протяженность зоны возвратного течения за нормальной ($\alpha = 90^\circ$) щелью [235].

1 — $\text{Re}_s = 3681$; 2 — $\text{Re}_s = 2864$; 3 — $\text{Re}_s = 1935$.

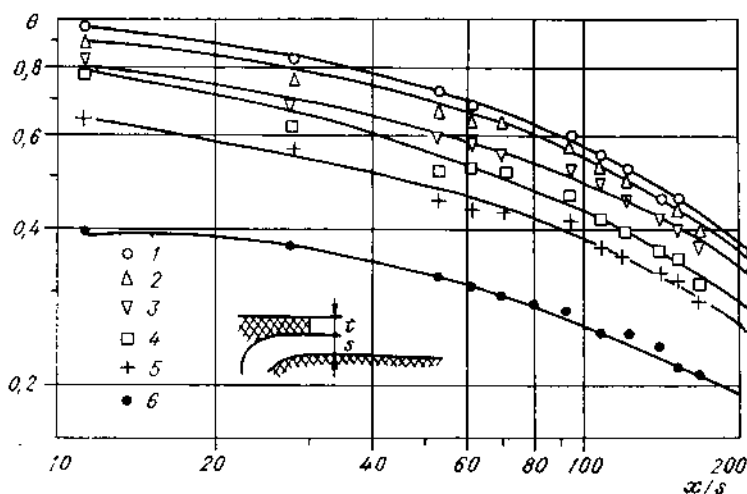


Рис. 1.28. Влияние толщины кромки щели t на эффективность завесы [286] при вдуве воздуха ($W_s = 1,08$).

Значения t/s : 1 — 0,126; 2 — 0,38; 3 — 0,63; 4 — 0,89; 5 — 1,14; 6 — 1,90.

снижение эффективности вдува под углом Θ_α по сравнению с эффективностью тангенциального вдува (Θ_0). Как видно, при вдуве через нормальную щель ($\alpha = 90^\circ$) увеличение относительной скорости вдува W , от 0,3 до 1,4 снижает эффективность завесы до 40% по сравнению с тангенциальным вдувом. Это объясняется отрывом струи вдуваемого потока и последующим его присоединением к стенке. Протяженность зоны отрыва потока за нормальной щелью зависит как от параметра вдува, так и от ширины щели. На рис. 1.27 приведены опытные данные [235] по протяженности зоны возвратного течения x^*/s за щелью. Видно, что она становится равной нулю (возвратное течение отсутствует) при малых, но не нулевых значениях параметра вдува: $m = \rho_s W_s / \rho_0 W_0$.

Существенное влияние на эффективность завесы при тангенциальном вдуве охладителя может оказывать толщина выходной кромки щели, разделяющей основной и вдуваемый потоки. На рис. 1.28 представлены результаты опытов [286], полученные при вдуве воздуха в воздух. Когда толщина кромки t становится соизмеримой с шириной щели s , эффективность завесного охлаждения может сильно снижаться, что связано с образованием вихревых течений за кромкой.

Влияние толщины кромки увеличивается при уменьшении плотности вдуваемого газа (рис. 1.29). Например, кромка с отношением толщины к высоте щели $t/s = 2$ вызывает снижение эффективности завесы до 50% при вдуве гелия в воздух ($\rho_s/\rho_0 = 0,14$) и на 10% при вдуве фреона-12 ($\rho_s/\rho_0 = 4,17$). При вдуве гелия [270] помимо вихревого течения за кромкой наблюдалась зона отрывного течения и на пластине. Из рис. 1.29 видно, что толщина

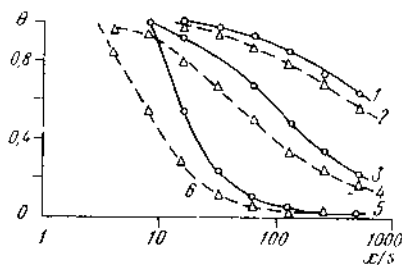


Рис. 1.29. Влияние толщины кромки щели на эффективность завесы при вдуве газов разной плотности, $\bar{W}_s \approx 1$ [270].

Сплошная линия — тонкая кромка, $t/s=0,09$; штриховая — толстая кромка, $t/s=2$. Значения ρ_s/ρ_0 : 1, 2 — 1,17; 3, 4 — 1,38; 5, 6 — 0,14.

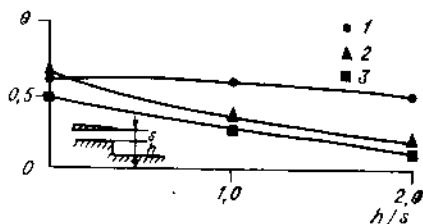


Рис. 1.30. Влияние высоты ступеньки на эффективность щелевого вдува [184].

Условия опытов: $x/s=56$; $\rho_s/\rho_0=2$; $W/s=1,8$. Значения $\rho_s W_s/\rho_0 W_0$: 1 — 2,0; 2 — 1,0; 3 — 0,7.

разделительной кромки влияет и на длину начального участка x_0 , на котором эффективность завесы $\Theta = 1$.

Наличие ступеньки, расположенной на обтекаемой поверхности непосредственно за тангенциальной щелью, также снижает эффективность завесы (рис. 1.30). При тонкой разделительной кромке с увеличением высоты ступеньки h эффективность завесы сильнее снижается (до 50%) для меньших относительных скоростей вдува. Результаты измерений [184] показывают, что для тонкой разделительной кромки и равной плотности потоков $\rho_s \approx \rho_0$ зона отрыва непосредственно за ступенькой обуславливает максимум на кривой эффективности $\Theta = f(\bar{x})$ по линии присоединения. Вверх по потоку от линии присоединения эффективность понижается. Результаты же измерений при отношении плотностей $\rho_s/\rho_0 = 2$ монотонно убывают за щелью.

В ряде технических приложений, например для охлаждения лопаток высокотемпературных газовых турбин, из конструктивных соображений удобно использовать вдув через дискретные отверстия малого диаметра — перфорированный вдув охладителя.

При умеренных вдувах на перфорированной поверхности [78, 79, 99] закономерности в зоне смешения качественно не отличаются от пористого вдува. Показано [78, 79], что при плотности отверстий $n > 2$ отв./см² и их относительной площади $C \geq 1,5\%$ дискретный характер вдува охладителя проявляется незначительно и практически не влияет на динамические и тепловые характеристики пограничного слоя на перфорированной поверхности.

При сильном перфорированном вдуве струйки вдуваемого газа интенсифицируют теплообмен. Критические параметры вдува оказываются зависящими от угла вдува [100, 257]: при вдуве под углами $\alpha < 90^\circ$ они увеличиваются по сравнению со вдувом по нормали к поверхности:

$$b_{кр}(\alpha)/b_{кр}(90^\circ) = 1,5 - 0,5 \frac{\alpha}{90^\circ}, \quad \alpha \leq 90^\circ, \quad (1.84)$$

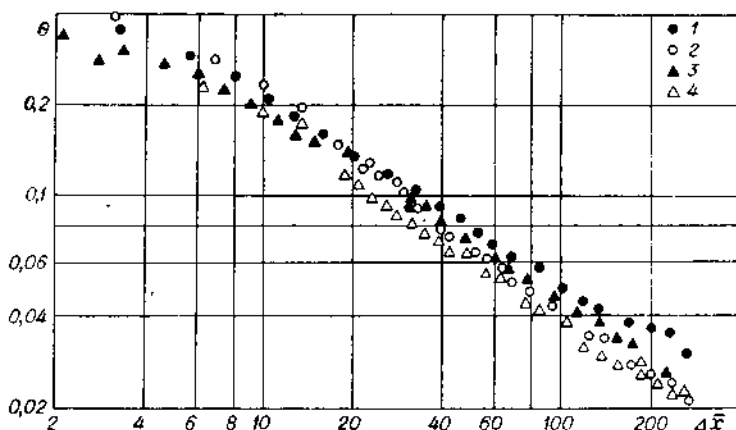


Рис. 1.31. Сравнение эффективности завесы на плоской стенке за сплошной щелью и пояском перфорации [197].

1, 2 — сплошная щель; 3, 4 — два ряда круглых отверстий, $\alpha=30$ и 90° соответственно; $m=0,1$.

а при вдуве под углом $\alpha > 90^\circ$ — уменьшаются:

$$b_{кр}(\alpha)/b_{кр}(90^\circ) = \frac{\alpha}{90^\circ} \left(2 - \frac{\alpha}{90^\circ} \right), \quad \alpha \geq 90^\circ. \quad (1.85)$$

При направленном вдуве на пористой поверхности критические параметры вдува зависят от угла так же, как и на перфорированной. Однако значения критических параметров при перфорированном вдуве приблизительно на 20% выше, чем при пористом вдуве под теми же углами. Увеличение вдува свыше критического при $\alpha > 90^\circ$ приводит к образованию у стенки зоны циркуляционного течения, размеры которой зависят как от угла, так и от интенсивности вдува.

В области газовой завесы за перфорированным участком дискретность вдува будет оказывать влияние на эффективность тогда, когда она существенно сказывается на самой перфорированной поверхности. На рис. 1.31 дается сравнение эффективности тепловой защиты плоской адиабатической стенки за сплошной щелью и пояском перфорации из двух рядов круглых отверстий [197]. Как видно, при умеренных вдувах ($\rho_s W_s / \rho_o W_o = 0,1$) способ подачи охладителя практически не влияет на эффективность завесы.

В. М. Релуховым [196] даются рекомендации по определению сплинения эффективности завесы на плоской стенке при вдуве через систему дискретных отверстий по сравнению с эффективностью за сплошной эквивалентной щелью в зависимости от геометрических характеристик перфорации и интенсивности вдува. В работах [29, 110, 119] метод расчета эффективности завес С. С. Кутателад-

зе и А. И. Леонтьева [136] распространяется на случай охлаждения сопловых лопаток турбин вдувом через систему отверстий.

При вдуве охладителя через пористый участок, имеющий форму круга [38], течение на плоской пластине за ним трехмерное. Тем не менее эффективность завесы при вдувах $j_{ст0} \leq 0,01$ может быть рассчитана с помощью соотношений для двумерного течения типа (1.83) при соответствующем выборе характерных размеров (длина пористого участка x_0 и расстояние Δx вниз по потоку за ним принимаются соответствующими данному сечению по ширине пластины).

Одним из возможных способов снижения лучистых тепловых потоков к стенке является вдув в пограничный слой мелкодисперсных частиц. Для создания газодисперсного экрана может быть использован комбинированный пористо-щелевой вдув, при котором через пористую поверхность вдувается чистый газ, а через тангенциальную щель вдоль пористой поверхности — газовзвесь. Эффективность такого способа теплозащиты определяется оптической толщиной газодисперсного экрана, зависящей от условий формирования полей скоростей и концентраций. Как показали эксперименты [98], в этом случае вдув чистого газа через пористую стенку вызывает снижение концентрации частиц у стенки. Максимум концентрации с увеличением вдува смещается от стенки, но даже при интенсивных вдувах $j_{ст} \approx 0,05$, когда наблюдаются S-образные профили скоростей газовой среды, полного оттеснения дисперсной фазы от стенки не достигается. Профили концентрации и потоков дисперсной фазы во внешней области пограничного слоя имеют типично струйный характер.

В работе [178] исследовались пылезащитные свойства газовых завес применительно к условиям обтекания лопаток газовых турбин. При вдуве через вогнутую перфорированную поверхность лопатки пыль интенсивно осаждается из основного потока на стенку в окрестности отверстий, через которые осуществляется вдув. С увеличением вдува интенсивность отложений растет. Это объясняется возникающими трехмерными течениями при струйном локальном вдуве через отверстия. При устранении трехмерности течения вдувом через сплошную тангенциальную щель отложений пыли не наблюдалось.

ТЕПЛООБМЕН И ТРЕНИЕ В ОБЛАСТИ ГАЗОВОЙ ЗАВЕСЫ (комбинированное охлаждение)

§ 2.1. Уравнения теплового пограничного слоя с газовой завесой на неадиабатической поверхности

Рассматриваемые условия соответствуют комбинированному способу охлаждения обтекаемой поверхности, когда наряду с локальной подачей охладителя непосредственно в пограничный слой происходит регенеративный теплообмен через стенку. При расчетах пограничного слоя в этих условиях возникает вопрос об определении коэффициентов теплоотдачи и трения.

Если коэффициент теплообмена определять по разности температур основного потока и стенки $\alpha = q_{ст}/(T_0 - T_{ст})$, то возникает вопрос о влиянии на теплоотдачу различных параметров газовой завесы: величины вдува, ширины щели, коэффициента восстановления и др. Это потребовало бы проведения достаточно широких исследований, аналогичных исследованиям пограничного слоя на проницаемой поверхности. Такое определение коэффициента теплоотдачи на непроницаемой стенке за участком вдува дается в работах [73, 349]. Исследование его зависимости от интенсивности вдува и свойств вдуваемого газа проводится, например, в работе [73]. При этом коэффициент теплообмена за пористым участком изменяется скачкообразно, и показана эмпирическая зависимость величины скачка теплообмена от интенсивности вдува.

По-видимому, впервые Э. Р. Эккерт [252] и Б. А. Жестков [102] предложили определять коэффициент теплоотдачи в области газовой завесы формулой, аналогичной определению коэффициента теплоотдачи при течении газа с большими скоростями:

$$\alpha = q_{ст}/(T_{ст}^* - T_{ст}). \quad (2.1)$$

Здесь $T_{ст}^*$ — температура стенки в рассматриваемом сечении пограничного слоя в адиабатических условиях $q_{ст} = 0$. Она определяется по формулам для эффективности газовых завес на адиабатической стенке. Предполагается, что использование температуры $T_{ст}^*$ позволяет учесть влияние на коэффициент теплообмена основных параметров газовой завесы. Эта гипотеза основана, по существу, на линейности дифференциального уравнения энергии пограничного слоя с постоянными физическими свойствами. Общее решение получается наложением двух решений, одно из которых учитывает заградительное охлаждение адиабатической стенки, другое — регенеративное охлаждение. Второе решение можно находить обычными методами из уравнения энергии пограничного слоя при

соответствующем распределении теплового потока на поверхности.

Таким образом, будем рассматривать сформированный тепловой пограничный слой, набегающий на поверхность с заданным распределением тепловой нагрузки или температуры стенки на участке $x > x_0$. Тепловой пограничный слой на участке $x < x_0$ формируется одним из способов организации газовой завесы (см. рис. 1.3; 1.5; 1.7). Для области $x > x_0$ коэффициент теплоотдачи будем определять формулой (2.1). Уравнение распространения тепла в рассматриваемых условиях ($q_{\text{ст}} \neq 0$) запишется обычным образом:

$$c_p \rho W_x \frac{\partial T}{\partial x} + c_p \rho W_y \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial q}{\partial y}. \quad (2.2)$$

В случае же газовой завесы на адиабатической поверхности ($q_{\text{ст}} = 0$) имеем

$$c_p \rho W_x \frac{\partial T^*}{\partial x} + c_p \rho W_y \frac{\partial T^*}{\partial y} = \frac{\partial q^*}{\partial y}. \quad (2.3)$$

Здесь индексом * обозначены параметры в рассматриваемой точке пограничного слоя при отсутствии теплообмена в зоне завесы ($q_{\text{ст}} = 0$) при прочих равных условиях. Вычитая из уравнения (2.2) уравнение (2.3) с учетом уравнения неразрывности, получаем

$$\frac{\partial}{\partial x} c_p \rho W_x (T - T^*) + \frac{\partial}{\partial y} c_p \rho W_y (T - T^*) = \frac{\partial (q - q^*)}{\partial y}. \quad (2.4)$$

Интегрируя это уравнение по толщине теплового пограничного слоя с учетом граничных условий: при $y = 0$ $T = T_{\text{ст}}$, $T^* = T_{\text{ст}}^*$, $q = q_{\text{ст}}$, $q_{\text{ст}}^* = 0$; при $y = \delta_T$ $T = T^* = T_0$, $q = q^* = 0$, имеем

$$q_{\text{ст}} = \frac{d}{dx} \int_0^{\delta_T} c_p \rho W_x (T - T^*) dy. \quad (2.5)$$

Это уравнение подобно обычному уравнению энергии теплового пограничного слоя и переходит в него при отсутствии тепловой завесы ($T^* = T_0$). После несложных преобразований уравнения (2.5) получим интегральное соотношение энергии пограничного слоя газовой завесы на неадиабатической поверхности в виде

$$\frac{d \text{Re}_T^{**}}{dx} + \frac{\text{Re}_T^{**}}{\Delta T} \cdot \frac{d(\Delta T)}{dx} = \text{St Re}_L, \quad (2.6)$$

но в этом случае разность температур определяется как

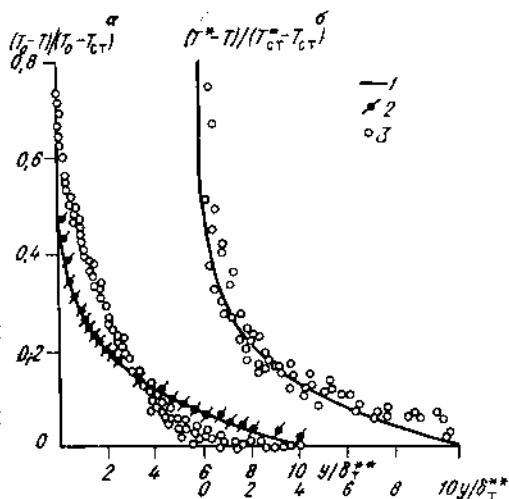
$$\Delta T = T_{\text{ст}} - T_{\text{ст}}^*,$$

а толщина потери энергии — соотношением

$$\delta_T^{**} = \int_0^{\delta_T} \frac{\rho W}{\rho_0 W_0} \left(\frac{T - T^*}{T_{\text{ст}} - T_{\text{ст}}^*} \right) dy, \quad (2.7)$$

Рис. 2.1. Профили скорости и температуры при ступенчатом подводе тепла.

1 — профиль дефекта скорости ($1 - \omega$), $n = 1/7$. Профили температуры: 2 — $q_{ст} = \text{const}$; 3 — $q_{ст}/q_{ст}^* \sim \delta$; $0,15 < (x - x_0)/x_0 < 1,2$.



где T^* и T — температура в рассматриваемой точке пограничного слоя с газовой завесой соответственно при отсутствии и наличии теплообмена на стенке.

Профили температуры при наличии теплообмена в области газовой завесы [148], обработанные двумя способами, показаны на рис. 2.1.

На рис. 2.1, а профили представлены в виде безразмерной избыточной температуры относительно температуры невозмущенного потока T_0 . При этом толщина потери энергии определялась из выражения

$$\delta_T^{**} = \int_0^{\delta_T} \frac{\rho W}{\rho_0 W_0} \left(\frac{T_0 - T}{T_0 - T_{ст}} \right) dy. \quad (2.8)$$

На этом же рисунке показана степенная зависимость

$$\frac{T_0 - T}{T_0 - T_{ст}} = 1 - \vartheta = 1 - 0,715 (y/\delta_T^{**})^{1/7}, \quad (2.9)$$

которая хорошо описывает измеренные профили скоростей и температур при $q_{ст} = \text{const}$. Как видно, при такой обработке опытов наблюдается существенное неподобие профилей скоростей и температур в области теплообмена с завесой. На рис. 2.1, б те же самые экспериментальные данные обработаны относительно равновесной температуры в рассматриваемой точке пограничного слоя T^* которая представляет собой профиль температуры в условиях газовой завесы на адиабатической стенке. В этом случае толщина потери энергии δ_T^{**} определялась выражением (2.7). Рис. 2.1, б показывает эффективность введения равновесной температуры и соответствующей толщины потери энергии пограничного слоя. При этом сохраняется подобие полей скоростей и температур при наличии теплообмена в зоне завесы

$$(T^* - T)/(T_{ст}^* - T_{ст}) = 1 - \omega. \quad (2.10)$$

§ 2.2. Теплообмен и трение в зоне завесы

Как показано в предыдущем параграфе, при комбинированном охлаждении интегральное соотношение энергии (2.6), записанное относительно равновесной температуры стенки $T_{ст}^*$, имеет вид, тождественный обычному интегральному соотношению теплового пограничного слоя. Следовательно, если закон теплообмена

$$St = A/Re_{\tau}^{**m} Pr^{0,75} = 0,0128/Re_{\tau}^{**0,25} Pr^{0,75} \quad (2.11)$$

останется консервативным к изменению граничных условий и в данном случае, то при расчетах теплообмена на поверхности в области завесы коэффициент теплоотдачи в формуле (2.1) можно определять обычным способом. Например, при постоянной тепловой нагрузке ($q_{ст} = \text{const}$ в зоне завесы) из интегрального соотношения энергии для плоской поверхности имеем, как и в § 1.2,

$$St = Re_{\tau}^{**}/Re_{\Delta x}. \quad (2.12)$$

Подставляя это выражение в (2.11), получим, что при $q_{ст} = \text{const}$ коэффициент теплообмена в области газовой завесы можно рассчитывать по обычной формуле типа (1.38).

В общем же случае при произвольном законе изменения температуры стенки решение интегрального соотношения (2.6) совместно с (2.11) дает следующее:

$$Re_{\tau}^{**} = \left(\Theta - \frac{T_0 - T_{ст}}{T_0 - T_{ст0}} \right)^{-1} \left[\frac{A(m+1)}{Pr^{0,75}} Re_L \int_{x_0}^x \left(\Theta - \frac{T_0 - T_{ст}}{T_0 - T_{ст0}} \right)^{m+1} d\bar{x} \right]^{\frac{1}{m+1}} \quad (2.13)$$

При заданном законе изменения температуры стенки $T_{ст} = f(\bar{x})$ с помощью формулы (2.13) можно рассчитать изменение Re_{τ}^{**} по длине поверхности и по уравнению (2.11) определить значение критерия Стентона. Значение эффективности тепловой завесы Θ в формуле (2.13) в зависимости от способа ее организации определяется по формулам, приведенным в гл. 1. В частности, когда $T_{ст} - T_{ст}^* = \text{const}$, из уравнений (2.11) и (2.13) получаем обычную формулу для коэффициента теплообмена при обтекании пластины. Здесь следует указать, что теплообмен в области завесы происходит в уже развившемся пограничном слое, и поэтому, как показано в § 1.2, при определении коэффициента теплообмена необходимо учитывать влияние на него динамической предистории потока.

Рассмотрим некоторые результаты исследований теплообмена и трения в области газовой завесы при различных способах ее организации.

Теплообмен за участком интенсивного охлаждения (см. рис. 1.3) по сути дела представляет собой задачу со ступенчатым подводом

тепла, которая в принципе может быть решена с использованием методов суперпозиции [252]. В то же время этот случай — хорошая модель для проверки принятых гипотез об определении коэффициента теплообмена в области газовой завесы, в частности справедливости закона теплообмена в форме (2.11).

Экспериментальное исследование теплообмена в зоне завесы при ступенчатом подводе тепла [148] проводилось в дозвуковой аэродинамической трубе при числах Рейнольдса $Re_x = 2,5 \cdot 10^5 \div 6 \cdot 10^5$ в условиях, близких к изотермическим: $\psi = T_{ст}/T_0 = 1,1 \div 1,3$. Рабочим участком являлась плоская пластина длиной 1,3 м и шириной 0,1 м с секционным электрическим обогревом, что позволило осуществлять ступенчатый подвод тепла.

Тепло подводилось в виде двух ступеней, причем в некоторых опытах между участками с теплообменом был разрыв, где $q_{ст} = 0$. Отношение тепловых потоков на первой и второй ступенях изменялось в пределах $0,3 \leq q_{ст_1}/q_{ст_2} \leq 6,7$. Каждый опыт проводился в два этапа. Сначала тепло подводилось только на первой ступени $q_{ст_1}$. При этом на поверхность вниз по потоку (вторая ступень) воздействовала тепловая завеса со стороны первой ступени. Измерялась температура газа в пограничном слое T^* и температура адиабатической стенки $T_{ст}^*$. Измеренная адиабатическая температура стенки приведена на рис. 1.4 и соответствует расчетам по формуле (1.49). Затем подводилось тепло на второй ступени $q_{ст_2}$ и измерялись профили температуры в зоне завесы при наличии теплообмена (см. рис. 2.1). Опытные данные о теплообмене на второй ступени обрабатывались двумя способами.

В первом случае числа Стентона и Рейнольдса определялись по разности температур стенки и невозмущенного потока:

$$St_0 = q_{ст}/[\rho_0 W_0 c_{p_0} (T_{ст} - T_0)]; \quad Re_{\tau}^{**} = \int_0^x q_{ст} dx / [\mu c_{p_0} (T_{ст} - T_0)]. \quad (2.14)$$

Экспериментальные данные в такой обработке сопоставлены с законом теплообмена (2.11) на рис. 2.2, а. Видно, что в удовлетворительном соответствии с расчетом находятся только опыты, в которых отношение тепловых потоков $(q_{ст_1}/q_{ст_2}) < 1$. В этих опытах вследствие слабого теплообмена на первой ступени равновесная температура стенки $T_{ст}^*$ близка к температуре невозмущенного потока T_0 . Отклонение опытных данных от закона теплообмена (2.11) наблюдается при более интенсивном теплообмене на первой ступени: $(q_{ст_1}/q_{ст_2}) > 1$, причем с увеличением этого отношения отклонение увеличивается. Таким образом, этот способ обработки не позволяет обобщить экспериментальные данные о теплообмене в области тепловой завесы.

При обработке экспериментальных данных вторым способом коэффициент теплоотдачи и толщина потери энергии определялись

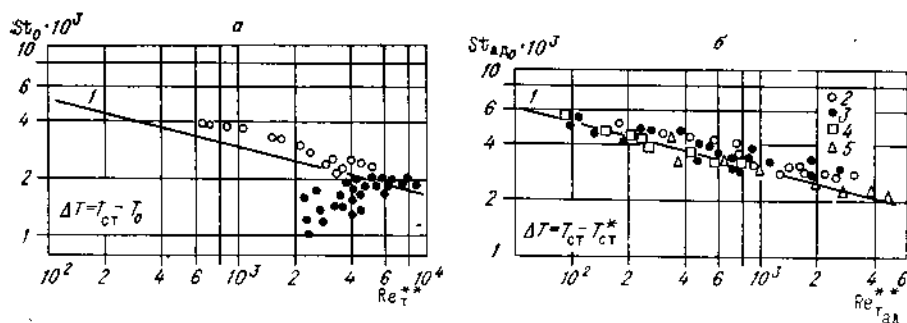


Рис. 2.2. Теплообмен в области тепловой завесы.

1 — расчет по формуле (2.11). Опыты при ступенчатом подводе тепла [148]: 2 — $0,3 < q_{ct1}/q_{ct2} \leq 1$; 3 — $3 < q_{ct1}/q_{ct} < 6,7$; 4 — [8]; 5 — за пористым участком [129].

в соответствии с уравнениями (2.1), (2.6), (2.7) по разности между действительной и равновесной температурой стенки:

$$St = q_{ct} / [c_p W_0 \rho_0 (T_{ct} - T_{ct}^*)]; \quad Re_{\tau}^{**} = \int_{x_0}^x q_{ct} dx / [\mu c_p (T_{ct} - T_{ct}^*)]. \quad (2.15)$$

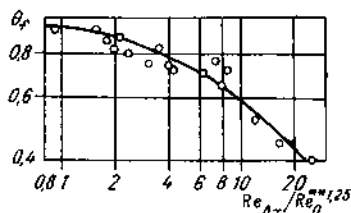
Поскольку процесс теплообмена на второй ступени происходит в уже развившемся динамическом пограничном слое, при определении числа Стентона учитывалось влияние начального динамического слоя по формуле (1.38).

Из рис. 2.2, б видно, что те же опытные данные о теплообмене на второй ступени, обработанные по равновесной температуре стенки, удовлетворительно обобщаются и согласуются с законом теплообмена (2.11), хорошо описывающим тарировочные опыты на этом же рабочем участке при $q_{ct} = \text{const}$ и $T_{ct} = \text{const}$. Здесь же приведены опытные данные [8] при ступенчатом изменении тепловых граничных условий. Из графика видно, что закон теплообмена в форме уравнения (2.11) может быть использован и в зоне действия газовой завесы, если коэффициент теплообмена определять из соотношения (2.1).

На рис. 2.2, б приводятся также опытные данные [129] о теплообмене на непроницаемой стенке за участком пористого вдува при $j_{ct} = \rho_{ct} W_{ct} / \rho_0 W_0 = 0,0051$. Экспериментальное исследование теплообмена при более интенсивных вдувах и за относительно длинными пористыми участками [21, 193] показало, что в этом случае необходимо учитывать влияние динамической предыстории потока. В работе [230] предлагается метод учета, основанный на определении эффективного начала динамического слоя через толщину вытеснения. В [21] хорошая корреляция опытов с зависимостью (2.11) достигается, если в соотношениях (2.15) вместо скорости основного потока ввести скорость на внешней границе избыточного теплового пограничного слоя, определяемую эмпирически. Этот подход аналогичен изложенному в § 1.2. Более детально вопрос о влиянии динамиче-

рис. 2.3. Коэффициент трения за проникаемым участком [22].

Кривая — расчет по формуле (2.18). Опытные точки — при $x_0 = 0,04$ и $0,16$ м, $\bar{\gamma}_{ст} = 0,003 \pm 0,04$.



ской предыстории на теплообмен за пористым участком излагается в следующей главе при рассмотрении ступенчатого вдува.

Поскольку газовые завесы представляют интерес в основном с точки зрения тепловой защиты, их тепловые характеристики изучаются достаточно систематически, чего нельзя сказать об исследовании трения. В работе [22] для определения коэффициента трения за проникаемым участком вводится параметр, аналогичный параметру тепловой эффективности:

$$\Theta_f = (c_{f_0} - c_f) / (c_{f_0} - c_{f_1}), \quad (2.16)$$

где c_f — коэффициент трения в области газовой завесы за проникаемым участком; c_{f_1} — коэффициент трения в конце пористого участка; c_{f_0} — коэффициент трения в «стандартных условиях», рассчитанный по формуле

$$c_{f_0}/2 = A Re^{** - m} = 0,0128 Re^{** - 0,25} \quad (\text{для } Re^{**} \leq 10^4). \quad (2.17)$$

Тогда экспериментальные данные о трении за проникаемым участком обобщаются зависимостью (рис. 2.3), аналогичной расчету тепловой эффективности газовой завесы:

$$\Theta_f = [1 + 0,1 Re_{\Delta x} / Re_0^{**1,25}]^{-0,8}. \quad (2.18)$$

Здесь $Re_0^{**} = \rho_0 W_0 \delta_0^{**} / \mu_0$ — число Рейнольдса, рассчитанное по толщине потери импульса в конце пористого участка.

При использовании модели развитого пограничного слоя и определении α по (2.1) расчет теплообмена в области газовой завесы за тангенциальной щелью (при $\bar{W}_s \leq 1$) может также проводиться по обычным формулам для пластины. Влияние же динамической предыстории потока (в данном случае влияние вдува через щель) на коэффициент теплообмена в соответствии с формулами (1.32) и (1.59) определяется следующим образом:

$$\frac{St}{St_{\Delta x}} = \left[\frac{A(m+1) Re_{\Delta x}}{Re_0^{**m+1} + A(m+1) Re_{\Delta x}} \right]^{\frac{n(1-m)}{1+m}} = \left[1 + \frac{62,5(1 - \bar{W}_s)^{1,25}}{x/s \bar{W}_s Re_s^{0,25}} \right]^{-0,086}. \quad (2.19)$$

На рис. 2.4 приводятся опытные данные о теплообмене за одиночной тангенциальной щелью из [306] и полученные совместно с В. Я. Левченко [56], обработанные в соответствии с формулой (2.19). Коэффициент теплообмена при наличии вдува α , определен-

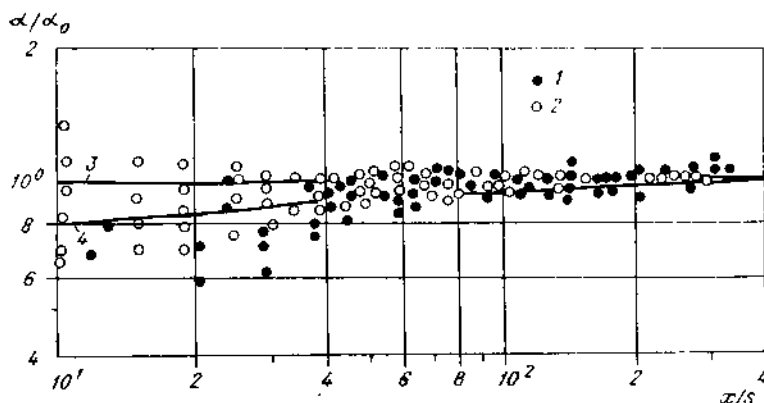


Рис. 2.4. Коэффициент теплообмена за одиночной тангенциальной щелью ($W_s \leq 1$).

Опыты: 1 — [58]; 2 — [306]. Расчет по (2.19): 3 — при $\bar{W}_s = 0$, $Re_s = 0$, $\bar{W}_s = 1$; 4 — при $\bar{W}_s = 0,5$, $s = 13$ мм, $Re_s = 1,6 \cdot 10^4$.

ный в соответствии с (2.1), отнесен к коэффициенту теплообмена на этой же поверхности при отсутствии вдува через щель α_0 .

Анализ теплообмена при струйном охлаждении в [82] основан, по сути дела, на тех же предположениях, что и в [21] за пористым участком, т. е. предполагается, что в этом случае справедлива обычная критериальная зависимость $St = A Re^{-0,2} Pr^{-0,57}$, если в ней используются «равновесные» параметры $T_{ст}^*$ и W^* . Тогда для относительного коэффициента теплоотдачи получается соотношение [82]

$$\bar{\alpha} = \alpha/\alpha_0 = \frac{c_p^*}{c_{p0}} \left(\frac{\mu^*}{\mu_0} \right)^{0,2} \left(\frac{Pr_0}{Pr^*} \right)^{0,57} \left[\frac{(\rho W)^*}{(\rho W)_0} \right]^{0,8}. \quad (2.20)$$

Значение W^* определяется из условия подобия профилей скоростей и температур в свободных спутных струях:

$$\frac{T^* - T_0}{T_m - T_0} \simeq \frac{W^* - W_0}{W_m - W_0}; \quad \frac{T_m - T_0}{T_s - T_0} \simeq \frac{W_m - W_0}{W_s - W_0}, \quad (2.21)$$

где W_m и T_m — параметры на оси струи. С учетом (2.21) выражение (2.20) приводится к виду

$$\bar{\alpha} = \frac{c_p^*}{c_{p0}} \left(\frac{\mu^*}{\mu_0} \right)^{0,2} \left(\frac{Pr_0}{Pr^*} \right)^{0,57} \left[\frac{\bar{W}_s + (1 - \bar{W}_s)(1 - \Theta)}{n + (1 - n)(1 - \Theta)} \right]^{0,8}, \quad (2.22)$$

где $n = T_s/T_0$.

Сопоставление расчетов по формуле (2.22) при $n = 0,8$ с экспериментами показано на рис. 2.5. Формула (2.22) справедлива и при $\bar{W}_s > 1$, хотя видно, что с ростом относительной скорости вдува $\bar{W}_s$ различие расчета и эксперимента увеличивается. Случай пристенной струи $\bar{W}_s > 1$ подробно анализируется в следующем параграфе.

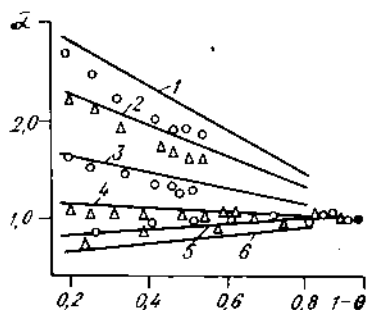


Рис. 2.5. Относительный коэффициент теплообмена при струйном охлаждении [82].

Значения $\bar{W}_s$: 1 — 3,9; 2 — 2,9; 3 — 1,84; 4 — 1,08; 5 — 0,56; 6 — 0,39.

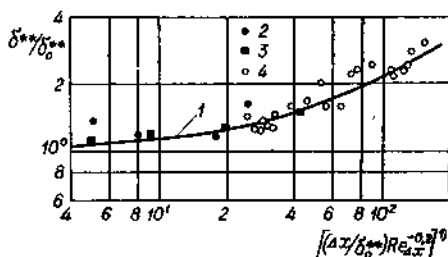


Рис. 2.6. Изменение толщины потери импульса при вдуве через тангенциальную щель ($W_s \leq 1$).

1 — расчет по формуле (2.25). Опыты: 2 — [147]; 3 — [76]; 4 — [210].

Для определения трения при вдуве через тангенциальную щель ($W_s \leq 1$) в первом приближении также можно воспользоваться моделью развитого турбулентного пограничного слоя со значением толщины потери импульса в сечении щели δ_0^{**} , определяемой вдувом охлаждающего газа. Интегрируя уравнение импульсов пограничного слоя на плоской стенке

$$dRe^{**}/dRe_x = c_f/2, \quad (2.23)$$

с учетом закона трения (2.17) получаем следующее выражение для толщины потери импульса:

$$Re^{**} = [Re_0^{**(m+1)} + A(m+1)Re_{\Delta x}]^{\frac{1}{m+1}}. \quad (2.24)$$

Здесь $Re_0^{**} = \rho_0 W_0 \delta_0^{**} / \mu_0$ — число Рейнольдса, построенное по толщине потери импульса в сечении организации завесы и определяемое по формуле (1.59); Δx — продольная координата, отсчитываемая от сечения, в котором определено Re_0^{**} . Выражение (2.24) для степенного профиля скоростей $n = 1/7$ можно записать в виде

$$\frac{\delta_0^{**}}{\delta_0^{**}} = \left[1 + 0,016 \left(\frac{\Delta x}{Re_{\Delta x}^{0,2} \delta_0^{**}} \right)^{1,25} \right]^{0,8}. \quad (2.25)$$

На рис. 2.6 расчет по формуле (2.25) сопоставляется с экспериментальными значениями толщины потери импульса, полученными при вдуве через тангенциальную щель в работах [76, 147, 210]. Как видно, расчет удовлетворительно согласуется с опытами. В таком случае из формул (2.17) и (2.24) следует, что коэффициент трения при турбулентном пограничном слое можно определять по формуле

$$\frac{\tau_{ст}}{\rho_0 W_0^2} = \frac{0,0128}{[Re_0^{**1,25} + 0,016 Re_{\Delta x}]^{0,2}}. \quad (2.26)$$

При вдуве через тангенциальную щель с параметром $\bar{W}_s = 0$ и

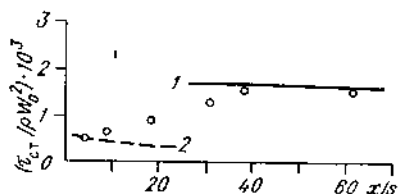


Рис. 2.7. Коэффициент трения на стенке за тангенциальной щелью ($W_s \leq 1$).

1, 2 — расчет по формулам (2.26) и (2.28); опытные точки — [210].

$\overline{W}_s = 1$ течение в пограничном слое подобно простому обтеканию плоской пластины. Действительно, в этих предельных случаях в соответствии с (1.59) $Re_0^{**} = 0$, и формула (2.26) переходит в обычную для коэффициента трения на пластине.

За тангенциальной щелью (см. рис. 1.7) на начальном участке $x < x_0$ пристенный пограничный слой развивается в потоке вдуваемого газа. Поскольку параметры на внешней границе пограничного слоя в этом случае определяются вдуваемым потоком, вблизи щели коэффициент трения следует определять по обычной формуле, подставляя в нее параметры вдуваемого газа:

$$\tau_{ст}/\rho_s W_s^2 = 0,029 (\rho_s W_s x / \mu_s)^{-0,2}. \quad (2.27)$$

После приведения к параметрам основного потока

$$\frac{\tau_{ст}}{\rho_0 W_0^2} = 0,029 \frac{\overline{W}_s^2}{Re_s^{0,2} \left(\frac{x}{s} \right)^{0,2}}. \quad (2.28)$$

Расчеты по формулам (2.26) и (2.28) сопоставлены с опытными значениями коэффициента трения при вдуве газа через тангенциальную щель на рис. 2.7 [210]. Как видно, на основном участке течения при $x/s > 30$ опыты хорошо описываются формулой (2.26). Вблизи же щели они ближе к формуле (2.28).

Экспериментальные результаты, полученные за участком пористого вдува и за тангенциальной щелью [245], показывают, что в обоих случаях с увеличением расхода вдуваемого газа напряжение трения на стенке уменьшается до некоторого минимума. При этом вдув через щель по касательной к поверхности дает большее снижение поверхностного трения на единицу расхода вдуваемого газа (~ в 1,5 раза), чем вдув через пористый участок.

§ 2.3. Затопленная пристенная струя ($\overline{W}_s \gg 1$)

Важным предельным случаем щелевого заградительного охлаждения является затопленная струя, взаимодействующая с поверхностью, когда скорость спутного потока равна нулю ($W_\infty = 0$) или мала по сравнению со скоростью вдува $W_s/W_\infty \gg 1$.

Схема рассматриваемого течения показана на рис. 2.8. Плоская турбулентная струя вытекает из щели высотой s со средней расходной скоростью W_s в пространство, заполненное той же средой. С одной стороны течение ограничено твердой плоской поверхностью,

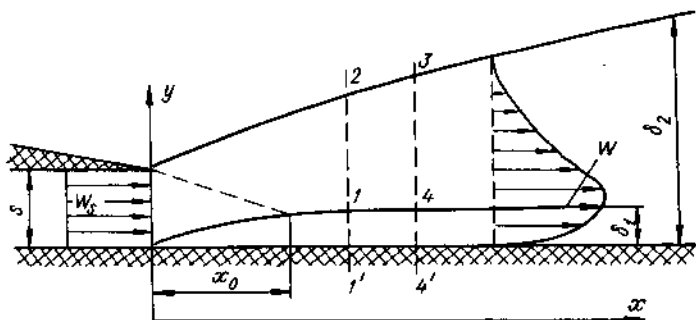


Рис. 2.3. Схема течения в полуограниченной затопленной струе.

на которой формируется пристенный пограничный слой толщиной $\delta_1(x)$. На внешней границе этого слоя находится максимум скорости течения $((\partial W / \partial y)|_{y=\delta_1}=0)$. Граница струи и невозмущенного газа характеризуется координатой $\delta_2(x)$.

Для элемента струи dx толщиной δ_2 уравнение импульсов имеет вид

$$\frac{d}{dx} \int_0^{\delta_2} \rho W^2 dy = -\tau_{\text{ст.}} \quad (2.29)$$

Разбивая пределы интегрирования на интервалы $0 - \delta_1$ и $\delta_1 - \delta_2$, получим

$$\frac{d}{dx} \int_0^{\delta_1} \rho W^2 dy + \frac{d}{dx} \int_{\delta_1}^{\delta_2} \rho W^2 dy = -\tau_{\text{ст.}} \quad (2.30)$$

Полагая, что силы трения на внешней границе пристеночного пограничного слоя равны нулю (при $y = \delta_1$, $\partial W / \partial y = 0$ и $\tau = 0$), для контура 1-2-3-4 можно записать следующее уравнение импульсов:

$$\frac{d}{dx} \int_{\delta_1}^{\delta_2} \rho W^2 dy + W_0 \frac{d}{dx} \int_0^{\delta_1} \rho W dy = 0, \quad (2.31)$$

где W_0 — скорость на внешней границе пристенного пограничного слоя (при $y = \delta_1$). Из уравнения (2.31) следует, что

$$\frac{d}{dx} \int_{\delta_1}^{\delta_2} \rho W^2 dy = -W_0 \frac{d}{dx} \int_0^{\delta_1} \rho W dy. \quad (2.32)$$

Это уравнение связывает изменение импульса во внешней части струи с импульсом, вносимым в пристенный пограничный слой присоединяемой к нему массой жидкости из области $y > \delta_1$. С учетом

(2.32) уравнение (2.30) принимает вид

$$W_0 \frac{d}{dx} \int_0^{\delta_1} \rho W dy - \frac{d}{dx} \int_0^{\delta_1} \rho W^2 dy = \tau_{ст}. \quad (2.33)$$

Введем величины, характерные для пристенного пограничного слоя: δ^{**} — толщину потери импульса и δ^* — толщину вытеснения

$$\delta^* = \int_0^{\delta_1} \left(1 - \frac{\rho W}{\rho_0 W_0}\right) dy; \quad \delta^{**} = \int_0^{\delta_1} \frac{\rho W}{\rho_0 W_0} \left(1 - \frac{W}{W_0}\right) dy.$$

Тогда уравнение (2.33) приводится к виду

$$\frac{d}{dx} \rho_0 W_0^2 \delta^{**} + \rho_0 W_0 (\delta^* - \delta_1) \frac{dW_0}{dx} = \tau_{ст} \quad (2.34)$$

или
$$\frac{d Re^{**}}{d\bar{x}} + \left(1 + H - \frac{\delta_1}{\delta^{**}}\right) \frac{Re^{**}}{\bar{W}_0} \cdot \frac{d\bar{W}_0}{d\bar{x}} = \frac{c_{f1}}{2} Re_s \bar{W}_0. \quad (2.35)$$

Здесь $Re^{**} = W_0 \delta^{**} / \nu_0$; $\bar{x} = x/s$; $\bar{W}_0 = W_0/W_s$; $c_{f1}/2 = \tau_{ст}/\rho_0 W_0^2$; $Re_s = W_s s / \nu_0$; $H = \delta^* / \delta^{**}$. Уравнение (2.35) отличается от обычного уравнения импульсов тем, что помимо формпараметра H содержит в себе еще отношение толщины пограничного слоя к толщине потери импульса δ_1 / δ^{**} . Кроме того, следует обратить внимание на то обстоятельство, что наличие этих формпараметров и величины dW_0/dx в данном случае не связано с градиентом давления, который в дозвуковой затопленной струе практически равен нулю.

При степенном распределении скоростей в пристенном пограничном слое по закону степени $n = 1/7$

$$C_1 = 1 + H - \frac{\delta_1}{\delta^{**}} = 1 + (1 + 2n) - \frac{(1+n)(1+2n)}{n} = -8. \quad (2.36)$$

Уравнение (2.35) можно получить также, интегрируя уравнение движения пограничного слоя по оси y от $y = 0$ до $y = \delta_1$:

$$W_x \frac{\partial W_x}{\partial x} + W_y \frac{\partial W_x}{\partial y} = \frac{\partial \tau}{\partial y}, \quad (2.37)$$

учитывая уравнение неразрывности

$$\partial W_x / \partial x + \partial W_y / \partial y = 0 \quad (2.38)$$

и граничные условия $W_x = W_y = 0$, $\tau = \tau_{ст}$ при $y = 0$, $W_x = W_0 = f(x)$, $\tau = 0$ при $y = \delta_1$.

Полагаем, что законы трения и теплообмена сохраняют консервативность и в рассматриваемом случае течения. Тогда для квазиизотермического течения несжимаемого газа уравнение импульсов (2.35) с учетом закона трения (2.17) запишется в виде

$$\frac{d Re^{**}}{d\bar{x}} + C_1 \frac{Re^{**}}{\bar{W}_0} \frac{d\bar{W}_0}{d\bar{x}} = \frac{A}{Re^{**m}} \bar{W}_0 Re_s \quad (2.39)$$

для турбулентного пограничного слоя при $n = 1/7$, $A = 0,0128$, $m = 0,25$, $C_1 = -8$. Поскольку толщина пристенного пограничного слоя во много раз меньше толщины струи $\delta_1 \ll \delta_2$ [2], закон изменения максимальной скорости в пристенной струе можно принять таким же, как и в свободной струе с начальным сечением $2s$ (скорость на стенке при отсутствии трения):

$$\bar{W}_0 = C_2 \bar{x}^a \approx 3,8 \bar{x}^{-0,5}. \quad (2.40)$$

Эта зависимость хорошо согласуется с опытными данными в пристенной струе [171, 309].

Уравнение (2.39) представляет собой линейное дифференциальное уравнение типа Бернулли. Интегрируя его от $\bar{x}_0$ до $\bar{x}$, получаем

$$\begin{aligned} \text{Re}^{**} = & \left\{ \text{Re}_0^{**(1+m)} \left(\frac{x_0}{x} \right)^{C_1 \cdot a(m+1)} + \frac{A(m+1) \text{Re}_s C_2 \bar{x}^{a+1}}{a C_1 (m+1) + a + 1} \times \right. \\ & \left. \times \left[1 - \left(\frac{x_0}{x} \right)^{C_1 \cdot a(m+1) + a + 1} \right] \right\}^{\frac{1}{m+1}}. \end{aligned} \quad (2.41)$$

При $x \gg x_0$ имеем

$$\text{Re}^{**} \approx \left[\frac{A(m+1) C_2 \text{Re}_s \bar{x}^{a+1}}{a C_1 (m+1) + a + 1} \right]^{\frac{1}{m+1}}. \quad (2.42)$$

Подставляя найденное значение Re^{**} в закон трения (2.17), можно получить следующие формулы для коэффициентов трения на стенке в затопленной пристенной турбулентной струе:

$$c_{f_1}/2 = \tau_{\text{ст}}/\rho_0 W_0^2 = 0,0315/\text{Re}_s^{0,2} \bar{x}^{0,1}; \quad (2.43)$$

$$c_{f_1} = 0,0825 (W_0 x/\nu)^{-0,2}; \quad (2.44)$$

$$c_{f_2}/2 = \tau_{\text{ст}}/\rho_0 W_s^2 = 0,457/\text{Re}_s^{0,2} \bar{x}^{1,1}. \quad (2.45)$$

На рис. 2.9 расчеты по формуле (2.45) сопоставлены с опытными данными Майерса и др. [171]. Как видно, при $x > x_0$ теория удовлетворительно описывает эксперимент. На участке же $x < x_0$ пристенный пограничный слой развивается в потоке вдуваемого газа, и трение на стенке здесь следует рассчитывать по обычной формуле (2.27).

В работе Сигалла [308] найдена экспериментальная зависимость коэффициента трения на стенке для $\bar{x} > 30$

$$c_{f_1} = 0,0865 (W_0 x/\nu)^{-0,2}, \quad (2.46)$$

что только на 5% отличается от формулы (2.44).

Себаном и Бэком [307] установлено, что в пристенной струе со слабым спутным потоком при отношении массовых скоростей в пределах $3 < (\rho W)_s/(\rho W)_\infty < 9$ величина максимальной скорости W_0 изменяется по следующему закону:

$$\bar{W}_0 \approx 3,6 \bar{x}^{-0,45}. \quad (2.47)$$

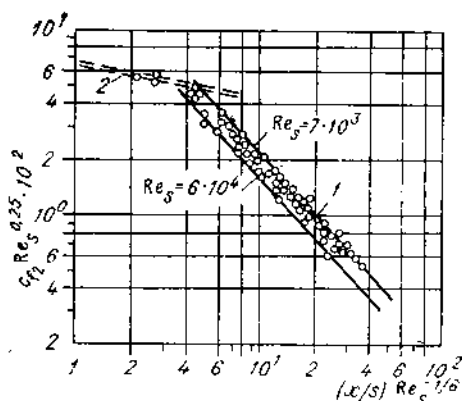


Рис. 2.9. Коэффициент трения в затопленной пристенной струе.

1, 2 — расчет по формулам (2.45) и (2.27). Опытные точки Майерса и др. [171].

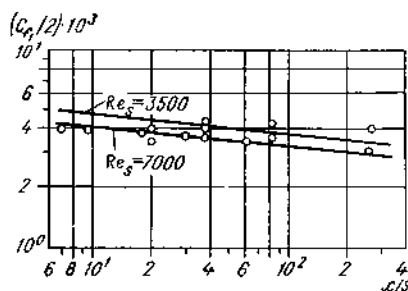


Рис. 2.10. Коэффициент трения в пристенной струе при наличии слабого слутного потока.

Линии — расчет по формуле (2.48). Опытные точки Себана [307].

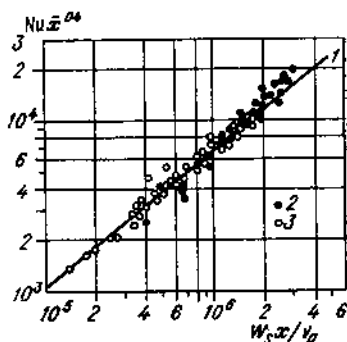


Рис. 2.11. Теплообмен в затопленной пристенной струе.

1 — расчет по формуле (2.51). Опыты: 2 — автора и В. Я. Левченко; 3 — Якоба [285].

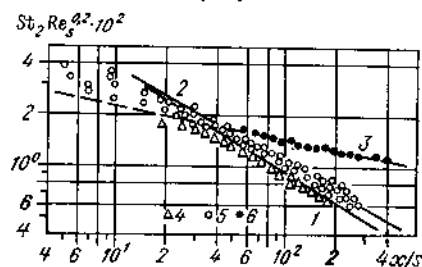


Рис. 2.12. Теплообмен в пристенной струе при наличии слутного потока.

1—3 — соответственно расчет по формулам (2.50), (2.52) и (2.53). Опыты: 4 — $W_s/W_\infty \rightarrow \infty$ [172]; 5—3 < W_s/W_∞ < 9 [306, 307]; 6 — $1,05 < W_s/W_\infty < 1,1$ [306].

Используя этот закон изменения скорости, из уравнений (2.42) и (2.17) получим следующую формулу для коэффициента трения в пристенной струе при наличии слабого слутного потока:

$$c_{f1}/2 = 0,0314/Re_s^{0,2} x^{0,11}. \quad (2.48)$$

Как видно из рис. 2.10, эта формула удовлетворительно согласуется с опытными данными [307].

Полагая для турбулентного потока

$$St_1 = (c_{f1}/2) Pr^{-0,6}, \quad (2.49)$$

находим коэффициенты теплообмена:

а) для затопленной струи, распространяющейся вдоль поверхности в пространстве, заполненном покоящейся жидкостью,

$$St_2 = \alpha/c_p W_s = 0,12 Re_s^{-0,2} (\bar{x} Pr)^{-0,6}, \quad (2.50)$$

$$\text{Nu}_x = \alpha x / \lambda = 0,12 (W_s x / \nu)^{0,8} \bar{x}^{-0,4} \text{Pr}^{0,4}; \quad (2.51)$$

б) для пристенной струи при наличии слабого спутного потока

$$3 < W_s / W_\infty < 9; \text{St}_2 = 0,113 / \text{Re}_x^{0,2} \bar{x}^{0,56} \text{Pr}^{0,6}. \quad (2.52)$$

Сопоставление формул (2.50) — (2.52) с опытными данными о теплообмене в пристенной струе показано на рис. 2.11 и 2.12. На рис. 2.12 приводятся также опытные данные Себана о теплообмене в пристенной струе со спутным потоком при $W_s \approx W_\infty \approx W_0$, которые, естественно, описываются обычной формулой для пластины:

$$\text{St} = 0,029 \text{Re}_x^{-0,2} \text{Pr}^{-0,6}. \quad (2.53)$$

§ 2.4. Теплообмен на макрошероховатой поверхности

Рассмотрим некоторые результаты экспериментальных исследований теплообмена в области газовой завесы за тангенциальной щелью, проведенных автором совместно с В. Я. Левченко [56]. Опыты проводились в условиях, близких к изотермическим ($1 < T_{ст}/T_0 < 1,3$), в дозвуковой аэродинамической трубе. Установка и методика измерений описаны в работах [55, 56]. Схема рабочего участка показана на рис. 1.16. Стенка нагревалась секционными электронагревателями при условии $q_{ст} = \text{const}$ по длине.

Результаты опытов по теплообмену в области газовой завесы за тангенциальной щелью на гладкой стенке при $\bar{W}_s \leq 1$ согласуются с опытами Себана (см. рис. 2.4), а при $\bar{W}_s > 1$ — с опытами Якоба (см. рис. 2.11).

В опытах с теплообменом макрошероховатая «трубчатая» поверхность набиралась из стальных, луженных оловом полуцилиндров (см. рис. 1.16). При обработке опытов на трубчатой стенке удельный тепловой поток $q_{ст}$ определялся по отношению ко всей смачиваемой поверхности.

Результаты опытов по теплообмену на трубчатой поверхности при отсутствии завесы представлены на рис. 2.13. В диапазоне чисел Рейнольдса $5 \cdot 10^4 < \text{Re}_x < 2 \cdot 10^6$ опытные данные о коэффициенте теплообмена описываются зависимостью

$$\text{Nu}_x = 2,6 \cdot 10^{-3} \text{Re}_x, \quad (2.54)$$

т. е. в этом диапазоне коэффициент теплообмена не зависит от линейного размера. Точки, для которых выполняется это соотношение, расположены при $x/\Delta > 6$ от начала пластины. Опытные же данные о теплообмене при $x/\Delta < 6$ совпадают с зависимостью для гладкой стенки

$$\text{Nu}_x = 0,0263 \text{Re}_x^{0,8}. \quad (2.55)$$

Вероятно, начиная с некоторого отношения высоты шероховатости к толщине пограничного слоя, процесс теплообмена определя-

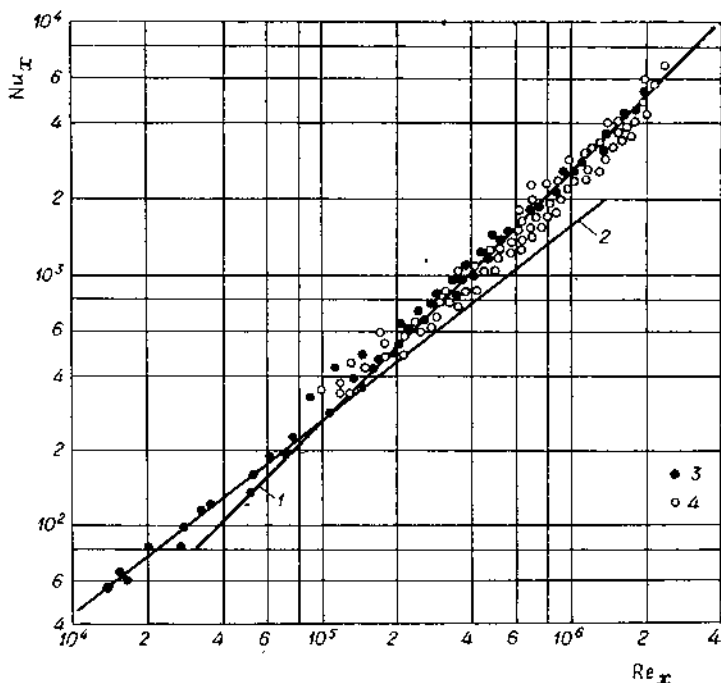


Рис. 2.13. Теплообмен на трубчатой поверхности.

1 — расчет по формуле (2.54); 2 — формула (2.55) для гладкой стенки; 3 — опыты без завесы ($s=0$); 4 — при вдуве через тангенциальную щель ($x/s > 30$; $0,3 \leq W_s \leq 1$; $2 \leq s \leq 13$ мм).

ется характером течения вблизи трубок и становится автомодельным по отношению к толщине пограничного слоя. Для аналогичного вида шероховатости в условиях развитого турбулентного течения в круглой трубе [298] также была получена очень слабая зависимость коэффициента теплообмена от линейного размера. Число Стентона в этих экспериментах составляло $St \approx 3,7 \cdot 10^{-3}$, что соответствует результатам наших опытов.

На рис. 2.13 представлены также опытные данные о теплообмене на трубчатой поверхности при наличии вдува вторичного воздуха ($W_s \leq 1$) через тангенциальную щель. Ширина щели изменялась от 2 до 13 мм ($6,5 > \Delta/s > 1$). Коэффициент теплообмена в этих опытах, как и в случае обтекания гладкой поверхности при наличии газовой завесы, определяется по формуле (2.1), в которой значения равновесной температуры стенки $T_{ст}^*$ находились из экспериментов, описанных в § 1.7. Как видно, и для поверхности с крупномасштабной шероховатостью коэффициент теплообмена при наличии газовой завесы в такой обработке практически совпадает с коэффициентом теплообмена при отсутствии вдува. Экспериментальные результаты [207], полученные на трубчатой поверхности в высокотемпературном потоке ($2 < T_0/T_\infty < 3$), практически совпадают с приведенными на рис. 2.13.

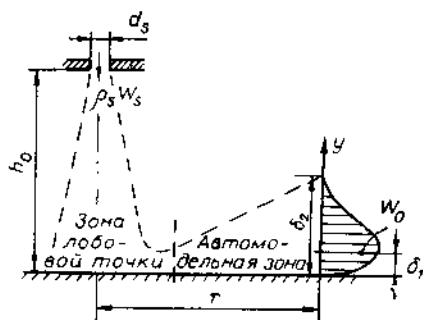
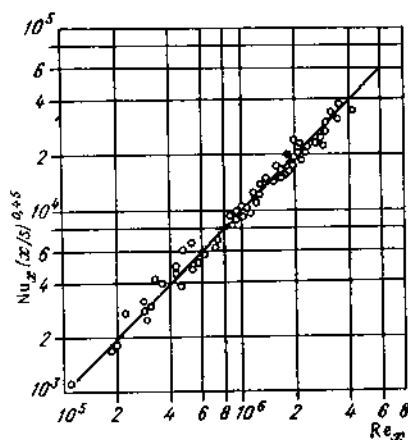


Рис. 2.15. Схема взаимодействия струи с преградой.

Рис. 2.14. Теплообмен в пристенной струе на трубчатой поверхности ($\bar{W}_s > 2$).

Линия — расчет по формуле (2.58), опытные точки — при значениях $2.2 < \bar{W}_s < 9.2$; $s = 6.5 \div 13$ мм.

Результаты экспериментов по теплообмену на макрошероховатой поверхности в пристенной турбулентной струе, когда скорость газа в щели выше скорости спутного потока ($\bar{W}_s > 1$), приведены на рис. 2.14. Как уже указывалось в предыдущем параграфе, в этом случае течение можно разбить на две области: пристенный пограничный слой (от стенки до точки, в которой скорость принимает максимальное значение) и внешнюю область струйного потока. Попробуем для расчета теплообмена в пограничном слое пристенной струи воспользоваться формулой (2.54), полученной в условиях течения на макрошероховатой поверхности при $0 \leq \bar{W}_s \leq 1$, подставив в нее локальные параметры на внешней границе пристенного слоя:

$$\alpha x / \lambda = 2,6 \cdot 10^{-3} \rho_s W_0 x / \mu_0, \quad (2.56)$$

которые в рассматриваемом случае зависят от продольной координаты. Как указывалось в гл. 1, законы изменения равновесной температуры стенки $T_{ст}^*$ и максимальной скорости W_0 в пристенной струе (при $\bar{W}_s > 1$) одинаковы для гладкой и шероховатой поверхности. Равновесная температура стенки определяется по формуле (1.65), а закон изменения скорости на внешней границе пристенного пограничного слоя — соотношением

$$\bar{W}_0 = W_0 / W_s = 3,6 (x/s)^{-0.45}, \quad (2.57)$$

которое хорошо согласуется с опытами на гладкой и шероховатой стенках при $3 < \bar{W}_s < 9$ (см. рис. 1.22).

Используя закон изменения максимальной скорости, из формулы (2.56) получаем следующую зависимость для коэффициента теплообмена на макрошероховатой поверхности в пристенной струе при $\bar{W}_s > 1$:

$$Nu_x (x/s)^{0.45} = 9,4 \cdot 10^{-3} (\rho_s W_s x / \mu). \quad (2.58)$$

Как видно из рис. 2.14, она достаточно хорошо согласуется с опытными данными, полученными при $W_* > 2$ и относительной высоте шероховатости $\Delta/s = 1$ и 2.

В гл. 2 было показано, что на адиабатической поверхности шероховатость существенно влияет на эффективность газовой завесы только при малых вдувах. С увеличением же параметра вдува это влияние уменьшается, и при $\bar{W} > 1$ его практически нет. На неадиабатической же стенке (при комбинированном охлаждении) шероховатость поверхности влияет на коэффициент теплообмена одинаково во всем диапазоне изменения параметра вдува.

При изучении распространения полуграниченной струи вдоль поверхности расплава [207] установлено, что аэродинамика и теплообмен практически не отличаются от закономерностей струи на макрошероховатой твердой стенке. Это связано с образованием поперечных волн на поверхности, воздействие которых аналогично влиянию макрошероховатости.

§ 2.5. Струя, натекающая на преграду

Известно [255], что область взаимодействия струи, набегающей перпендикулярно на плоскую преграду, можно условно разбить на две зоны (рис. 2.15): область критической точки и зона автомодельного течения, которая формируется после разворота струи вдоль пластины.

Для анализа гидродинамики и процессов тепломассообмена в автомодельной области можно использовать метод, основанный на решении интегральных соотношений импульсов и энергии, который в § 2.3 был применен при исследовании плоской пристенной затопленной струи.

В. И. Терехов и Б. А. Бусыгин [34] распространили этот метод на течение в автомодельной области осесимметричной струи, вытекающей из отверстия диаметром d , с массовой скоростью $\rho_* W_*$ и падающей перпендикулярно на плоскую стенку (см. рис. 2.15). Для кольцевого элемента струи шириной dr и толщиной δ уравнение сохранения импульса можно записать так:

$$\frac{d}{dr} \int_0^{\delta} \rho W^2 2\pi r dy = - \tau_{cr} 2\pi r. \quad (2.59)$$

Проведя преобразования, как и при решении для плоской затопленной струи, получаем интегральное соотношение импульсов в виде

$$\frac{d \text{Re}^{**}}{d\bar{r}} + \text{Re}^{**} \left[C_1 \frac{d\bar{W}_0}{\bar{W}_0 d\bar{r}} + \frac{1}{\bar{r}} \right] = \frac{c_{f1}}{2} \bar{W}_0 \text{Re}_s. \quad (2.60)$$

Здесь $\text{Re}^{**} = \rho_* W_* \delta^{**} / \mu$; $\text{Re}_s = \rho_* W_* d_s / \mu$; $\bar{r} = r/d_s$; $\bar{W}_0 = W_0/W_*$; $c_{f1}/2 = \tau_w / \rho_* W_*^2$.

Для степенного закона распределения скоростей в пристенном турбулентном пограничном слое $\omega = \xi^{1/7}$ в соответствии с формулами (2.36) и (2.17) имеем

$$C_1 = (1 + \delta^*/\delta^{**} - \delta_1/\delta^{**}) = -8; \quad (2.61)$$

$$c_{f1}/2 = A \text{Re}^{*-m}; \quad A = 0,0128; \quad m = 0,25.$$

Тогда (2.60) преобразуется следующим образом:

$$\frac{d\text{Re}^{**}}{dr} + \text{Re}^{**} \left[C_1 \frac{d\bar{W}_0}{\bar{W}_0 dr} + \frac{1}{r} \right] = A \text{Re}^{*-m} \text{Re}_s \bar{W}_0. \quad (2.62)$$

Соотношение (2.62) отличается от аналогичного уравнения для плоских струй (2.39) наличием члена $1/r$ в левой части и законом изменения максимальной скорости $\bar{W}_0$ по радиусу веерной струи, который по аналогии с плоской струей [2] может быть определен из условия сохранения потока количества движения. Пренебрегая потерями на трение о стенку, это условие запишем так:

$$\int_0^{\delta_2} \rho W^2 2\pi r dy = \rho_0 W_0 \frac{\pi d_s^2}{4} = \text{const.} \quad (2.63)$$

Как показано в работах [2, 34, 255], профиль скоростей во внешней части пристенных струй хорошо описывается выражением

$$W/W_0 = [1 - (y/\delta_2)^{1,5}]^2, \quad (2.64)$$

а граница струи определяется как $\delta_2 = 0,22\bar{r}$. Используя это условие и подставляя (2.64) в (2.63), получаем

$$\bar{W}_s = W_0/W_s = C_2 \bar{r}^m = 1,34/\bar{r}. \quad (2.65)$$

Уравнение (2.65) достаточно хорошо описывает экспериментальное распределение максимальной скорости по радиусу пластины и практически совпадает с результатами анализа А. Г. Сычева [226]. Такое сопоставление показано на рис. 2.16, где приведены опытные данные различных авторов. Некоторое завышение данных относительно экспериментальных объясняется, вероятно, тем, что при теоретическом анализе не учитывалось влияние трения на стенке на максимальную скорость W_0 .

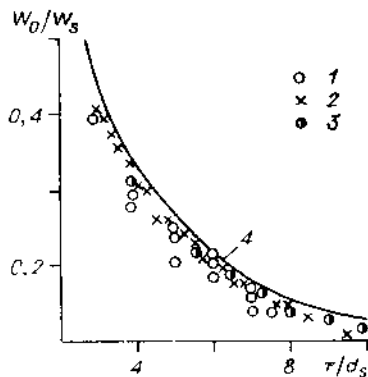


Рис. 2.16. Изменение максимальной скорости по радиусу веерной струи в автомобильной области течения.

Опыты: 1 — [255]; 2 — [34]; 3 — [194]; 4 — расчет по формуле (2.65).

Интегрирование уравнения (2.62) с учетом (2.65) дает зависимость для числа Рейнольдса, рассчитанного по толщине потери импульса:

$$\text{Re}^{**} = \left\{ \text{Re}_{01}^{**} \left(\frac{\bar{r}_{01}}{\bar{r}} \right)^{(m+1)(C_1\alpha+1)} + \text{Re}_s \frac{AC_2(m+1)\bar{r}^{(\alpha+1)}}{\alpha+1+(m+1)(C_1\alpha+1)} - \bar{r}_{01}^{\alpha+1+(m+1)(C_1\alpha+1)} \right\}^{\frac{1}{1+m}} \quad (2.66)$$

Здесь $\bar{r}_{01}$, Re_{01}^{**} — радиус и число Рейнольдса на границе перехода от лобовой точки к автомодельному режиму течения. На достаточно больших расстояниях ($\bar{r} \gg \bar{r}_{01}$) имеем

$$\text{Re}^{**} \approx \left[\frac{AC_2(1+m)\bar{r}^{\alpha+1}\text{Re}_s}{\alpha+1+(m+1)(C_1\alpha+1)} \right]^{\frac{1}{1+m}} = 6,67 \cdot 10^{-3} \text{Re}_s^{0,8}. \quad (2.67)$$

Коэффициент трения можно определить из следующего соотношения:

$$c_{f1}/2 = \tau_{ст}/\rho_0 W_0^2 = A \text{Re}^{** - m} = 0,0448 \text{Re}_s^{-0,2}. \quad (2.68)$$

Из уравнений (2.67) и (2.68) следует вывод о том, что число Рейнольдса, построенное по толщине потери импульса и по максимальной скорости, и соответственно коэффициент трения, также рассчитанный по локальной скорости на границе пристенного слоя, остаются постоянными по радиусу верной струи. Это обстоятельство объясняется тем, что с увеличением толщины потери импульса по радиусу пропорционально уменьшается скорость на границе пристенного пограничного слоя W_0 .

В практических расчетах коэффициент трения удобнее определять по скоростному напору в сопле, тогда его изменение по радиусу с учетом (2.65) будет иметь вид

$$c_{f2}/2 = \tau_{ст}/\rho_s W_s^2 = 0,08 \text{Re}_s^{-0,2} \bar{r}^{-2}. \quad (2.69)$$

Таким образом, уравнения (2.64), (2.65), (2.66)—(2.69) позволяют рассчитывать все необходимые аэродинамические характеристики течения — профили скорости, интегральные параметры и поверхностное трение.

Экспериментальные данные [194, 268] сопоставлены с расчетом по формуле (2.68) на рис. 2.17. Опытные данные взяты для среднего в экспериментах расстояния от сопла до пластины $\bar{h}_0 = h_0/d_s = 10$ и среднего значения текущего радиуса $\bar{r} = r/d_s = 10$.

Используя аналогию Рейнольдса (2.49), можно получить формулы для расчета коэффициента процессов теплообмена

$$\text{St}_2 = \alpha/\rho_s W_s c_p = 0,06 \text{Re}_s^{-0,2} \bar{r}^{-1} \text{Pr}^{-0,6}; \quad (2.70)$$

или

$$\text{Nu}_2 = \alpha d_s/\lambda = 0,06 \text{Re}_s^{-0,8} \bar{r}^{-1} \text{Pr}^{0,1}. \quad (2.71)$$

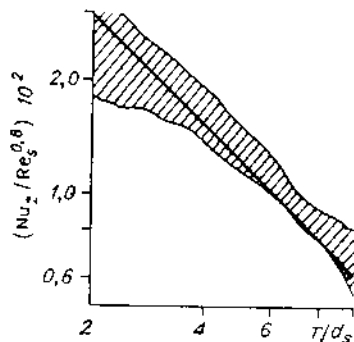
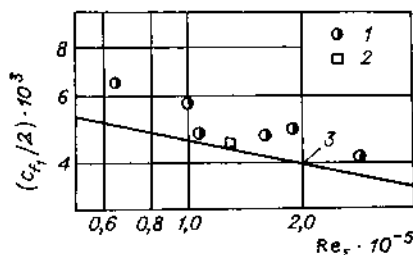


Рис. 2.17. Коэффициент трения в веерной струе.
Опыты: 1 — [194]; 2 — [268]; 3 — расчет по формуле (2.68).

Рис. 2.18. Теплообмен в веерной струе.

Заштрихованная область — опыты [32, 255, 277]. Линия — расчет по формуле (2.71).

Опытные данные [32, 255, 277] сопоставлены с формулой (2.71) на рис. 2.18. Как следует из графика, начиная с $\tau/d_s \approx 3$ наблюдается хорошее совпадение теории с экспериментом.

Метод расчета течений с помощью интегральных соотношений пограничного слоя можно использовать и для других случаев взаимодействия струй с препятствиями. Так, достаточно просто можно показать, что при ударе плоской струи о преграду в автомоделной области будут справедливы соотношения (2.43)—(2.45) для плоской затопленной струи. При этом ввиду симметрии число Re_s в формулах (2.43)—(2.45) необходимо брать равным половине числа Рейнольдса, рассчитанного по параметрам в щели $Re_s = \rho W_s s / 2\mu$. В работе [130] подобный метод распространен на случай струйного обтекания диска, кругового цилиндра и сферы.

Глава 3

ГАЗОВАЯ ЗАВЕСА

В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

С ПЕРЕМЕННЫМИ ФИЗИЧЕСКИМИ СВОЙСТВАМИ

Защита различных конструктивных элементов от воздействия высокотемпературных и химически агрессивных газовых потоков с помощью газовых завес осуществляется, как правило, в сложных газодинамических условиях. Проблема расчета пограничного слоя при этом осложняется необходимостью учета влияния на его характеристики различных возмущающих факторов, в частности таких, как сжимаемость и неизотермичность газа, поперечный поток вещества и др.

В данной главе рассматриваются процессы турбулентного тепло-массообмена в условиях газовой завесы при воздействии перечис-

ленных возмущающих факторов на пограничный слой как на адиабатической, так и на неадиабатической поверхности. Теоретический анализ основан на использовании асимптотической теории турбулентного пограничного слоя, разработанной С. С. Кутателадзе и А. И. Леонтьевым [138] для течения сжимаемого газа без завесы.

§ 3.1. Относительные законы тепломассообмена

В турбулентном ядре пограничного слоя, где молекулярным переносом можно пренебречь, трение и плотность теплового потока в соответствии с формулой Прандтля можно выразить следующим образом:

$$\tau = \rho l^2 \left(\frac{\partial W_x}{\partial y} \right)^2 \beta; \quad q = \rho l \frac{\partial W_x}{\partial y} l_\tau \frac{\partial h}{\partial y} \beta_\tau. \quad (3.1)$$

Здесь ρ , W_x , h — плотность, скорость и энтальпия газа в рассматриваемой точке пограничного слоя; l и l_τ — длина гидродинамического и теплового пути смещения; β и β_τ — коэффициенты, учитывающие влияние пульсаций плотности на перенос количества движения и тепла.

При течении газов, когда подобны граничные условия и $Pr \approx 1$, можно принять подобие профилей скоростей и полных энтальпий. Как показано в гл. 2, при наличии газовой завесы условие подобия выполняется, если профили относительных энтальпий (температур) строить с учетом их «равновесных» значений (т. е. относительно значений в рассматриваемой точке пограничного слоя в условиях завесы на адиабатической стенке):

$$(h - h^*) / (h_{ct} - h_{ct}^*) = 1 - \omega. \quad (3.2)$$

Здесь h_{ct} и h_{ct}^* — теплосодержание газа на стенке при наличии теплообмена ($q_{ct} \neq 0$) и без него ($q_{ct} = 0$); h^* — теплосодержание газа в рассматриваемой точке пограничного слоя при наличии газовой завесы на адиабатической стенке ($q_{ct} = 0$).

Условие (3.2) подтверждается опытными данными при $c_p \approx \text{const}$, приведенными на рис. 2.1. При заградительном охлаждении адиабатической стенки, когда $(\partial h / \partial y)_{ct} = 0$, вследствие турбулентного перемешивания происходит выравнивание температуры (энтальпий) внутри пограничного слоя. При этом наибольшая интенсивность турбулентного перемешивания наблюдается в пристенной области, где градиент скорости $\partial W_x / \partial y$ имеет максимальные значения. Поэтому деформация профиля энтальпий происходит таким образом, что область с $\partial h^* / \partial y \approx 0$ интенсивно размывается от стенки в глубь пограничного слоя и увеличивается зона с $h^* \approx h_{ct}^*$. Этот процесс выравнивания энтальпии в окрестности адиабатической поверхности символически можно записать следующим образом:

$$\text{при } x \rightarrow \infty \quad h^* \rightarrow h_{ct}^*. \quad (3.3)$$

В работах [136, 162] при теоретическом исследовании газовых завес на адиабатической стенке принималось условие (3.3). Следует отметить, что полученные теоретические зависимости для эффективности тепловых завес в пограничном слое с постоянными физическими свойствами хорошо согласуются с опытными данными.

Если воспользоваться этим допущением, то подобие профилей скоростей и энтальпий (3.2) в условиях завесы на неадиабатической поверхности при $Re \rightarrow \infty$ можно представить в виде

$$\vartheta = (h - h_{ст}) / (h_{ст}^* - h_{ст}) = \omega. \quad (3.4)$$

Проведем некоторые преобразования выражения для турбулентного потока тепла (3.1), подобно тому как это было сделано С. С. Кутателадзе и А. И. Леонтьевым в работах [138, 227] с турбулентным трением. С учетом подобия профилей скоростей и полных энтальпий в форме (3.4) получается следующее соотношение, справедливое и при наличии газовой завесы в турбулентном пограничном слое:

$$\int_{\vartheta_1}^1 V \sqrt{\frac{\tilde{\rho}}{\Psi} \cdot \frac{\tilde{q}_0}{\tilde{q}}} d\vartheta = \int_{\xi_1}^1 V \sqrt{\frac{St_0 \tilde{q}_0}{\beta}} \cdot \frac{d\xi}{\tilde{\gamma}}. \quad (3.5)$$

Здесь $\tilde{\rho} = \rho/\rho_0$ — относительная плотность газа в точке пограничного слоя; $\tilde{q} = q/q_{ст}$ — относительная плотность теплового потока; $\xi = y/\delta$ — относительная поперечная координата; $\tilde{\gamma} = l/\delta$ — безразмерная длина пути смещения; $\Psi = St/St_0$ — относительная величина коэффициента тепломассообмена; $St = q_{ст}/\rho_0 W_0 (h_{ст}^* - h_{ст})$ — число Стентона, определяемое по разности теплосодержания на адиабатической стенке $h_{ст}^*$ и на стенке в условиях $h_{ст}$.

Индекс «0» означает, что рассматриваемая величина относится к стандартным условиям. В качестве стандартных условий принят турбулентный пограничный слой с постоянными физическими свойствами на гладкой непроницаемой поверхности. Индекс «1» относится к значениям величин на границе ламинарного подслоя. С. С. Кутателадзе и А. И. Леонтьев в работах [138, 195, 227] показали, что с ростом числа Рейнольдса $Re \rightarrow \infty$ происходит вырождение вязкого подслоя

$$\xi_1 \rightarrow 0 \text{ и } \vartheta_1 \rightarrow 0 \quad (3.6)$$

и вырождение влияния пульсаций плотности на интенсивность турбулентного переноса $\beta \rightarrow 1$. Анализ экспериментальных данных разных авторов (см. [146]) подтверждает вывод о вырождении вязкого подслоя с ростом числа Рейнольдса.

В работах [173, 227] подчеркивается также, что длина пути смещения в пристенной области консервативна относительно возмущающих факторов, т. е. можно принять $\tilde{l} \approx \tilde{l}_0$. В таком случае при $Re \rightarrow \infty$ из уравнения (3.5) следует предельная зависимость

$$\int_0^1 V \sqrt{\frac{\tilde{\rho}}{\Psi} \cdot \frac{\tilde{q}_0}{\tilde{q}}} d\vartheta = \int_0^1 V \sqrt{St_0 \tilde{q}_0} \frac{d\xi}{\tilde{\gamma}_0} = Z. \quad (3.7)$$

Правая часть равенства характеризует стандартный пограничный слой и представляет собой постоянную величину Z , не зависящую от возмущающих факторов. Рассматривая уравнение (3.7) в стандартных условиях ($\Psi = 1$, $\tilde{q} = \tilde{q}_0$, $\rho = \text{const}$), получаем, что $Z = 1$.

Таким образом, основной предельный интеграл теории сохраняет свой прежний вид и в условиях завесы:

$$\Psi_{\text{Re}^{**} \rightarrow \infty} = \left(\int_0^1 \sqrt{\frac{\tilde{q}_0}{\tilde{q}} \cdot \frac{\rho}{\rho_0}} d\theta \right)^2. \quad (3.8)$$

Относительную величину коэффициента тепломассообмена Ψ следует определять при одинаковых значениях числа Рейнольдса, построенного по толщине потери энергии Re_T^{**} , так как в него входит внутренний линейный масштаб пограничного слоя δ_T^{**} , характеризующий перенос энергии. Кроме того, число Re_T^{**} , построенное по толщине потери энергии, является естественной формой числа Рейнольдса в интегральном соотношении энергии пограничного слоя. Такие же величины, как геометрический размер тела, толщина пограничного слоя δ и толщина вытеснения δ^{**} , не характеризуют энергетический баланс пограничного слоя.

Для определения относительных законов тепломассообмена из соотношения (3.8) при воздействии различных возмущающих факторов необходимо знать распределение теплового потока и плотности газа по сечению пограничного слоя.

Аппроксимация профиля тепловых потоков по сечению пограничного слоя при наличии газовой завесы сохраняет тот же вид, что и при отсутствии завесы [138, 195, 227]:

$$\tilde{q}/\tilde{q}_0 = 1 + b_1^* \theta. \quad (3.9)$$

Здесь $b_1^* = j_{\text{ст}}/\rho_0 W_0 \text{St}$ — параметр проницаемости в условиях завесы, отнесенный к действительному значению критерия Септона; $j_{\text{ст}}$ — поперечный поток вещества на стенке.

Распределение плотностей по сечению пограничного слоя определяем из уравнения состояния идеального газа

$$\rho/\rho_0 = MT_0/M_0 T \quad (3.10)$$

и условия подобия профилей энтальпий и массовых концентраций

$$\theta = \frac{h - h_{\text{ст}}}{h_{\text{ст}}^* - h_{\text{ст}}} = \frac{K_i - (K_i)_{\text{ст}}}{(K_i)_{\text{ст}}^* - (K_i)_{\text{ст}}}. \quad (3.11)$$

Здесь M и M_0 — молекулярный вес газа в рассматриваемой точке пограничного слоя и в невозмущенном потоке; K_i — весовая концентрация i -й компоненты газовой смеси.

Распределение плотности по сечению пограничного слоя должно зависеть от параметров газовой завесы, так как в соотношении (3.11) входят величины $h_{\text{ст}}^*$ и $K_{\text{ст}}^*$, характеризующие эффектив-

ность завесы на адиабатической стенке. Температура смеси газов в рассматриваемой точке при дозвуковом течении газа

$$T = \frac{h}{c_p} = \frac{h_{ст} + (h_{ст}^* - h_{ст})\vartheta}{c_p}. \quad (3.12)$$

Теплоемкость и молекулярный вес смеси газов определяются уравнениями

$$c_p = \sum_1^n c_{pi} K_i; \quad (3.13)$$

$$\frac{1}{M} = \sum_1^n \frac{K_i}{M_i}. \quad (3.14)$$

Если пренебречь зависимостью теплоемкости от температуры, то из уравнений (3.13) и (3.14) с учетом соотношения (3.11) получим

$$c_p = c_{pст} + (c_{pст}^* - c_{pст})\vartheta; \quad (3.15)$$

$$\frac{1}{M} = \frac{1}{M_{ст}} + \left(\frac{1}{M_{ст}^*} - \frac{1}{M_{ст}} \right) \vartheta. \quad (3.16)$$

Здесь $c_{pст}$, $M_{ст}$ — теплоемкость и молекулярный вес смеси газов на стенке при наличии тепломассообмена; $c_{pст}^*$, $M_{ст}^*$ — теплоемкость и молекулярный вес смеси газов на адиабатической стенке.

Подставляя в уравнение состояния (3.10) выражения (3.12), (3.15) и (3.16), можно получить распределение плотностей по сечению дозвукового пограничного слоя в следующем общем виде:

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{M_{ст}^*}{M_0} \cdot \frac{T_0}{T_{ст}^*} \cdot \frac{[\psi_2 + (1 - \psi_2)\vartheta]}{[\psi_1 + (1 - \psi_1)\vartheta][\psi_3 + (1 - \psi_3)\vartheta]}. \quad (3.17)$$

Здесь $\psi_1 = h_{ст}/h_{ст}^*$; $\psi_2 = c_{pст}/c_{pст}^*$; $\psi_3 = M_{ст}^*/M_{ст}$.

В случае квазизотермического обтекания поверхности $T_{ст} \approx T_0$ распределение плотностей будет зависеть от состава смеси (определяется только молекулярным весом):

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{M_{ст}^*}{M_0} \cdot \frac{1}{\psi_3 + (1 - \psi_3)\vartheta}. \quad (3.18)$$

Для газов одинаковой атомности справедливо соотношение $c_p M = \text{const}$ или

$$c_{pст}/c_{pст}^* = M_{ст}^*/M_{ст}; \quad \psi_2 = \psi_3. \quad (3.19)$$

Тогда распределение плотностей при дозвуковом обтекании поверхности

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{M_{ст}^*}{M_0} \cdot \frac{T_0}{T_{ст}^*} \cdot \frac{1}{\psi_1 + (1 - \psi_1)\vartheta}. \quad (3.20)$$

Предельное соотношение (3.8) после подстановки в него

уравнений (3.9) и (3.20) имеет вид

$$\Psi = \frac{M_{\text{ст}}^*}{M_0} \cdot \frac{T_0}{T_{\text{ст}}^*} \left(\int_0^1 \frac{d\theta}{V[\psi_1 + (1 - \psi_1)\theta][1 + b_1^*\theta]} \right)^2. \quad (3.21)$$

Интегрируя последнее уравнение при $b_1^* = 0$, получаем влияние не-изотермичности на тепломассообмен при наличии газовой завесы на непроницаемой стенке:

$$\Psi_T = \frac{M_{\text{ст}}^*}{M_0} \cdot \frac{T_0}{T_{\text{ст}}^*} \left(\frac{2}{V\psi_1 + 1} \right)^2, \quad (3.22)$$

которое с учетом соотношения (3.19) можно записать в виде

$$\Psi_T = \left(\frac{2}{V\sqrt{\frac{h_{\text{ст}}}{h_0}} + V\sqrt{\frac{h_{\text{ст}}^*}{h_0}}} \right)^2. \quad (3.23)$$

Как видно, формулы (3.22) и (3.23) при отсутствии завесы ($i_{\text{ст}}^* \rightarrow i_0$; $M_{\text{ст}}^* \rightarrow M_0$) переходят в известную формулу С. С. Кутателадзе [132]. Дополнительный множитель в формуле (3.22) и второе слагаемое в знаменателе формулы (3.23) позволяют учесть наличие газовой завесы при неизомермическом обтекании непроницаемой поверхности.

Для неизомермического обтекания проницаемой поверхности $b_1^* > 0$ при наличии завесы после интегрирования уравнения (3.21) получаем следующие относительные законы тепломассообмена:

при $\psi_1 < 1$

$$\Psi = \frac{M_{\text{ст}}^*}{M_0} \cdot \frac{T_0}{T_{\text{ст}}^*} \cdot \frac{4}{b_1^* (1 - \psi_1)} \left[\ln \frac{V(1 - \psi_1)(1 + b_1^*) + Vb_1^*}{V1 - \psi_1 + Vb_1^*} \right]^2; \quad (3.24)$$

при $\psi_1 > 1$

$$\Psi = \frac{M_{\text{ст}}^*}{M_0} \cdot \frac{T_0}{T_{\text{ст}}^*} \cdot \frac{4}{b_1^* (\psi_1 - 1)} \left[\operatorname{arctg} \sqrt{\frac{(\psi_1 - 1)(1 + b_1^*)}{b_1^*}} - \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\psi_1 - 1}{b_1^* \psi_1}} \right]^2. \quad (3.25)$$

Из предельного соотношения (3.21) можно получить критическое значение фактора проницаемости $b_{\text{кр}}^* = j_{\text{ст}}/\rho_0 W_0 \text{St}_0$, если положить $\Psi = 0$:

$$b_{\text{кр}}^* = \frac{M_{\text{ст}}^*}{M_0} \cdot \frac{T_0}{T_{\text{ст}}^*} \left(\int_0^1 \frac{d\theta}{V[\psi_1 + (1 - \psi_1)\theta]} \right)^2. \quad (3.26)$$

Интегрирование последнего уравнения дает:

при $\psi_1 < 1$

$$b_{\text{кр}}^* = \frac{M_{\text{ст}}^*}{M_0} \cdot \frac{T_0}{T_{\text{ст}}^*} \cdot \frac{1}{1 - \psi_1} \left[\ln \frac{1 + \sqrt{1 - \psi_1}}{1 - \sqrt{1 - \psi_1}} \right]^2; \quad (3.27)$$

при $\psi_1 > 1$

$$b_{кр}^* = \frac{M_{ст}^*}{M_0} \cdot \frac{T_0}{T_{ст}^*} \cdot \frac{1}{\psi_1 - 1} \left(\arccos \frac{2 - \psi_1}{\psi_1} \right)^2. \quad (3.28)$$

Здесь $b_{кр}^* = j_{ст}/\rho_0 W_0 St_0$ — критическое значение фактора проницаемости при наличии завесы, отнесенное к значению критерия Стентона в стандартных условиях.

При однородном вдуве в близких к изотермическим условиям ($\psi_1 \rightarrow 1$) из (3.21) получается известная формула [138]

$$\Psi = (1 - b/4)^2, \quad (3.29)$$

где $b = j_{ст}/\rho_0 W_0 St_0$ — параметр проницаемости, отнесенный к значению числа Стентона в стандартных условиях.

Как показывают расчеты, относительные законы тепломассообмена (3.24) и (3.25) при наличии газовой завесы в неизотермических условиях на проницаемой поверхности могут быть аппроксимированы простой комбинацией формул (3.22) и (3.29):

$$\Psi = \frac{M_{ст}^*}{M_0} \cdot \frac{T_0}{T_{ст}^*} \left(\frac{2}{\sqrt{\psi_1 + 1}} \right)^2 \left(1 - \frac{b}{b_{кр}^*} \right)^2, \quad (3.30)$$

если значение $b_{кр}^*$ определяется из соотношений (3.27) или (3.28).

Таким образом, все предельные соотношения отличаются от полученных ранее в работах С. С. Кутателадзе и А. И. Леонтьева [138] множителем

$$\frac{M_{ст}^*}{M_0} \cdot \frac{T_0}{T_{ст}^*} \approx \frac{h_0}{h_{ст}^*} = \left[1 + \Theta \left(\frac{h_s}{h_0} - 1 \right) \right]^{-1} \quad (3.31)$$

и определением фактора неизотермичности $\psi_1 = h_{ст}/h_{ст}^*$, что и позволяет учесть влияние завесы на относительные законы тепломассообмена и на параметр оттеснения турбулентного пограничного слоя.

§ 3.2. Влияние сжимаемости и неизотермичности газа на эффективность завесы

При сверхзвуковом течении газа температура торможения в рассматриваемой точке пограничного слоя

$$T^+ = T + r \frac{AW_x^2}{2gc_p} = T + r \frac{AW_0^2}{2gc_p} \omega^2 \quad (3.32)$$

с учетом соотношения

$$\frac{AW_0^2}{2gc_p} = \frac{k-1}{2} Ma^2 T_0$$

может быть выражена следующим образом:

$$T^+ = T + r \frac{k-1}{2} T_0 Ma^2 \omega. \quad (3.33)$$

Здесь $k = c_p/c_v$ — показатель адиабаты; $Ma = W_0/\sqrt{k g R T_0}$ — число Маха в основном потоке рассматриваемого сечения; $\omega = W_x/W_0$ — безразмерная скорость; T и T_0 — термодинамические температуры в рассматриваемой точке пограничного слоя и на его внешней границе; r — коэффициент восстановления, который в общем случае зависит от физических свойств потока, режима течения, геометрии и физических свойств обтекаемой поверхности.

Если считать коэффициент восстановления температуры r постоянным по сечению пограничного слоя, то в условиях слабой не-изотермичности потока (когда температуры торможения основного и вдуваемого потоков близки) можно принять, что при $x \rightarrow \infty$ в результате турбулентного перемешивания температура торможения внутри пограничного слоя с завесой на адиабатической поверхности выравнивается и стремится к температуре торможения основного потока: $T^+ \rightarrow T_{ст}^+ \rightarrow T_0^+$. Тогда из уравнения состояния идеального газа с учетом равенства (3.33) получим распределение плотностей по сечению однородного пограничного слоя в виде

$$\frac{\rho_0}{\rho} = \frac{T}{T_0} = \frac{T_0^+}{T_0} - r \frac{k-1}{2} Ma^2 \omega^2 = \psi^* - (\psi^* - 1) \omega^2. \quad (3.34)$$

Здесь $\psi^* = 1 + r(k-1)Ma^2/2$ — кинетический температурный фактор, характеризующий степень аэродинамического нагрева тела.

Полученное распределение плотностей определяется только сжимаемостью газа (числом Ма) и совпадает с распределением плотностей при отсутствии завесы. В таком случае из предельного интеграла (3.8) с учетом (3.34) следует, что относительный закон, учитывающий влияние числа Маха на процессы тепломассообмена и трения, сохранит свой обычный вид [138]:

$$\Psi_M = \left(\frac{\arctg Ma \sqrt{\frac{k-1}{2}}}{Ma \sqrt{\frac{k-1}{2}}} \right)^2, \quad (3.35)$$

т. е. число Маха оказывает одинаковое влияние на пограничный слой как в условиях завесы, так и без нее. В работе [227] показано, что влияние фактора не-изотермичности на предельные законы трения и теплообмена одинаково как при дозвуковом, так и при сверхзвуковом течении газа, и в общем случае для расчета рекомендуется простая интерполяционная формула

$$\Psi = \Psi_T \Psi_M. \quad (3.36)$$

В не-изотермическом пограничном слое с завесой значение Ψ_T определяется формулой (3.22).

Изложенный в гл. 1 метод расчета эффективности газовых завес на адиабатической поверхности основан на использовании принципа суперпозиции при решении уравнения энергии пограничного слоя, что справедливо только при условии постоянства физических

параметров газа в рассматриваемом интервале скоростей и температур. Поэтому для анализа влияния неизотермичности и сжимаемости газа воспользуемся методом определения эффективности газовой завесы, который предложили С. С. Кутателадзе и А. И. Леонтьев [136].

Интегральное соотношение энергии однородного пограничного слоя на теплоизолированной части плоской стенки при сверхзвуковом течении газа имеет вид

$$\frac{d\text{Re}_\tau^{**}}{dx} + \frac{\text{Re}_\tau^{**}}{\Delta T} \cdot \frac{d(\Delta T)}{dx} = \frac{q_{\text{ст}}}{\rho_0 W_0 c_{p0} \Delta T} \text{Re}_L = 0, \quad (3.37)$$

если перепад температур определить как разность между температурой торможения и температурой стенки $\Delta T = T_0^+ - T_{\text{ст}}^*$. Здесь $T_0^+ = T_0 \left(1 + r \frac{k-1}{2} \text{Ma}^2\right)$ — температура торможения основного потока с учетом коэффициента восстановления; $T_{\text{ст}}^*$ — температура теплоизолированной стенки при наличии завесы.

Из интегрального соотношения энергии пограничного слоя следует, что эффективность газовой завесы при сверхзвуковом течении газа на плоской адиабатической стенке определяется следующим образом:

$$\Theta = \frac{T_0^+ - T_{\text{ст}}^*}{T_0^+ - T_{\text{ст}0}} = \frac{\text{Re}_{\tau_0}^{**}}{\text{Re}_\tau^{**}}. \quad (3.38)$$

Здесь $(T_0^+ - T_{\text{ст}0})$ и $\text{Re}_{\tau_0}^{**}$ — перепад температур и число Рейнольдса в сечении организации завесы $x = x_a$ (в сечении щели, в конце пористого участка или участка с теплообменом); $(T_0^+ - T_{\text{ст}}^*)$ и Re_τ^{**} — то же, в рассматриваемом текущем сечении:

$$\text{Re}_\tau^{**} = \frac{\rho_0 W_0 \delta_\tau^{**}}{\mu_{00}}; \quad \delta_\tau^{**} = \int_0^\delta \frac{\rho W}{\rho_0 W_0} \left(\frac{T_0^+ - T^+}{T_0^+ - T_{\text{ст}}^*} \right) dy,$$

где μ_{00} — вязкость газа при температуре торможения.

При наличии газовой завесы в силу вырождения теплового пограничного слоя на теплоизолированной части стенки при $x \rightarrow \infty$ существует следующая связь между толщиной потери энергии и толщиной потери импульса [136]:

$$\beta = \frac{\delta_\tau^{**}}{\delta^{**}} \rightarrow \frac{\int_0^1 \frac{\rho}{\rho_0} \omega d\xi}{\int_0^1 \frac{\rho}{\rho_0} \omega (1 - \omega) d\xi}, \quad (3.39)$$

где $\delta^{**} = \int_0^\delta \frac{\rho W}{\rho_0 W_0} \left(1 - \frac{W}{W_0}\right) dy$; $\omega = \frac{W}{W_0}$; $\xi = \frac{y}{\delta}$.

При дозвуковом течении газа в условиях, близких к изотермическим ($\rho = \rho_0 = \text{const}$) со степенной аппроксимацией профиля скоростей по степени $n = 1/7$, из (3.39) следует, что $\beta \rightarrow 9$.

Толщина потери импульса может быть определена из решения уравнения импульсов пограничного слоя и с учетом неизотермичности и сжимаемости газа на плоской стенке выражается соотношением

$$\text{Re}^{**} = \left[\text{Re}_0^{**1+m} + A(m+1) \text{Re}_{x_0} \int_1^{\bar{x}} \Psi \left(\frac{\mu_{\text{ст}}}{\mu_{00}} \right)^m d\bar{x} \right]^{\frac{1}{m+1}}. \quad (3.40)$$

Здесь A и m — коэффициент и показатель степени в степенной аппроксимации закона трения; $\Psi = (c_f/c_{f_0})_{\text{Re}^{**}}$ — относительный закон трения.

Из уравнений (3.38) — (3.40) можно построить следующую интерполяционную формулу для расчета эффективности газовой завесы при сверхзвуковом течении газа в неизотермических условиях на адиабатической поверхности:

$$\Theta \approx \left[1 + A(m+1) \beta^{(m+1)} \frac{\text{Re}_{x_0}}{\text{Re}_{T_0}^{*(m+1)}} \int_1^{\bar{x}} \Psi \left(\frac{\mu_{\text{ст}}}{\mu_{00}} \right)^m d\bar{x} \right]^{\frac{1}{m+1}}. \quad (3.41)$$

В полученную формулу входит коэффициент β , характеризующий отношение толщины потери энергии к толщине потери импульса на больших расстояниях от начального сечения. Это отношение в общем случае также может зависеть от неизотермичности и сжимаемости газа. Для анализа влияния сжимаемости на коэффициент β по формуле (3.39) воспользуемся распределением плотностей по сечению пограничного слоя в форме уравнения (3.34). Как показывают экспериментальные данные [1, 180], неизотермичность и сжимаемость газа практически не влияют на относительный профиль скоростей в турбулентном пограничном слое. Тогда при степенной аппроксимации профиля скорости ($\omega = \xi^{1/7}$) уравнение (3.39) с учетом (3.34) принимает вид

$$\beta = \left[\int_0^1 \frac{\xi^{1/7} d\xi}{\psi^* - (\psi^* - 1) \xi^{2/7}} \right] \left[\int_0^1 \frac{(\xi^{1/7} - \xi^{2/7}) d\xi}{\psi^* + (\psi^* - 1) \xi^{2/7}} \right]^{-1}. \quad (3.42)$$

Значения параметра β , вычисленные по формуле (3.42) для нескольких значений числа Маха, таковы:

Ma	0	1	2	3	4	5
β	9	9,2	9,8	10,4	11,5	12

Как видно, сжимаемость газа слабо сказывается на параметре β . При $x \rightarrow \infty$ в связи с выравниванием температуры торможения поперек пограничного слоя коэффициент β от неизотермичности потока практически не зависит.

Таким образом, влияние неизотермичности и сжимаемости на

эффективность заградительного охлаждения в формуле (3.41) будет учитываться через параметры Ψ , β и $Re_{\tau_0}^{**}$.

Значение числа Рейнольдса $Re_{\tau_0}^{**}$, построенного по толщине потери энергии в начальном сечении $x = x_0$, находится следующим образом:

а) для поверхности с начальным участком теплообмена при $T_{\text{ст}0} = \text{const}$ — из решения интегрального соотношения энергии на этом участке

$$Re_{\tau_0}^{**} = \left[A (m + 1) \Psi_0 \left(\frac{\mu_{\text{ст}0}}{\mu_0} \right)^m Re_{x_0} \right]^{\frac{1}{m+1}}, \quad (3.43)$$

б) при вдуве охладителя через начальный пористый участок — из решения интегрального соотношения энергии на проницаемой поверхности по формуле

$$Re_{\tau_0}^{**} = \frac{T_0 - T'}{T_0 - T_{\text{ст}0}} \cdot \frac{1}{\mu_{00}} \int_0^x j_{\text{ст}} dx; \quad (3.44)$$

в) при вдуве же охладителя через тангенциальную щель $\delta_{\tau_0}^{**}$ — непосредственным интегрированием выражения для толщины потери энергии в сечении щели, а значение числа Рейнольдса — по формуле

$$Re_{\tau_0}^{**} = Re_s \mu_s / \mu_{00}. \quad (3.45)$$

Итак, все величины, характеризующие эффективность газовой завесы в формуле (3.41), определены с учетом неизотермичности и сжимаемости газа. Сопоставим расчеты по этой формуле с экспериментальными данными. На рис. 3.1 приводятся опытные данные об эффективности тепловой завесы за участком интенсивного теплообмена в существенно неизотермических условиях [40]. При этом температура обогреваемого током высокой частоты начального графитового участка x_0 была $T_{\text{ст}0} = 1000 \div 1900 \text{ K}$ и значение температурного фактора на этом участке $4 < T_{\text{ст}0}/T_0 < 6.2$.

Из уравнений (3.41) и (3.43) для рассматриваемых условий при $\Psi_0 = T_{\text{ст}0}/T_0 \approx 5$ получаем формулу для эффективности тепловой завесы с учетом неизотермичности потока

$$\begin{aligned} \Theta &= \left[1 - \frac{\beta^{1,25}}{\Psi_0} \left(\frac{\mu_0}{\mu_{\text{ст}0}} \right)^{0,25} \int_1^{\bar{x}} \Psi \left(\frac{\mu_{\text{ст}}}{\mu_0} \right)^{0,25} d\bar{x} \right]^{-0,8} \\ &= \left[1 + 31 \int_1^{\bar{x}} \Psi \left(\frac{\mu_{\text{ст}}}{\mu_0} \right)^{0,25} d\bar{x} \right]^{-0,8}, \end{aligned} \quad (3.46)$$

которая в квазиизотермических условиях имеет вид

$$\Theta = \left(1 + 15,5 \frac{x - x_0}{x_0} \right)^{-0,8}. \quad (3.47)$$

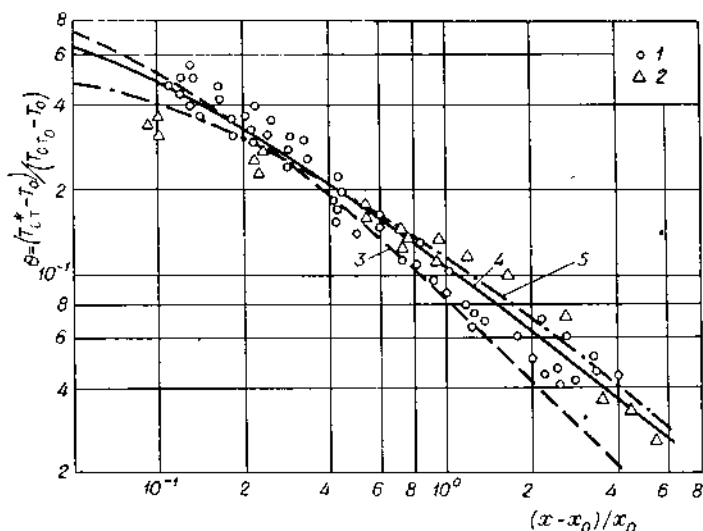


Рис. 3.1. Эффективность тепловой завесы за участком теплообмена в неизотермических условиях.

Опыты: 1—4 $T_{ст0}/T_0 < 6,2$; 2—1,2 $T_{ст0}/T_0 < 1,4$; 3—5 — соответственно расчет по формуле (3.46), (3.47) и (1.49).

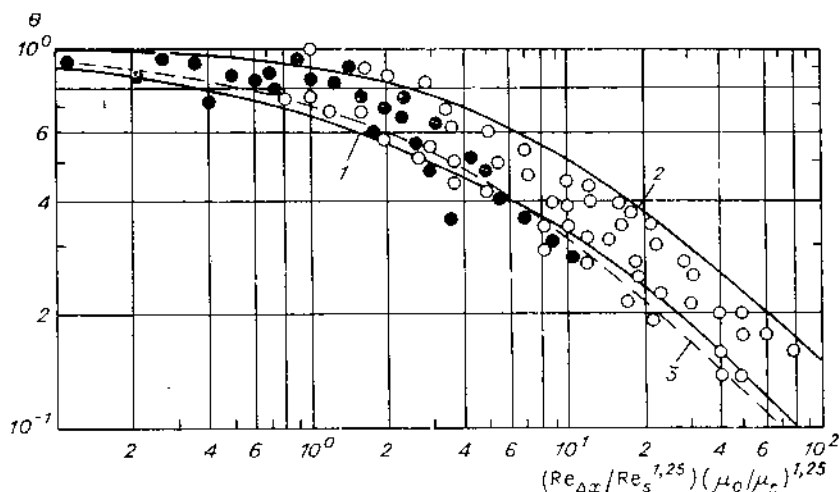


Рис. 3.2. Эффективность щелевого вдува в неизотермических условиях.

1—3 — соответственно расчет по формулам (1.63), (1.64) (3.48). Опытные точки: заливты $T_s/T_0 = 0,34$ [30]; светлые $0,6 < T_s/T_0 < 0,8$ [310].

Расчеты по этим формулам и формуле (1.49), полученной с использованием метода суперпозиции, также показаны на рис. 3.1. Как видно, опытные данные, полученные в неизотермических и в близких к изотермическим условиям, практически совпадают между собой и с расчетами по формулам.

Сопоставление расчетов с опытными данными по эффективности щелевого вдува в неизотермических условиях при дозвуковом течении газа дается на рис. 3.2. Опытные данные В. Я. Бородачева [30] получены при температурном факторе в сечении щели $T_s/T_0^+ = 0,34$, а опытные данные Паппела и др., заимствованные из работы [310], — при температурном факторе $0,6 < T_s/T_0^+ < 0,8$. Температурный фактор $\psi = T_{ст}^*/T_0^+$ на теплоизолированной части пластины в опытах изменяется от $\psi = 0,34$ в сечении щели до $\psi \rightarrow 1$ на больших расстояниях. В случае щелевого охлаждения из формул (3.41) и (3.45) следует, что

$$\Theta = \left[1 + 0,24 \frac{\rho_0 W_0}{\rho_s W_s} \text{Re}_s^{-0,25} \int_{x_0}^{\bar{x}} \Psi \left(\frac{\mu_{ст}}{\mu_0} \right)^{0,25} d\bar{x} \right]^{-0,8} \quad (3.48)$$

Расчеты по этой формуле с учетом (3.22) и расчеты по формулам (1.63) при $\bar{W}_s \ll 1$ и (1.64) при $\bar{W}_s \approx 1$, полученным с использованием принципа суперпозиции для квазизотермических условий, удовлетворительно согласуются с опытными данными.

На основании сопоставления на рис. 3.1 и 3.2 теоретических расчетов и экспериментальных данных, полученных в неизотермических условиях и условиях, близких к изотермическим, можно сделать вывод о слабом влиянии неизотермичности потока на эффективность заградительного охлаждения адиабатической стенки. По-видимому, это объясняется тем, что внутри пограничного слоя достаточно быстро происходит выравнивание температуры в результате турбулентного перемешивания и подсоса массы из внешнего потока.

Сопоставим теперь формулу (3.41) с опытными данными при сверхзвуковом течении газа. В работах [19, 273, 281] приводятся результаты экспериментального исследования эффективности газовых завес при сверхзвуковом течении и температурном факторе, близком к единице: $T_{ст}^*/T_1^+ \approx 1$. Из уравнений (3.41) и (3.45) при постоянном числе Маха по длине получаем следующее выражение для эффективности тепловой завесы при вдуве охладителя через пористый участок или щель:

$$\Theta \approx \left[1 + 0,24 \Psi_M \frac{\text{Re}_{\Delta x}}{\text{Re}_s^{1,25}} \left(\frac{\mu_{00}}{\mu_s} \right)^{1,25} \right]^{-0,8}, \quad (3.49)$$

где при $\frac{T_{ст}^*}{T_0^+} \approx 1$ $\Psi_M = \left[\frac{\text{arctg Ma} \sqrt{0,5r(k-1)}}{\text{Ma} \sqrt{0,5r(k-1)}} \right]^2$.

Расчеты по формуле (3.49) сопоставлены с опытными данными Гольдштейна и др. [281] об эффективности газовой завесы за пористым участком при числе Маха $\text{Ma} = 2,9$ на рис. 3.3. Расчет удовлетворительно согласуется с опытными данными. Расчет же по формуле (3.49) без учета сжимаемости газа (при $\text{Ma} \rightarrow 0$, $\Psi_M \rightarrow 1$) лежит гораздо ниже опытных точек. Как видно, при сверхзвуковом

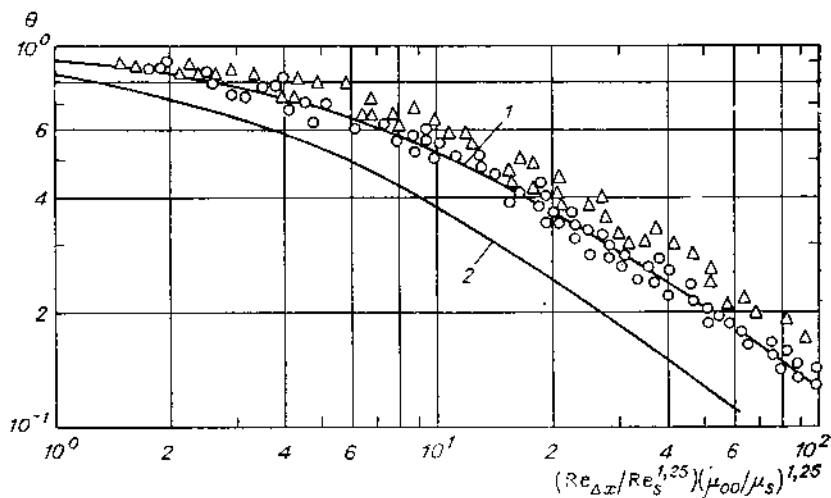


Рис. 3.3. Тепловая завеса за пористым участком при сверхзвуковом течении газа.

1, 2 — расчет по формуле (3.49) при $Ma=2,9$ и $Ma \rightarrow 0$. Опытные точки при $Ma=2,9$ Гольдштейна и др. [281].

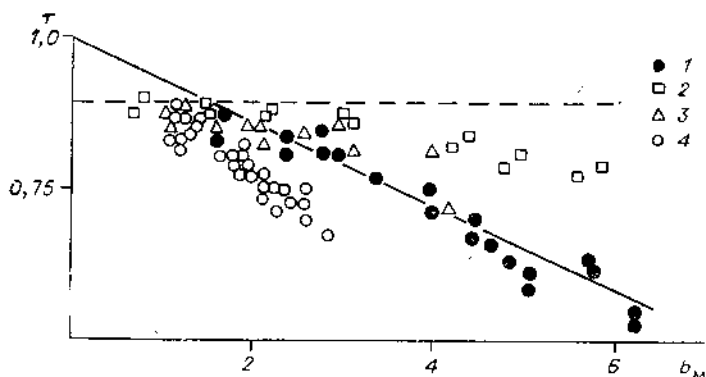


Рис. 3.4. Коэффициент восстановления на пористой поверхности.

Опыты: 1 — [19, 168]; 2 — [206]; 3 — [291]; 4 — [303].

течении газа эффективность тепловой завесы за участком пористого вдува существенно выше, чем при дозвуковом течении.

Следует заметить, что сопоставление на рис. 3.3 проведено при условии постоянства значения коэффициента восстановления $\tau = 0,898$, которое было принято в [281] при обработке экспериментальных данных.

В работе же [19] показано, что коэффициент восстановления зависит от интенсивности вдува как на самом проницаемом участке, так и вниз по потоку в области газовой завесы на непроницаемой стенке. На рис. 3.4, заимствованном из [19], приводятся результа-

ты измерений коэффициента восстановления на пористой поверхности при вдуве однородного газа в сверхзвуковой поток воздуха. Как видно, данные различных авторов существенно различаются. В первом приближении можно принять

$$r/r_0 = 1 - 0,4b_M/b_{M_{кр}}, \quad (3.50)$$

где $b_M = j_{ст}/\rho_0 W_0 St_M$ — параметр вдува в сверхзвуковом потоке; $b_{M_{кр}}$ — критическое значение параметра вдува, соответствующее отеснению пограничного слоя в сверхзвуковом потоке и определяемое по методике, изложенной в [227].

Значения коэффициента восстановления, измеренные на пористом участке и в области газовой завесы на непроницаемой стенке при числе Маха $Ma = 2,5$, показаны на рис. 3.5 [19]. Коэффициенты восстановления в области газовой завесы увеличиваются вниз по потоку, приближаясь к значению r_0 для непроницаемой стенки. На рис. 3.6 эти данные обобщаются при представлении их в координатах, типичных для обработки результатов по эффективности газовых завес. Здесь $Re_{\Delta x} = \rho_0 W_0 \Delta x / \mu_{00}$, $Re_s = j_{ст} s / \mu_{ст}$. В этом случае опыты могут быть описаны зависимостью типа (3.49), если вместо r_1 использовать параметр $(r_0 - r)/(r_0 - r_1)$, где r_1 — коэффициенты восстановления на участке пористого вдува.

Как указывается в [168], если при обработке опытов эффективность завесы Θ за пористым участком определять с учетом зависимости коэффициента восстановления от вдува, то результаты экспериментов удовлетворительно описываются формулой (3.49) при $\Psi_M = 1$, которая в этом случае аналогична формуле при дозвуковом течении газа.

В работе [273] была измерена температура теплоизолированной стенки за участком теплообмена на конусе при числе Маха $Ma = 3,5$. Для осесимметричного течения из уравнения энергии пограничного слоя на теплоизолированной стенке

$$\frac{dRe_{\tau}^{**}}{dx} + Re_{\tau}^{**} \left[\frac{1}{\Delta T} \frac{d(\Delta T)}{dx} + \frac{1}{R} \frac{dR}{dx} \right] = \frac{q_{ст}}{\rho_0 W_0 c_{p0} \Delta T} Re_L = 0 \quad (3.51)$$

следует, что эффективность тепловой завесы на конусе отличается от эффективности на плоской пластине (3.38) отношением начального радиуса к радиусу в рассматриваемом сечении:

$$\Theta = \frac{T_0^+ - T_{ст}^*}{T_0^+ - T_{ст}^0} = \frac{R_0}{R} \cdot \frac{Re_{\tau_0}^{**}}{Re_{\tau}^{**}}. \quad (3.52)$$

С учетом этого для эффективности завесы за участком теплообмена на конусе можно получить следующее выражение:

$$\Theta = \frac{x}{x_0} \left[1 + \beta^{1,23} \left(\frac{x - x_0}{x_0} \right) \right]^{-0,8}. \quad (3.53)$$

На рис. 3.7 опытные данные [273] сопоставлены с расчетами по формуле (3.53) при дозвуковом ($Ma = 0$; $\beta = 9$) и сверхзвуковом течении ($Ma = 3,5$; $\beta = 10,9$).

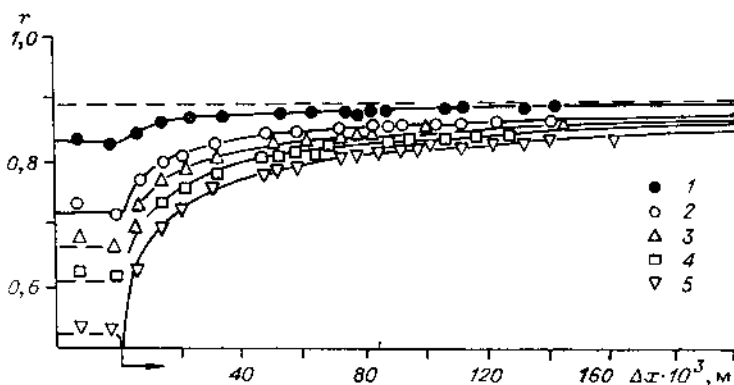


Рис. 3.5. Коэффициент восстановления на пористом участке и за ним вниз по потоку.

1—5 — соответствуют $\bar{j}_{ст} \cdot 10^3 = 5; 6,4; 7,4; 8; 9$.

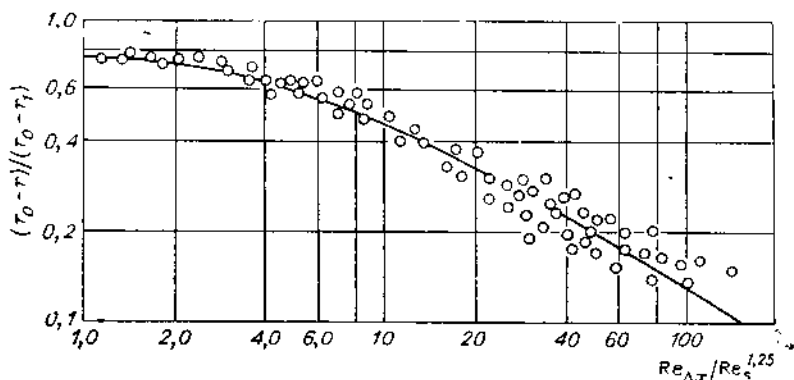


Рис. 3.6. Обобщение опытных данных о коэффициенте восстановления в области газовой завесы.

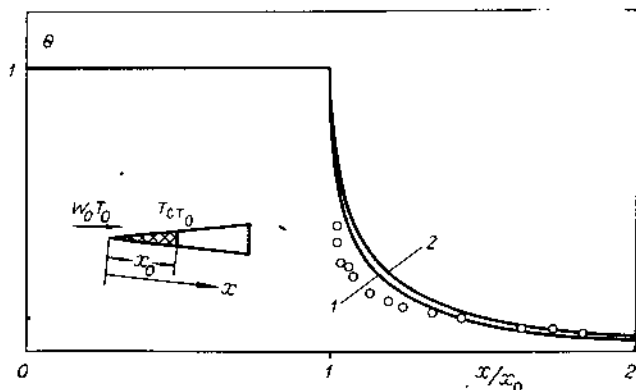


Рис. 3.7. Тепловая завеса за участком теплообмена при сверхзвуковом обтекании конуса.

1, 2 — расчет по формуле (3.53) при $Ma \rightarrow 3,5$ и $Ma \rightarrow 0$. Опытные точки при $Ma = 3,5$ [273].

Видно, что при постоянном числе Маха по длине поверхности Θ за участком теплообмена от сжимаемости газа практически не зависит (число Маха слабо влияет на параметр β). Это объясняется тем, что при $Ma = \text{const}$ начальное и текущее значения толщин потери энергии $\delta_{\tau 0}^{**}$ и δ_{τ}^{**} одинаково зависят от числа Маха.

Проведенный анализ позволяет сделать вывод о том, что влияние неизотермичности газового потока на эффективность газовой завесы в адиабатических условиях незначительно. Влияние же числа Маха неодинаково при различных способах организации завесы.

§ 3.3. Эффективность завесы при вдуве инородного газа

Рассмотрим турбулентный пограничный слой, развивающийся на непроницаемой адиабатической поверхности за участком вдува инородного газа. Если в качестве охладителя в пограничный слой подается испаряющаяся жидкость или на начальном участке поверхности протекают химические реакции, то действия образовавшихся газообразных продуктов аналогичны вдуву инородного газа. Физические свойства газов будем считать постоянными, а свойства газовой смеси зависящими только от ее состава.

Дифференциальное уравнение энергии

$$\rho W_x \frac{\partial h}{\partial x} + \rho W_y \frac{\partial h}{\partial y} = \frac{\partial q}{\partial y} \quad (3.54)$$

и соответствующее интегральное соотношение пограничного слоя

$$\frac{dRe_h^{**}}{dx} + \frac{Re_h^{**}}{\Delta h} \cdot \frac{d(\Delta h)}{dx} - \frac{j_{cr}}{\rho_0 W_0} Re_L = \frac{q_{cr}}{\rho_0 W_0 \Delta h} Re_L \quad (3.55)$$

для бинарной смеси записываются через полное теплосодержание газа.

Из уравнения (3.55) следует, что эффективность газовой завесы на адиабатической непроницаемой стенке ($q_{cr} = 0$; $j_{cr} = 0$) при вдуве инородного газа определяется соотношениями

$$Re_h^{**} \Delta h = Re_{h_0}^{**} \Delta h_0; \quad \Theta_h = \frac{h_0 - h_{cr}^*}{h_0 - h_{cr0}^*} = \frac{Re_{h_0}^{**}}{Re_h^{**}} \quad (3.56)$$

где h_{cr}^* — теплосодержание смеси газов на адиабатической стенке в рассматриваемом сечении; h_{cr0}^* — теплосодержание газа на стенке в сечении организации завесы (в щели или в конце пористого участка). При этом, как и для одноводного пограничного слоя, можно показать, что на больших расстояниях отношение толщины потери энергии к толщине потери импульса стремится к постоянной величине:

$$\text{при } x \rightarrow \infty \quad \beta = \delta_h^{**} / \delta^{**} \rightarrow 9; \quad (3.57)$$

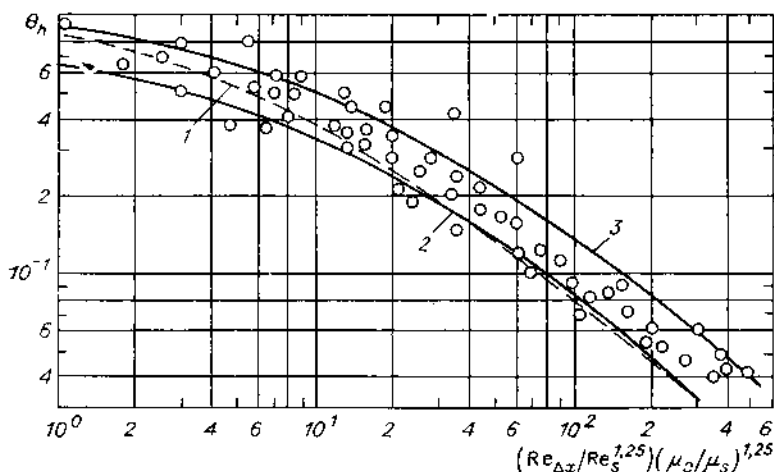


Рис. 3.8. Эффективность вдува гелия через тангенциальную щель.

1 — расчет по формуле (3.58); 2, 3 — то же, по формулам (1.63) и (1.64) при $\bar{W}_s \ll 1$ и $\bar{W}_s \approx 1$ соответственно. Опытные точки Паппела [270, 310].

Толщина же потери импульса определяется из уравнения (3.40). Тогда с учетом (3.56) и (3.57) для эффективности завесы при вдуве однородного газа можно получить следующую интерполяционную зависимость:

$$\Theta_h = \left[1 + 0,24 \frac{Re_{x_0}}{Re_{h_0}^{*1,25}} \int_1^{\bar{x}} \Psi \left(\frac{\mu_{ст}}{\mu_0} \right)^{0,25} d\bar{x} \right]^{-0,8}, \quad (3.58)$$

которая отличается от аналогичной зависимости для однородного пограничного слоя тем, что в нее вместо температуры входит полное теплосодержание газа. Кроме того, при вдуве неоднородного газа значение $\Psi \neq 1$, даже если плотность газа не зависит от температуры ($T_{ст}^*/T_0 \approx 1$). В этом случае распределение плотности по сечению пограничного слоя зависит от состава газовой смеси и описывается уравнением (3.18), а относительный закон теплообмена и трения — формулой (3.22).

Если для решения поставленной задачи воспользоваться методом, основанным на суперпозиции тепловых полей, то для эффективности завесы Θ_h получаются формулы, аналогичные формулам (1.63) и (1.64).

Как показывает сравнение (рис. 3.8), расчеты по формулам (3.58), (1.63) при $\bar{W}_s \ll 1$ и (1.64) при $\bar{W}_s \approx 1$ удовлетворительно согласуются с опытными данными Паппела об определении тепловой эффективности вдува гелия через тангенциальную щель при $\bar{W}_s \leq 1$ [270, 310].

Для инженерных расчетов, помимо теплосодержания газа у поверхности представляет интерес определение непосредственно тем-

пературы стенки и концентраций компонент у поверхности. Из уравнения диффузии вдуваемой компоненты

$$\rho W_x \frac{\partial K}{\partial x} + \rho W_y \frac{\partial K}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho D_{12} \frac{\partial K}{\partial y} \right) \quad (3.59)$$

и уравнения энергии (3.54) при $Pr = Le = 1$ следует, что при подобных граничных условиях существует подобие полей полных энтальпий и массовых концентраций. В таком случае в пограничном слое с газовой завесой имеем

$$\Theta = \frac{h_0 - h_{ст}^*}{h_0 - h_{ст_0}^*} = \frac{K_0 - K_{ст}^*}{K_0 - K_{ст_0}^*}; \quad K_{ст}^* = K_0 - \Theta (K_0 - K_{ст_0}^*). \quad (3.60)$$

Здесь $K_{ст}^*$ и $K_{ст_0}^*$ — весовые концентрации вдуваемой компоненты на стенке в рассматриваемом сечении и в начальном сечении $x = x_0$ соответственно; K_0 — концентрация вдуваемой компоненты в основном потоке. Подставляя теплоемкость смеси газов на стенке

$$c_{рст}^* = c_{ps} K_{ст}^* + c_{p_0} (1 - K_{ст}^*) = c_{p_0} + (c_{ps} - c_{p_0}) K_{ст}^* \quad (3.61)$$

в формулу для эффективности

$$\Theta_h = \frac{c_{рст}^* T_{ст}^* - c_{p_0} T_0}{c_{рст_0} T_{ст_0} - c_{p_0} T_0}, \quad (3.62)$$

получаем связь между безразмерной температурой стенки Θ_t и эффективностью тепловой завесы Θ_h , выраженной через энтальпию газа:

$$\Theta_t = \frac{T_{ст}^* - T_0}{T_{ст_0}^* - T_0} = \frac{\Theta_h (c_{рст_0} T_{ст_0} - c_{p_0} T_0) - (c_{ps} - c_{p_0}) T_0 K_{ст}^*}{[c_{p_0} + (c_{ps} - c_{p_0}) K_{ст}^*] (T_{ст_0} - T_0)}. \quad (3.63)$$

Здесь $K_{ст}^*$ определяется из соотношения (3.60). В случае вдува инородного газа через тангенциальную щель и при интенсивном вдуве через пористый участок, когда концентрация вдуваемого компонента в начальном сечении равна единице ($K_{ст_0}^* = 1$), с учетом условий $K_0 = 0$; $K_{ст}^* = \Theta_h$; $T_{ст_0} = T_s$; $c_{рст_0} = c_{ps}$ получается более простое соотношение

$$\Theta_t = \frac{T_{ст}^* - T_0}{T_s - T_0} = \frac{\Theta_h c_{ps}}{\Theta_h (c_{ps} - c_{p_0}) + c_{p_0}}. \quad (3.64)$$

Здесь c_{ps} , T_s и c_{p_0} , T_0 — теплоемкость и температура вдуваемого газа и основного потока.

На рис. 3.9 расчеты по формулам (3.58) и (3.64) сопоставлены с опытными данными Гольдштейна и др. [282], полученными на адиабатической плоской стенке за пористым участком, при вдуве через него гелия. В одном случае (кривая I) расчет по уравнению (3.58) проводился с учетом относительного закона трения Ψ по

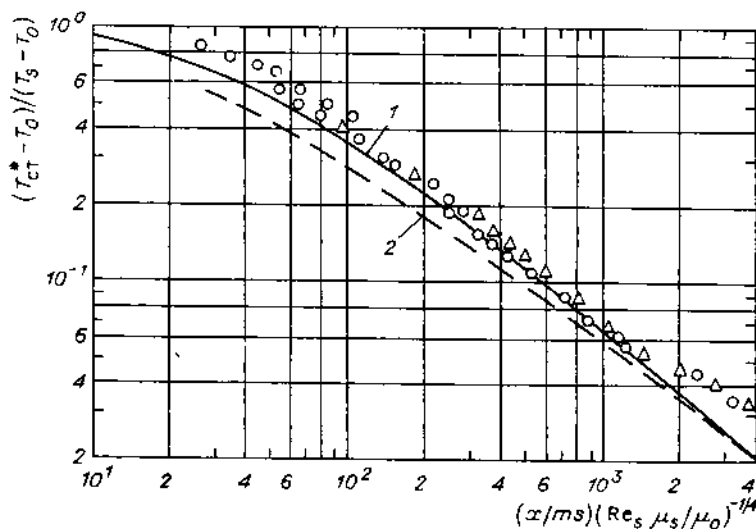


Рис. 3.9. Температура адиабатической стенки за участком пористого вдува гелия в поток воздуха.

1, 2 — расчет по формулам (3.58) и (3.64). Опытные точки Гольдштейна и др. [282].

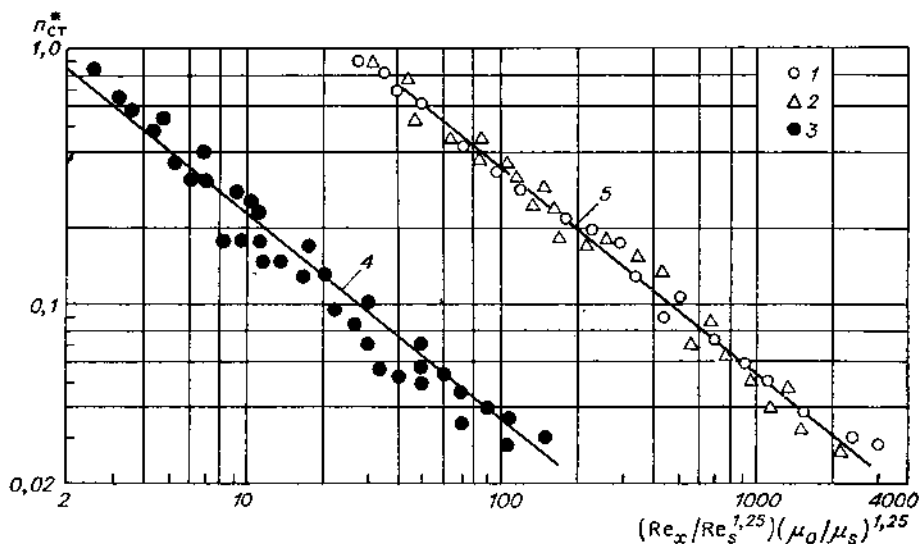


Рис. 3.10. Объемная концентрация вдуваемого газа на стенке.

1 — вдув гелия через щель; 2 — то же, через пористый участок; 3 — вдув аргона через щель; 4, 5 — расчет по формулам (3.65) и (3.66).

формуле (3.22). В другом случае (кривая 2) принималась $\Psi = 1$, что соответствует постоянной плотности по сечению пограничного слоя. Видно, что неоднородность состава газа по сечению пограничного слоя при вдуве гелия приводит к некоторому увеличению эффективности завесы, что и учитывается через относительную функ-

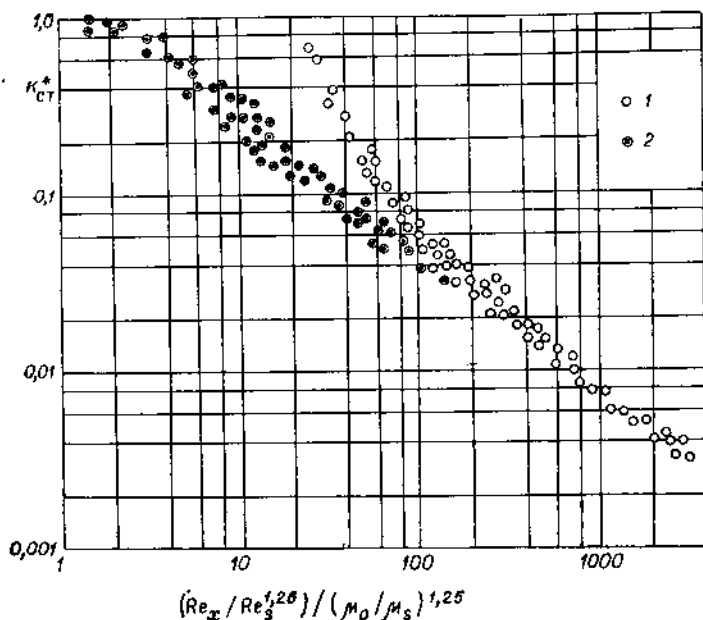


Рис. 3.11. Весовая концентрация вдуваемого газа на стенке за тангенциальной щелью.

1 — вдув гелия; 2 — вдув аргона.

цию Ψ . В работе же [282] это увеличение эффективности объясняется возможным влиянием эффекта термодиффузии.

Автором совместно с Е. И. Синайко было проведено экспериментальное исследование газовой завесы при вдуве гелия и аргона через тангенциальную щель и начальный пористый участок [64, 140]. Опыты проводились в начальном участке цилиндрического канала $x/d \leq 10$ ($d = 41$ мм). Основной поток воздуха и вдуваемый газ подавались в канал с одинаковой температурой. При этом измерялась объемная концентрация вдуваемого газа на стенке. Результаты этих измерений использовались в дальнейшем при экспериментальном исследовании газовых завес на выгорающей поверхности (см. гл. 6).

Опытные данные об объемных концентрациях вдуваемого газа на стенке представлены на рис. 3.10 в виде зависимости от комплекса $(Re_x / Re_s^{1,25})(\mu_0 / \mu_s)^{1,25}$, использовавшегося ранее для обобщения результатов по тепловой эффективности газовых завес.

Результаты экспериментов при щелевом вдуве аргона аппроксимируются зависимостью

$$(\kappa_{ст}^*)_{Ar} = 1,42 \frac{Re_s}{Re_x^{0,8}} \frac{\mu_s}{\mu_0}, \quad (3.65)$$

а опытные данные при вдуве гелия через тангенциальную щель и

пористый участок — зависимостью

$$(n_{\text{ст}}^*)_{\text{He}} = 13,85 \frac{\text{Re}_s}{\text{Re}_x^{0,8}} \cdot \frac{\mu_s}{\mu_0}. \quad (3.66)$$

Как видно, при обработке экспериментальных результатов по объемным концентрациям получается большое расслоение опытных точек в зависимости от молекулярного веса вдуваемого газа.

Для определения весовой концентрации используется известное соотношение

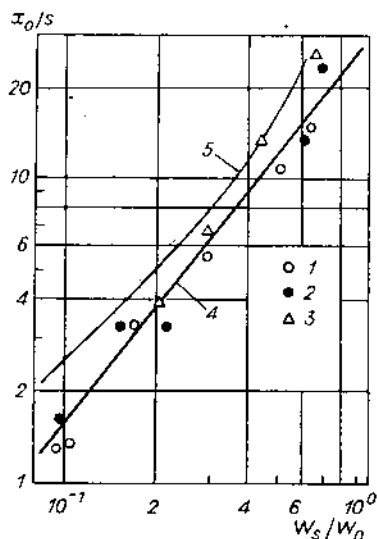
$$K_{\text{ст}}^* = \frac{n_{\text{ст}}^* M_s}{M_0 - n_{\text{ст}}^* (M_0 - M_s)}, \quad (3.67)$$

где M_0 и M_s — молекулярный вес основного потока и вдуваемого газа.

Экспериментальные результаты по вдуву аргона и гелия через тангенциальную щель на рис. 3.11 представлены в виде зависимости весовой концентрации вдуваемого газа на стенке от указанного комплекса. Как видно, при одинаковых расходах вдуваемого газа вблизи щели более эффективен вдув газа с меньшим молекулярным весом. На большом расстоянии от щели результаты опытов асимптотически сближаются и выходят на одну зависимость. Это объясняется тем, что при одинаковых расходах вдуваемого газа $\text{Re}_s = \text{const}$ относительная скорость в щели $\bar{W}$, будет выше у более легкого газа. Как следует из рис. 3.12, будет больше и длина начального участка, где $K_{\text{ст}}^* = 1$.

Длина начального участка в зависимости от относительной скорости вдува $\bar{W}$, при $\bar{W}_s < 1$ показана на рис. 3.12. Экспериментальные результаты, полученные при тангенциальном вдуве гелия и аргона в воздух, можно аппроксимировать простой зависимостью

$$\bar{x}_0/s = x_0/s = 28 \bar{W}_s^{1,25}. \quad (3.68)$$



На этом же рисунке показана длина начального участка, определенная в работе Себана [306] при щелевом вдуве воздуха в воздух на пластине и расчет по формуле Г. Н. Абрамовича (1.57) для свободной плоской струи при $\bar{W}_s < 1$. Видно, что длина начального участка при вдуве через щель гелия и аргона в такой обработке практически совпадает с длиной начального участка при вдуве воздуха в воздух.

Рис. 3.12. Длина начального участка за тангенциальной щелью.

1 — вдув гелия в воздух; 2 — вдув аргона в воздух; 3 — вдув воздуха в воздух [306]; 4, 5 — соответственно расчет по формулам (3.68) и (1.57).

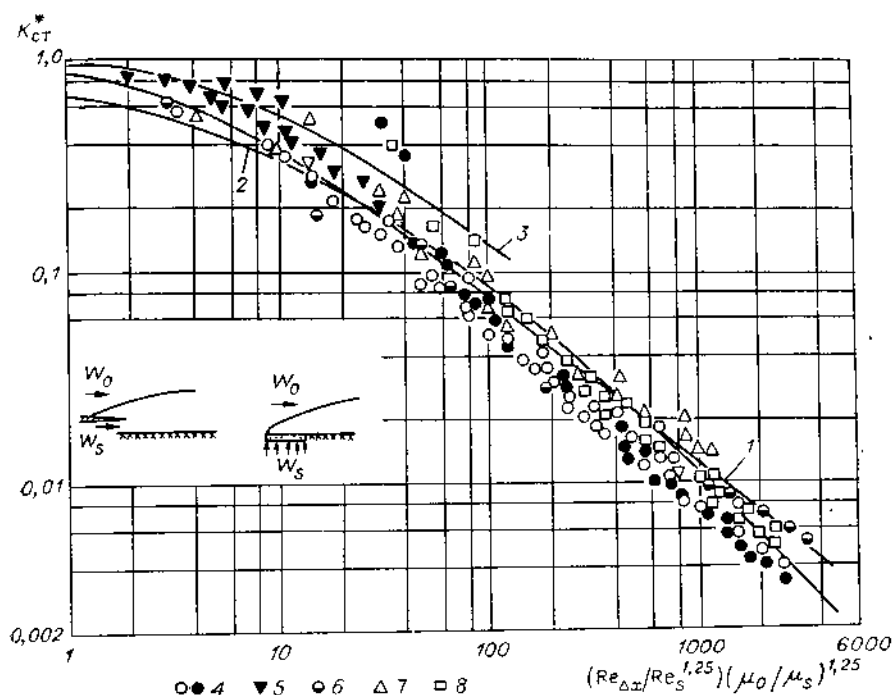


Рис. 3.13. Концентрация вдуваемого газа на стенке в области газовой завесы. 1—3 — соответственно расчет по формулам (3.58), (1.63) и (1.64). Опыты по вдуву: 4 — гелия и аргона [64]; 5 — фреона-12 [270]; 6 — водорода [270]; 7 — гелия [270]; 8 — гелия [282].

На рис. 3.13 опытные данные построены в виде зависимости весовой концентрации вдуваемой компоненты на стенке от комплекса, в котором число Рейнольдса $Re_{\Delta x} = \rho_0 W_0 \Delta x / \mu_0$ определено с учетом начального участка $\Delta x = x - x_0$. Как уже указывалось, в опытах со вдувом гелия через пористый участок продольная координата отсчитывается от задней кромки пористой секции. Однако следует иметь в виду, что при интенсивных вдувах за пористой секцией также может быть участок, на котором концентрация вдуваемой компоненты $K_{ст}^* = 1$. На этом же графике представлены опытные данные других авторов об измерении концентрации водорода, гелия и фреона-12 за тангенциальной щелью [270] и гелия за пористой секцией [282]. Эти исследования проводились в пограничном слое на плоской пластине. Видно, что в такой обработке хорошо обобщаются экспериментальные результаты, полученные в широком диапазоне изменения молекулярного веса вдуваемого газа ($2 < M, < 121$). На рис. 3.13 показан также расчет по формуле (3.58) и формулам (1.63) и (1.64), которые были получены соответственно при условиях $\bar{W} \ll 1$ и $\bar{W} \approx 1$. Теоретические расчеты по этим формулам удовлетворительно согласуются с опытными данными о распределении весовой концентрации вдуваемой компоненты. Таким образом, в пограничном слое с газовой завесой на адиабатической

поверхности сохраняется подобие полей полных энтальпий и весовых концентраций в форме соотношения (3.60).

Экспериментальные результаты [64] по измерению концентрации вдуваемой компоненты на стенке, полученные в начальном участке трубы при $x/d < 10$ и $s/d = 0,0508$, совпадают с опытными данными [270, 282], полученными в турбулентном пограничном слое на плоской пластине. С увеличением же длины трубы и с ростом отношения ширины щели s к диаметру d эффективность газовой завесы может зависеть от поперечной кривизны поверхности.

В опытных данных, приведенных на рис. 3.13, энтальпийный фактор неизотермичности в сечении щели h_s/h_0 изменялся от 0,51 при вдуве аргона до 15 при вдуве водорода. Однако они все обобщаются без учета влияния этого фактора, что подтверждает выводы, сделанные в предыдущем параграфе, о слабом влиянии неизотермичности на эффективность газовой завесы в адиабатических условиях.

На неадиабатической же поверхности неизотермичность потока и инородный вдув могут существенно влиять на интенсивность теплообмена. Эти вопросы обсуждаются далее при анализе ступенчатого вдува и газовой завесы на выгорающей поверхности.

§ 3.4. Теплообмен при ступенчатом однородном вдуве

Эффективным методом защиты поверхности от воздействия высокотемпературного потока газа является вдув охладителя через пористую стенку. В зависимости от условий вдув может осуществляться равномерно по всей поверхности или ступенчато в соответствии с распределением тепловых потоков.

Для описания процессов теплообмена при ступенчатом вдуве (по аналогии со ступенчатым подводом тепла в § 2.2) можно воспользоваться закономерностями распространения завесы на проницаемой поверхности. При этом необходимо учитывать влияние на коэффициенты теплообмена динамической предыстории потока. Такое влияние изучалось при ступенчатом вдуве на пористой поверхности, когда тепловой пограничный слой был утоплен в уже развившемся динамическом [43]. Опыты проводились в дозвуковой аэродинамической трубе на плоской стенке с секционным подводом вдуваемого воздуха. На первой секции теплообмен отсутствовал и формировался динамический пограничный слой с толщиной потери импульса в конце секции δ_0^{**} . На второй секции осуществлялся теплообмен при вдуве нагретого воздуха в холодный основной поток ($\Delta T \approx 80^\circ$). Образующийся на второй секции тепловой пограничный слой был утоплен в уже развившемся динамическом.

При обработке опытных данных о теплообмене экспериментальные значения чисел Стентона определялись из соотношения

$$\text{St} = \frac{q_{\text{ст}}}{\rho_0 W_0 c_{p0} \Delta T} = \frac{j_{\text{ст}} c_{p1} (T_1' - T_{\text{ст}})}{\rho_0 W_0 c_{p0} (T_{\text{ст}} - T_0)}, \quad (3.69)$$

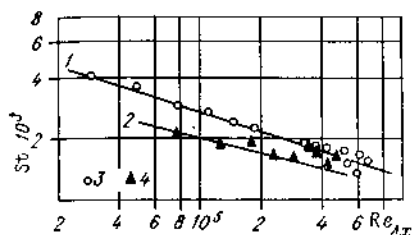


Рис. 3.14. Изменение числа Стентона по длине пористой стенки с предвключенным участком и без него. 1, 2 — расчет по формулам (3.74) и (1.32) при $Re_0^{**} = 0$ и $Re_0^{**} = 3180$ соответственно. Опыты при $\bar{j}_{ст} = 2,9 \cdot 10^{-3}$. 3 — без начального участка, $Re_0^{**} = 0$; 4 — с начальным участком, $Re_0^{**} = 3180$.

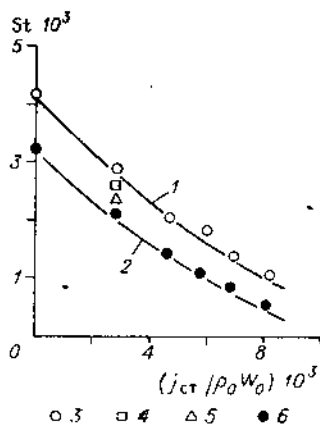


Рис. 3.15. Влияние начального участка на теплообмен пористой пластины при различных относительных скоростях вдува.

1, 2 — расчет по формулам (3.74) и (1.32) при $Re_0^{**} = 0$ и $Re_0^{**} = 3180$ соответственно. Опыты при $Re_{\Delta x} = 7,6 \cdot 10^4$: 3 — без начального участка, $Re_0^{**} = 0$; 4 — 6 — с начальным участком при $Re_0^{**} = 940$; 2460; 3180 соответственно.

где T_1' и T_0 — температуры вдуваемого газа и основного потока. При этом учитывалась поправка на излучение [43].

На рис. 3.14 показано изменение числа Стентона по длине пористой пластины, когда тепловой и динамический пограничные слои начинаются в одном сечении (точки 3) и когда динамический слой начинается раньше теплового (точки 4). Число Рейнольдса $Re_{\Delta x}$ определялось по расстоянию Δx , отсчитываемому от начала теплового пограничного слоя. Из графика видно, что наличие предвключенного динамического участка вызывает снижение теплообмена на пористой поверхности.

Сравнение чисел Стентона для случаев теплообмена с начальным динамическим участком и без него на одинаковом расстоянии от начала теплового слоя ($Re_{\Delta x} \approx 7,6 \cdot 10^4$) дается на рис. 3.15. Этот график показывает, что начальный динамический слой влияет на теплообмен при разных скоростях вдува, причем с увеличением начального значения толщины потери импульса Re_0^{**} это влияние увеличивается.

Как следует из работы [43], расчет теплообмена на проникаемой поверхности с начальным динамическим слоем можно проводить с помощью относительных законов тепломассообмена, если влияние предвключенного участка учитывать через число Стентона в стандартных условиях St_0 . В пользу этой гипотезы свидетельствует тот факт, что при выводе предельных соотношений (3.24) — (3.30) влияние предвключенного участка не входит ни в какие величины, кроме St_0 .

Необходимые при расчетах связи между Re_T^{**} и $Re_{\Delta x}$ и Ψ и

$\Psi'_{\Delta x}$ находились с помощью интегрального соотношения энергии на проникаемой стенке

$$\frac{d\text{Re}_T^{**}}{dx} + \frac{\text{Re}_T^{**}}{\Delta T} \cdot \frac{d(\Delta T)}{dx} - \frac{j_{\text{ст}}}{\rho_0 W_0} \text{Re}_L = \text{StRe}_L. \quad (3.70)$$

При $j_{\text{ст}} = \text{const}$ из (3.70) следует выражение, удобное для определения экспериментальных значений числа Рейнольдса, рассчитанного по толщине потери энергии:

$$\text{Re}_T^{**} = \frac{j_{\text{ст}} c_{p1}}{\rho_0 W_0 c_{p0}} \cdot \frac{(T'_1 - T_0)}{(T_{\text{ст}} - T_0)} \text{Re}_{\Delta x}. \quad (3.71)$$

С учетом того, что $q_{\text{ст}} = j_{\text{ст}} c_{p1} (T'_1 - T_{\text{ст}})$, из (3.71) следует

$$\text{Re}_T^{**} = \text{St}_0 (\Psi + b) \text{Re}_{\Delta x}, \quad (3.72)$$

откуда, принимая во внимание закон теплообмена в стандартных условиях (1.9), получаем

$$\text{Re}_T^{**} = \left[\frac{A}{\text{Pr}^{0.75}} (\Psi + b) \text{Re}_x \right]^{\frac{1}{m+1}}. \quad (3.73)$$

Как показали опыты [43] для разных относительных вдувов, уравнение (3.73) удовлетворительно описывает изменение толщины потери энергии по длине пористой пластины как при отсутствии начального динамического слоя, так и при его наличии.

Определяя число Стентона $\text{St} = \text{St}_0 \Psi$ с помощью соотношений (1.9) и (3.73), можно найти связь между относительными коэффициентами теплообмена:

$$\Psi'_{\Delta x} = \left(\frac{\text{St}}{\text{St}_0} \right)_{\Delta x} = \frac{\Psi}{(\Psi + b)^{0.2}}. \quad (3.74)$$

Величина $\Psi'_{\Delta x}$ представляет собой отношение коэффициента теплообмена на проникаемой пластине St к коэффициенту теплообмена на непроницаемой стенке St_0 при одинаковых значениях $\text{Re}_{\Delta x}$; Ψ — то же, при одинаковых Re_T^{**} . При этом значение St_0 определяется по формуле (1.32) или (1.38) с учетом влияния начального динамического слоя.

Расчет теплообмена на пористой пластине с начальным динамическим участком по предлагаемому методу сопоставляется с экспериментами на рис. 3.14 и 3.15. Кривые 1 рассчитаны по формулам (3.74) и (1.32) без учета влияния начального участка, кривые 2 — с учетом. Как видно, расчет удовлетворительно согласуется с опытами.

При ступенчатом вдуве с теплообменом на обоих участках тепловой пограничный слой на второй ступени можно рассматривать как развивающийся в условиях завесы со стороны предшествующей ступени. Как было показано в § 2.2, закон теплообмена на непроницаемой поверхности в зоне завесы остается консервативным к

изменению граничных условий при определении коэффициента теплообмена по адиабатической температуре стенки (2.1). С целью экспериментального определения влияния проницаемости стенки на теплообмен в области завесы автором совместно с В. П. Лебедевым и В. К. Козьменко [44] были проведены опыты со ступенчатым вдувом воздуха разной температуры в турбулентный пограничный слой. Интенсивность вдува могла быть существенно различной на первой и второй ступенях, а тепловой поток мог иметь разное направление (например, на первом был направлен от стенки к потоку, на втором в стенку).

Опытные данные о теплообмене на втором участке обрабатывались с использованием адиабатической температуры стенки $T_{ст}^*$ (эффективность тепловой завесы за первым участком вдува), которая находилась экспериментально при отсутствии вдува и теплообмена на этом участке. Экспериментальные значения чисел Стентона и Рейнольдса на втором участке определялись по соотношениям

$$St = \frac{j_{ст2} c_{p2} (T_{ст} - T_2')}{\rho_0 W_0 c_{p0} (T_{ст}^* - T_{ст})}; \quad (3.75)$$

$$Re_{т}^{**} = \frac{1}{\mu c_{p0} (T_{ст}^* - T_{ст})} \int_{x_0}^x [j_{ст2} c_{p0} (T_{ст}^* - T_2')] dx. \quad (3.76)$$

Здесь $T_{ст}$ и $T_{ст}^*$ — температура стенки на втором участке в рассматриваемых условиях вдува и в адиабатических условиях при $j_{ст2} = 0$; T_2' — температура газа, вдуваемого на втором участке; x_0 — начало второго участка.

На рис. 3.16 опытные данные сопоставляются с формулой (3.30) для теплообмена в условиях завесы на проницаемой поверхности, которая для рассматриваемого случая однородного вдува $M_{ст}^* = M_0$ в квазиизотермических условиях $T_0/T_{ст}^* \rightarrow 1$ принимает вид обычного относительного закона теплообмена

$$\Psi = (1 - b/b_{кр})^2. \quad (3.77)$$

Значения критического параметра вдува $b_{кр}$ определялись по формуле (3.27) также при $M_{ст}^* T_0 / M_0 T_{ст}^* = 1$, но с учетом влияния конечности числа Рейнольдса [137] при $\psi_1 < 1$:

$$b_{кр} = \frac{1}{1 - \psi_1} \left(\ln \frac{1 + \sqrt{1 - \psi_1}}{1 - \sqrt{1 - \psi_1}} \right)^2 \left(1 + \frac{0.83}{Re_{т}^{**0.14}} \right). \quad (3.78)$$

Опыты удовлетворительно согласуются с расчетом. Таким образом, подтверждается гипотеза о возможности определения коэффициента теплообмена по адиабатической температуре стенки (2.1) и в условиях газовой завесы по проницаемой стенке.

Характерное распределение температуры стенки при ступенчатом вдуве воздуха показано на рис. 3.17. Здесь же приводятся результаты расчета, проведенного методом интегральных соотношений

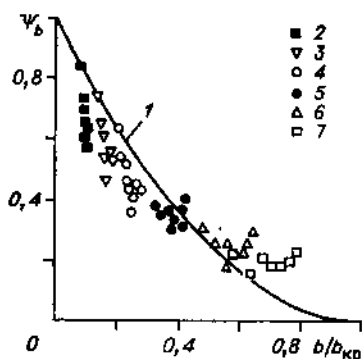


Рис. 3.16. Относительный закон теплообмена при ступенчатом однородном вдуве.

1 — расчет по формуле (3.77). Опыты: 2 — $\bar{j}_{ст_2} = 1,11 \cdot 10^{-3}$, $\bar{j}_{ст_1} = 6,08 \cdot 10^{-3}$; 3 — $2,28 \cdot 10^{-3}$, $11,9 \cdot 10^{-3}$; 4 — $3,26 \cdot 10^{-3}$, $12,4 \cdot 10^{-3}$; 5 — $4,92 \cdot 10^{-3}$, $11,7 \cdot 10^{-3}$; 6 — $7,1 \cdot 10^{-3}$, $11,7 \cdot 10^{-3}$; 7 — $8,23 \cdot 10^{-3}$, $11,5 \cdot 10^{-3}$.

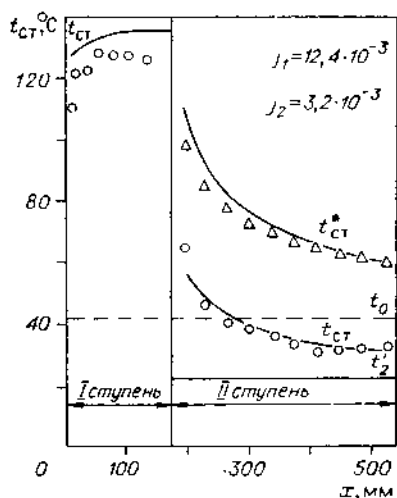


Рис. 3.17. Распределение температуры стенки при ступенчатом однородном вдуве.

с использованием полученных относительных функций теплообмена.

Обработать экспериментальные данные о теплообмене при ступенчатом вдуве по разности температур ($T_{ст} - T_0$) не удастся, поскольку эта разность, как видно из рис. 3.17, может менять свой знак по длине участка. Следует обратить внимание на то, что при ступенчатом вдуве ожидаемого эффекта охлаждения можно и не получить, если температура вдуваемого газа будет выше адиабатической температуры стенки $T_{ст}^*$.

§ 3.5. Теплообмен при ступенчатом неоднородном вдуве

Как показывает теоретический анализ (§ 3.1), существенное влияние на теплообмен в области завесы может оказывать состав газа, образующего завесу, в частности отношение молекулярных весов вдуваемого газа и газа основного потока. Это влияние было проверено экспериментально [44] в опытах со ступенчатым вдувом инородных газов в турбулентный пограничный слой. При этом на первом участке подавался гелий, на втором — воздух. Относительный расход вдуваемого гелия составлял $\bar{j}_{ст_1} = (1 - 2) \cdot 10^{-3}$, а воздуха $\bar{j}_{ст_2} = (1 - 8) \cdot 10^{-3}$. Температура основного потока была 297—315 К, вдуваемого гелия $T_1' = 405 - 408$ К и вдуваемого воздуха $T_2' = 292 - 296$ К.

Обработка опытных данных о теплообмене на втором участке велась по разности между энтальпией газа на адиабатической не-

проницаемой стенке и энтальпией газа на стенке в рассматриваемых условиях $St = q_{ст}/\rho_0 W_0 (h_{ст}^* - h_{ст})$. Энтальпия газа $h_{ст}^*$ и концентрация гелия $(K')_{ст}^*$ на адиабатической стенке находились по экспериментальным значениям эффективности завесы за участком вдува гелия (§ 3.3) согласно формулам

$$\begin{aligned} h_{ст}^* &= \Theta_h (h_{ст_0} - h_0) + h_0; \\ (K')_{ст}^* &= \Theta_h (K')_{ст_0}, \end{aligned} \quad (3.79)$$

где $h_{ст_0}$ и $(K')_{ст_0}$ — энтальпия смеси газа и концентрация гелия на стенке в конце первого участка. Энтальпия газа на стенке $h_{ст}$ вычислялась с использованием измеренных значений температуры стенки:

$$h_{ст} = c_{p_{ст}} T_{ст} = [c_{p_0} + (K')_{ст} (c'_p - c_{p_0})] T_{ст}. \quad (3.80)$$

Для определения концентрации компонент газовой смеси используется уравнение диффузии, которое вблизи стенки имеет вид

$$(j_i)_{ст} = j_{ст_2} (K_i)_{ст} - \rho D \left(\frac{\partial K_i}{\partial y} \right)_{ст}. \quad (3.81)$$

Записывая это уравнение для гелия на втором участке $(j_r)_{ст} = 0$, получим

$$0 = j_{ст_2} (K')_{ст} - \rho D \left(\frac{\partial K'}{\partial y} \right)_{ст}. \quad (3.82)$$

С учетом подобия процессов тепло- и массопереноса, записанного через равновесные параметры (3.11), из уравнения (3.82) можно получить выражение для концентрации гелия на стенке в зоне завесы

$$(K')_{ст} = \frac{(K')_{ст}^*}{1 + b_1}; \quad b_1 = j_{ст}/\rho_0 W_0 St. \quad (3.83)$$

Число Стентона вычисляется с использованием энтальпии на адиабатической стенке и с учетом потерь на излучение:

$$St = \frac{j_{ст_2} (h_{ст} - h'_2) - q_{л}}{\rho_0 W_0 (h_{ст}^* - h_{ст})}. \quad (3.84)$$

Здесь — $q_{л}$ — лучистый тепловой поток; h'_2 — энтальпия вдуваемого на втором участке газа. Подставляя в (3.80) концентрацию гелия (3.83) с учетом (3.84), получаем соотношение для вычисления энтальпии газа на стенке на втором участке вдува:

$$h_{ст} = \frac{c_{p_0} T_{ст} [j_{ст_2} (h_{ст}^* - h'_2) - q_{л}] - (K')_{ст}^* (c'_{p_2} - c_{p_0}) T_{ст} (j_{ст_2} h'_2 + q_{л})}{[j_{ст_2} (h_{ст}^* - h'_2) - q_{л}] - (K')_{ст}^* (c'_{p_2} - c_{p_0}) T_{ст} j_{ст_2}} \quad (3.85)$$

При обработке опытов экспериментальное значение числа Стен-тона находилось по формуле (3.84), а число Рейнольдса Re_h^{**} — из интегрального соотношения энергии

$$Re_h^{**} = \frac{1}{\mu(h_{ст}^* - h_{ст})} \int_{x_0}^x [j_{ст2}(h_{ст}^* - h_2') - q_л] dx. \quad (3.86)$$

Была проведена оценка теплового потока, обусловленного диффузионным термоэффектом. Как показано в работах [16, 220], суммарный тепловой поток в бинарной смеси определяется соотношением

$$q_\Sigma = \left(-\frac{\lambda}{c_p} \cdot \frac{\partial h}{\partial y} + \frac{K_T}{n_1 n_2} RT \frac{M^2}{M_1 M_2} j_1 \right)_{ст}. \quad (3.87)$$

Здесь второй член в скобках означает вклад в тепловой поток диффузионного термоэффекта, т. е.

$$q_{д.т} = \left(\frac{K_T}{n_1 n_2} RT \frac{M^2}{M_1 M_2} j_1 \right)_{ст}, \quad (3.88)$$

где K_T — термодиффузионное отношение; n_1 и n_2 — объемные концентрации компонентов смеси; M_1 и M_2 — молекулярный вес; M и R — молекулярный вес и газовая постоянная смеси газов; j_1 — диффузионный поток массы компоненты i на стенке. Подсчитанный по формуле (3.88) тепловой поток, вызванный диффузионным термоэффектом, составлял около 5% суммарного теплового потока.

Влияние динамической предыстории потока на теплообмен второй ступени учитывалось по методике, изложенной в предыдущем параграфе, и в этих опытах не превышало 10%.

Результаты экспериментов по теплообмену при ступенчатом неоднородном вдуве представлены на рис. 3.18 и 3.19. На рис. 3.18 опытные данные представлены в виде зависимости $\Psi_b = f(b/b_{кр})$. При этом относительный коэффициент теплообмена и значения критического параметра вдува $b_{кр}$ рассчитывались по тем же формулам (3.77) и (3.78), что и в опытах со ступенчатым вдувом однородных газов (только в данном случае фактор неизотермичности определялся отношением энтальпий $\psi = h_{ст}/h_{ст}^*$). Однако если такая обработка опытов с однородным вдувом давала удовлетворительное соответствие эксперимента с зависимостью (3.77), то в рассматриваемом случае инородного вдува расхождение опытов с расчетом достигает 300%. Из этого следует, что если теплообмен на проникаемой поверхности в условиях завесы инородного газа рассчитывать по обычным относительным законам, в которых вместо h_0 используется $h_{ст}^*$, то это может привести к существенной ошибке.

Экспериментальные данные представлены на рис. 3.19 в виде зависимости $\Psi_b = f(b/b_{кр})$. Однако в этом случае относительный коэффициент теплообмена Ψ_b и критический параметр проницаемости стенки $b_{кр}$ находились с учетом влияния завесы инородного

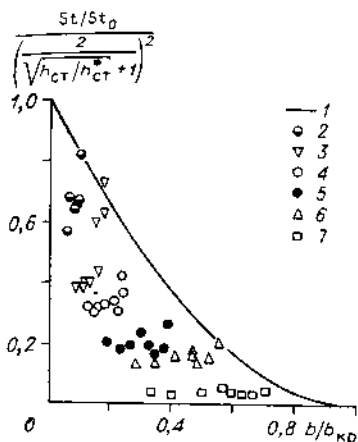


Рис. 3.18. Теплообмен в условиях завесы на проникаемой пластине при ступенчатом вдуве неоднородных газов (обработка опытов без учета комплекса $M_{ст}^* T_0 / M_0 T_{ст}^*$).

1 — расчет по формуле (3.77). Опыты: 2 — $\bar{j}_{ст2} = 1,11 \cdot 10^{-3}$, $\bar{j}_{ст1} = 0,98 \cdot 10^{-3}$; 3 — $2,22 \cdot 10^{-3}$, $1,92 \cdot 10^{-3}$; 4 — $3,26 \cdot 10^{-3}$, $2,00 \cdot 10^{-3}$; 5 — $4,92 \cdot 10^{-3}$, $2,03 \cdot 10^{-3}$; 6 — $6,81 \cdot 10^{-3}$, $1,9 \cdot 10^{-3}$; 7 — $8,21 \cdot 10^{-3}$, $1,86 \cdot 10^{-3}$.

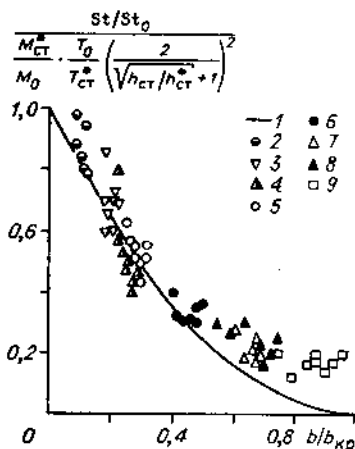


Рис. 3.19. Теплообмен в условиях завесы на проникаемой пластине при ступенчатом вдуве неоднородных газов (обработка с учетом комплекса $M_{ст}^* T_0 / M_0 T_{ст}^*$).

1 — расчет по формуле (3.30). Опыты: 2 — $\bar{j}_{ст2} = 1,11 \cdot 10^{-3}$, $\bar{j}_{ст1} = 0,98 \cdot 10^{-3}$; 3 — $2,22 \cdot 10^{-3}$, $1,92 \cdot 10^{-3}$; 4 — $3,13 \cdot 10^{-3}$, $1,41 \cdot 10^{-3}$; 5 — $3,26 \cdot 10^{-3}$, $2,00 \cdot 10^{-3}$; 6 — $4,92 \cdot 10^{-3}$, $2,03 \cdot 10^{-3}$; 7 — $6,81 \cdot 10^{-3}$, $1,9 \cdot 10^{-3}$; 8 — $6,9 \cdot 10^{-3}$, $1,35 \cdot 10^{-3}$; 9 — $8,21 \cdot 10^{-3}$, $1,86 \cdot 10^{-3}$.

газа, которое определяется, как было показано в § 3.1, комплексом $M_{ст}^* T_0 / M_0 T_{ст}^*$:

$$\Psi_b = \frac{St}{St_0} \left(\frac{M_{ст}^* T_0}{M_0 T_{ст}^*} \right)^{-1} \left(\frac{2}{\sqrt{\Psi_1 + 1}} \right)^{-2}; \quad (3.89)$$

$$b_{кр} = \frac{M_{ст}^* T_0}{M_0 T_{ст}^*} \frac{1}{1 - \Psi_1} \left(\ln \frac{1 + \sqrt{1 - \Psi_1}}{1 - \sqrt{1 - \Psi_1}} \right)^2 \left(1 + \frac{0,83}{Re_h^{*0,14}} \right). \quad (3.90)$$

Последний член в формуле (3.90) учитывает влияние конечности числа Рейнольдса [137]. Величина $M_{ст}^* T_0 / M_0 T_{ст}^*$ составляла в данных опытах 0,35—0,8 (при $T_0 / T_{ст}^* = 0,9 - 0,95$). Опытные данные в такой обработке удовлетворительно согласуются с расчетом по формуле (3.30), полученной для определения теплообмена на проникаемой поверхности в условиях завесы.

Таким образом, исследования теплообмена при ступенчатом вдуве газа в квазизотермических условиях показали, что гипотеза об определении коэффициента теплообмена по температуре (эн-тальпии) на адиабатической стенке справедлива и в условиях газовой завесы на проникаемой поверхности. При этом в случае од-

нородного вдува можно пользоваться обычными относительными законами теплообмена. При вдуве же инородных газов следует применять законы теплообмена, полученные в § 3.1, которые отличаются от обычных предельных соотношений множителем $M_{ст}^+ T_0 / M_0 T_{ст}^*$.

Глава 4

ГРАДИЕНТНЫЕ ТЕЧЕНИЯ

§ 4.1. Завеса в градиентном потоке на плоской стенке

Тепловой турбулентный пограничный слой по сравнению с динамическим достаточно консервативен к продольному градиенту давления. С увеличением положительного градиента давления (диффузорные течения) профили скорости сильно деформируются, снижаются коэффициенты трения. Профили же температур почти не изменяются [155], и коэффициенты теплообмена не зависят от величины градиента давления вплоть до зоны отрыва [36], если опыты обрабатывать по локальным параметрам потока. В работе [187] показано, что положительный градиент давления не влияет на число Стентона в виде функции числа Рейнольдса, рассчитанного по толщине потери энергии, даже в случае вдува или отсоса.

Отрицательный градиент давления также практически не оказывает влияния на закон теплообмена [123] до значений параметра ускорения потока $K = (v_0 / W_0^2) (dW_0 / dx) < 2,5 \cdot 10^{-6}$, характеризующего возможное начало ламинаризации потока.

Рассмотрим газовую завесу на плоской теплоизолированной стенке, когда скорость в ядре W_0 потока является функцией продольной координаты (рис. 4.1). Из уравнения энергии на теплоизолированной части стенки

$$\frac{dRe_{\tau}^{**}}{dx} + \frac{Re_{\tau}^{**}}{\Delta T} \cdot \frac{d(\Delta T)}{dx} = 0 \quad (4.1)$$

получаем следующие соотношения для эффективности тепловой завесы:

$$\Theta = \frac{T_0 - T_{ст}^*}{T_0 - T_{ст_0}} = \frac{Re_{\tau_0}^{**}}{Re_{\tau}^{**}} \quad (4.2)$$

В случае безградиентного течения [136] для определения коэффициента β , учитывающего деформацию профиля температур на адиабатической стенке, использовалась толщина потери импульса.

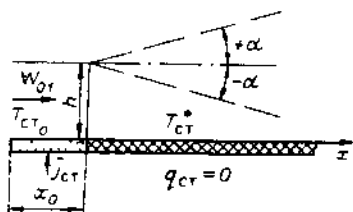


Рис. 4.1. Схема завесы в градиентном потоке.

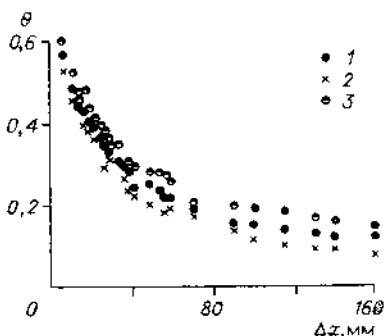


Рис. 4.2. Влияние угла наклона стенки на эффективность завесного охлаждения.

1 — $\alpha = 0$; 2 — $\alpha = -15^\circ$; 3 — $\alpha = +15^\circ$.

При градиентном течении она зависит от величины градиента давления, и поэтому коэффициент β удобнее выразить следующим образом [9, 199]:

$$\beta = \delta_{\tau}^{**} / (\delta_{\tau}^{**})_{T_{CT} = \text{const}} \rightarrow \frac{\int_0^1 \omega d\xi_{\tau}^{**}}{\int_0^1 \omega (1 - \vartheta) d\xi_{\tau}}, \quad (4.3)$$

где $(\delta_{\tau}^{**})_{T_{CT} = \text{const}}$ — толщина потери энергии для случая постоянной температуры стенки при течении в тех же гидродинамических условиях.

При степенных профилях скорости $\omega = \xi^{n_1}$ и температуры $\vartheta = \xi^{n_2}$ и при условии равенства толщин динамического и теплового пограничных слоев $\delta \approx \delta_{\tau}$ из (4.3) получаем

$$\beta_{\max} \rightarrow \frac{n_1 + n_2 + 1}{n_2}. \quad (4.4)$$

Расчеты показывают, что для безградиентного и конфузорного течения (при $n_1 = n_2 = 1/7$) $\beta_{\max} = 9$, а для диффузорного предотрывного ($n_1 \approx 0,5$; $n_2 \approx 1/7$ [227]) $\beta_{\max} = 11,5$.

Из интегрального соотношения энергии пограничного слоя при $T_{CT} = \text{const}$

$$d\text{Re}_{\tau}^{**} / d\bar{x} = \text{Re}_{x_0} A \text{Re}_{\tau}^{**m} \text{Pr}^{-n} \quad (4.5)$$

получаем следующее выражение:

$$(\text{Re}_{\tau}^{**})_{T_{CT} = \text{const}} = \left[\text{Re}_{\tau_0}^{**m+1} + \frac{A(m+1)}{\text{Pr}^n} \text{Re}_{x_0} \int_{x_0}^{\bar{x}} \overline{W_0} d\bar{x} \right]^{\frac{1}{m+1}}. \quad (4.6)$$

Здесь $\text{Re}_{x_0} = \rho_{01} W_{01} x_0 / \mu_0$; $\overline{W_0} = W_0 / W_{01}$.

Тогда для течения с переменной скоростью на внешней границе пограничного слоя из (4.2) и (4.6) можно получить интерполяционную формулу для эффективности завесы [150]

$$\Theta = \left[1 + 0,016 \beta^{1,25} (\text{Re}_{x_0}/\text{Re}_{\tau_0}^{**1,25}) \int_{x_0}^{\bar{x}} \bar{W}_0 d\bar{x} \right]^{-0,8} \quad (4.7)$$

Здесь $\text{Re}_{\tau_0}^{**}$ определяется по формулам (1.48), (1.53), (1.59) или (1.74) в зависимости от способа организации завесы. При $\bar{W}_0 = 1$ и $\beta = 9$ формула (4.7) принимает известный вид для безградиентного течения.

При течении в каналах, образованных плоскими стенками (рис. 4.1), скорость на внешней границе пограничного слоя изменяется по закону

$$\bar{W}_0 = 1 / \left(1 + \frac{\Delta x}{h} \text{tg } \alpha \right), \quad (4.8)$$

где h — начальная высота канала; α — угол наклона стенки. Тогда расчетная формула (4.7) для эффективности завесы в таких каналах при $\beta = 9$ имеет вид

$$\Theta = [1 + 0,24A_1]^{-0,8}, \quad (4.9)$$

$$\text{где } A_1 = (\text{Re}_{\Delta x}/\text{Re}_{\tau_0}^{**1,25}) \frac{h}{\Delta x} \text{tg } \alpha \ln \left(1 + \frac{\Delta x}{h} \text{tg } \alpha \right). \quad (4.10)$$

Изменение эффективности газовой завесы за участком пористого вдува [199] по длине канала при разных углах наклона стенки ($\bar{j}_{\tau_0} = 0,011$) показано на рис. 4.2. Как видно, при одинаковых условиях на входе положительный градиент давления увеличивает эффективность газовой завесы, а отрицательный — уменьшает. В работе [199] показано также, что такое же влияние градиента давления сохраняется и при обработке опытов в координатах $\Theta = f(\text{Re}_{\Delta x}/\text{Re}_{\tau_0}^{**1,25})$ без учета изменения продольной скорости по длине.

Опытные данные В. И. Рождественского, Ю. В. Барышева, Н. К. Пейкера [199] и В. П. Комарова, А. И. Леонтьева [127] об эффективности охлаждения при конфузормом течении в плоском канале с наклонной стенкой приведены на рис. 4.3. Угол наклона стенки, противоположной исследуемой, изменялся от 5 до 45°. Видно, что при обработке опытных данных с учетом изменения скорости по длине канала они обобщаются и согласуются с расчетом по формуле (4.9).

Другие экспериментальные работы [118, 167, 211, 284] также показывают незначительное влияние отрицательного градиента давления на эффективность завесного охлаждения. Исключение составляет работа [271], где почти такие же ускорения потока вызывали снижение эффективности в 1,7—2,5 раза. Следует заметить, что сама рабочая пластина устанавливалась под углом атаки к потоку.

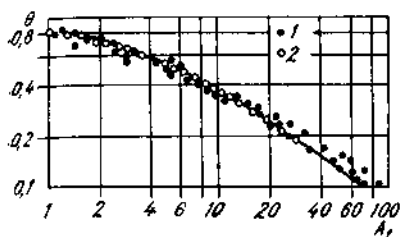


Рис. 4.3. Обобщение опытных данных об эффективности завесы при конфузорном течении.

Опыты: 1 — $\alpha = 0 \div 45^\circ$ [199]; 2 — $\alpha = 0 \div 40^\circ$ [127]. Линия — расчет по формуле (4.9).

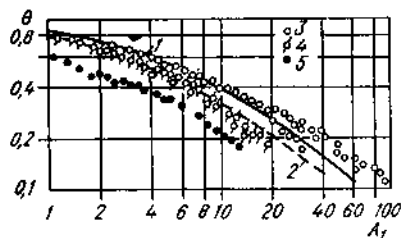


Рис. 4.4. Эффективность газовой завесы при диффузорном течении.

1, 2 — расчет по формулам (4.9) и (4.11). Опыты: 3 — $\alpha = 10^\circ, \bar{f}_{\text{ст}_0} = 0,006 \div 0,02$; 4 — $\alpha = 10^\circ, \bar{f}_{\text{ст}_0} = 0,03 \div 0,04$; 5 — $\alpha = 15^\circ, \bar{f}_{\text{ст}_0} = 0,04$.

Однако в подобных же условиях в [128] такое влияние ускорения не установлено.

Влияние положительного градиента давления на газовые завесы экспериментально исследовалось в работах [9, 24, 274, 283]. В большинстве из них установлено незначительное влияние градиента давления. На существенное увеличение эффективности завесы при $\partial P / \partial x > 0$ указывается в [107] при обработке опытов в координатах безградиентного течения. В таком случае можно полагать, что в области умеренных положительных градиентов давления будет справедлива формула (4.9), учитывающая изменение скорости течения вдоль поверхности. Для диффузорного предотрывного течения, когда $\beta = 11,5$, из (4.7) получаем следующее выражение для эффективности завесы:

$$\Theta = [1 + 0,33A_1]^{-0,8}. \quad (4.11)$$

Расчеты по формулам (4.9) и (4.11) сопоставлены с опытами [199] по эффективности завесы за участком пористого вдува на рис. 4.4. При безотрывном течении в пограничном слое результаты опытов удовлетворительно согласуются с зависимостями (4.9) и (4.11). При увеличении угла раскрытия диффузора и интенсивности вдува через пористый участок эффективности завесного охлаждения может резко ухудшиться, что объясняется [24, 199] ростом размеров отрывной зоны вниз по потоку за задней кромкой проницаемого участка. Это подтверждается измерениями профилей скоростей (рис. 4.5).

В работе [274] при исследовании завесы за участком пористого вдува также показано, что положительный градиент давления вызывает относительно малое снижение эффективности охлаждения до тех пор, пока не наступает отрыв. Имеется тенденция увеличения влияния положительного градиента давления с ростом скорости вдува. Измерения коэффициентов трения показали, что положение точки отрыва наступает раньше при больших вдувах. Увеличение же скорости тангенциального вдува [131] повышает устойчивость течения. При увеличении скорости вдува в 2 раза, при-

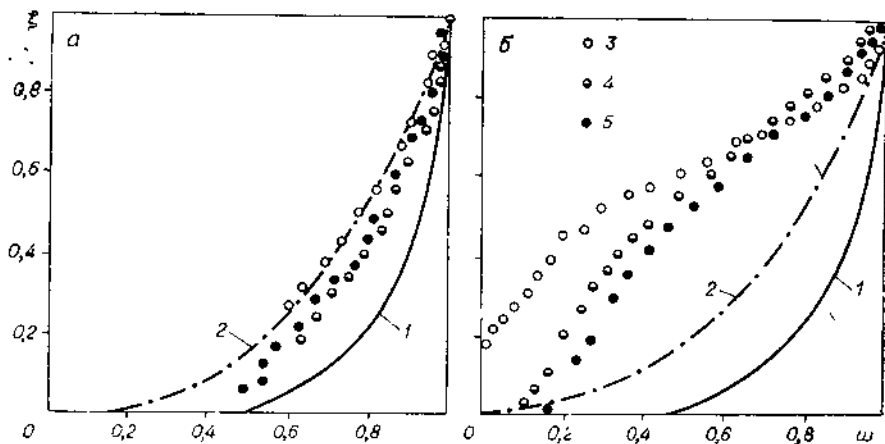


Рис. 4.5. Профили скорости при градиентном течении.

а — без завесы ($j_{\text{ст}0} = 0, \alpha = 10^\circ$); б — с завесой ($j_{\text{ст}0}^* = 0,03, \alpha = 15^\circ$); 1 — степенной профиль $u = \xi^{1/7}$; 2 — предельный отрывной профиль $u = \xi^{0,43}$ [137]. Опыты: 3—5 соответствуют сечениям $\Delta x = 0; 70$ и 140 мм.

мерно во столько же раз возрастает величина безразмерного градиента давления, приводящего к отрыву.

В случае завесного охлаждения неадиабатической стенки (комбинированное охлаждение) закон теплообмена (2.11) остается консервативным к влиянию продольного градиента давления [23, 284].

§ 4.2. Эффективность завесы при течении в соплах

Рассмотрим заградительное охлаждение осесимметричных сопел Лавалья с адиабатическими стенками. Пусть на участке $x < x_0$ организуется завеса одним из известных способов, например вдувом газа в пограничный слой через щель или пористую секцию либо интенсивным охлаждением начальной части обтекаемой поверхности. В области $x > x_0$ теплообмен через поверхность отсутствует и температура стенки зависит от процесса перемешивания охлаждающего газа с газом основного потока.

Интегральное соотношение энергии пограничного слоя на теплоизолированной части стенки сопла ($x > x_0$) имеет вид

$$\frac{d\text{Re}_r^{**}}{dx} + \frac{\text{Re}_r^{**}}{\Delta T} \cdot \frac{d\Delta T}{dx} + \frac{\text{Re}_r^{**}}{D} \cdot \frac{dD}{dx} = 0, \quad (4.12)$$

откуда эффективность газовой завесы в сверхзвуковом осесимметричном сопле определяется следующим образом:

$$\Theta = \frac{T_0^+ - T_{\text{ст}}^*}{(T_0^+ - T_{\text{ст}}^*)_0} = \frac{\text{Re}_{T_0}^{**} D_0}{\text{Re}_T^{**} D}. \quad (4.13)$$

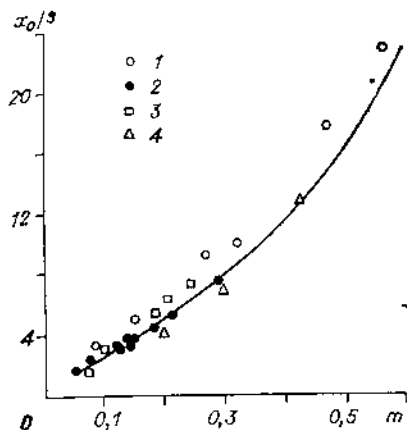


Рис. 4.6. Зависимость длины начального участка от относительной массовой скорости вдува m .

1 — цилиндрический канал; 2 — сопло 30–6°; 3 — сопло 60–6°; 4 — пластина [306].

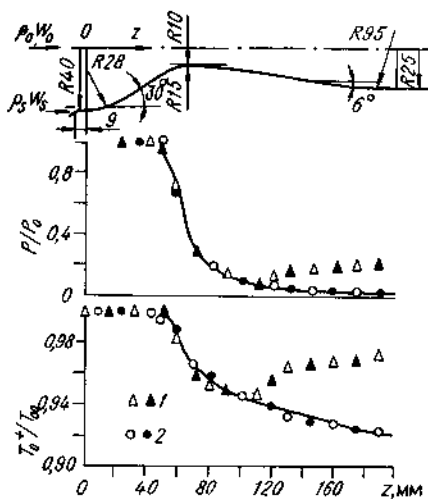


Рис. 4.7. Распределение равновесной температуры и статического давления на стенке при отсутствии (светлые значки) и наличии (темные значки) изоэнергетического вдува.

1 — $P_0 = 3.5 \cdot 10^5$ Па; 2 — $P_0 = 7.3 \cdot 10^5$ Па. Кривые — расчет давления и температуры на стенке по одномерной теории для изэнтропического течения.

Здесь $T_0^+ = T_0 \left(1 + r \frac{k-1}{2} Ma^2 \right)$ — равновесная температура стенки при течении без завесы;

$T_{ст}^*$ — температура теплоизолированной стенки при течении с завесой; D — диаметр рассматриваемого сечения; индекс «0» означает, что величины $(T_0^+ - T_{ст}^*)$, $Re_{\tau_0}^{**}$ и D_0 взяты в сечении организации завесы $x = x_0$ (в конце пористого участка или участка с интенсивным охлаждением; в случае вдува через тангенциальную щель в конце начального участка пристенной струи). Начальный участок за тангенциальной щелью характеризуется постоянством температуры стенки, равной температуре вдуваемого газа: $T_{ст}^* = T_s$. Известно, что длина начального участка спутной струи на пластине зависит от соотношения скоростей вдуваемого и основного потоков $m = W_s/W_0$. Как показали экспериментальные данные, полученные при исследовании эффективности газовой завесы [42] в соплах с разными углами сужения, длина начального участка практически не зависит от ускорения потока. На рис. 4.6 показана зависимость длины начального участка от относительной массовой скорости вдува для сопел с углами сужения 0; 60; 120° [42] и для пластины [306]. Кривая — расчет длины начального участка для плоской полугограниченной струи по формуле [2]

$$x_0/s = \left[\delta_0/x_0 \pm 0.27 \left(0.416 + \frac{0.134}{m} \right) \frac{m-1}{m+1} \right]^{-1}. \quad (4.14)$$

Входящая в (4.13) равновесная температура стенки T_0^+ , как из-

вестно, отличается от температуры торможения потока T_{∞} вследствие диссипации энергии в пограничном слое, что учитывается коэффициентом восстановления температуры на стенке

$$T_0^+/T_{\infty} = \left(1 + r \frac{k-1}{2} \text{Ma}^2\right) \left/\left(1 + \frac{k-1}{2} \text{Ma}^2\right)\right. \quad (4.15)$$

Тангенциальный щелевой вдув воздуха в дозвуковой части сопла практически не влияет на коэффициент восстановления температуры на стенке и на распределение вдоль сопла статического давления. Это показано в опытах автора и В. П. Лебедева [46], когда через щель подавался воздух с температурой, равной температуре торможения основного потока. При таких условиях влияние на коэффициент восстановления может оказать только динамика вдува. Рис. 4.7, где сравниваются данные опытов при вдуве и без вдува, показывает, что изоэнергетический вдув в дозвуковую часть практически не влияет на распределение равновесной температуры стенки, а следовательно, и на коэффициент восстановления. Опытные данные соответствуют расчету для одномерного изэнтропического течения по формуле (4.15) с коэффициентом восстановления $r = 0,885$. Вдув газа через пористый участок в сверхзвуковой поток [19], как отмечено в § 3.2, оказывает влияние на коэффициент восстановления как на самой пористой поверхности, так и ниже по течению на непроницаемой стенке. На рис. 4.7 видно также, что вдув вторичного потока воздуха через щель практически не повлиял на распределение статического давления. Это наблюдалось для всего исследованного диапазона изменения параметра вдува ($m < 0,3$).

На основном участке течения при $x > x_0$ в адиабатических условиях ($q_{\text{ст}} = 0$) профиль температуры в пограничном слое отличается от профиля температуры в условиях теплообмена. Это приводит к изменению толщины потери энергии и соответственно числа Re_T^{**} в формуле (4.13). Число Рейнольдса, построенное по толщине потери энергии на адиабатической стенке, может быть определено с помощью соотношения

$$\text{Re}_T^{**} = \beta(\text{Re}_T^{**})_{\Delta T = \text{const}} \quad (4.16)$$

Число $(\text{Re}_T^{**})_{\Delta T = \text{const}}$ находится из решения уравнения энергии для случая, когда существует теплообмен на стенке при условии $\Delta T = \Delta T_0 = \text{const}$:

$$\frac{d(\text{Re}_T^{**})_{\Delta T = \text{const}}}{dx} + \frac{(\text{Re}_T^{**})_{\Delta T = \text{const}} dD}{D dx} = \text{StRe}_L \quad (4.17)$$

При этом число Стентона St определяется с учетом влияния неизотермичности и сжимаемости газа [137]:

$$\text{St} = \Psi_T \Psi_M \text{St}_0 = \Psi_T \Psi_M \frac{A}{(\text{Re}_T^{**})_{\Delta T = \text{const}}^m \text{Pr}^n} \times \left(\frac{\mu_{\text{ст}}}{\mu_0}\right)^m, \quad (4.18)$$

где $\Psi_T = \left(\frac{2}{\sqrt{\frac{T_{\text{кр}}}{T_0}} + 1} \right)^2$ — функция, учитывающая влияние не-

изотермичности на теплообмен; $\Psi_M = \left(\frac{\arctg Ma \sqrt{\frac{k-1}{2}}}{Ma \sqrt{\frac{k-1}{2}}} \right)^2$ —

функция, учитывающая влияние сжимаемости на теплообмен.

Из решения уравнения (4.17) совместно с (4.18) имеем

$$\begin{aligned} (\text{Re}_T^{**})_{\Delta T = \text{const}} = & \left[\text{Re}_{T_0}^{**m+1} \left(\frac{D_0}{D} \right)^{m+1} + \right. \\ & \left. + \frac{A(m+1)}{\text{Pr}^n} \left(\frac{D_{\text{кр}}}{D} \right)^{m+1} \text{Re}_{\text{кр}} \int_{x_0}^{\bar{x}} \Psi_T \Psi_M \left(\frac{\mu_{\text{ст}}}{\mu_{00}} \right)^m \left(\frac{D_{\text{кр}}}{D} \right)^{1-m} d\bar{x} \right]^{\frac{1}{m+1}}. \end{aligned} \quad (4.19)$$

Здесь $\text{Re}_{\text{кр}} = \rho_{\text{кр}} W_{\text{кр}} D_{\text{кр}} / \mu_{00} = 4G / \pi \mu_{00} D_{\text{кр}}$ — число Рейнольдса, построенное по параметрам в критическом сечении сопла; $G = \rho W \pi D^2 / 4$ — расход газа; $\bar{x} = x / D_{\text{кр}}$, $\bar{x}_0 = x_0 / D_{\text{кр}}$ — безразмерные расстояния; $\mu_{\text{ст}}$ — вязкость газа на стенке при температуре $T_{\text{ст}} = T_{\text{ст}0}$; D_0 — значение диаметра в сечении $x = x_0$; $D_{\text{кр}}$ — диаметр критического сечения сопла. При $\text{Re}^{**} > 10^4$, $A = 0,0128$, $m = 0,25$, $n = 0,75$, и для $\text{Pr} = 1$ уравнение (4.19) будет иметь вид

$$\begin{aligned} (\text{Re}_T^{**})_{\Delta T = \text{const}} = & \left[\text{Re}_{T_0}^{**1,25} \left(\frac{D_0}{D} \right)^{1,25} + \right. \\ & \left. + 0,016 \left(\frac{D_{\text{кр}}}{D} \right)^{1,25} \text{Re}_{\text{кр}} \int_{x_0}^{\bar{x}} \Psi_T \Psi_M \left(\frac{\mu_{\text{ст}}}{\mu_{00}} \right)^{0,25} \left(\frac{D_{\text{кр}}}{D} \right)^{0,75} d\bar{x} \right]^{0,8}. \end{aligned} \quad (4.20)$$

Как показано в § 1.1, при $x \rightarrow \infty$ значение коэффициента $\beta \rightarrow 9$ и слабо зависит от сжимаемости газа (§ 3.2) и градиента давления (§ 4.1). Тогда из соотношений (4.16) и (4.20) для конечных значений x можно получить следующую интерполяционную формулу для определения числа Рейнольдса Re_T^{**} , рассчитанного по толщине потери энергии на теплоизолированной стенке сопла при течении с завесой:

$$\begin{aligned} \text{Re}_T^{**} = & \left[(\text{Re}_T^{**})_0^{1,25} \left(\frac{D_0}{D} \right)^{1,25} + 0,016 \beta^{1,25} \left(\frac{D_{\text{кр}}}{D} \right)^{1,25} \times \right. \\ & \left. \times \text{Re}_{\text{кр}} \int_{x_0}^{\bar{x}} \Psi_T \Psi_M \left(\frac{\mu_{\text{ст}}}{\mu_{00}} \right)^{0,25} \left(\frac{D_{\text{кр}}}{D} \right)^{0,75} d\bar{x} \right]^{0,8}. \end{aligned} \quad (4.21)$$

На рис. 4.8 показано изменение толщины потери энергии пограничным слоем по длине теплоизолированного сопла при наличии

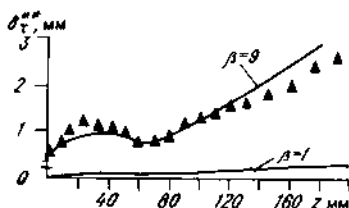


Рис. 4.8. Толщина потери энергии на адиабатической стенке по длине сопла при щелевом вдуве.

Экспериментальные точки: $m = 0,15$, сопло $30 - 6^\circ$. Кривые — расчет по формуле (4.21).

щелевой газовой завесы на входе. Опытные данные, полученные совместно с В. П. Лебедевым [42], сопоставляются с расчетом по формуле (4.21) при $\beta = 9$, что соответствует условиям завесы при адиабатической стенке. Здесь же приводится расчет при $\beta = 1$ для теплообмена при $\Delta T = \text{const}$. Как видно, в адиабатических условиях толщина потери энергии нарастает значительно интенсивнее, чем в условиях теплообмена, при этом расчет с учетом коэффициента $\beta = 9$ удовлетворительно описывает эксперимент.

Окончательное выражение для эффективности завесы на теплоизолированной стенке при осесимметричном течении в сопле получается из соотношений (4.13) и (4.21):

$$\Theta = \left[1 + 0,016 \beta^{1,25} \left(\frac{D_{кр}}{D_0} \right)^{1,25} \frac{Re_{кр}}{Re_{\tau_0}^{**1,25}} \int_{\bar{x}_0}^{\bar{x}} \Psi_T \Psi_M \left(\frac{\mu_{ст}}{\mu_{00}} \right)^{0,25} \times \right. \\ \left. \times \left(\frac{D_{кр}}{D} \right)^{0,75} d\bar{x} \right]^{-0,8}. \quad (4.22)$$

Расчет по формуле (4.22) при $\beta = 9$ сопоставляется на рис. 4.9 с экспериментальными данными [42, 47, 311, 312], полученными в квазиизотермических условиях в осесимметричных соплах $30 - 6^\circ$ и $60 - 6^\circ$ (30 и 60° — полууглы конусности дозвуковой части, а 6° — сверхзвуковой) при щелевом вдуве воздуха с $m = 0,05 - 0,3$. При вдуве газа через щель $Re_{\tau_0}^{**} = Re_s \mu_s / \mu_{00}$, поэтому уравнение (4.22) принимает в данном случае вид

$$\Theta = \left[1 + 0,25 \left(\frac{D_{кр}}{D_0} \right)^{1,25} \frac{Re_{кр}}{Re_s^{1,25}} \left(\frac{\mu_{00}}{\mu_s} \right)^{1,25} \int_{\bar{x}_0}^{\bar{x}} \Psi_T \Psi_M \left(\frac{\mu_{ст}}{\mu_{00}} \right)^{0,25} \times \right. \\ \left. \times \left(\frac{D_{кр}}{D} \right)^{0,75} d\bar{x} \right]^{-0,8}, \quad (4.23)$$

где $Re_s = \rho_s W_{s0} / \mu_s$. Учитывая квазиизотермические условия опытов, можно принять в (4.23) $\Psi_T \approx 1$; $(\mu_{ст} / \mu_{00})^{0,25} \approx 1$. Обобщение экспериментальных данных проведено с использованием комплекса

$$A = \left(\frac{D_{кр}}{D_0} \right)^{1,25} \frac{Re_{кр}}{Re_s^{1,25}} \left(\frac{\mu_{00}}{\mu_s} \right)^{1,25} \int_{\bar{x}_0}^{\bar{x}} \Psi_M \left(\frac{D_{кр}}{D} \right)^{0,75} d\bar{x}. \quad (4.24)$$

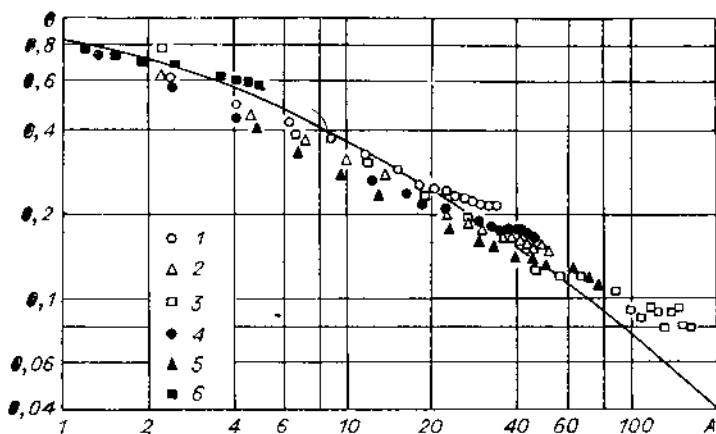


Рис. 4.9. Обобщение экспериментальных данных об эффективности завесы в осесимметричных соплах Лавали.

Опыты в сопле 30 — 6°: 1 — $m=0,29$; 2 — $m=0,22$; 3 — $m=0,08$. Опыты в сопле 60 — 6°: 4 — $m=0,21$; 5 — $m=0,13$; 6 — плоское сопло [295]. Кривая — расчет по (4.23).

На рис. 4.9 представлены также данные опыта в плоском сверхзвуковом сопле из работы [295]. Лучшее соответствие расчета по (4.23) с экспериментом наблюдается в области критического сечения сопла. В дозвуковой части сопла расчет несколько завышает значения Θ , а в сверхзвуковой — занижает. Следует заметить, что использование для расчета эффективности газовой завесы в соплах Лавали зависимости для пластины

$$\Theta = [1 + 0,25 A_0]^{-0,8}; \quad A_0 = \frac{Re_{\Delta x}}{Re_s^{1,25}} \left(\frac{\mu_{00}}{\mu_s} \right)^{1,25}; \quad (4.25)$$

$$Re_{\Delta x} = \rho_0 W_0 (x - x_0) / \mu_{00},$$

в которой значение $Re_{\Delta x}$ определяется по локальным параметрам потока (скорости W_0 и плотности ρ_0 газа в рассматриваемом сечении сопла), не позволяет получить удовлетворительного обобщения опытных данных. Это видно из рис. 4.10, где эксперименты по эффективности завесы в осесимметричном сопле [42, 46] и в плоском коффузоре [24], обработанные по текущим значениям плотности и скорости, сопоставляются с расчетом по формуле (4.25). Наблюдается сильное расхождение (до 400%) опытных данных с расчетом.

Таким образом, в градиентных потоках эффективность завесы определяется не только начальными или текущими значениями параметров потока, но и всей предысторией. Влияние предыстории можно учесть, как было показано, если воспользоваться интегральными соотношениями пограничного слоя.

Формула (4.23) является обобщающей и учитывает совместное влияние на Θ параметра вдува m , сжимаемости, градиента скорости и т. п. Рассмотрим влияние каждого из этих факторов в отдельности.

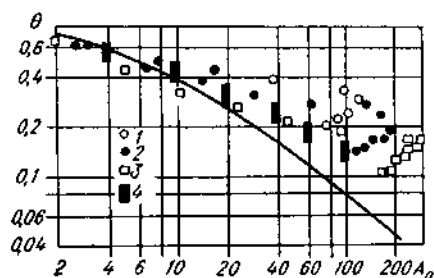


Рис. 4.10. Обработка опытов по эффективности завесы с использованием текущих значений плотности и скорости потока.

1—3 — осесимметричное сопло 30 — 6° [46];
4 — конфузор с $\alpha=10^\circ$ [24]. Кривая — расчет по формуле (4.25).

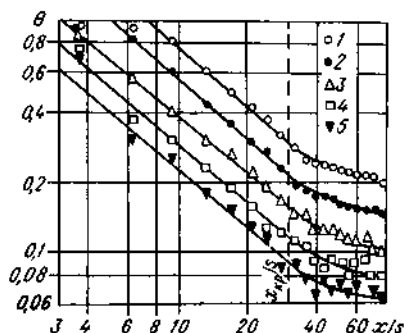


Рис. 4.11. Изменение эффективности завесы по длине сопла при различных значениях относительного параметра вдува m на расчетных режимах течения.

Опыты в сопле 30 — 6° [46]: 1 — $m = -0,29$; 2 — $m = 0,22$; 3 — $m = 0,15$; 4 — $m = 0,08$; 5 — $m = 0,05$.

Характерное изменение эффективности завесы по длине сопла при различных значениях параметра вдува ($m = 0,05 \div 0,3$) показано на рис. 4.11 [46]. Видно, что во всех сечениях сопла θ растет с увеличением параметра вдува. На графике отчетливо просматривается различный характер изменения эффективности завесы по длине сопла в до- и сверхзвуковой областях. Падение эффективности в сверхзвуковой части замедляется, что объясняется влиянием сжимаемости потока, которое усиливается с ростом числа Маха по длине сопла (на срезе $Ma_{cr} = 3,2$).

Чтобы выяснить влияние градиента скорости течения на эффективность газовой завесы, экспериментальные значения θ в соплах 30—6° и 60—6° сравнивались с опытными данными об эффективности в цилиндрическом канале, где $dW/dz = 0$ [42], z — расстояние вдоль оси. Значения градиента скорости dW/dz и параметра ускорения $K = (\mu/\rho W^2)(dW/dz)$ были рассчитаны для каждого из сопел. На основании того, что в экспериментах доказана возможность рассматривать течение в соплах на расчетных режимах как одномерное и изэнтропическое, расчет dW/dz вдоль сопла проводился по известным для таких течений соотношениям. Из условия постоянства расхода $G = \rho W F = \rho_{кр} W_{кр} F_{кр}$ в сопле имеем

$$\frac{dW}{dz} = \frac{2W_{кр}\lambda (dD/dz) \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2\right)}{D(\lambda^2 - 1)}, \quad (4.26)$$

где $\lambda = W/W_{кр}$ — коэффициент скорости потока; $W_{кр}$ — скорость в критическом сечении сопла; D — текущий диаметр сопла.

Из формулы (4.26) видно, что при заданном значении T_{00} ($W_{кр} = \sqrt{\frac{2k}{k+1} RT_{00}}$) величина dW/dz определяется геометрией

сопла. С учетом зависимости (4.26) формула для вычисления параметра ускорения K имеет вид

$$K = \mu \pi D (dD/dz) \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2 \right) / 2G (\lambda^2 - 1). \quad (4.27)$$

Расчет изменения dW/dz и K вдоль сопла $30-6^\circ$ для заданных значений температуры и давления торможения показан на рис. 4.12. Видно, что градиент скорости возрастает в дозвуковой и убывает в сверхзвуковой части сопла. Возрастая вдоль сопла, скорость наиболее быстро увеличивается в области критического сечения, где и достигается максимальное значение градиента скорости.

Для изменения параметра ускорения K вдоль оси характерны существование экстремального значения в дозвуковой части сопла и последующее уменьшение K вниз по потоку. Максимальное значение K достигается во входной области в точке сопряжения двух частей контура сопла — дуги окружности и прямой линии, т. е. в начале дозвукового конического сопла.

В проведенных экспериментах [42] значение параметра K изменялось в сопле $30-6^\circ$ в пределах $2,3 \cdot 10^{-8} - 16,6 \cdot 10^{-8}$, а в сопле $60-6^\circ - 4 \cdot 10^{-8} - 32 \cdot 10^{-8}$ в основном в результате изменения угла дозвуковой конической части сопел и давления торможения P_0 .

Влияние угла сужения дозвуковой конической части сопла на эффективность газовой завесы показано на рис. 4.13, где сравниваются некоторые опытные данные в соплах $30-6^\circ$, $60-6^\circ$ и в цилиндрическом канале. В опытах каждой из групп (а, б, в) значения m близки. Видно, что для любого значения x/s эффективность уменьшается при увеличении угла сужения дозвуковой конической части. Так, в опытах группы б максимальное снижение эффективности завесы в сопле $30-6^\circ$ по сравнению с безградиентным течением достигает 30%, а в сопле $60-6^\circ - 40\%$, причем оно имеет место в дозвуковой части сопла. При этом максимальное значение градиента скорости части сопла $30-6^\circ$ составляет $2,2 \times 10^4 \text{ с}^{-1}$, а для сопла $60-6^\circ - 4,2 \times 10^4 \text{ с}^{-1}$. Из сравнения опытов а, б и в видно, что с уменьшением параметра вдува m влияние угла сужения на эффективность завесы усиливается.

Для определения влияния давления торможения P_0 на эффективность завесы проводились эксперименты при различных значениях P_0 и одинаковом значении относитель-

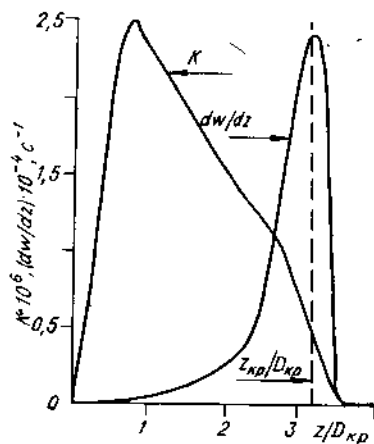


Рис. 4.12. Изменение параметра ускорения K и градиента скорости dW/dz ($T_{00} = 293 \text{ К}$, $P_0 = 13 \cdot 10^5 \text{ Па}$) вдоль сопла.

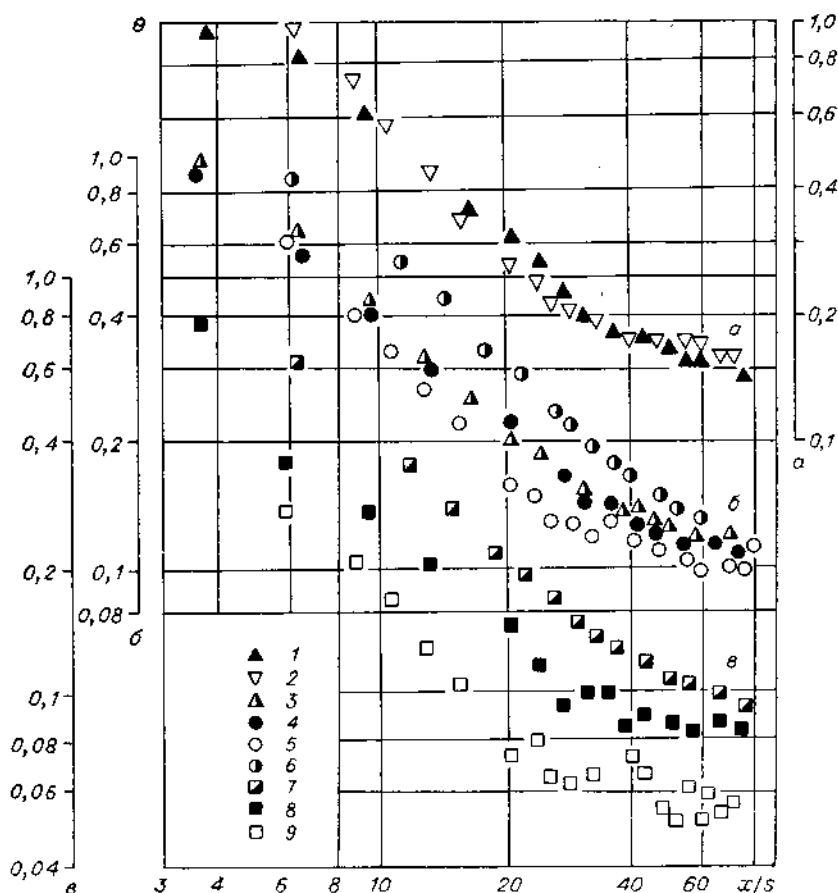


Рис. 4.13. Влияние градиента скорости основного потока на эффективность газовой завесы в группах опытов а — в.

а) 1 — сопло 30 — 6°, $m=0,22$; 2 — сопло 60 — 6°, $m=0,21$; б) 3 — сопло 30 — 6°, $P_0=11,7 \cdot 10^5$ Па; 4 — сопло 30 — 6°, $P_0=7,2 \cdot 10^5$ Па; 5 — сопло 60 — 6°; 6 — цилиндрический канал, $m=0,15$; в) 7 — цилиндрический канал, $m=0,09$; 8 — сопло 30 — 6°, $m=0,07$; 9 — сопло 60 — 6°, $m=0,07$.

ной массовой скорости вдува m . Типичные результаты представлены на рис. 4.13 (опыты 3 и 4). Сравнение показывает, что величина эффективности завесы в этих экспериментах практически не зависит от давления торможения. Эта закономерность наблюдалась во всем исследованном диапазоне изменения $P_0 = (5-15) \cdot 10^5$ Па.

§ 4.3. Эффективность завесы на нерасчетных режимах течения

Известно, что процессы теплообмена в сверхзвуковой части сопла Лавала, работающего на режимах перерасширения, имеют некоторые особенности, вызванные взаимодействием скачков уплот-

нения с пограничным слоем [20, 35, 266]. В этих условиях при организации защиты стенки сопла с помощью газовой завесы необходимо учитывать как тепловые параметры завесы, так и динамические характеристики режима течения.

Характер течения в сверхзвуковом сопле зависит от перепада давления между форкамерой и средой, в которую происходит истечение газа [7, 92]. Когда перепад невелик, в сверхзвуковой части сопла образуются скачки уплотнения, расположенные вблизи критического сечения. При увеличении перепада давления скачки смещаются к выходу сопла [7]. Характер взаимодействия скачков уплотнения с пограничным слоем зависит от разных причин [13, 83, 92], в частности от интенсивности скачков и их местоположения [1]. Если скачки малой интенсивности только утолщают пограничный слой, то при достижении некоторой (критической) интенсивности скачка возможен отрыв потока от стенки [14, 20, 164, 189, 239].

Теоретическое решение для отрыва турбулентного потока получить очень сложно [1, 239], поэтому такие течения изучаются главным образом экспериментально. Эффективность газовой завесы в сверхзвуковых конических соплах, работающих на режимах перерасширения, изучалась автором совместно с В. П. Лебедевым и В. К. Козыменко [48]. Завеса организовывалась вдувом воздуха через кольцевую щель, расположенную на входе в сопло. В опытах использовались сопла $30-6^\circ$ ($\varphi_1/2 = 30^\circ$ и $\varphi_2/2 = 6^\circ$ — полууглы дозвуковой и сверхзвуковой конических частей соответственно) и $30-15^\circ$. Параметр вдува составлял $m = \rho_0 W_0 / \rho_0 W_0 = 0,1 \div 0,7$. Опыты проведены при давлении торможения основного потока в форкамере $P_0 = (2-8) \cdot 10^5$ Па. При этом режимы перерасширения наблюдались в сопле $30-6^\circ$ при $P_0 < 5 \cdot 10^5$ Па, а в сопле $30-15^\circ$ — во всем исследованном диапазоне давлений.

Анализ полученных экспериментальных данных о распределении статического давления на стенке вдоль каждого сопла при разных перепадах давления показал, что в опытах реализуются разные типы взаимодействия пограничного слоя со скачками уплотнения. На рис. 4.14 для сверхзвуковой части сопел дано отношение P/P_0 в зависимости от отношения площадей текущего F и критического $F_{кр}$ сечений. Штриховая линия — расчет по одномерной теории для изэнтропического течения по формуле [108]

$$\frac{F}{F_{кр}} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{1}{k-1}} \left(\frac{k-1}{k+1} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{P}{P_0} \right)^{-\frac{1}{k}} \left[1 - \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]^{-\frac{1}{2}}. \quad (4.28)$$

На расчетных режимах течения падение давления вдоль сопла хорошо описывается этой формулой (например, опытные точки 5 в сопле $30-6^\circ$ при $P_0 = 7,2 \cdot 10^5$ Па). Из рис. видно, что опыты 1 и 2 в сопле $30-6^\circ$ являются примером таких нерасчетных режимов перерасширения, в которых давление, начиная от области сжатия пограничного слоя, непрерывно возрастает вдоль сверхзвуковой части.

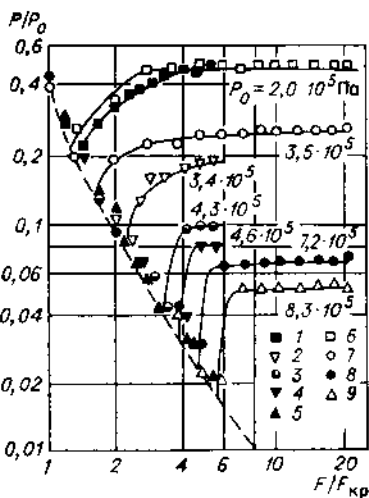


Рис. 4.14. Статическое давление на стенке сверхзвуковой части сопла при нерасчетных режимах течения.

Сопло 30—6°: 1— $P_0=2 \cdot 10^5$ Па; 2— $3,4 \cdot 10^5$; 3— $4,3 \cdot 10^5$; 4— $4,6 \cdot 10^5$; 5— $7,2 \cdot 10^5$ (расчетный режим). Сопло 30—15°: 6— $P_0=2 \cdot 10^5$; 7— $3,5 \times 10^5$; 8— $7,2 \cdot 10^5$; 9— $8,3 \cdot 10^5$. Штриховая линия — расчет давления для изэнтропического течения (формула 4.28).

наблюдается в работах [6, 108, 126], в которых рассмотрены случаи отрывных течений. Перепады давления в скачке в опытах 3, 4, 8, 9 соответствуют расчетным значениям критического перепада давления, полученным в работах [7, 126, 189]. Это позволяет сделать вывод о том, что в этих опытах поток отрывается от стенки.

Для того чтобы при отрыве потока найти начало и протяженность области взаимодействия скачка с пограничным слоем, используют эмпирические соотношения, обобщающие экспериментальные данные [1, 7, 126, 189]. Например, начало области сжатия можно найти по известному перепаду давления в сопле с помощью уравнения (4.28) и соотношения из работы [126], записанного в виде

$$P_{ск}/P_0 = \frac{2}{3} (P_a/P_0)^{1,2}. \quad (4.29)$$

При этом принимают, что давление $P_{ск}$ в начале области сжатия еще соответствует расчетному значению для одномерного изэнтропического течения, а давление на выходе из сопла P_a близко к давлению за скачком. Наши эксперименты с развитым отрывом соответствуют формуле (4.29). В них число Маха в точке с давлением $P_{ск}$ изменялось от 2,4 до 3,4.

Отметим особенности отрывных течений в сопле 30—15°, когда скачки уплотнения располагаются вблизи критического сечения (опыты 6 и 7). В этих случаях имеет место неустойчивость показаний давления в начале области сжатия пограничного слоя. Низкочастотные пульсации давления большой амплитуды вызваны периодическим смещением начала области сжатия вдоль стенки сопла. Аналогичные режимы наблюдались в опытах других авторов [7, 35].

Данные экспериментов по распределению статического давления, приведенные на рис. 4.14, получены при отсутствии вторич-

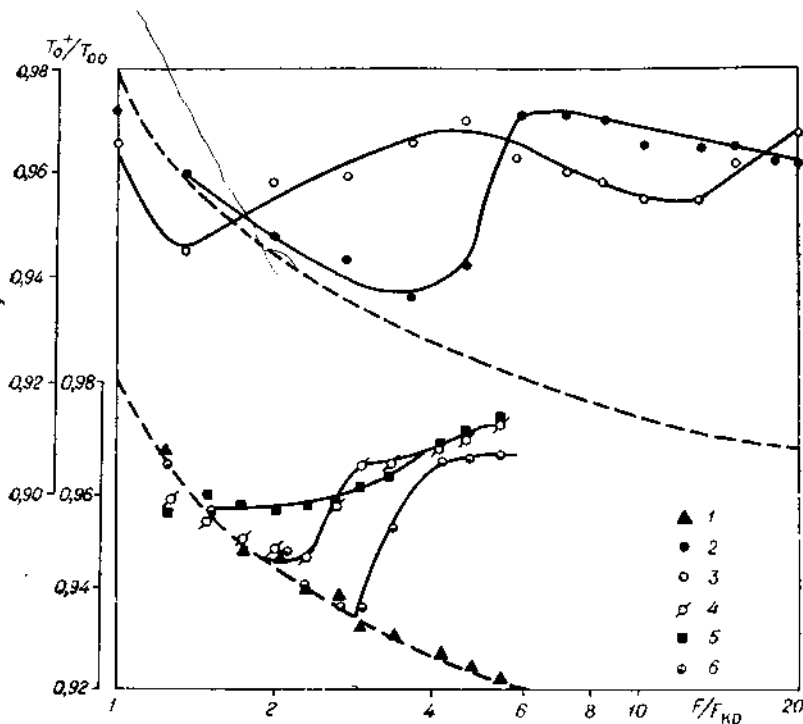


Рис. 4.15. Равновесная температура стенки на режимах перерасширения потока.

Сопло 30—6°: 1 — $P_0 = 7,2 \cdot 10^5$ Па (расчетный режим); 4 — $3,4 \cdot 10^5$; 5 — $2,0 \cdot 10^5$; 6 — $4,3 \times 10^5$. Сопло 30—15°: 2 — $P_0 = 7,2 \cdot 10^5$ Па; 3 — $3,5 \cdot 10^5$. Штриховые кривые — расчет равновесной температуры по формуле (4.15) при $\gamma = 0,885$.

ного потока. Однако специальные эксперименты показали, что на нерасчетных режимах течения при $m < 0,8$ динамическое влияние целевого вдува в дозвуковую часть сопла на распределение статического давления, как и при расчетных режимах течения, практически отсутствует. Этот результат иллюстрируется рис. 4.7 (опытные точки 1).

Равновесная температура стенки T_0^+ , т. е. температура на адиабатической стенке при отсутствии газовой завесы, для различных типов взаимодействия скачков уплотнения с пограничным слоем изменяется вдоль сопла тоже по-разному. Это можно видеть на рис. 4.15, где результаты некоторых экспериментов по измерению T_0^+ вдоль сверхзвуковой части сопла обработаны в виде зависимости T_0^+/T_{00} от $F/F_{кр}$. При этом для каждого режима течения опытные данные о давлении и температуре на рис. 4.14 и 4.15 имеют одинаковые обозначения.

При расчетных режимах течения (например, опытные точки 1 в сопле 30—6°) изменение равновесной температуры стенки соответствует зависимости (4.15) для одномерного изэнтропического течения с коэффициентом восстановления $\gamma = 0,885$ (штриховые кривые).

Во всех режимах перерасширения в области взаимодействия скачков уплотнения с пограничным слоем температура стенки вдоль сопла растет. Однако если в опытах 5 в сопле $30-6^\circ$ T_0^+ возрастает вдоль всей области взаимодействия, то при развитом отрыве потока от стенки T_0^+ резко увеличивается в области сжатия пограничного слоя, а далее в области «плато давления» изменяется незначительно (опытные точки 6 в сопле $30-6^\circ$ и 2 — в сопле $30-15^\circ$). В тех режимах, где наблюдалось периодическое смещение начала области отрыва вдоль стенки (например, опытные точки 3 в сопле $30-15^\circ$), имело место колебательное изменение температуры T_0^+ вдоль области отрыва.

Как видно, равновесная температура стенки на режимах перерасширения может быть рассчитана по формуле (4.15) только до области сжатия пограничного слоя, а далее вдоль сопла ее поведение определяется характером взаимодействия скачков уплотнения с пограничным слоем.

Специальные исследования показали, что для режимов перерасширения во всей области изменения относительного параметра вдува динамическое влияние щелевого вдува на равновесную температуру стенки отсутствует. При проведении таких опытов параметры основного и вдуваемого газов выбирались так, чтобы на срезе щели выполнялось условие $T_s = T_{00} = T_{ст0}$. Полученный результат иллюстрируется на рис. 4.7 сравнением значений T_0^+ вдоль сопла $30-6^\circ$ со вдувом (темные значки) и без вдува (светлые значки). Видно, что изоэнергетический вдув практически не повлиял на равновесную температуру стенки.

Рассмотрим влияние газовой завесы на температуру теплоизолированной стенки сопла на режимах перерасширения. Как и на расчетных режимах течения, эффективность газовой завесы определялась в каждой точке сопла по разности адиабатической температуры стенки $T_{ст}^*$ (при наличии завесы) и равновесной температуры стенки T_0^+ (при отсутствии завесы). Эти температуры находились экспериментально. На рис. 4.16 представлены первичные опытные данные для расчетного (опытные точки 1 и 2) и нерасчетного (опытные данные 3 и 4) режимов течения в сопле $30-6^\circ$ при $m = 0,2$. Видно, что в зоне действия скачков разность между температурами $T_{ст}^*$ и T_0^+ (точки 3 и 4 соответственно) уменьшается вниз по течению. Это уменьшение более интенсивно, чем в опыте без скачков (точки 1 и 2), и говорит о разрушающем действии скачков на завесу, что приводит к еще большему перемешиванию вдуваемого газа с основным потоком. По этой причине в области действия скачков уплотнения тепловые свойства ухудшаются.

Представим теперь экспериментальные данные об измерении $T_{ст}^*$ и T_0^+ для режимов перерасширения в виде эффективности газовой завесы $\Theta = (T_0^+ - T_{ст}^*) / (T_0^+ - T_{ст0}^*)$ как функции относительного расстояния x/s от среза щели вдоль контура сопла (s — высота щели). На рис. 4.17 сравнивается эффективность газовой

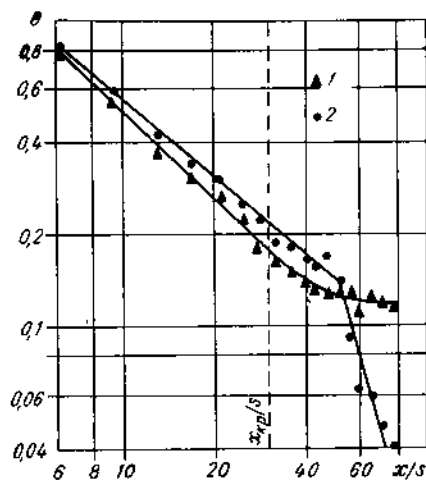
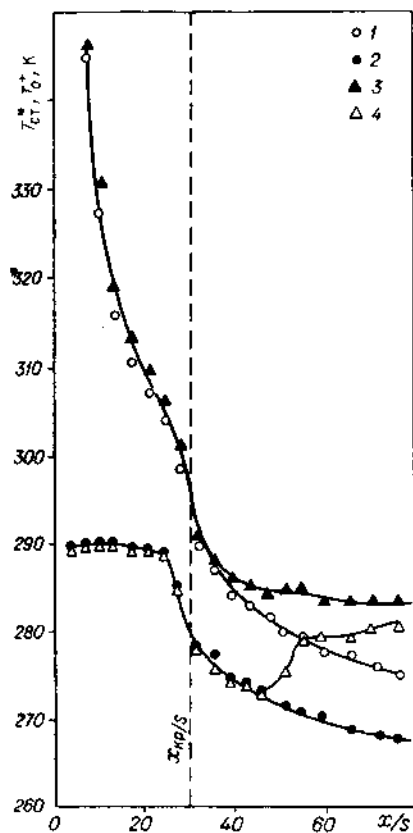


Рис. 4.17. Сравнение эффективности газовой завесы в сопле Лавалья на расчетном и нерасчетном режимах течения при одинаковом параметре вдува $m = 0,2$.

1 — $P_0 = 7,2 \cdot 10^5$ Па (расчетный режим); 2 — $P_0 = 3,4 \cdot 10^5$ Па (режим перерасширения).

Рис. 4.16. Сравнение температур стенки для расчетного и нерасчетного режимов течения.

1, 3 — адиабатическая температура стенки $T_{ст}^+$ соответственно для расчетного ($P_0 = 7,2 \cdot 10^5$ Па) и нерасчетного ($P_0 = 3,4 \cdot 10^5$ Па) режимов; 2, 4 — равновесная температура стенки T_0^+ для тех же режимов.

завесы для безотрывного нерасчетного (2) и расчетного (1) режимов течения при одинаковом значении параметра вдува m . Первичные данные этих экспериментов приведены на рис. 4.16. Как видно из рис. 4.17, эффективность завесы для течения с перерасширением резко падает в области взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем, в то время как для расчетного режима падение эффективности здесь незначительно. Для рассмотренных режимов течения различие в значениях эффективности достигает в конце сопла 300%. При увеличении давления (смещении начала области сжатия пограничного слоя к выходному сечению сопла) это различие уменьшается. В области течения, где отсутствуют скачки уплотнения, значения Θ для расчетного и нерасчетного режимов практически одинаковы в дозвуковой области и незначительно различаются в части сопла, предшествующей скачкам.

Относительное изменение эффективности газовой завесы в нерасчетном Θ и расчетном Θ_0 режимах течения в соплах 30—6° и 60—6° показано на рис. 4.18, причем все нерасчетные режимы даны при одинаковом значении давления торможения $P_0 = 3,4 \cdot 10^5$ Па. В этом



Рис. 4.18. Относительное изменение эффективности газовой завесы в соплах при течении с перерасширением потока.

Сопло 30 — 6°: 1 — $m=0,12$; 2 — $m=0,18$; 3 — $m=0,30$. Сопло 60 — 6°: 4 — $m=0,18$.

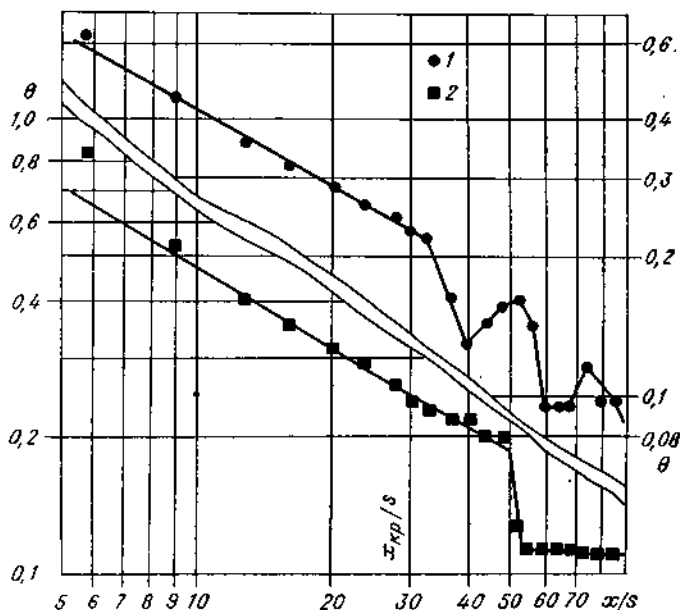


Рис. 4.19. Эффективность газовой завесы в сопле при отрывных режимах течения.

Сопло 30 — 15°: 1 — неустойчивый отрыв, $m=0,17$, $P_0=3,4 \cdot 10^5$ Па; 2 — стабилизированный отрыв, $m=0,2$, $P_0=7,2 \cdot 10^5$ Па.

случае положение скачков уплотнения в сверхзвуковой части сопел, имеющих одинаковый угол раскрытия, одно и то же. Кроме того, сравниваемые попарно режимы имели одинаковые значения относительного параметра вдува m . Из рисунка видно, что эффективность завесы на нерасчетных режимах в области, предшествующей скачкам уплотнения, в среднем на 20% выше, чем в соответствующей

щих расчетных режимах. В области же взаимодействия скачков уплотнения с пограничным слоем максимальное различие доходит до 2—3 раз. Аналогичное падение эффективности наблюдалось на плоской поверхности в работах [20, 152] при ее разрушении скачками уплотнения.

Следует отметить, что для рассмотренных безотрывных режимов течения значения Θ в зоне воздействия скачков уплотнения непрерывно падают по длине сопла.

Для случаев, когда скачки уплотнения вызывают отрыв потока от стенки (в распределении статического давления наблюдается «плато»), изменение эффективности газовой завесы в зоне скачков отличается от только что рассмотренного. Это видно из рис. 4.19, где представлены типичные опыты в сопле 30—15° для режимов 1 и 2 (распределение давления и равновесной температуры для этих опытов показано на рис. 4.14 и 4.15 соответственно). В опыте 1 скачок уплотнения расположен сразу за критическим сечением и имеет место неустойчивая геометрия области сжатия из-за периодического смещения ее начала. В этом случае наблюдается колебательное изменение Θ вдоль сверхзвуковой части сопла. В опыте же 2 со стабилизированным началом области сжатия и развитым отрывом эффективность газовой завесы в области сжатия резко падает и далее вниз по потоку изменяется незначительно. В экспериментах, аналогичных последнему, различие значений Θ в соответствующих расчетном и нерасчетном режимах достигает в конце сопла 200%.

Таким образом, на режимах перерасширения эффективность газовой завесы до начала области сжатия пограничного слоя может быть найдена по методике для расчетного режима течения в сопле (§ 4.2). Начиная от области сжатия, определяемой по формуле (4.29), эффективность завесы зависит от характера взаимодействия скачков уплотнения с пограничным слоем и может уменьшаться в 2—3 раза по сравнению с расчетными режимами течения.

§ 4.4. Теплообмен в соплах с завесой

В предыдущих параграфах рассмотрено влияние целевой завесы на распределение температуры теплоизолированной стенки сопла. На практике наиболее часто используется комбинированное охлаждение, когда наряду с подачей охладителя через щель осуществляется теплообмен через обтекаемую поверхность. Ниже приводятся результаты исследования теплообмена ускоренного сжимаемого осесимметричного потока со скачками уплотнения при наличии газовой завесы [52].

Эксперименты проводились в сверхзвуковых конических соплах (см. рис. 4.7), имеющих одинаковый полуугол сужения $\varphi_1/2 = 30^\circ$ в дозвуковой части. Сверхзвуковая часть сопел отличалась полууглами раскрытия $\varphi_2/2 = 6; 30; 40^\circ$. Давление торможения в форкамере было $P_0 = 2 \cdot 10^5 \div 8,3 \cdot 10^5$ Па. Опыты проводились при отно-

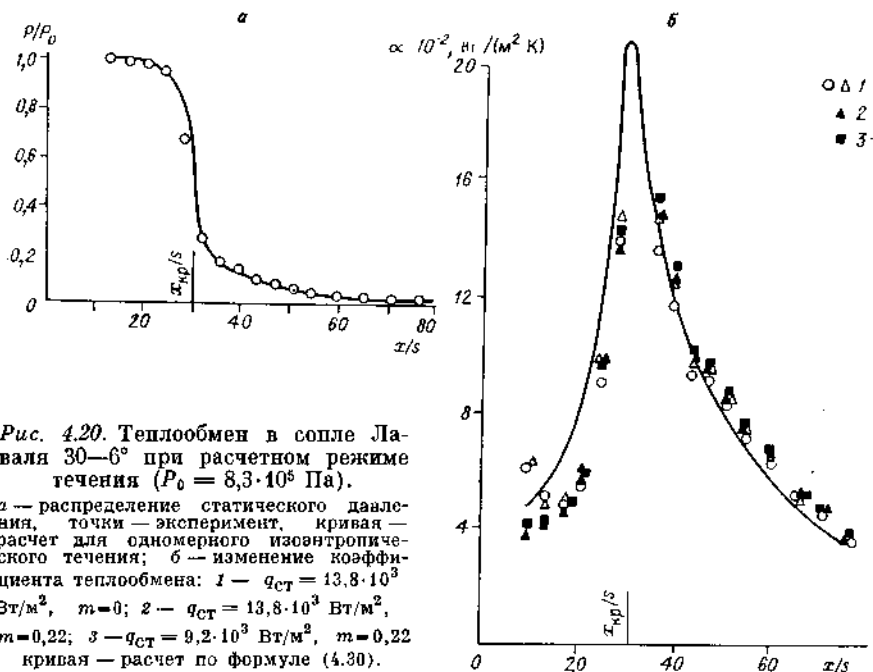


Рис. 4.20. Теплообмен в сопле Лавы 30—6° при расчетном режиме течения ($P_0 = 8,3 \cdot 10^5 \text{ Па}$).

а — распределение статического давления, точки — эксперимент, кривая — расчет для одномерного изэнтропического течения; б — изменение коэффициента теплообмена: 1 — $q_{ст} = 13,8 \cdot 10^3 \text{ Вт}/\text{м}^2, m=0$; 2 — $q_{ст} = 13,8 \cdot 10^3 \text{ Вт}/\text{м}^2, m=0,22$; 3 — $q_{ст} = 9,2 \cdot 10^3 \text{ Вт}/\text{м}^2, m=0,22$ кривая — расчет по формуле (4.30).

сительной массовой скорости вдува через щель на входе в сопло $m = \rho_s W_s / \rho_0 W_0 = 0,22$ (отношение расходов $G_s/G_0 \approx 0,03$) и при постоянном удельном тепловом потоке на стенке $q_{ст} = 9,2 \cdot 10^3 \div 17,9 \cdot 10^3 \text{ Вт}/\text{м}^2$.

Тепловой поток на стенке создавался путем нагрева электропроводящего слоя на основе графита, нанесенного в виде тонкой пленки на внутреннюю текстолитовую поверхность сопла. Использование тонкого электронагреваемого слоя и наличие стенки из материала с низкой теплопроводностью практически исключали перетечки тепла по стенке, что особенно важно в условиях больших градиентов температур вдоль поверхности.

При расчетных режимах течения относительное изменение статического давления на стенке P/P_0 (рис. 4.20) удовлетворительно описывается одномерной теорией для изэнтропического течения. На рис. 4.20 для расчетных режимов течения приведены коэффициенты теплоотдачи в сопле 30—6°, полученные как при наличии, так и при отсутствии газовой завесы. При этом коэффициенты теплоотдачи в опытах с завесой находились по разности действительной и адиабатической температур стенки. В опытах без завесы температура адиабатической стенки соответствовала равновесной $T_{ст}^* = T_0^+$. В такой обработке опыты с завесой хорошо согласуются с опытами без завесы. Как будет показано далее, это справедливо и для области взаимодействия скачков уплотнения с пограничным слоем при нерасчетных режимах течения. Такое совпадение коэффициентов теплоотдачи дает возможность при расчете теплообмена

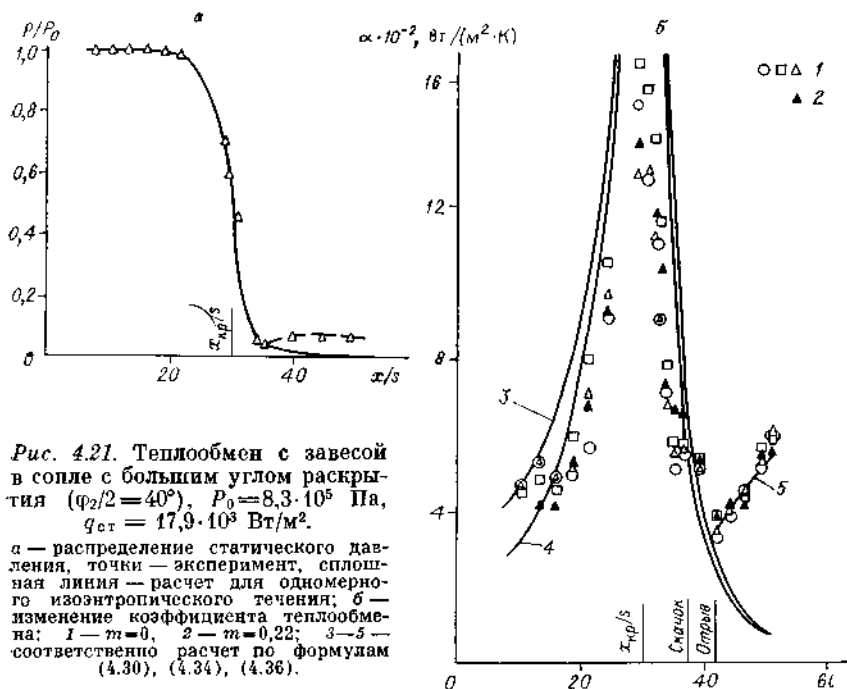


Рис. 4.21. Теплообмен с завесой в сопле с большим углом раскрытия ($\varphi_2/2=40^\circ$), $P_0=8,3 \cdot 10^5$ Па, $q_{\text{ст}}=17,9 \cdot 10^3$ Вт/м².

а — распределение статического давления, точки — эксперимент, сплошная линия — расчет для одномерного изэнтропического течения; б — изменение коэффициента теплообмена: 1 — $m=0$, 2 — $m=0,22$; 3 — 5 — соответственно расчет по формулам (4.30), (4.34), (4.36).

в условиях завесы пользоваться соотношениями, принятыми в расчетах теплообмена без завесы, если α определять по указанной разности температур.

Расчет коэффициента теплообмена, проведенный с учетом влияния сжимаемости и неізотермичности газа по формуле

$$\alpha_0 = \rho_0 W_0 c_{p_0} \Psi_T \Psi_M \frac{0,0128}{\text{Re}_T^{**0,25} \text{Pr}^{0,75}} \left(\frac{\mu_{\text{ст}}}{\mu_0} \right)^{0,25}, \quad (4.30)$$

приводится на рис. 4.20. Число Рейнольдса Re_T^{**} определяется из интегрального соотношения энергии для осесимметричного течения в сопле. При заданном тепловом потоке на стенке

$$\text{Re}_T^{**} = \int_0^x q_{\text{ст}} D dx / \mu_0 c_{p_0} (T_{\text{ст}} - T_{\text{ст}}^{**}) D, \quad (4.31)$$

а при $\Delta T = \text{const}$ определяется по формуле (4.19).

Из рис. 4.20 видно удовлетворительное совпадение эксперимента с расчетом, особенно в сверхзвуковой части сопла. В дозвуковой области уменьшение экспериментальных значений коэффициента теплообмена по сравнению с расчетными можно объяснить ламинаризацией течения в условиях ускорения потока. В экспериментах параметр ускорения $K = (\mu/\rho_0 W_0^2) (dW_0/dz)$ превышал значение $K = (2 \div 3) \cdot 10^{-6}$ [259], при котором наступает ламинаризация течения в соплах.

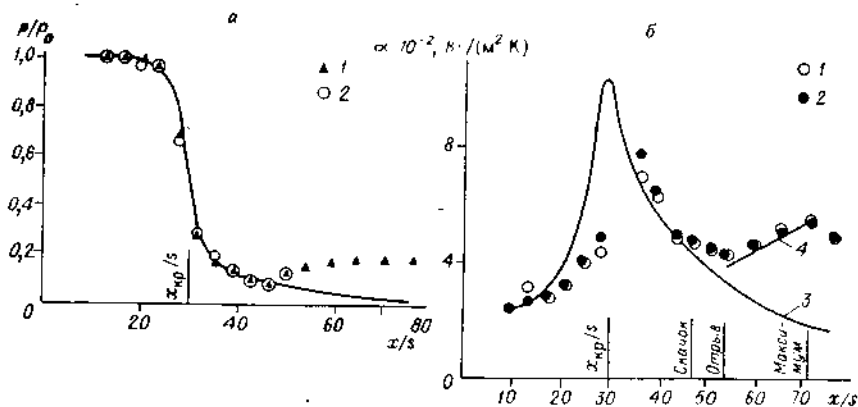


Рис. 4.22. Теплообмен с завесой при нерасчетном режиме течения в сопле с малым углом раскрытия ($\varphi_2/2 = 6^\circ$, $P_0 = 3,4 \cdot 10^5$ Па).

а — распределение статического давления: 1 — $q_{ст} = 0$; 2 — $q_{ст} = 9,2 \cdot 10^3$ Вт/м²; кривая — расчет для одномерного изэнтропического течения; б — изменение коэффициента теплообмена ($q_{ст} = 9,2 \cdot 10^3$ Вт/м²): 1 — $m = 0$; 2 — $m = 0,22$; 3 — расчет по формуле (4.30); 4 — расчет по формуле (4.36).

При нерасчетных течениях в режимах перерасширения потока в сверхзвуковой части сопел образуются скачки уплотнения, которые характеризуются повышением статического давления на стенке (рис. 4.21—4.23). Начало области взаимодействия скачков уплотнения с пограничным слоем можно найти по перепаду статического давления в этом сечении и на срезе сопла ($P_{ск}/P_a$), которое зависит от перепада давления в сопле (P_0/P_a). В литературе [7, 108, 126 и др.] приводится ряд зависимостей для нахождения $P_{ск}$. Например, в работе [126]

$$\frac{P_{ск}}{P_a} = \frac{2}{3} \left(\frac{P_0}{P_a} \right)^{-0,2}, \text{ или } \pi(\lambda)_{ск} = \frac{P_{ск}}{P_0} = \frac{2}{3} \left(\frac{P_a}{P_0} \right)^{1,2}. \quad (4.32)$$

В работе [7] дается соотношение

$$\frac{P_{ск}}{P_a} = \frac{P_0/P_a}{\left[\frac{(P_0/P_a)^{\frac{k-1}{k}} - 0,36}{0,64} \right]^{\frac{k}{k-1}}},$$

$$\text{или } \pi(\lambda)_{ск} = \frac{P_{ск}}{P_0} = \left[\frac{(P_0/P_a)^{\frac{k-1}{k}} - 0,36}{0,64} \right]^{\frac{k}{1-k}}. \quad (4.33)$$

Здесь $P_{ск}$ — давление перед скачком уплотнения, которое еще соответствует расчетному изэнтропическому течению; P_0 — давление торможения на входе в сопло; P_a — давление на срезе сопла (или давление окружающей среды). Результаты расчета по этим формулам близки между собой.

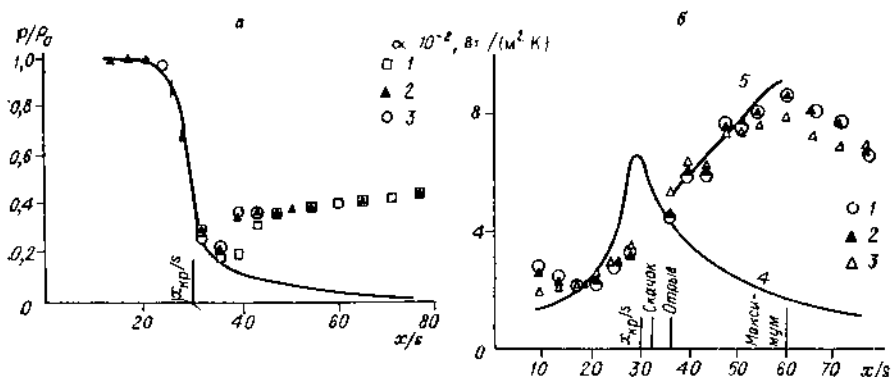


Рис. 4.23. Теплообмен в сопле при наличии скачка вблизи критического сечения ($\varphi_2/2 = 6^\circ$, $P_0 = 2 \cdot 10^5$ Па).

а — распределение статического давления: 1 — $q_{СТ} = 0$; 2 — $q_{СТ} = 9,2 \cdot 10^3$ Вт/м²; 3 — $q_{СТ} = 13,8 \cdot 10^3$ Вт/м²; кривая — расчет для одномерного изэнтропического течения; б — изменение коэффициента теплообмена: 1 — $m = 0$, $q_{СТ} = 13,8 \cdot 10^3$ Вт/м²; 2 — $m = 0$, $q_{СТ} = 9,2 \cdot 10^3$ Вт/м²; 3 — $m = 0,21$, $q_{СТ} = 9,2 \cdot 10^3$ Вт/м²; 4 — расчет по формуле (4.30); 5 — расчет по формуле (4.36).

В проведенных экспериментах статическое давление перед скачком $P_{СК}$ удовлетворительно совпадало с расчетными значениями по соотношениям (4.32) и (4.33). Сечение, соответствующее началу области взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем, может быть определено по формуле (4.28) или с помощью газодинамических функций $q(\lambda)_{СК} = F_{кр}/F_{СК}$ и известной из (4.32) или (4.33) функции $\pi(\lambda)_{СК}$.

Взаимодействие скачков с пограничным слоем может приводить к отрыву потока от стенки и интенсификации теплообмена. Когда скачок находится вблизи среза сопла, в область за скачком уплотнения эжектируется окружающая среда. При более низких перепадах давления (P_0/P_a) скачки смещаются в глубь сопла, удаляясь от выходного сечения, и тогда эжекции может не быть. Как показывают данные работ [35, 142], процесс теплообмена за скачком уплотнения при течении без эжекции качественно меняется и является наиболее сложным.

В проведенных нами опытах [52] на всех нерасчетных режимах течение происходило без эжекции, поскольку истечение воздуха осуществлялось не в окружающую среду, а в длинный цилиндрический канал ($l/d_{вх} = 30 \div 60$). Опытные данные о теплообмене в области скачков уплотнения показаны на рис. 4.21—4.23. Коэффициенты теплоотдачи при наличии щелевой газовой завесы определялись по адиабатической температуре стенки. В такой обработке опыты совпадают с коэффициентами теплоотдачи без завесы. На этих рисунках кривая линия — расчет для соответствующего безотрывного режима течения в условиях сжимаемости и неизоэнергичности по формуле (4.30), на рис. 4.21 — еще и по формуле

Бартца для вычисления теплоотдачи в сопле [263]

$$\alpha_0 = 0,026 \left(\frac{\rho^* W_0 D}{\mu^*} \right)^{0,8} \text{Pr}^{*0,4} \frac{\lambda^*}{D}. \quad (4.34)$$

Звездочка здесь означает, что указанные параметры определены при характерной температуре

$$T^* = T_0 + 0,5 (T_{\text{ст}} - T_0) + 0,22 (T_0^+ - T_0), \quad (4.35)$$

где $T_{\text{ст}}$ — температура стенки при наличии теплообмена; T_0 — термодинамическая температура в ядре потока.

Из анализа полученных экспериментальных данных следует, что в области скачков коэффициенты теплоотдачи нарастают не с того сечения, где наблюдается повышение статического давления, а несколько ниже по потоку. Отставание в нарастании α по сравнению с повышением статического давления можно объяснить известной консервативностью теплообмена к градиенту давления в области сжатия пограничного слоя вплоть до точки отрыва. Небольшое увеличение α в этой области в среднем 20%. Далее наблюдается сильное повышение α (по сравнению с расчетным течением) до максимального значения, после чего коэффициент теплоотдачи начинает снижаться. Максимальные значения коэффициентов теплоотдачи при некоторых отрывных режимах течения могут даже превосходить расчетные значения α в критическом сечении. Это относится к случаям, когда скачки уплотнения располагаются вблизи «горла», т. е. при малых значениях давления в форкамере (или при малых перепадах давления P_0/P_*). Такой тип течения можно видеть, например, на рис. 4.23. Как следует из опытных данных [142] в сопле с $\varphi_2 > 8^\circ$, максимальное значение коэффициента теплоотдачи находится в сечении сопла с условным числом Маха $Ma = Ma_{\text{ск}} + 1$, где $Ma_{\text{ск}}$ — число Маха перед скачком.

Наши опытные данные показывают, что для разных углов раскрытия сопел и разных местоположений скачков отношение площади сечения сопла $F_{\text{отр}}$, в котором начинается нарастание коэффициента теплоотдачи, к площади сечения $F_{\text{ск}}$, в котором начинается повышение статического давления, изменяется незначительно: $F_{\text{отр}}/F_{\text{ск}} = 1,28 - 1,37$.

В области от точки отрыва до точки с α_{max} возрастание коэффициента теплоотдачи по сравнению с расчетным течением зависит от степени расширения сопла $F/F_{\text{отр}}$. На рис. 4.24 показана зависимость относительного коэффициента теплообмена в области скачков уплотнения от степени расширения сопла за сечением отрыва $F_{\text{отр}}$ (здесь α_0 и α — коэффициенты теплообмена на расчетном и нерасчетном режимах течения). В такой обработке удалось обобщить экспериментальные данные для разных геометрий сверхзвуковой части сопел ($\varphi_2/2 = 6; 30; 40^\circ$) и для разных местоположений скачков уплотнения ($x_{\text{отр}}/x_{\text{кр}} = 1,1 \div 1,8$). Эмпирическая зависимость, которая описывает опытные данные, имеет вид

$$\alpha/\alpha_0 = 1,2(F/F_{\text{отр}})^{1,85}. \quad (4.36)$$

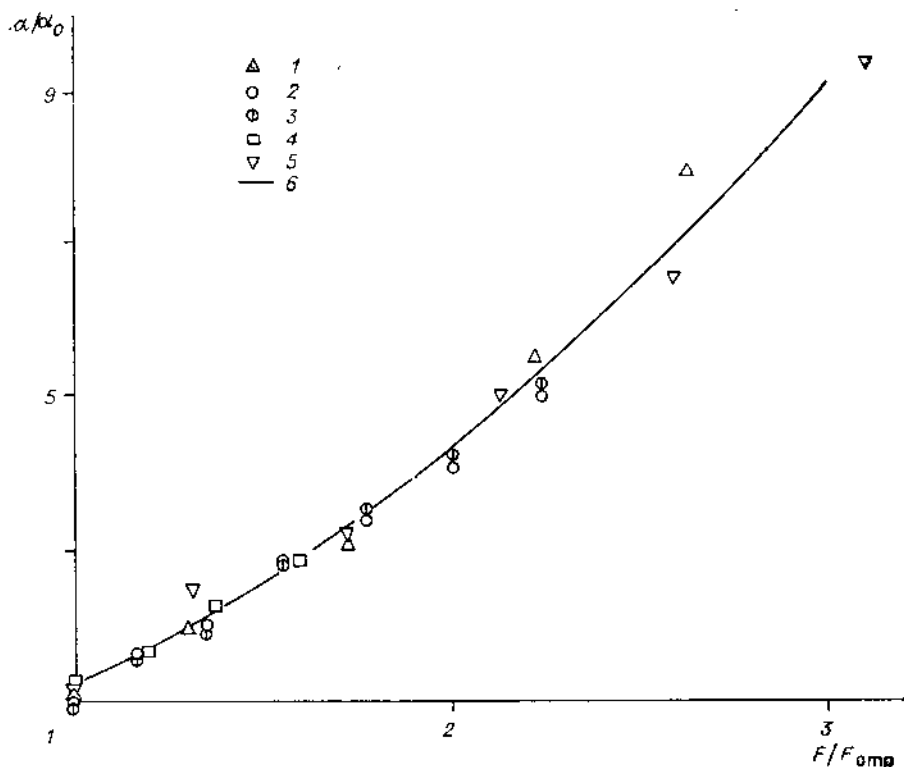


Рис. 4.24. Обобщение опытных данных о теплообмене в области скачков уплотнения.

1 — $\varphi_2/2 = 40^\circ$, $P_0 = 8,4 \cdot 10^5$ Па; $q_{СТ} = 17,9 \cdot 10^3$ Вт/м²; 2 — 6° , $2 \cdot 10^5$, $9,2 \cdot 10^3$; 3 — 6° , $2 \cdot 10^5$, $13,8 \cdot 10^3$; 4 — 6° , $3,4 \cdot 10^5$, $9,2 \cdot 10^3$; 5 — 30° , $2 \cdot 10^5$, $9,2 \cdot 10^3$; 6 — расчет по формуле (4.36).

На основании полученного обобщения можно рассчитать конвективный теплообмен в области взаимодействия скачков уплотнения с пограничным слоем от точки отрыва до сечения с максимальным α . Используя соотношения (4.32) или (4.33) и (4.28), находим сечение $F_{ск}$ начала области взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем. Потом определяем сечение, где происходит отрыв, как $F_{отр}/F_{ск} \approx 1,3$. Коэффициенты теплоотдачи α_0 , соответствующие расчетному режиму течения в области $F_{отр} < F < F_{max}$, находятся по формуле (4.30) или (4.34), а затем из соотношения (4.36) — искомые значения коэффициента теплоотдачи α в области отрыва. Расчет коэффициентов теплоотдачи по предлагаемому методу представлен на рис. 4.21—4.23. Он удовлетворительно согласуется с опытами для исследованных геометрий сопел и режимов течения в области нарастания коэффициента теплообмена за скачком уплотнения.

§ 4.5. Тепломассообмен в градиентных потоках

Известно, что продольный градиент давления может оказывать сильное влияние на закон трения и характеристики динамического турбулентного пограничного слоя. Тепловой же и диффузионные пограничные слои более консервативны к воздействию градиента давления, поэтому методы их расчета, как правило, основаны на гипотезе о консервативности законов тепломассообмена к продольному градиенту давления [137], т. е. если результаты обрабатывать по локальным параметрам ядра потока, то зависимость коэффициентов тепломассообмена от чисел Рейнольдса описывается формулами для безградиентного обтекания. Отсутствие члена с градиентом давления в уравнениях энергии и диффузии служит подтверждением этой концепции, влияние же градиента давления через деформацию профиля скорости считается малым.

Теоретические оценки, проведенные С. С. Кутателадзе и А. И. Леонтьевым [135, 137] для отрыва пограничного слоя, показали, что в области чисел Рейнольдса $Re^{**} = 10^3 \div 10^4$ в квазиизотермических условиях коэффициент тепломассообмена от градиента давления практически не зависит:

$$St_{кр}/St_0 \approx 3,5/(Re^{**0,02} + 0,7Re^{**0,12}), \quad (4.37)$$

где St_0 и $St_{кр}$ — коэффициент теплообмена при $dP/dx = 0$ и в точке отрыва соответственно. Этот факт подтверждается многочисленными экспериментальными данными, полученными в изотермических условиях [36, 155, 160, 204, 265] и при $\psi = T_{ст}/T_0 \approx 0,3 \div 0,8$ [202].

Однако экспериментальные данные о массообмене [61, 70], полученные автором совместно с П. В. Никитиным и В. И. Тереховым в диффузорных потоках со значительным температурным фактором ($T_{ст}/T_0 \gg 1$), свидетельствуют об интенсификации тепломассообмена при наличии положительного градиента давления. Так, на рис. 4.25, где представлены опытные данные [70] о коэффициенте массообмена в области отрыва неизоэтермического $\psi \approx 7$ пограничного слоя, видно, что массообмен при $f \approx f_{кр}$ заметно выше, чем при безградиентном обтекании, расчетная зависимость для которого изображена линией 2. Формпараметр f , характеризующий величину градиента давления

$$f = (\delta^{**}/W_0)(dW_0/dx),$$

в диффузорных потоках может изменяться в пределах $0 \leq f \leq f_{кр}$.

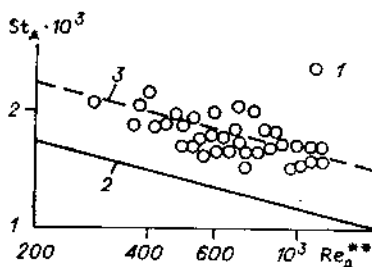


Рис. 4.25. Тепломассообмен в области отрыва турбулентного неизоэтермического ($\psi \approx 7$) пограничного слоя.

1 — опыты [70]; 2 — расчет по формуле (4.46) для $dP/dx = 0$; 3 — расчет по (4.44) при $f = f_{кр}$.

Известно [137], что критическое значение параметра градиента давления для изотермического пограничного слоя $f_{kp_0} = -0,01$. С нагреванием стенки его значение снижается, а при охлаждении соответственно возрастает:

$$\text{при } \psi > 1 \quad f_{kp}/f_{kp_0} = 1/\psi; \quad (4.38)$$

$$\text{при } \psi < 1 \quad f_{kp}/f_{kp_0} = \psi^{-0,8}.$$

Ниже приводится теоретическая оценка влияния градиента давления на тепломассообмен в неизотермическом пограничном слое.

Из выражения для турбулентного потока тепла

$$q_\tau = c_p \rho l_\tau l \frac{\partial W}{\partial y} \cdot \frac{\partial T}{\partial y} \quad (4.39)$$

при $Pt = Pt_\tau = 1$ и равенстве гидродинамического и теплового путей смещения $l \approx l_\tau$ можно получить следующее соотношение для коэффициента тепломассообмена:

$$St \bar{q} = (l/\delta)^2 \frac{\rho}{\rho_0} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial \xi} \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial \xi}, \quad (4.40)$$

где $St = q_{ct}/c_p \rho_0 W_0 (T_{ct} - T_0)$; $\Phi = (T - T_{ct})/(T_0 - T_{ct})$.

Используем далее, как и в [137], допущение о том, что распределение плотности теплового потока $\bar{q} = q/q_{ct}$ и длины пути смещения по сечению пограничного слоя не зависит от продольного градиента давления:

$$\bar{q} = \bar{\tau}_0 = 1 - 3\xi^2 + 2\xi^3; \quad \bar{l} = l/\delta = \kappa \xi \sqrt{\tau_0}.$$

Тогда зависимость (4.40) может быть приведена к виду

$$St = \kappa^2 \xi^2 \frac{\rho}{\rho_0} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial \xi} \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial \xi}. \quad (4.41)$$

Выражение (4.41) отличается от полученного в [135, 137] для квазиизотермического турбулентного пограничного слоя в диффузорной области только отношением плотностей. Распределение плотности по сечению пограничного слоя определяется в соответствии с уравнением состояния идеального газа

$$\bar{\rho} = \rho/\rho_0 = [\psi + (1 - \psi)\Phi]^{-1}. \quad (4.42)$$

Для решения уравнения (4.41) необходимо знать распределение скорости в пограничном слое. Методика расчета профиля скорости в турбулентном неизотермическом пограничном слое, подробно изложенная в [70], основывалась на решении системы уравнений, включающей в себя закон трения, условие устойчивости вязкого подслоя, профиль скорости в непосредственной окрестности стенки и интегральные характеристики пограничного слоя. Результаты расчетов хорошо описываются следующей формулой:

$$\omega = \frac{\psi - \left[\sqrt{\psi} - (\sqrt{\psi} - 1) \xi \frac{H_0 - 1}{2} \right]^2}{\psi - 1}, \quad (4.43)$$

по которой в работе [137] рекомендуется вычислять профиль скорости в безградиентном потоке и в точке отрыва неадиабатического турбулентного пограничного слоя. В формуле (4.43) $H_0 = \bar{\delta}^*/\bar{\delta}^{**}$ — формпараметр пограничного слоя с учетом градиента давления, но в изотермических условиях; толщина вытеснения $\bar{\delta}^*$ и потери

$$\text{импульса в этом случае соответственно } \bar{\delta}^*/\bar{\delta} = \int_0^1 (1 - \omega) d\xi, \quad \bar{\delta}^{**}/\bar{\delta} = \int_0^1 \omega (1 - \omega) d\xi.$$

Подставляя распределение плотности (4.42) и скорости (4.43) в (4.41) и интегрируя его в пределах турбулентной части пограничного слоя, получаем выражение для коэффициента тепломассообмена

$$\text{St} = \frac{2\kappa^2 n^2 \sqrt{\psi - 1} \ln[\psi - (\psi - 1)\phi_1]}{(1 - \psi)^2 \left[(\xi_1^n - 1) - \frac{1 - \sqrt{\psi}}{\psi} \ln \left| \frac{\sqrt{\psi} + (1 - \sqrt{\psi}) \xi_1^n}{\xi_1^n} \right| \right]}. \quad (4.44)$$

Здесь $n = (H_0 - 1)/2$; $\phi_1 = \text{St Pr Re}^{**}(\delta/\delta^{**})\xi_1$ — относительная температура на границе вязкого подслоя. Эту величину, а также формпараметр H_0 , необходимые для определения коэффициента по формуле (4.44), можно найти из численного решения системы уравнений динамического пограничного слоя при наличии продольного градиента давления [70]. Для области отрыва пограничного слоя ($c_f = 0$, $\omega = \xi^{0.43}$) уравнение (4.44) можно представить [61] как

$$\text{St} = \frac{2,96 \cdot 10^{-2} \ln[\psi - (\psi - 1) \text{St Pr Re}^{**0.36} (\delta^{**}/\delta)_{\text{кр}}^{0.28} (-f_{\text{кр}}/2)^{-0.64}]}{\psi - 1 \cdot \text{Re}^{**0.27} (\delta^{**}/\delta)_{\text{кр}}^{0.54} (-f_{\text{кр}}/2)^{0.27} - 1}. \quad (4.45)$$

Коэффициент теплообмена для течения без градиента давления (сплошные линии)

$$\text{St} = 0,0128 \text{Re}^{** - 0.25} \text{Pr}^{-0.75} \Psi_T; \quad \Psi_T = \left(\frac{2}{\sqrt{\psi} + 1} \right)^2 \quad (4.46)$$

и коэффициент теплообмена в области отрыва (штриховые линии), рассчитанный по формуле (4.45), сопоставлены на рис. 4.26. Как видно, в условиях, близких к изотермическим ($\psi \approx 1$), в области отрыва пограничного слоя при $\text{Re}^{**} < 10^3$ происходит некоторая интенсификация процессов тепломассообмена. При охлаждении стенки ($\psi < 1$) это влияние уменьшается, а при интенсивном нагреве стенки ($\psi \gg 1$) коэффициент тепломассообмена в области отрыва значительно выше, чем при безградиентном обтекании и тех же температурных условиях.

Экспериментальные и расчетные данные о диффузионном числе Стентона для осесимметричных выгорающих диффузоров с углами раскрытия $\alpha = 6; 10; 16^\circ$ сопоставлены на рис. 4.27 [71]. Экспериментальные данные обработаны по локальной скорости в ядре те-

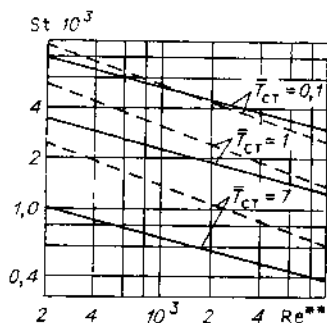


Рис. 4.26. Сопоставление коэффициентов теплообмена в безградиентном потоке и в точке отрыва пограничного слоя.

Сплошная линия — расчет для $dP/dx=0$ по формуле (4.46); штриховая линия — расчет по (4.45) при $f=f_{кр}$.

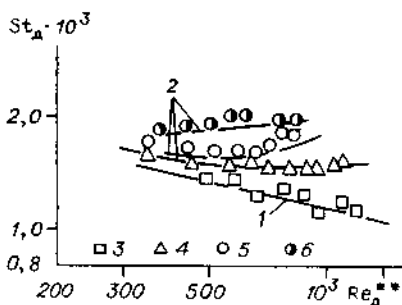


Рис. 4.27. Теплообмен при неизоэтермическом диффузорном течении.

1 — расчет по (4.46) при $dP/dx=0$ и $\psi=7$; 2 — расчет по (4.44); точки — опытные данные [70, 71]; 3 — $\alpha=0$, $\psi=7,3$, $Re_{D1} \cdot 10^{-5}=2,2$; 4 — $\alpha=6^\circ$, $\psi=6,8$, $Re_{D1} \cdot 10^{-5}=1,78$; 5 — $\alpha=10^\circ$, $\psi=6,6$, $Re_{D1} \cdot 10^{-5}=1,5$; 6 — $\alpha=16^\circ$, $\psi=7,2$, $Re_{D1} \cdot 10^{-5}=1,8$.

чения, измеренной по оси диффузора с помощью охлаждаемого насадка Прандтля. Расчетная локальная скорость в ядре потока находилась методом последовательных приближений с учетом толщины вытеснения пограничного слоя. Метод расчета газодинамики таких диффузоров, основанный на решении интегрального соотношения импульсов с уравнением неразрывности, приведен в [70].

Как свидетельствуют опытные и расчетные данные рис. 4.27, которые хорошо согласуются между собой, с увеличением угла раскрытия диффузора интенсивность массообмена возрастает; линия 1 на этом графике есть стандартная зависимость коэффициента теплообмена от числа Рейнольдса (4.46).

Представляет интерес выделение влияния только градиента давления на коэффициент теплообмена. Для исключения воздействия неизоэтермичности течения все опытные и расчетные данные были обработаны в виде зависимости

$$\Psi_f = St/\Psi_T St_0; \Psi_T = \left(\frac{2}{V\psi + 1} \right)^2. \quad (4.47)$$

Результаты такой обработки экспериментов представлены на рис. 4.28 заштрихованной областью. Здесь же нанесена рассчитанная

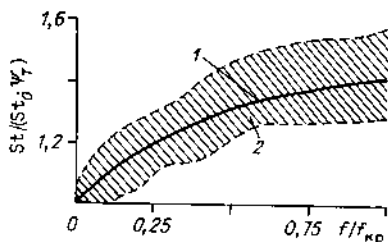


Рис. 4.28. Влияние пологого градиента давления на теплообмен в неизоэтермическом турбулентном пограничном слое.

1 — расчет по формулам (4.44), (4.47); 2 — область экспериментальных данных [70].

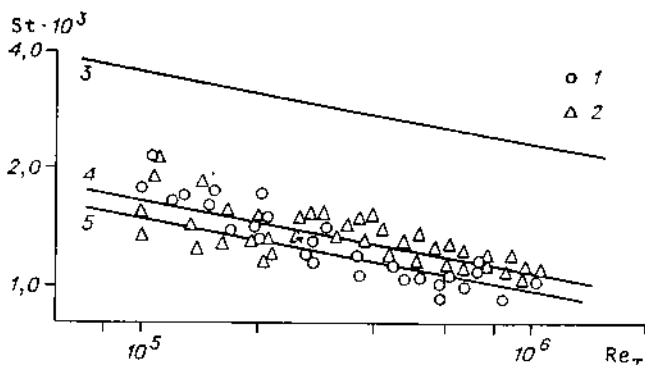


Рис. 4.29. Сопоставление данных для безградиентного и ускоренного течений. Опыты, $\psi = 7 \div 9$ [62].

1 — конфузор; 2 — труба; 3—5 — расчет для $dP/dx=0$ и $\psi \approx 1$; 7; 9 соответственно.

ная по формулам (4.44) и (4.47) относительная функция тепломассообмена, которая определялась при среднем в опытах факторе неизотермичности $\psi = 7$ и числе $Re_{д}^{**} = 10^4$. Видно, что опытные данные находятся в хорошем соответствии с результатами теоретического анализа, при этом коэффициент тепломассообмена увеличивается с ростом положительного градиента давления и в точке отрыва турбулентного пограничного слоя примерно в 1,4 раза выше, чем при безградиентном обтекании.

Экспериментальное исследование ускоренных течений, проведенное в [62] при турбулентном течении в выгорающих графитовых конфузорах, показало, что умеренный отрицательный градиент давления практически не влияет на тепломассообмен. Это видно из рис. 4.29, где представлены опытные данные о коэффициенте массообмена в конфузорах (точки 1) и в начальном участке трубы (точки 2). Результаты опытов хорошо обобщаются и совпадают с расчетными зависимостями 4 и 5 для безградиентного течения при температурных факторах $\psi = 7$ и 9 соответственно.

Для опытных данных, представленных на рис. 4.29, максимальное значение параметра ускорения $K = (v/W_0^2)(dW_0/dx)$ не превышало $K \leq 1,4 \cdot 10^{-6}$, что ниже значения $K \approx 3 \cdot 10^{-6}$, при котором происходит ламинаризация течения [287]. Таким образом, умеренные ускорения потока в неизотермических условиях не оказывают заметного влияния на тепломассообмен, поэтому такие пограничные слои следует рассчитывать по формулам для течения без градиента давления, определяя коэффициент переноса по локальным параметрам ядра потока.

ТУРБУЛЕНТНЫЙ ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ С ХИМИЧЕСКИМИ РЕАКЦИЯМИ НА ПРОНИЦАЕМОЙ ПОВЕРХНОСТИ

В предыдущих главах рассматривались в основном тепловые свойства газовых завес. В то же время они успешно могут использоваться и для защиты поверхностей от химического взаимодействия с газовыми потоками.

Проблема пограничного слоя с химическими реакциями представляет и самостоятельный интерес. Она охватывает широкий круг явлений, начиная с различных видов горения топлив и кончая взаимодействием высокоскоростных газовых потоков с химически активными поверхностями. Большое практическое значение имеют реакции углерода с газами, поскольку графит и другие углеродсодержащие материалы широко применяются в различных отраслях современной техники. Значительная часть потребности в энергии удовлетворяется путем прямого или косвенного использования реакций углерода с газами.

В пограничном слое могут происходить как гомогенные, так и гетерогенные химические реакции. Последние имеют место в том случае, если твердая стенка сама принимает участие в реакциях. Скорость гетерогенных химических реакций на поверхности тела определяется в основном двумя факторами: 1) диффузией реагирующего газа из невозмущенного потока через пограничный слой к поверхности; 2) скоростью протекания самой химической реакции (реакционной способностью).

При низких температурах, когда скорость протекания самой химической реакции ниже скорости диффузии реагирующего вещества, определяющим является второй фактор — кинетический режим. Так как реакционная способность обычно быстро возрастает с увеличением температуры то начиная с некоторого ее значения скорость всего процесса будет определяться первым фактором, что характеризует диффузионный режим реагирования.

При изучении явлений, происходящих в реагирующем пограничном слое, необходимо учитывать взаимосвязь процессов диффузии, теплопередачи и химических реакций, поэтому к уравнениям движения, энергии и диффузии в общем случае должны быть добавлены условия протекания химических реакций — уравнения химической кинетики. Обычно в таких задачах наибольший практический интерес представляет определение коэффициентов теплообмена и трения, скорости выгорания и температуры поверхности, концентрации компонентов газовой смеси вблизи стенки.

§ 5.1. Тепломассообмен на реагирующей поверхности

Рассмотрим пограничный слой газа, в котором могут происходить химические реакции. В газовой смеси тепловой поток определяется как теплопроводностью, так и диффузионным потоком энтальпии:

$$q = -\lambda \frac{\partial T}{\partial y} + \sum \rho V_i K_i h_i. \quad (5.1)$$

Второй член в этом уравнении характеризует перенос энергии вследствие диффузии относительно общего конвективного движения. Здесь ρ — плотность газовой смеси в рассматриваемой точке; K_i , V_i — весовая концентрация и скорость диффузии отдельного компонента газовой смеси; h_i — теплосодержание (энтальпия) i -го компонента:

$$h_i = \int_0^T c_{p_i} dT + h_{i0}, \quad (5.2)$$

где h_{i0} — количество тепла, которое выделяется или поглощается при образовании i -го компонента (теплота реакции); λ — суммарный коэффициент теплопроводности смеси, характеризующий в общем случае как молекулярный, так и турбулентный перенос тепла.

Уравнения диффузии многокомпонентных смесей весьма сложны для анализа. Как правило, многокомпонентную смесь газов можно разбить на две группы компонентов, в каждую из которых войдут компоненты с примерно одинаковым молекулярным весом, т. е. многокомпонентную смесь газов при анализе процессов диффузии можно заменить эффективной бинарной смесью. В этом случае уравнения диффузии сильно упрощаются.

Следует заметить, что в наиболее общей форме системы дифференциальных уравнений пограничного слоя с учетом химических реакций и различных видов диффузии записаны В. П. Мотулеви-чем [182] для ламинарного и Ю. В. Лапиным [146] для турбулентного пограничного слоя. В работе Лиза [163] уравнения переноса энергии и массы рассматриваются с учетом только концентрационной диффузии в приближении бинарной смеси. Как будет показано далее, такой подход позволяет относительно просто и с достаточной точностью решать многие практически важные задачи.

Из молекулярно-кинетической теории газов [77, 146, 163] следует, что диффузионный поток вещества в общем случае определяется концентрационной диффузией, термодиффузией и бародиффузией, т. е.

$$j_i = \rho V_i K_i = -\rho K_i D_{ij} \left[\nabla \ln K_i + \frac{M_j - M_i}{M} K_j \nabla \ln P + \right. \\ \left. + \frac{M_i M_j}{K_i M^2} K_T \nabla \ln T \right]. \quad (5.3)$$

Здесь K_i и K_j , M_i и M_j — концентрации и молекулярный вес i -го и j -го компонентов; M — молекулярный вес смеси; $K_r = D_r/D_{12}$ — термодиффузионное отношение; D_{12} и D_r — коэффициенты концентрационной и термической диффузии. В приближении теории пограничного слоя ($\partial P/\partial y = 0$) бародиффузия из рассмотрения исключается. Исследования термодиффузии в пограничном слое [16, 219, 220, 262] показывают, что в представляющих практический интерес случаях влияние термодиффузии на тепломассообмен составляет $\sim 10\%$. Поэтому для большинства бинарных смесей определяющей является концентрационная диффузия и справедлив закон Фика, в соответствии с которым диффузионный поток пропорционален градиенту концентрации рассматриваемого компонента газа:

$$j_{i\text{диф}} = \rho V_i K_i = \rho D_{12} \frac{\partial K_i}{\partial y}. \quad (5.4)$$

Преобразуем далее, следуя Лизу [163], выражение (5.4) для теплового потока. Выразим первый член в уравнении (5.4) через полное теплосодержание смеси газов в рассматриваемой точке:

$$h = \sum h_i K_i; \quad dh = \sum K_i dh_i + \sum h_i dK_i = \sum K_i c_{p_i} dT + \sum h_i dK_i,$$

где $\sum K_i c_{p_i} = c_p$ — теплоемкость смеси газов. Тогда $dh = c_p dT + \sum h_i dK_i$, откуда получаем следующее соотношение:

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial y} = -\frac{\lambda}{c_p} \cdot \frac{\partial h}{\partial y} + \frac{\lambda}{c_p} \sum h_i \frac{\partial K_i}{\partial y}. \quad (5.5)$$

Подставляя уравнение (5.4) и (5.5) в выражение для теплового потока (5.1), имеем

$$q = -\frac{\lambda}{c_p} \cdot \frac{\partial h}{\partial y} + \frac{\lambda}{c_p} [1 - \text{Le}] \sum h_i \frac{\partial K_i}{\partial y}, \quad (5.6)$$

где $\text{Le} = \rho D_{12} c_p / \lambda = \text{Pr} / \text{Sc}$ — критерий Льюиса. Для газов в большинстве случаев критерий Льюиса близок к единице ($\text{Le} \approx 1$) и выражение для потока тепла упрощается:

$$q = -\frac{\lambda}{c_p} \cdot \frac{\partial h}{\partial y}. \quad (5.7)$$

Это более общая запись уравнения Фурье для передачи тепла в газовой смеси. Как видно, в такой форме оно не зависит от механизма теплообмена и от скорости химических реакций.

При наличии вынужденного течения дифференциальное уравнение энергии пограничного слоя с учетом закона (5.7) должно быть записано через полное теплосодержание газа:

$$\rho W_x \frac{\partial h}{\partial x} + \rho W_y \frac{\partial h}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\lambda}{c_p} \cdot \frac{\partial h}{\partial y} \right). \quad (5.8)$$

Соответственно уравнение диффузии i -го компонента газовой смеси

с учетом (5.4) имеет вид

$$\rho W_x \frac{\partial K_i}{\partial x} + \rho W_y \frac{\partial K_i}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho D_{12} \frac{\partial K_i}{\partial y} \right) = a_i. \quad (5.9)$$

Здесь a_i — скорость образования i -го компонента в результате химической реакции в рассматриваемой точке. Этот член указывает на то, что при химических реакциях концентрации отдельных компонентов газа могут меняться. Наличие этого члена приводит к неподобию дифференциальных уравнений энергии (5.8) и диффузии (5.9).

Весовые же доли отдельных химических элементов во время реакций не меняются. Если провести некоторые преобразования, то можно записать уравнение диффузии через обобщенные концентрации i -го химического элемента, оно будет подобно уравнению энергии. Рассмотрим это на примере реакции между углеродом и кислородом с образованием окиси углерода: $C + O \rightarrow CO$. Обозначим массовую долю кислорода в продуктах реакции через M_1 . В этом случае скорость образования окиси углерода a_{CO} будет связана со скоростью исчезновения свободного газообразного кислорода a_o соотношением $M_1 a_{CO} = -a_o$. Обобщенная концентрация кислорода как химического элемента в рассматриваемой точке составит $\bar{K}_o = K_o + M_1 K_{CO}$, где K_o — количество свободного кислорода, не вступившего в реакцию; $M_1 K_{CO}$ — количество кислорода в продуктах реакции.

Запишем в соответствии с (5.9) уравнение диффузии для свободного кислорода

$$\rho W_x \frac{\partial K_o}{\partial x} + \rho W_y \frac{\partial K_o}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho D_{12} \frac{\partial K_o}{\partial y} \right) = a_o \quad (5.10)$$

и уравнение диффузии окиси углерода

$$\rho W_x \frac{\partial K_{CO}}{\partial x} + \rho W_y \frac{\partial K_{CO}}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho D_{12} \frac{\partial K_{CO}}{\partial y} \right) = a_{CO}. \quad (5.11)$$

Умножив последнее уравнение на M_1 и сложив его с (5.10), получим, что уравнение диффузии кислорода, записанное через обобщенные концентрации, подобно уравнению энергии пограничного слоя:

$$\rho W_x \frac{\partial \bar{K}_i}{\partial x} + \rho W_y \frac{\partial \bar{K}_i}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho D_{12} \frac{\partial \bar{K}_i}{\partial y} \right). \quad (5.12)$$

Поскольку уравнение диффузии (5.12) подобно уравнению энергии пограничного слоя (5.8) при числе $Le = 1$, при подобных граничных условиях должны быть подобны поля приведенных концентраций и полных энтальпий:

$$\frac{(\bar{K}_i)_{ст} - (\bar{K}_i)}{(\bar{K}_i)_{ст} - (\bar{K}_i)_0} = \frac{h_{ст} - h}{h_{ст} - h_0}. \quad (5.13)$$

При числе Льюиса $Le = 1$ толщины теплового и диффузионного по-

граничных слоев равны: $\delta_\tau = \delta_d = \delta$. Интегрируя уравнения (5.8) и (5.12) по толщине пограничного слоя при следующих условиях: при $y=0$ $W_x=0$, $\rho W_y = j_{\text{ст}}$, $\bar{K}_i = (\bar{K}_i)_{\text{ст}}$, $h = h_{\text{ст}}$, $q = q_{\text{ст}}$; при $y=\delta$ $W_x = W_0$, $\bar{K}_i = (\bar{K}_i)_0$, $h = h_0$, $q = 0$, с учетом уравнения неразрывности можно получить интегральные соотношения энергии и диффузии пограничного слоя. В общем случае осесимметричного течения на проницаемой поверхности имеем

$$\frac{d\text{Re}_\tau^{**}}{d\bar{x}} + \text{Re}_\tau^{**} \left(\frac{1}{\Delta h} \cdot \frac{d(\Delta h)}{d\bar{x}} + \frac{1}{R} \cdot \frac{dR}{d\bar{x}} \right) = \text{St}_\tau (1 + b_{1\tau}) \text{Re}_L; \quad (5.14)$$

$$\frac{d\text{Re}_d^{**}}{d\bar{x}} + \text{Re}_d^{**} \left(\frac{1}{\Delta \bar{K}_i} \cdot \frac{d(\Delta \bar{K}_i)}{d\bar{x}} + \frac{1}{R} \cdot \frac{dR}{d\bar{x}} \right) = \text{St}_d (1 + b_{1d}) \text{Re}_L. \quad (5.15)$$

Здесь $\text{Re}_\tau^{**} = \rho_0 W_0 \delta_\tau^{**} / \mu_{00}$; $\text{Re}_d^{**} = \rho_0 W_0 \delta_d^{**} / \mu_{00}$ — числа Рейнольдса, построенные по характерным величинам пограничного слоя:

$$\delta_\tau^{**} = \int_0^\delta \frac{\rho W}{\rho_0 W_0} \cdot \frac{h - h_0}{h_{\text{ст}} - h_0} dy \text{ — толщине потери энергии } (\delta \ll R);$$

$$\delta_d^{**} = \int_0^\delta \frac{\rho W}{\rho_0 W_0} \frac{\bar{K}_i - (\bar{K}_i)_0}{(\bar{K}_i)_{\text{ст}} - (\bar{K}_i)_0} dy \text{ — толщине потери массы } i\text{-го}$$

элемента ($\delta \ll R$); $\bar{x} = x/L$; $\Delta h = h_{\text{ст}} - h_0$; $\Delta \bar{K}_i = (\bar{K}_i)_{\text{ст}} - (\bar{K}_i)_0$; $\text{Re}_L = \rho_0 W_0 L / \mu_{00}$; R — радиус обтекаемого тела в рассматриваемом сечении;

$$b_{1\tau} = j_{\text{ст}} / \rho_0 W_0 \text{St}_\tau; \quad b_{1d} = j_{\text{ст}} / \rho_0 W_0 \text{St}_d \quad (5.16)$$

— тепловой и диффузионный параметры проницаемости стенки; $j_{\text{ст}}$ — массовый поток вещества на стенке;

$$\text{St}_\tau = \frac{-\left(\frac{\lambda}{c_p} \cdot \frac{\partial h}{\partial y}\right)_{\text{ст}}}{\rho_0 W_0 \Delta h} = \frac{q_{\text{ст}}}{\rho_0 W_0 \Delta h}; \quad \text{St}_d = \frac{-\left(\rho D_{12} \frac{\partial \bar{K}_i}{\partial y}\right)_{\text{ст}}}{\rho_0 W_0 \Delta \bar{K}_i} \quad (5.17)$$

— тепловой и диффузионный критерии Стентона.

Для определения чисел Стентона St_τ и St_d при решении интегральных соотношений (5.14) и (5.15) воспользуемся предельными относительными законами тепломассообмена С. С. Кутателадзе и А. И. Леонтьева [138]:

$$\text{St}/\text{St}_0 = \Psi = f(h_{\text{ст}}/h_0, M, b_1), \quad (5.18)$$

где Ψ — относительный закон тепломассообмена, учитывающий влияние на интенсивность тепломассообмена таких возмущающих факторов, как неизотермичность, сжимаемость газа и проницаемость стенки; St_0 — значение числа Стентона в стандартных условиях (обтекание непроницаемой поверхности потоком несжимаемого газа с постоянными физическими свойствами).

Принимая закон массообмена в стандартных условиях аналогич-

ным закону теплообмена (1.9), будем иметь

$$St_{D_0} = A Re_d^{*-m} Sc^{-0.75} \quad (5.19)$$

для турбулентного пограничного слоя при $Re^{**} < 10^4$, $A = 0,0126$, $m = 0,25$.

Определим теперь параметр проницаемости $b_1 = j_{ct}/\rho_0 W_0 St$ и концентрации компонентов на стенке. Из уравнения диффузии i -го элемента, записанного для условий на стенке

$$j_{i,ct} = j_{ct}(\bar{K}_i)_{ct} - \left(\rho D \frac{\partial \bar{K}_i}{\partial y} \right)_{ct}, \quad (5.20)$$

и выражения для диффузионного критерия Стентона (5.17) следует, что

$$St_d = \frac{j_{ct} [j_{i,ct}/j_{ct} - (\bar{K}_i)_{ct}]}{\rho_0 W_0 [(\bar{K}_i)_{ct} - (\bar{K}_i)_0]}. \quad (5.21)$$

Здесь j_{ct} — суммарный поперечный поток вещества на реагирующей стенке; $j_{i,ct}$ — поток i -го элемента на стенке. Подставляя (5.21) в (5.16), получаем в общем виде выражение для параметра проницаемости стенки

$$b_1 = \frac{j_{ct}}{\rho_0 W_0 St_d} = \frac{(\bar{K}_i)_{ct} - (\bar{K}_i)_0}{(j_{i,ct}/j_{ct}) - (\bar{K}_i)_{ct}}. \quad (5.22)$$

При выгорании графитовой поверхности параметр проницаемости определяется следующими очевидными соотношениями, выражаемыми:

а) через концентрации углерода $(\bar{K}_C)_0 = 0$, $j_{ct} = j_{i,ct} = j_C$,

$$b_1 = \frac{(\bar{K}_C)_{ct}}{1 - (\bar{K}_C)_{ct}}; \text{ или } (\bar{K}_C)_{ct} = \frac{b_1}{1 + b_1}; \quad (5.23)$$

б) через концентрации кислорода (стенка для кислорода в этом случае непроницаема: $j_{i,ct} = 0$)

$$b_1 = (\bar{K}_O)_0/(\bar{K}_O)_{ct} - 1; \text{ или } (\bar{K}_O)_{ct} = (\bar{K}_O)_0/(1 + b_1). \quad (5.24)$$

Для диффузионного режима горения в области, где идет реакция $C + O \rightarrow CO$, из стехиометрического соотношения имеем

$$(\bar{K}_C)_{ct} = \frac{12}{28} (K_{CO})_{ct}; \quad (\bar{K}_O)_{ct} = \frac{16}{28} (K_{CO})_{ct}, \quad (5.25)$$

где $(K_{CO})_{ct}$ — концентрация окиси углерода на стенке. И, наконец, из уравнений (5.23), (5.24) и (5.25) получаем следующее выражение для параметра проницаемости на выгорающей графитовой стенке:

$$b_1 = \frac{(\bar{K}_C)_{ct}}{(\bar{K}_O)_{ct}} (\bar{K}_O)_0 = 0,75 (\bar{K}_O)_0. \quad (5.26)$$

Таким образом, параметр проницаемости стенки определяется только концентрацией кислорода в основном потоке, т. е. он характеризует окислительный потенциал газового потока.

Температуру стенки находим из баланса тепла на химически реагирующей поверхности. Рассмотрим выгорание графита в потоке воздуха, когда на поверхности протекает экзотермическая реакция:



При этом теплота реакции $h_{\Sigma}^0 = 26\,810$ ккал/(кг · моль) ≈ 2230 ккал/кг.

Баланс энергии на химически реагирующей поверхности можно представить в виде схемы, показанной на рис. 5.1, где $j_{\text{ст}}$ — поперечный поток вещества, уносимый со стенки в результате химических реакций; $(h_{\text{ст}})_{\text{ТВ}} = c_{\text{рТВ}}^{\text{ст}} T_{\text{ст}}$ — теплосодержание материала стенки; $(h_{\text{ст}})_{\text{г}}$ — теплосодержание смеси газов у стенки; $q_{\text{ст}}$ — тепловой поток, отводимый конвекцией от стенки через пограничный слой; q_{λ} — тепловой поток, идущий на прогрев материала стенки. Если твердый материал предварительно разогревается до температуры, при которой идет реакция, то $q_{\lambda} = 0$; $j_{\text{ст}} h_{\Sigma}^0 = j_{\text{ст}} [(h_{\text{ст}})_{\text{г}} - (h_{\text{ст}})_{\text{ТВ}}]$ — интенсивность тепловыделения вследствие химических реакций.

В рассматриваемом случае тепло, выделяющееся в результате химических реакций на стенке, с одной стороны, отводится конвекцией $q_{\text{ст}}$ через пограничный слой, с другой — материал стенки разогревается вследствие теплопроводности q_{λ} от некоторой начальной температуры $T_{\text{н}}$ до температуры поверхности $T_{\text{ст}}$, т. е. тепловой баланс на поверхности можно записать в виде

$$j_{\text{ст}} h_{\Sigma}^0 = q_{\text{ст}} + q_{\lambda}, \quad (5.28)$$

или с учетом (5.17) получим $j_{\text{ст}} h_{\Sigma}^0 = \text{St} \rho_0 W_0 \Delta h + q_{\lambda}$, откуда после несложных преобразований имеем выражение для теплосодержания газа на стенке

$$h_{\text{ст}} = h_0 + b_1 h_{\Sigma}^0 - \frac{q_{\lambda}}{\rho_0 W_0 \text{St}}. \quad (5.29)$$

Если в первом приближении принять, что теплопроводность стенки мала, т. е. тепловой поток q_{λ} идет только на прогрев уносимого материала, то

$$q_{\lambda} = j_{\text{ст}} (c_{\text{рТВ}}^{\text{ст}} T_{\text{ст}} - c_{\text{рТВ}}^{\text{нач}} T_{\text{нач}}). \quad (5.30)$$

Здесь $c_{\text{рТВ}}^{\text{ст}}$ и $c_{\text{рТВ}}^{\text{нач}}$ — теплоемкость материала стенки соответственно при температуре поверхности и при начальной температуре материала. Подставляя последнее выражение в уравнение (5.29), по-

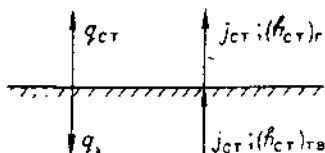


Рис. 5.1. Баланс энергии на реагирующей поверхности.

лучим следующее соотношение для определения температуры поверхности:

$$T_{\text{ст}} = \frac{h_0 + b_1 h_{\Sigma}^0 + b_1 c_{p_{\text{ТВ}}}^{\text{нач}} T_{\text{нач}}}{c_{p_{\text{ст}}} + c_{p_{\text{ТВ}}}^{\text{ст}} b_1}, \quad (5.31)$$

где $c_{p_{\text{ст}}}$ — теплоемкость смеси газов на стенке.

В опытах Бартлетта и Денисона [261] по определению скорости абляции графита в потоке чистого кислорода и в смеси кислорода с азотом графитовый образец предварительно нагревался до температуры $T_{\text{нач}} \approx 1650^\circ$. Сравним экспериментальные значения температуры стенки, полученные в этих опытах, с расчетом по формуле (5.31):

$(\bar{K}_O)_0$	0,28	0,53	0,82	1,0
b_1	0,21	0,398	0,615	0,75
$T_{\text{ст}}^{\text{эксп}}, \text{K}$	1800	2300	2800	2800—2900
$T_{\text{ст}}^{\text{расч}}, \text{K}$	1650	2300	2730	2900

Таким образом, определены параметр проницаемости, концентрации компонентов у поверхности и температура стенки. Из решения интегральных соотношений энергии и диффузии совместно с законами теплообмена (5.18) и (5.19) можно получить зависимость для числа Рейнольдса $Re_d^* = f(\bar{x})$ при заданных параметрах на внешней границе пограничного слоя. С учетом полученных зависимостей из выражений для параметра проницаемости (5.16) определяются интенсивность выгорания стенки и теплообмен на ней. Более подробно методы расчета изложены далее при обсуждении конкретных задач.

§ 5.2. Экспериментальное исследование выгорания графитовой поверхности в потоке воздуха

Экспериментальное исследование проводилось автором совместно с А. И. Леонтьевым, Е. Г. Зауличным и Е. И. Синайко на установке с индукционным нагревом цилиндрического графитового канала [58]. Рабочая часть установки представляла собой геометрически закрытую камеру (рис. 5.2), в которую помещался исследуемый графитовый образец цилиндрической формы 6. Длина образца в опытах 170—200 мм, начальный внутренний диаметр 30—41 мм, толщина стенки 5—10 мм.

Графитовый канал продувался воздухом с температурой $T_0 \approx 290$ К. Воздух поступал через сопло 5 в канал исследуемого образца (опыты при отсутствии завесы проводились без внутреннего соплового вкладыша 4). Расход воздуха изменялся от 4 до 260 г/с, при этом скорость воздуха в рабочем канале составляла 20—300 м/с. Плотность испытанных графитовых образцов изменялась от 1076 до 1925 кг/м³ в зависимости от марки использованного графита.

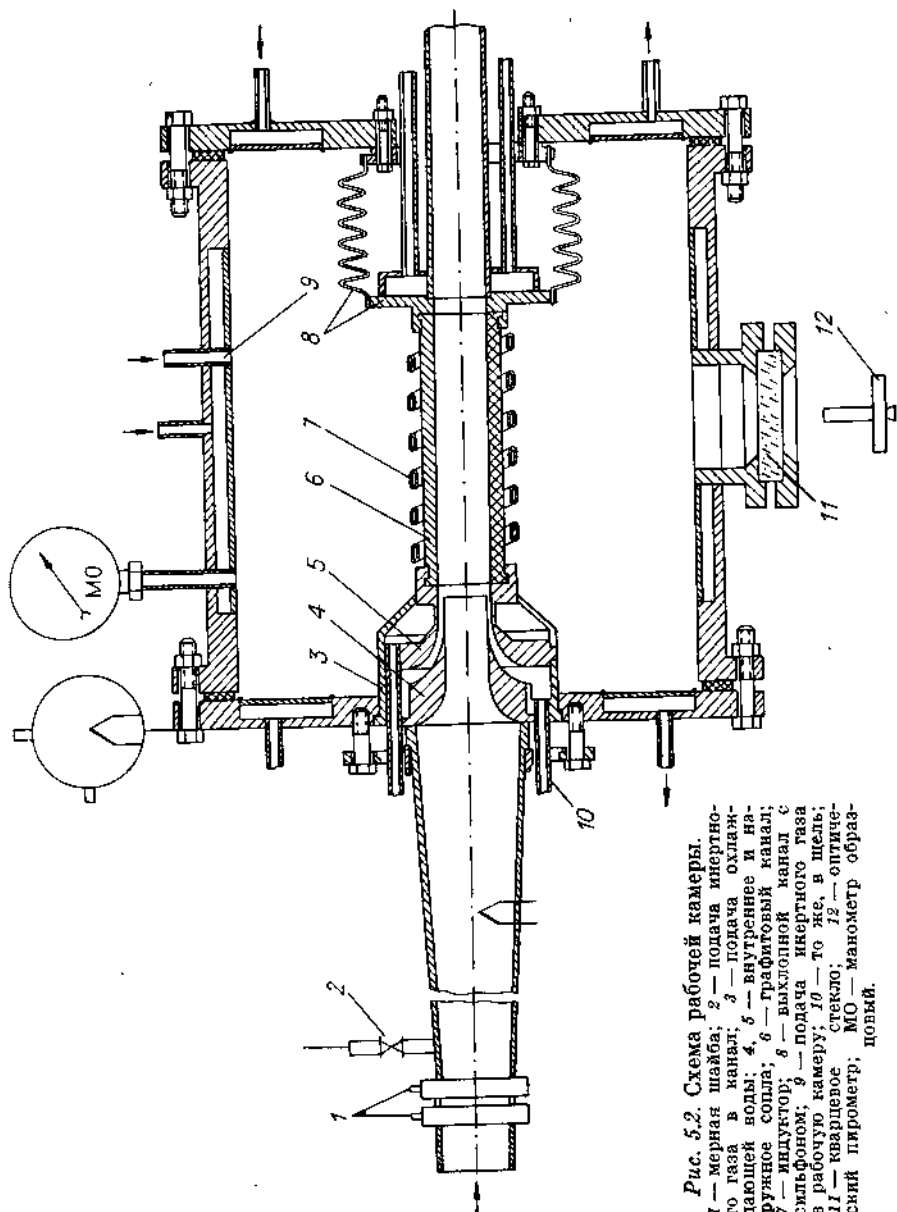


Рис. 5.2. Схема рабочей камеры.
 1 — мерная шайба; 2 — подача инертного газа в канал; 3 — подача охлаждающей воды; 4, 5 — внутреннее и наружное соды; 6 — графитовый канал; 7 — индуктор; 8 — выхлопной канал с сильфоном; 9 — подача инертного газа в рабочую камеру; 10 — то же, в щель; 11 — кварцевое стекло; 12 — оптический пирометр; МО — манометр образцовый.

Стенка графитового канала разогревалась до температуры $T_{ст} \approx 1200-2100$ К с помощью индуктора 7 высокочастотной установки мощностью 100 кВт и рабочей частотой около 75 кГц. Температура наружной поверхности образца измерялась оптическим пирометром ОППИР-017 через окно с кварцевым стеклом 11. Погрешность измерения температуры $\pm 2\%$. Специальными экспериментами при работе с эжектором оценивался перепад температуры по толщине стенки образца (в этом случае воздух засасывался в канал из окружающего пространства и температура измерялась одновременно на внутренней и наружной поверхностях). Перепад температуры не превышал 3—6% от температуры на внешней поверхности образца. Кроме того, вводилась температурная поправка на нечерноту излучения графита по паспортным данным пирометра, которая составляла 20—30° для рабочего интервала температур. Температура стенки канала изменялась по длине. На участке от 35 до 150 мм колебания температуры не превышали $\pm 2,5\%$.

Перед экспериментом рабочая камера продувалась инертным газом, а во время опыта в ней поддерживалось небольшое избыточное давление газа ($\leq 0,05$ ати), чтобы избежать уноса с внешней поверхности образца.

Испытуемый образец разогревался до рабочей температуры в течение 1—2 мин. Чтобы исключить возможное выгорание внутренней поверхности образца во время разогрева, по трубке 2 в канал подавался инертный газ (аргон, гелий, азот). После разогрева образца подача инертного газа в канал прекращалась и устанавливался необходимый расход воздуха. По окончании эксперимента подача воздуха прекращалась и по каналу пропусклся инертный газ до полного остывания образца.

Длительность эксперимента в зависимости от расхода воздуха изменялась в пределах $\tau = 40-300$ с. За время опыта выгорание графитовой поверхности составляло 1—2 мм.

Интенсивность выгорания графита определялась по изменению внутреннего диаметра канала до и после опыта. Графитовый канал после продувки разрезался на цилиндрические секции высотой 10 мм. Унос графита измерялся по 4—6 диаметрам на входе и выходе из каждой секции. Измерения проводились на компараторе системы АББЕ с ценой деления 1 мкм. Во всех экспериментах наблюдалась хорошая равномерность эрозии по периметру канала.

Как указывается в работах [17, 18, 91, 200, 213], диффузионный режим выгорания углерода в потоке газа наступает при температуре поверхности свыше 1100—1400°. В наиболее широком диапазоне температур механизм химического взаимодействия графита с потоком воздуха анализируется в работе Скала и Джильберта [213]. При низких температурах поверхности ($T_{ст} \sim 830$ К) в результате реакции углерода с кислородом на активных центрах кристаллической решетки у поверхности образуется как окись СО, так и двуокись углерода СО₂. С увеличением температуры число таких активных центров увеличивается и экспоненциально возрастает отношение массовой концентрации окиси углерода на стенке

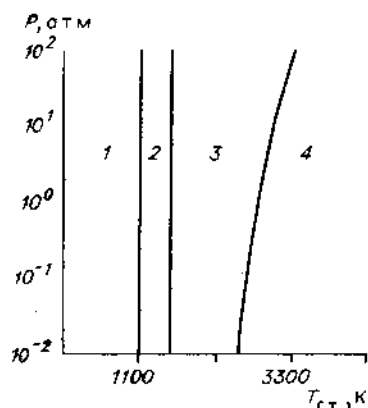


Рис. 5.3. Режимы массопередачи при абляции графита [213].

Режимы окисления: 1 — кинетический; 2 — переходный; 3 — диффузионный; 4 — сублимация.

ления переходит в диффузионный. В этом переходном режиме скорость уноса массы определяется процессами, связанными как с гидродинамикой, так и с химической кинетикой.

Для диапазона изменения температуры поверхности от 1400 до 2800 К суммарная скорость уноса массы графита определяется самым медленным процессом — диффузией в пограничном слое. Для еще более высоких температур (\$T_{ст} > 2800\$ К) режим сублимации наступает, когда скорость уноса массы в результате испарения превышает скорость уноса вследствие окисления. Режимы взаимодействия графита с потоком воздуха, по данным работы [213], показаны на рис. 5.3. Для того, чтобы найти область перехода от кинетического режима реагирования к диффузионному, в наших условиях проводились специальные опыты при постоянных параметрах потока воздуха в канале (\$\rho_0 W_0 = 93\$ кг/(м²·с); \$P \approx 1\$ кг/см²; \$T_0 = 290\$ К). От опыта к опыту изменялась только температура стенки. На рис. 5.4 представлены результаты этих экспериментов в виде зависимости интенсивности выгорания графита (плотность 1695 кг/м³) от температуры. Средняя скорость эрозии рассчитывалась по потере веса образца за время эксперимента:

$$\bar{j} = (G_{нач} - G_{кон}) / \pi d l \tau,$$

где \$d\$ — внутренний диаметр образца; \$\tau\$ — время продувки воздухом. Как видно, диффузионный режим реагирования графита в потоке воздуха при скоростях порядка 100 м/с наступает при температуре стенки \$T_{ст} > 1500\$ К. Это согласуется с результатами работы [91], в которой показано, что при подобных скоростях газа переход к диффузионному режиму реагирования наступает при \$T_{ст} \geq 1400\$ К.

Разрез внутренней поверхности графитового образца после опытов в кинетическом и диффузионном режимах выгорания по-

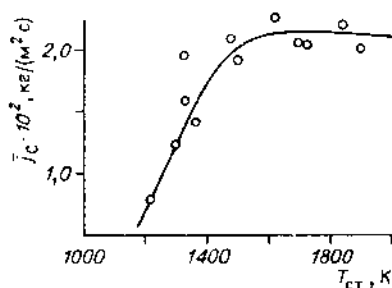


Рис. 5.4. Зависимость интенсивности выгорания графита от температуры в потоке воздуха.

к соответствующей концентрации двуокиси углерода. При еще большем увеличении температуры поверхности (\$T_{ст} \sim 1100\$ К) режим окис-



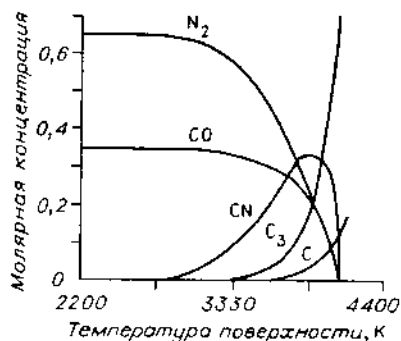
Рис. 5.5. Внутренняя поверхность графитового образца после опытов (1—2 — соответственно в кинетическом и диффузионном режимах выгорания, увеличение примерно в 20 раз).

казан на рис. 5.5. При осмотре образца даже невооруженным глазом видно, что поверхность графита после опыта в кинетическом режиме ($T_{ст} < 1400$ К) сильно шероховата, на ней резко выделяются выступающие зерна графита, их высота достигает 500 мкм. После опыта в диффузионном режиме выгоревшая поверхность выглядит довольно гладкой, измерения показывают, что шероховатость составляет $K_s \approx 60 \div 100$ мкм. Такая картина наблюдается на всех исследованных плотных графитах. Для графита же ПГ-50 (плотность ~ 1070 кг/м³) эта разница несколько меньше, так как он имеет более тонкую структуру.

Различие в состояниях поверхности после опытов в кинетическом и диффузионном режимах горения можно объяснить следующим образом. В кинетическом режиме на реагирующей поверхности имеется избыток кислорода, который может проникать в поры между зёрнами и реагировать со связкой. Известно, что реакционная способность стенки увеличивается с повышением температуры. Поэтому глубина, на которую проникает молекула кислорода в пору, прежде чем прореагирует, уменьшается с увеличением температуры. Аналогичное явление, связанное с ростом «истинной» поверхности реагирования вследствие увеличения шероховатости поверхности, наблюдалось в работе [161] при исследовании механизма горения углерода методом нити.

В условиях наших опытов поверхность, реагирующую в диффузионном режиме, можно считать гидродинамически гладкой, так как оценки показали, что высота шероховатости меньше толщины вязкого подслоя. Для того, чтобы оценить возможное влияние механической эрозии (унос частиц поверхности за счет сил трения и давления) и сублимации графита на унос материала стенки, были проведены специальные эксперименты при температуре стенки 2100 К. По графитовому каналу с внутренним диаметром 15 мм в течение 10—15 мин продувался чистый аргон со скоростью 50 м/с. После опыта уноса графита не обнаружено.

Рис. 5.6. Химический состав газовой смеси у поверхности графита [213].



Результаты исследований [88, 256] свидетельствуют о том, что доля механической эрозии графита на один-два порядка меньше интенсивности химической эрозии. Как указывается в работах [93, 200, 213], сублимация графита становится существенной при температурах свыше 2800 К. Из сравнения интенсивности эрозии в наших опытах с данными о сублимации графита, приведенными в работе [166], следует, что интенсивность уноса стенки вследствие сублимации графита в рабочем диапазоне температур на несколько порядков ниже. Таким образом, можно полагать, что в условиях наших опытов унос графита обуславливается химической эрозией.

Как уже указывалось, при реакции углерода с кислородом продуктами реакции могут быть как окись, так и двуокись углерода. В статье Уокера и др. [232] дается обзор зарубежных экспериментальных работ по механизму химического взаимодействия углерода с газами. Двуокись углерода в основном образуется при температуре ниже 900 К, а СО — при более высоких температурах. Экспериментально определить продукты реакции затруднительно из-за окисления СО в газовой фазе. Опытные данные Артура и Росберга, приведенные в работе [232], показывают, что по мере увеличения $T_{ст}$ экспоненциально возрастало отношение массовой концентрации СО у поверхности к концентрации CO_2 :

$$(CO/CO_2)_{ст} = 10^{3,4} e^{-12\,400/RT}, \quad (5.32)$$

причем это соотношение не зависит от концентрации кислорода в потоке газа и от скорости обтекания.

Химический состав газовой смеси на поверхности графита при взаимодействии его с потоком воздуха при атмосферном давлении показан на рис. 5.6 [213]. При температуре $1700 < T_{ст} < 2800$ К единственным углеродсодержащим компонентом, присутствующим в значительном количестве, является окись углерода. Концентрации химических компонентов O , O_2 и CO_2 у поверхности не превышают 10^{-4} . Азот начинает реагировать с графитом при температуре 2800 К, в то время как процесс сублимации становится существенным при $T_{ст} > 3300$ К. При этом газ у поверхности насыщается продуктами сублимации, в результате чего кислород и азотсодержащие компоненты оттесняются от стенки. В работах [17, 18, 161, 217] указывается, что горение углерода в диапазоне температур 1500—2100 К протекает с преимущественным образованием окиси углерода.

Таким образом, в условиях наших опытов концентрация CO_2 на поверхности будет пренебрежимо мала и можно считать, что идет гетерогенная реакция с образованием только окиси углерода

$C + O \rightarrow CO$. Тогда параметр проницаемости стенки, определяемый выражением (5.26), имеет вид

$$b_1 = j_{ct}/\rho_0 W_0 St = 0,75(\bar{K}_0). \quad (5.33)$$

Цилиндрический графитовый канал в наших опытах был выбран с небольшой относительной длиной (4—6 калибров), поэтому параметры газа в ядре потока можно считать постоянными по длине. Из выражения (5.33) видно, что для определения интенсивности химической эрозии графита при известных параметрах основного потока необходимо найти значение критерия Стентона. Воспользуемся для его определения методом интегральных соотношений, причем при подобных граничных условиях интенсивность выгорания можно определять как из решения уравнения диффузии (5.15), так и из уравнения энергии (5.14).

В соответствии с соотношениями (5.23), (5.24), (5.33) при выгорании графита в потоке воздуха параметр проницаемости стенки b_1 и концентрация отдельных компонентов на стенке будут постоянными по длине. Тогда интегральное соотношение диффузии (5.15) при постоянной концентрации компонентов на стенке для цилиндрического канала запишется в виде

$$dRe_d^{**}/\bar{dx} = St_d(1 + b_1) Re_d = St_0 \Psi(1 + b_1) Re_d. \quad (5.34)$$

Для определения влияния неизотермичности и проницаемости стенки на турбулентный тепломассообмен в пограничном слое воспользуемся предельными относительными законами С. С. Кутателадзе и А. И. Леонтьева [138]. При дозвуковом течении газа и $\psi > 1$ предельный относительный закон тепломассообмена имеет вид

$$\Psi = \left(\frac{St}{St_0} \right)_{Re^{**} \rightarrow \infty} = \frac{4}{b_1(\psi - 1)} \left[\arctg \sqrt{\frac{b_1}{(\psi - 1)(1 + b_1)}} - \arctg \sqrt{\frac{b_1 \psi}{\psi - 1}} \right]^2, \quad (5.35)$$

где $\psi = T_{ct}/T_0$ — температурный фактор.

Авторы работ [139, 153] рекомендуют в законах тепломассообмена (1.9) и (5.19) в стандартных условиях число Рейнольдса Re^{**} определять по динамической вязкости на стенке, т. е.

$$St_0 = A Re_d^{** - m} Sc^{-0,75} (\mu_{ct}/\mu_0)^m, \quad (5.36)$$

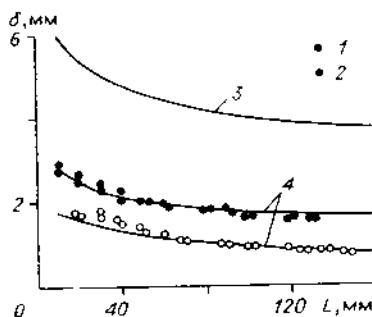
где μ_{ct}/μ_0 — отношение вязкости газа на стенке к вязкости в невозмущенном потоке. Как показано в этих же работах, при таком определении числа Рейнольдса предельные соотношения достаточно хорошо учитывают влияние неизотермичности потока на тепломассообмен и при конечных числах Re^{**} .

Из соотношений (5.33), (5.35) и (5.36) следует, что интенсивность химической эрозии графита в потоке газа можно определить следующей формулой:

$$j_c = b_1 \rho_0 W_0 St_d = 0,75(\bar{K}_0) \rho_0 W_0 \frac{A}{Re_d^{**0,25} Sc^{0,75}} \left(\frac{\mu_{ct}}{\mu_0} \right)^m \Psi. \quad (5.37)$$

Рис. 5.7. Выгорание графита по длине канала.

Опыты с графитом, $\rho = 1680 \text{ кг/м}^3$:
1 — $W_0 = 310 \text{ м/с}$, $\tau = 63 \text{ с}$; 2 — $W_0 = 57 \text{ м/с}$, $\tau = 114 \text{ с}$; 3 — расчет без учета влияния неизоэнергичности и вдува $\Psi = 1$ при $W_0 = 310 \text{ м/с}$; 4 — расчет по формуле (5.40) при $\Psi = 7$.



Число Рейнольдса Re_d^{**} находится интегрированием уравнения диффузии пограничного слоя (5.34) совместно с законом массообмена (5.36). После интегрирования

$$Re_d^{**} = \left[\frac{A(m+1)}{Sc^{0.75}} Re_d \int_0^{\bar{x}} \Psi (1 + b_1) \left(\frac{\mu_{ст}}{\mu_0} \right)^m d\bar{x} \right]^{\frac{1}{m+1}}. \quad (5.38)$$

В рассматриваемых условиях $b_1 = \text{const}$ и $\Psi = \text{const}$. Из уравнений (5.35), (5.36) и (5.38) следует, что диффузионный критерий Стентона (с учетом того, что при $Re_d^{**} < 10^4$ $A = 0,0128$; $m = 0,25$) определяется зависимостью

$$St_d = 0,029 Re_x^{-0.2} Sc^{-0.6} \Psi^{0.8} (1 + b_1)^{-0.2} (\mu_{ст}/\mu_0)^{0.2}. \quad (5.39)$$

Подставляя (5.38) в (5.37), получаем интенсивность выгорания графита в зависимости от параметров газового потока:

$$j_c = 22 \cdot 10^{-3} (\bar{K}_O)_0 \rho_0 W_0 Re_x^{-0.2} Sc^{-0.6} \Psi^{0.8} (1 + b_1)^{-0.2} (\mu_{ст}/\mu_0)^{0.2}. \quad (5.40)$$

Экспериментальное значение интенсивности выгорания графитовой поверхности рассчитывалось по формуле

$$j_c = \frac{\delta \rho_{гр}}{\tau} = \frac{(d_k - d_0) \rho_{гр}}{2\tau}, \quad (5.41)$$

где $\delta = (d_k - d_0)/2$ — толщина выгоревшего слоя графита; $\rho_{гр}$ — плотность графита; τ — время выгорания. На рис. 5.7 приводятся полученные экспериментальные данные о толщине выгорания графитовой поверхности по длине канала при различных скоростях потока воздуха.

Результаты по интенсивности выгорания различных марок графита в потоке воздуха представлены на рис. 5.8. Число Рейнольдса Re_x в опытах рассчитывалось по продольной координате x , отсчитываемой от начала выгорания, плотность графита изменялась от 1070 до 1925 кг/м^3 . Как видно, в такой обработке результаты опытов, полученные на разных графитах, хорошо обобщаются. Это может служить косвенным подтверждением того, что механический унос пренебрежимо мал. Если бы он был существенным, то был бы, по-видимому, различным для разных графитов, так как испы-

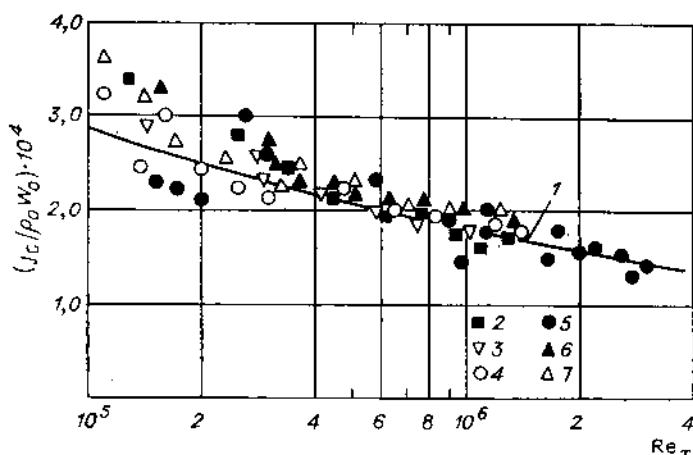


Рис. 5.8. Обобщение опытных данных об интенсивности выгорания графитов в потоке воздуха.

1 — расчет по формуле (540) при $\psi = 6,5$.

Точки	Марка графита	$\rho_{гр}$, кг/м ³	$\rho_0 W_0$, кг/(м ² ·с)	$T_{ст}$, К
2	В-1	1925	155	1870
3	ПГ	1895	130	1908
4	ППГ	1820	20—170	1890—1950
5	ПРОГ-2400	1650	26—360	1800—2100
6	МГ-1	1623	52—140	1945—2040
7	ПГ-50	1076	25—160	1900—2050

танные графиты различались по своей структуре: одни были крупнозернистыми (например, ПРОГ-2400), другие (например, ПГ-50) имели тонкую структуру.

Обработка результатов опытов в виде зависимости относительной интенсивности выгорания $\bar{j}_c$ от числа Рейнольдса Re_x позволяет обобщить опытные данные, так как параметр проницаемости (5.26) и концентрация компонентов на стенке (5.23) и (5.24) сохраняли постоянное значение:

$$b_1 = (3/4)(\bar{K}_0)_0 = 0,173;$$

$$(K_{co})_{ст} = \frac{28}{12}(\bar{K}_c)_{ст} = \frac{28}{12} \cdot \frac{b_1}{1 + b_1} = 0,258.$$

На рис. 5.7 и 5.8, кроме того, полученные экспериментальные данные сопоставлены с теоретическим расчетом. Как видно, предлагаемый метод расчета удовлетворительно согласуется с экспериментом.

Чтобы проверить влияние концентрации кислорода в основном потоке на интенсивность уноса графита, т. е. формулы (5.23), были проведены специальные опыты. В них воздух, подаваемый в канал, разбавлялся азотом. Результаты опытов приводятся на рис. 5.9 также в виде зависимости относительной интенсивности выгорания от числа Рейнольдса. Несмотря на то, что опыты проведены на одном и том же графите ПГ-50 и практически при одной скорости обтекания, полученные данные уже не обобщаются в такой обра-

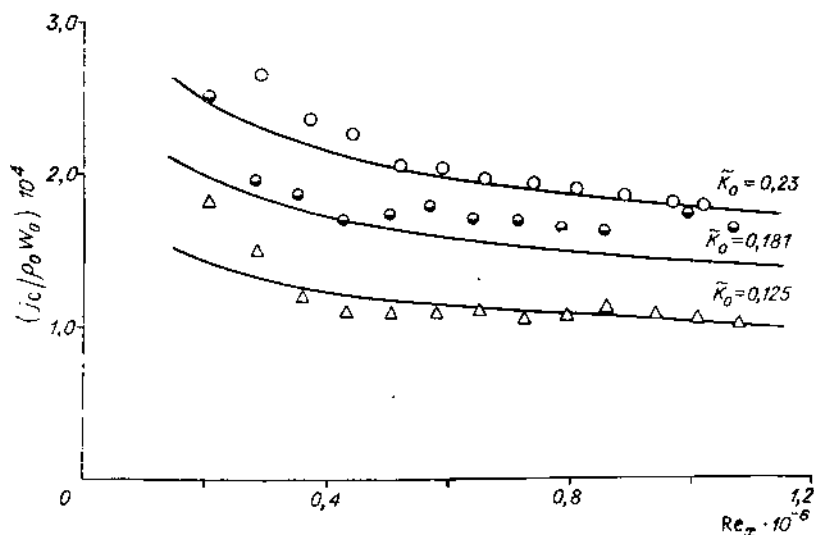


Рис. 5.9. Влияние концентрации кислорода в потоке газа на интенсивность выгорания графита ($\rho_{\text{гр}} = 1076 \text{ кг/м}^3$, $\rho_0 W_0 \approx 100 \text{ кг/(м}^2 \cdot \text{с)}$, $T_{\text{ст}} = 1880 \div 2025 \text{ К}$).
Кривые — расчет по формуле (5.40).

ботке, а существенно расслаиваются в зависимости от концентрации кислорода в потоке. Из сопоставления эксперимента с расчетом следует, что теория правильно предсказывает эту зависимость.

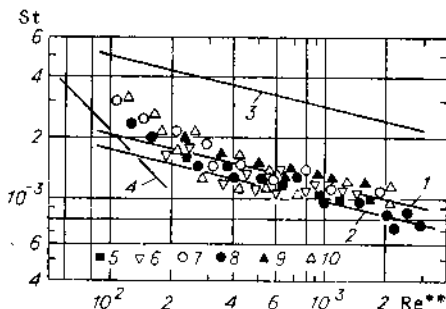
Экспериментальные данные о выгорании различных графитов в исследованном диапазоне изменения параметров газового потока обобщены в виде зависимости диффузионного критерия Стентона от числа Рейнольдса на рис. 5.10. Экспериментальное значение критерия Стентона определялось в соответствии с формулой (5.33) выражением

$$St_d = (j_c / \rho_0 W_0 0,75(\bar{K}_0)_a)_{\text{экспер}}. \quad (5.42)$$

Здесь j_c находилось по опытным данным согласно формуле (5.41); $\rho_0 W_0 = 4G_0 / \pi d_{\text{ср}}^2$ — массовая скорость основного потока; $d_{\text{ср}} = 0,5(d_{\text{кн}} + d_0)$ — средний внутренний диаметр в рассматриваемом

Рис. 5.10 Диффузионное число Стентона на выгорающей поверхности. 1—3 — расчет по формулам (5.35) и (5.36) при $\psi=6$; 7 и 1 соответственно; 4 — расчет по формуле (5.44) для ламинарного слоя при $\psi=7$.

Точки	$(K_0)_a$	$\rho_{\text{гр}}, \text{кг/м}^3$	$\rho_0 W_0, \text{кг/(м}^2 \cdot \text{с)}$	$T_{\text{ст}}, \text{К}$
5	0,23	1925	155	1870
6	0,23	1895	130	1908
7	0,23	1820	20—170	1890—1950
8	0,23	1650	26—380	1800—2100
9	0,23	1623	52—140	1945—2040
10	0,12—0,23	1076	25—160	1900—2050



сечении канала. Экспериментальное значение диффузионного критерия Рейнольдса Re_d^{**} определялось по формуле

$$Re_d^{**} = [(1+b_1) \int_0^x j_c dx] / \mu_0 b_1, \quad (5.43)$$

которая получается из решения уравнения диффузии пограничного слоя (5.34) совместно с (5.21).

В такой обработке хорошо обобщаются все опытные данные, в том числе и с различными концентрациями кислорода в потоке газа. На рис. 5.10 показаны также теоретические зависимости, полученные на основании использования аналогии между процессами тепло- и массообмена и предельными относительными законами тепломассообмена. Кроме того, построена расчетная зависимость для ламинарного пограничного слоя по формуле [133, 227]

$$St_d = 0,22 Re_d^{*-1} Sc^{-1/3} \Psi_n. \quad (5.44)$$

Видно, что экспериментальные результаты удовлетворительно согласуются с теоретическим расчетом турбулентного пограничного слоя.

Как показано в работах [138, 227], при совместном влиянии неизотермичности и поперечного потока вещества на интенсивность тепломассообмена предельный относительный закон можно представить в виде

$$(St/St_0)_{Re^{**}} = \Psi = \Psi_T \Psi_b. \quad (5.45)$$

Здесь

$$\Psi_T = [2/(\sqrt{\psi} + 1)]^2 \quad (5.46)$$

— относительное влияние на коэффициенты переноса фактора неизотермичности;

$$\Psi_b = (1 - b/b_{np})^2 \quad (5.47)$$

— относительное влияние поперечного потока вещества.

В условиях проведения описанных опытов неизотермичность оказывает основное влияние на тепломассообмен и приводит к уменьшению критерия Стентона St_d и интенсивности выгорания в 2—3 раза по сравнению с квазиизотермическими условиями (когда $\psi \approx 1$). В то же время, как показывают расчеты по формулам (5.35), (5.46) и (5.47), в условиях эксперимента максимальное влияние поперечного потока вещества на стенке на критерий Стентона не превышало 10—12%, т. е. находилось в пределах точности опытов.

На рис. 5.11 экспериментальные результаты сопоставлены с опытными данными Денисона и Бартлетта [261]. В связи с большим различием параметров в наших опытах и опытах [261] они приведены к стандартным условиям по формуле (5.39). Основные режимные параметры в опытах Денисона и Бартлетта изменялись в следующих пределах: $6 < P_{00} < 30$ кг/см²; $1800 < T_{ст} < 2900$ К; $28 < (\bar{K}_0)_0 < 100\%$. Как показывают расчеты, в опытах с выгоранием графита в потоке чистого кислорода ($b_1 = 0,75$) влияние эн-

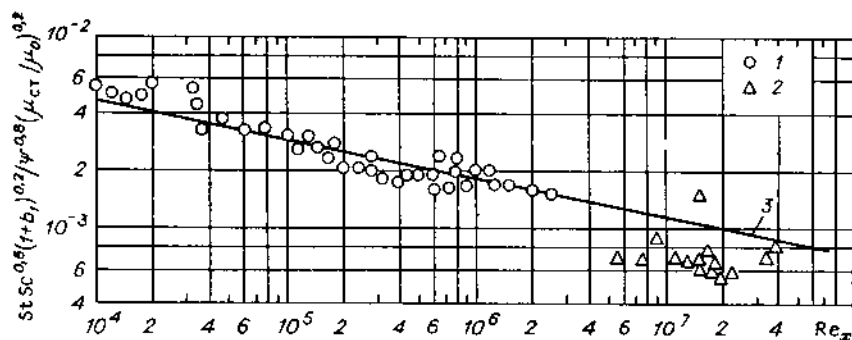


Рис. 5.11. Обобщение опытных данных о массообмене на выгорающей поверхности.

1 — [58]; 2 — [261]; 3 — расчет по формуле (5.39).

тальпийного фактора неизотермичности приводит к уменьшению интенсивности тепломассообмена примерно в 6 раз по сравнению с квазиизотермическими условиями (при $\phi_1 \rightarrow 1$). При этом поперечный поток вещества на стенке уменьшает число Стентона еще в 1,5 раза.

Таким образом, полученные экспериментальные данные показывают, что основным механизмом уноса графита в исследованном диапазоне температур и скоростей является химическая эрозия, интенсивность которой зависит от окислительного потенциала основного потока. В условиях диффузионного режима реагирования интенсивность химической эрозии существенно снижается под влиянием фактора неизотермичности. Опытные данные удовлетворительно согласуются с теоретическим расчетом, основанным на решении интегральных соотношений диффузии или энергии совместно с относительными законами тепломассообмена.

§ 5.3. О влиянии термодиффузии в неоднородном пограничном слое на выгорающей поверхности

Как уже отмечалось, при анализе процессов в пограничном слое с химическими реакциями ввиду сложности явления приходится принимать ряд допущений, касающихся состава и свойств газовой смеси. При этом, как правило, рассматривается только концентрационная диффузия и принимается, что числа Прандтля и Шмидта равны между собой, а число Льюиса $Le = 1$. В неоднородном пограничном слое, когда молекулярный вес отдельных компонентов газовой смеси различен, на процессы тепломассообмена могут оказывать влияние диффузионный термоэффект и термодиффузия [16, 89, 220].

Диффузионный термоэффект характеризует перенос тепла, обусловленный градиентом концентраций. Наличие этого эффекта приводит к тому, что температура адиабатической поверхности может отличаться от температуры вне пограничного слоя.

Термодиффузия же представляет собой относительное движение компонентов смеси, возникающее при наличии градиента температуры. Молекулы более тяжелого газа обычно диффундируют в направлении потока тепла, а более легкого — в обратном направлении. Интенсивность термодиффузии зависит как от характеристик температурного поля, так и от отношения молекулярных весов рассматриваемых компонентов. Под влиянием термодиффузии в неизотермическом пограничном слое может произойти изменение концентраций компонентов вблизи стенки.

Уравнение диффузии для бинарной смеси, записанное через весовые концентрации, с учетом термодиффузии имеет вид [16, 89]

$$j_1 = \rho V_1 K_1 = \rho D_{12} \left[\frac{\partial K_1}{\partial y} + K_T \frac{M_1 M_2}{M^2} \cdot \frac{\partial \ln T}{\partial y} \right]. \quad (5.48)$$

Здесь j_1 и K_1 — массовый диффузионный поток и весовая концентрация рассматриваемого компонента; ρ — плотность смеси; M_1 , M_2 и M — молекулярный вес отдельных компонентов и газовой смеси в рассматриваемой точке; $K_T = D_T/D_{12}$ — термодиффузионное отношение; D_{12} и D_T — коэффициенты концентрационной и термической диффузии.

Величина термодиффузионного отношения K_T сильно зависит от отношения масс, диаметров молекул и от относительного содержания обоих компонентов. Поэтому иногда удобнее пользоваться термодиффузионной постоянной α , которая гораздо слабее зависит от концентрации компонентов:

$$\alpha = K_T/n_1 \cdot n_2; \quad \alpha(1 - K_1)K_1 = K_T M_1 M_2 / M^2, \quad (5.49)$$

где n_1 и n_2 — объемные концентрации компонентов.

Так как уравнения диффузии многокомпонентной смеси сложны для анализа, рассмотрим сначала неоднородный бинарный пограничный слой на непроницаемой стенке. Определим с учетом термодиффузии концентрации компонентов на стенке. Затем с учетом полученных результатов проанализируем влияние термодиффузии на интенсивность выгорания графитовой поверхности в потоке неоднородного газа (рис. 5.12).

Стенка с температурой на поверхности $T_{ст}$ обтекается бинарной смесью неоднородного газа (будем рассматривать смесь воздуха с гелием или аргоном) с температурой в невозмущенном потоке T_0 . На стенке развивается турбулентный пограничный слой толщиной δ . Ламинарный подслой имеет толщину y_1 с параметрами газа на границе подслоя ρ_1 , W_1 , T_1 . Как показывает приближенный анализ [146], при $Pr < 1$ и $Sc < 1$ можно не учитывать различие в скорости на границах динамического, теплового и диффузионного ламинарных подслоев.

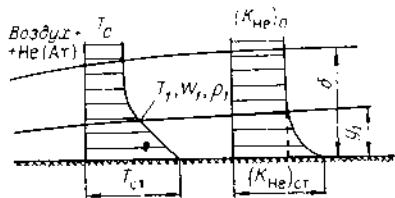


Рис. 5.12. Схема течения в пограничном слое с термодиффузией.

Если бы температура была постоянной по толщине пограничного слоя, то были бы постоянными и концентрации компонентов газовой смеси. Температура же плавно меняется по всей толщине слоя от значения T_0 на внешней границе до значения $T_{ст}$ на поверхности, что и приводит к возникновению термодиффузии.

В области $y_1 < y < \delta$ преобладают характеристики турбулентного переноса, здесь коэффициенты турбулентной диффузии $D_{турб}$ во много раз больше коэффициентов молекулярной концентрационной D_{12} и термической диффузии D_T ($D_{турб} \gg D_{12}$; $D_{турб} \gg D_T$). В таком случае, несмотря на наличие градиента температуры, термодиффузией в турбулентном ядре можно пренебречь. Концентрации же отдельных компонентов в области турбулентного ядра (при $y_1 < y < \delta$) в первом приближении можно принять постоянными, т. е. концентрации на границе ламинарного подслоя (при $y = y_1$) равны их значениям в невозмущенном потоке $(K_{He})_{y=y_1} \approx (K_{He})_0$, $(K_{Ar})_{y=y_1} \approx (K_{Ar})_0$.

В области же ламинарного подслоя (при $y < y_1$) определяющими являются процессы молекулярных переносов. Здесь же имеют место максимальные градиенты температуры, что приводит к возникновению термодиффузии и градиента концентраций отдельных компонент смеси.

В пленочной теории течение в ламинарном подслое заменяется моделью течения Куэтта при предположении, что изменение параметров в направлении потока пренебрежимо мало по сравнению с их изменением в поперечном направлении. В таком случае из уравнения неразрывности следует, что поперечный поток вещества постоянен по сечению подслоя:

$$j = (\rho W_y) = \text{const} = j_{ст}, \quad (5.50)$$

и если рассматривается непроницаемая стенка, то поперек ламинарного подслоя $j = 0$. Из уравнения (5.48), записанного с учетом соотношения (5.49) и при условии непроницаемости стенки

$$\frac{\partial K}{\partial y} = -\alpha K(1-K) \frac{\partial \ln T}{\partial y}, \quad (5.51)$$

видно, что вследствие термодиффузии возникает такой градиент концентраций, при котором концентрационная диффузия будет уравновешивать термодиффузию.

Интегрируем уравнение (5.51) по толщине ламинарного подслоя:

$$\int_{K_{ст}}^{K_1} \frac{dK}{K(1-K)} = - \int_{T_{ст}}^{T_1} \frac{\alpha}{T} dT. \quad (5.52)$$

При небольшом изменении концентрации вследствие термодиффузии можно принять $\alpha = \text{const}$. Тогда при допущении, что концентрация компонента на границе подслоя равна его значению в невозмущенном потоке $K_1 \approx K_0$, из (5.52) получается соотношение

$$K_0(1-K_{ст})/K_{ст}(1-K_0) = (T_{ст}/T_1)^\alpha \quad (5.53)$$

или выражение для концентрации компонента на стенке

$$K_{\text{ст}} = \frac{K_0}{K_0 + (1 - K_0) \left(\frac{T_{\text{ст}}}{T_1} \right)^\alpha} \quad (5.54)$$

Для определения концентрации компонентов на стенке необходимо знать температуру на границе вязкого подслоя T_1 . Как показано в работах [120, 146], при течении сжимаемого газа на теплоизолированной поверхности и при теплоотдаче от стенки к газу значение универсальной координаты η_1 близко к ее значению в несжимаемой жидкости, т. е. на границе ламинарного подслоя и в рассматриваемых условиях ($T_{\text{ст}} > T_0$) можно принять

$$\varphi_1 = \eta_1 = 11,6, \text{ или } \varphi_1 = W_0/\vartheta^* = 11,6. \quad (5.55)$$

Выразим динамическую скорость через коэффициент трения на стенке

$$\vartheta^* = \sqrt{\frac{\tau_{\text{ст}}}{\rho}} = W_0 \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} \sqrt{\frac{c_f}{2}}. \quad (5.56)$$

Из соотношений (5.55) и (5.56) при условии подобия профилей скоростей и температур следует, что

$$\omega_1 = \frac{T_{\text{ст}} - T_1}{T_{\text{ст}} - T_0} = 11,6 \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} \sqrt{\frac{c_f}{2}}. \quad (5.57)$$

Отношение плотностей определяется из уравнения состояния. Соотношение (5.57) позволяет оценить значение температуры на границе ламинарного подслоя T_1 .

Рассмотрим условия, при которых проводились опыты на выгорающей графитовой поверхности (см. рис. 5.8 и 5.10; $T_0 = 290 \text{ K}$; $T_{\text{ст}} = 2000 \text{ K}$; $10^5 < \text{Re}_x < 3 \cdot 10^6$; $c_f/2 = \text{St Pr}^{0,5} \approx 1,2 \cdot 10^{-3}$). Решая уравнение (5.57) относительно температуры на границе ламинарного подслоя, получим, что в рассматриваемых условиях $T_1 \approx 840 \text{ K}$, а $\omega_1 \approx 0,68$. Теперь по уравнению (5.54) можно определить концентрации компонентов газовой смеси на стенке при отсутствии химических реакций и поперечного потока вещества. Были проведены расчеты для смесей воздуха с гелием и воздуха с аргоном. Значения термодиффузионной постоянной α в зависимости от концентрации компонентов принимались в соответствии с данными работ [16, 220] следующими:

K_0	0,05	0,1	0,2	0,4	0,6
α_{He}	-0,324	-0,371	-0,448	-0,594	-0,640
α_{Ar}	0,0439	0,0438	0,0438	0,0437	0,0437

Результаты расчетов концентрации гелия и аргона на стенке с учетом термодиффузии в зависимости от их концентрации в основном потоке представлены на рис. 5.13. Как видно, вследствие термодиффузии на непроницаемой стенке концентрация гелия может увеличиваться на 20—35%. Концентрация же аргона умень-

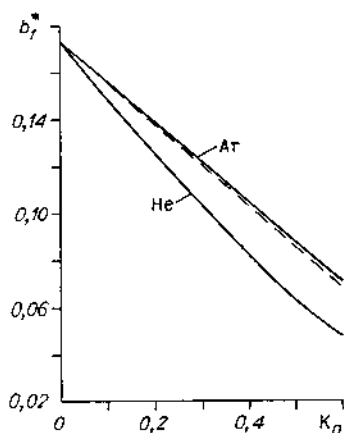
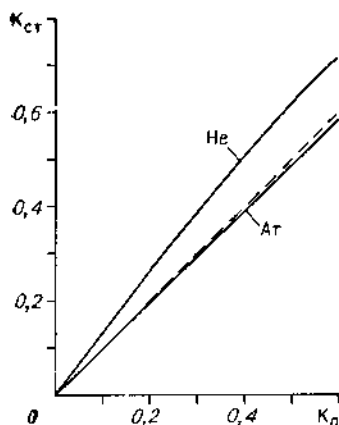


Рис. 5.13. Концентрация гелия и аргона на стенке в зависимости от их концентрации в основном потоке ($T_0 = 290$ К; $T_1 = 840$ К; $T_{ст} \approx 2000$ К; $c_f/2 \approx 1,2 \cdot 10^{-3}$).

Рис. 5.14. Влияние термодиффузии на проницаемость выгорающей графитовой стенки. Параметры см. на рис. 5.13.

шается, но незначительно (до 2,5%). При отсутствии влияния термодиффузии концентрации компонентов на стенке и в основном потоке равны между собой (штриховая прямая).

При анализе влияния термодиффузии и диффузионного термоэффекта на теплообмен на пористой стенке в работах [133, 220] рекомендуется учитывать это влияние при определении температуры адиабатической стенки. Коэффициент теплоотдачи консервативен относительно эффекта термодиффузии. Аналогичная модель использовалась нами в работах [57, 316] при анализе эффективности газовой завесы на выгорающей поверхности. Было показано, что законы тепломассообмена остаются консервативными, если расчеты вести по «равновесной» концентрации компонентов на стенке (по концентрации окислителя, определяемой с учетом газовой завесы при отсутствии химических реакций на поверхности). При этом интенсивность выгорания стенки определяется по формуле

$$j_c = \rho_0 W_0 Stb_1^* \quad (5.58)$$

Если на поверхности идет реакция $C + O \rightarrow CO$, то параметр проницаемости определяется соотношением

$$b_1^* = 3(K_{O,ст})^*/4, \quad (5.59)$$

где $(K_{O,ст})^*$ — концентрация кислорода на стенке в рассматриваемых условиях при отсутствии химических реакций. Таким образом, если законы тепломассообмена остаются консервативными по отношению к термодиффузии, то влияние термодиффузии на интенсивность выгорания можно оценить по изменению концентрации компонентов на стенке или по изменению параметра проницаемости b_1^* .

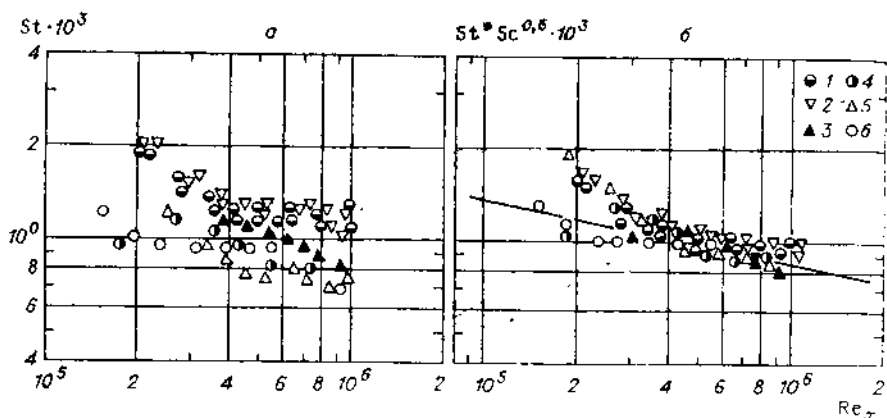


Рис. 5.15. Выгорание графита в смесях воздуха с различными газами ($\rho_0 W_0 \approx 100 \text{ кг/(м}^2 \cdot \text{с)}$; $T_0 = 290 \text{ К}$; $T_{\text{ст}} \approx 1950 \text{ К}$).

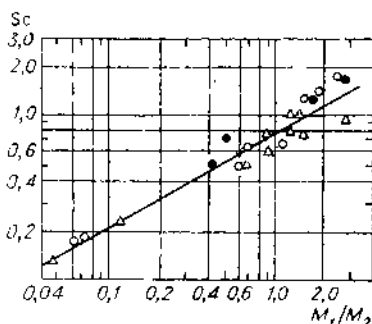
Опыты: 1 — смесь воздуха с азотом, $(K_N)_0 = 0,77 \div 0,874$; 2 — смесь воздуха с аргоном, $(K_{Ar})_0 = 0,31 \div 0,56$; 3 — смесь воздуха с гелием, $(K_{He})_0 = 0,062$; 4 — 0,13; 5 — 0,18; 6 — 0,35; линия — расчет по формуле (5.39).

Результаты расчетов параметра проницаемости по формулам (5.54) и (5.59) при выгорании графита в смесях воздуха с гелием и воздуха с аргоном представлены на рис. 5.14. Штриховая линия — расчет без учета влияния термодиффузии (по концентрациям компонентов в основном потоке). Как видно, в смеси воздуха с гелием влияние термодиффузии значительно сильнее, чем в смеси воздуха с аргоном, причем в первом случае термодиффузия ведет к снижению интенсивности выгорания (до 30% при $K_{He} \approx 0,6$), а во втором — к незначительному увеличению (до 2,5% при $K_{Ar} \approx 0,6$).

На экспериментальной установке, описанной в § 5.2, были получены опытные данные [63] о выгорании графита ПГ-50 в потоке различных газовых смесей. Исследовалась интенсивность выгорания в потоке воздуха, разбавленного азотом (однородный пограничный слой), в смеси воздуха с гелием и воздуха с аргоном. Концентрация гелия в основном потоке составляла $(K_{He})_0 \approx 6$; 13; 18,5%, а концентрация аргона $(K_{Ar})_0 \approx 31$ и 56%. Результаты этих опытов, обработанные без учета влияния термодиффузии, представлены на рис. 5.15, а. Экспериментальное значение критерия Стентона определялось по соотношению (5.42), а параметр проницаемости b_1 — по концентрации окислителя в основном потоке. Как видно, результаты опытов в смесях воздуха с азотом и аргоном практически совпадают. Опытные же данные, полученные при выгорании графита в смеси воздуха с гелием, расслаиваются в зависимости от концентрации компонентов и располагаются на графике значительно ниже.

В случае такой неоднородной смеси на процессы переноса помимо термодиффузии может влиять изменение числа Шмидта Sc в зависимости от концентрации компонентов. На рис. 5.16 показана

Рис. 5.16. Значения числа Шмидта для бинарных смесей.



пы значения чисел Шмидта в зависимости от отношения молекулярного веса диффундирующего газа M_1 к молекулярному весу среды M_2 . Значения критериев определялись по коэффициентам бинарной диффузии, приведенным в работах [33, 77, 252]. Как видно, имеющиеся данные удовлетворительно обобщаются в такой простой форме, и для определения критерия в первом приближении можно воспользоваться степенной зависимостью (при $0,05 < M_1/M_2 < 5$)

$$Sc \approx 0,76(M_1/M_2)^{0,57}. \quad (5.60)$$

При определении числа Шмидта будем рассматривать многокомпонентную смесь газа на выгорающей графитовой стенке как некоторую бинарную, где кислород O_2 (или продукты реакции CO) диффундирует в смеси с молекулярным весом M_2 .

Результаты опытов по выгоранию графитовой поверхности в смесях воздуха с азотом, аргоном и гелием с учетом термодиффузии и числа Sc представлены на рис. 5.15, б. Экспериментальные значения числа Стентона определялись по формуле

$$St^* = (j_c/\rho_0 W_0 b_1^*)_{\text{экспер}}, \quad (5.61)$$

где b_1^* находились по формуле (5.59) с учетом влияния термодиффузии (см. рис. 5.14). В такой обработке опытные данные, полученные при выгорании графита в неоднородном пограничном слое в смесях воздуха с аргоном и гелием, удовлетворительно обобщаются, совпадают с результатами опытов в однородном пограничном слое и описываются зависимостью (5.39).

В наших экспериментах термодиффузия в смесях воздуха с гелием приводит к уменьшению коэффициента теплообмена примерно на 20%. Такое же влияние оказывало и изменение числа Шмидта. Однако при других соотношениях компонентов и в условиях большей неизотермичности влияние термодиффузии может быть более существенным.

§ 5.4. Теплообмен на реагирующей пористой поверхности при вдуве через нее инертного газа

Как известно, вдув газа в пограничный слой вызывает существенное снижение тепловых потоков к проницаемой поверхности. При обтекании же реагирующей поверхности вдув инертного газа приводит к снижению интенсивности химической эрозии, так

как вдуваемый газ затрудняет диффузию окислителя из основного потока к стенке.

Аналогичные процессы имеют место в тех случаях, когда материал обтекаемой поверхности разлагается от термического воздействия газового потока. Образующиеся при этом газообразные компоненты вдуваются в пограничный слой, а твердый остаток уносится вследствие химической эрозии.

Рассмотрим турбулентный пограничный слой, развивающийся на проницаемой поверхности, которая может вступать в химические реакции с газом основного потока. Интегральные соотношения энергии (5.14) и диффузии (5.15) пограничного слоя сохраняют свой вид. Необходимо только учесть в граничных условиях, что поперечный поток вещества определяется как вдувом газа, так и эрозией самой стенки:

$$j_{\text{ст}}^{\Sigma} = j_r + j_c. \quad (5.62)$$

Здесь $j_r = (\rho_r W_r)_{\text{ст}}$ — массовый поток на стенке вдуваемого газа; $j_c = (\rho_c W_c)_{\text{ст}}$ — поток вещества стенки вследствие химической эрозии; $j_{\text{ст}}^{\Sigma}$ — суммарный поперечный поток на стенке.

С учетом этого интегральное соотношение диффузии i -го химического элемента для плоского пограничного слоя можно записать в виде

$$\frac{d [\text{Re}_{\Delta i}^{**} \Delta \bar{K}_i]}{\Delta \bar{K}_i d\bar{x}} - \frac{j_{\text{ст}}^{\Sigma}}{\rho_0 W_0} \text{Re}_L = \text{St}_d \text{Re}_L. \quad (5.63)$$

Здесь $\text{Re}_{\Delta i}^{**}$ и Re_L — числа Рейнольдса, записанные соответственно по толщине потери массы $\delta_{\Delta i}^{**}$ i -го элемента и линейному характерному размеру L ;

$$\delta_{\Delta i}^{**} = \int_0^{\infty} \frac{\rho W}{\rho_0 W_0} \cdot \frac{(\bar{K}_i) - (\bar{K}_i)_0}{(\bar{K}_i)_{\text{ст}} - (\bar{K}_i)_0} dy;$$

$\bar{x} = x/L$; $\Delta \bar{K}_i = (\bar{K}_i)_{\text{ст}} - (\bar{K}_i)_0$;

$$\text{St}_d = - \rho D \left(\frac{\partial \bar{K}_i}{\partial y} \right)_{\text{ст}} \bigg/ \rho_0 W_0 \Delta \bar{K}_i \quad (5.64)$$

— диффузионное число Стентона.

Используя уравнение диффузии i -го элемента на стенке

$$(j_i)_{\text{ст}} = j_{\text{ст}}^{\Sigma} (\bar{K}_i)_{\text{ст}} - \rho D \left(\frac{\partial \bar{K}_i}{\partial y} \right)_{\text{ст}}, \quad (5.65)$$

выражение для диффузионного числа Стентона (5.64) можно привести к виду

$$\text{St}_d = \frac{(j_i)_{\text{ст}} - j_{\text{ст}}^{\Sigma} (\bar{K}_i)_{\text{ст}}}{\rho_0 W_0 \Delta \bar{K}_i} \quad (5.66)$$

$$\text{или} \quad (\bar{K}_i)_{\text{ст}} - (\bar{K}_i)_0 = \frac{(j_i)_{\text{ст}}}{\rho_0 W_0 \text{St}_d} - \frac{j_{\text{ст}}^{\Sigma}}{\rho_0 W_0 \text{St}_d} (\bar{K}_i)_{\text{ст}}. \quad (5.67)$$

Запишем последнее уравнение для диффузии отдельных компонентов:

а) через приведенные концентрации материала стенки $\bar{K}_i = \bar{K}_c$; $(\bar{K}_c)_0 = 0$; $(j_i)_{ct} = j_c$

$$(\bar{K}_c)_{ct} = b_1^c - b_1^z (\bar{K}_c)_{ct} = b_1^c / (1 + b_1^z), \quad (5.68)$$

где $b_1^c = j_c / \rho_0 W_0 St_d$; $b_1^z = j_{ct}^z / \rho_0 W_0 St_d$ (5.69)

— параметры проницаемости стенки, записанные через массовый поток вещества стенки j_c и суммарный поток вещества на стенке j_{ct}^z соответственно;

б) через концентрацию окислителя основного потока $\bar{K}_i = \bar{K}_o$. Так как стенка непроницаема для окислителя $(j_i)_{ct} = 0$, из (5.67) получаем выражение

$$1 + b_1^z = (\bar{K}_o)_0 / (\bar{K}_o)_{ct}; \quad (5.70)$$

в) через концентрацию вдуваемого газа $\bar{K}_i = \bar{K}_r$; $(j_i)_{ct} = j_r$

$$(\bar{K}_r)_{ct} = \frac{b_1^r + (\bar{K}_r)_0}{1 + b_1^z}, \quad (5.71)$$

где $b_1^r = j_r / \rho_0 W_0 St_d$ (5.72)

— параметр проницаемости стенки, записанный через массовый поток вдуваемого газа. Если концентрация вдуваемого газа в основном потоке равна нулю: $(\bar{K}_r)_0 = 0$, имеем

$$(\bar{K}_r)_{ct} = b_1^r / (1 + b_1^z). \quad (5.73)$$

Из уравнения (5.68) и (5.70) получаем выражение для параметра проницаемости b_1^c , непосредственно характеризующего интенсивность химической эрозии стенки:

$$b_1^c = (1 + b_1^z) (\bar{K}_c)_{ct} = (\bar{K}_c / \bar{K}_o)_{ct} (\bar{K}_o)_0. \quad (5.74)$$

Например, в области диффузионного реагирования углерода с кислородом $C + O \rightarrow CO$ с учетом стехиометрического соотношения (5.25) имеем

$$b_1^c = (3/4) (\bar{K}_o)_0. \quad (5.75)$$

Как видно из уравнений (5.75) и (5.33), параметр проницаемости стенки b_1^c для диффузионной области реагирования является величиной постоянной, определяемой окислительным потенциалом основного потока, и не зависит от величины дополнительного вдува инертного газа через уносимую поверхность.

Из интегрального соотношения диффузии (5.63) и уравнения (5.66) можно получить выражение для числа Рейнольдса Re_d^{**} , построенного по толщине потери массы, которым удобно пользоваться при экспериментальном определении законов тепломассообмена:

$$\text{Re}_{\mu_i}^{**} = \frac{\int_0^x [(j_i)_{\text{CT}} - j_{\text{CT}}^{\Sigma} (\bar{K}_i)_0] dx}{\mu_0 [(\bar{K}_i)_{\text{CT}} - (\bar{K}_i)_0]}. \quad (5.76)$$

Или для отдельных компонентов можно записать:

а) для уносимого материала стенки при $\bar{K}_i = \bar{K}_c$; $(\bar{K}_c)_0 = 0$;
 $(j_i)_{\text{CT}} = j_c$

$$\text{Re}_d^{**} = \frac{\int_0^x j_c dx}{\mu_0 (\bar{K}_c)_{\text{CT}}} = \frac{(1 + b_1^{\Sigma}) \int_0^x j_c dx}{\mu_0 b_1^c}; \quad (5.77)$$

б) для вдуваемого инертного газа, когда его концентрация в основном потоке $(K_r)_0 = 0$; $(j_i)_{\text{CT}} = j_r$,

$$\text{Re}_d^{**} = \frac{\int_0^x j_r dx}{\mu_0 (\bar{K}_r)_{\text{CT}}} = \frac{(1 + b_1^{\Sigma}) \int_0^x j_r dx}{\mu_0 b_1^r}; \quad (5.78)$$

в) для кислорода при $\bar{K}_i = \bar{K}_O$; $(j_i)_{\text{CT}} = 0$

$$\text{Re}_d^{**} = \frac{(\bar{K}_O)_0 \int_0^x j_{\text{CT}}^{\Sigma} dx}{\mu_0 [(\bar{K}_O)_0 - (\bar{K}_O)_{\text{CT}}]} = \frac{(1 + b_0^{\Sigma}) \int_0^x j_{\text{CT}}^{\Sigma} dx}{\mu_0 b_1^{\Sigma}}. \quad (5.79)$$

Запишем интегральное соотношение диффузии (5.63) в виде

$$\frac{d\text{Re}_d^{**}}{dx} + \frac{\text{Re}_d^{**}}{\Delta \bar{K}_i} \cdot \frac{d(\Delta \bar{K}_i)}{dx} = \text{St}_0 \Psi (1 + b_1^{\Sigma}) \text{Re}_L. \quad (5.80)$$

Здесь $\Psi = (\text{St}_d / \text{St}_0)_{\text{Re}^{**}}$ — относительный коэффициент тепломассообмена, учитывающий влияние таких возмущающих факторов, как вдув, неизотермичность, сжимаемость потока и т. п.

Закон массообмена в стандартных условиях принимаем по аналогии с теплообменом в степенной форме

$$\text{St}_0 = \frac{A}{\text{Re}_d^{**0,25} \text{Sc}^{0,75}} \left(\frac{\mu_{\text{CT}}}{\mu_0} \right)^m. \quad (5.81)$$

При дозвуковом турбулентном обтекании неизотермической проницаемой поверхности относительный коэффициент тепломассообмена можно принять в виде [227]

$$\Psi = \Psi_T \Psi_b = \left(\frac{2}{V \bar{\Psi}_1 + 1} \right)^2 \left(1 - \frac{b^{\Sigma}}{b_{\text{кр}}} \right)^2. \quad (5.82)$$

Здесь $b^{\Sigma} = j_{\text{CT}}^{\Sigma} / \rho_0 W_0 \text{St}_d = b_1^{\Sigma} \Psi$; $\bar{\Psi}_1 = h_{\text{CT}} / h_0$.

Значения критического параметра вдува при $\text{Re} \rightarrow \infty$ определяются по формулам:

при $\bar{\Psi}_1 < 1$

$$b_{кр}^* = \frac{1}{1 - \psi_1} \left(\ln \frac{1 + \sqrt{1 - \psi_1}}{1 - \sqrt{1 - \psi_1}} \right)^2; \quad (5.83)$$

при $\psi_1 > 1$

$$b_{кр}^* = \frac{1}{\psi_1 - 1} \left(\arccos \frac{2 - \psi_1}{\psi_1} \right)^2, \quad (5.84)$$

а с учетом поправки на конечность числа Рейнольдса [227]

$$b_{кр} \approx b_{кр}^* (1 - 0,83/\text{Re}^{**0,14}). \quad (5.85)$$

Решение уравнения (5.80) совместно с (5.81) можно записать в общем виде:

$$\text{Re}_d^{**} = \left[\frac{A(m+1)\text{Re}_i}{\text{Sc}^{0,75}(\Delta\bar{K}_i)^{m+1}} \int_0^{\bar{x}} \Psi(1 + b_1^Z)(\Delta\bar{K}_i)^{m+1} \left(\frac{\mu_{ст}}{\mu_0} \right)^m d\bar{x} \right]^{\frac{1}{m+1}}. \quad (5.86)$$

Рассмотрим два частных случая вдува: вдув инертного газа по законам $b^Z = \text{const}$ и $j_r = \text{const}$.

При вдуве по закону $b^Z = \text{const}$ из (5.68), (5.70) и (5.82) следует, что $\Delta\bar{K}_i = \text{const}$; $\Psi = \text{const}$. Тогда из (5.86) имеем

$$\text{Re}^{**} = [0,016 \text{Sc}^{-0,75} \text{Re}_x \Psi (1 + b_1^Z) (\mu_{ст}/\mu_0)^{0,25}]^{0,8}. \quad (5.87)$$

Подставляя (5.87) в уравнение (5.81) и (5.82), получим значение числа Стентона в виде

$$\text{St}_d = 0,0292 \text{Re}_x^{-0,2} \text{Sc}^{-0,6} \Psi^{0,8} (1 + b_1^Z)^{-0,2} (\mu_{ст}/\mu_0)^{0,2}. \quad (5.88)$$

Величину химической эрозии материала стенки находим из выражения (5.69) для параметра проницаемости b_1^C :

$$j_C = 0,0292 b_1^C \rho_0 W_0 \text{Re}_x^{-0,2} \text{Sc}^{-0,6} \Psi^{0,8} (1 + b_1^Z)^{-0,2} (\mu_{ст}/\mu_0)^{0,2}, \quad (5.89)$$

где b_1^C в общем случае определяется по формуле (5.74), а при диффузионном горении графитовой поверхности — по формуле (5.75).

При вдуве инертного газа по закону $j_r = \text{const}$ из соотношения (5.78) следует, что

$$\text{Re}_d^{**} = \frac{j_r x (1 + b_1^Z)}{\mu_0 b_1^r} = \text{Re}_x \frac{j_r}{\rho_0 W_0} \cdot \frac{1 + b_1^Z}{b_1^r}, \quad (5.90)$$

или с учетом выражения для параметра проницаемости вдуваемого газа (5.72) получим

$$\text{Re}_d^{**} = \text{St}_d \text{Re}_x (1 + b_1^Z). \quad (5.91)$$

Решая это уравнение совместно с законом тепломассообмена (5.81) и (5.82):

$$\text{St}_d = \text{St}_0 \Psi = \frac{A}{\text{Re}_d^{**m} \text{Sc}^{0,75}} \left(\frac{\mu_{ст}}{\mu_0} \right)^m \Psi, \quad (5.92)$$

можно получить следующие выражения:
для числа Рейнольдса

$$\text{Re}_d^{**} = \left[\frac{A}{\text{Sc}^{0.75}} \text{Re}_x (1 + b_1^Z) \left(\frac{\mu_{\text{cr}}}{\mu_0} \right)^m \Psi \right]^{\frac{1}{m+1}}, \quad (5.93)$$

для диффузионного числа Стентона

$$\text{St}_d = 0,0306 \text{Re}_x^{-0.2} \text{Sc}^{-0.6} \Psi^{0.8} (1 + b_1^Z)^{-0.2} \left(\frac{\mu_{\text{cr}}}{\mu_0} \right)^{0.2}, \quad (5.94)$$

и соответственно величина интенсивности химической эрозии определяется равенством

$$j_c = 0,0306 b_1^c \rho_0 W_0 \text{Re}_x^{-0.2} \text{Sc}^{-0.6} \Psi^{0.8} (1 + b_1^Z)^{-0.2} \left(\frac{\mu_{\text{cr}}}{\mu_0} \right)^{0.2}. \quad (5.95)$$

Как видно из (5.95) и (5.89), интенсивность химической эрозии при вдуве газа по закону $j_r = \text{const}$ всего на 5% отличается от интенсивности выгорания при вдуве по закону $b = \text{const}$.

Расчет выгорания поверхности при вдуве инертного газа ведется методом последовательных приближений. В первом приближении диффузионное число Стентона St определяется по формуле (5.94) без учета вдува инертного газа ($(K_r)_{\text{cr}} = 0$, $b_1^r = 0$, $b_1^Z = b_1^c$). После этого по известному потоку инертного газа через поверхность по формулам (5.69) и (5.72) вычисляются параметры проницаемости b_1^r и b_1^Z и концентрация газа на стенке (5.71) или (5.73). Значение фактора неизотермичности $\psi_1 = h_{\text{cr}}/h_0$ определяется с учетом концентраций газовых компонентов на стенке. По формуле (5.82) рассчитывается функция тепломассообмена Ψ . В последующих приближениях число Стентона St вычисляется по формуле (5.95) уже с учетом вдува инертного газа. Аналогичным способом можно вести расчет от области критических вдувов, полагая в первом приближении $(K_r)_{\text{cr}} = 1$.

Следует отметить, что проведенный анализ выгорания графитовой поверхности может быть распространен и на другие случаи химического взаимодействия поверхности с потоком газа. При этом в соответствии с протекающими реакциями изменяются только значения параметра проницаемости и выражения для концентраций компонентов у стенки.

Экспериментальное исследование выгорания пористой поверхности при вдуве через нее инертного газа проводилось автором совместно с П. В. Никитиным [59] на стенде с индукционным нагревом графитового канала, описанным в § 5.2. Схема рабочего участка показана на рис. 5.17. Экспериментальный цилиндрический канал был выполнен из пористого графита ($\rho_c \approx 1030 \text{ кг/м}^3$) с пористостью $\sim 50\%$, внутренний диаметр рабочего участка 36 мм, длина пористой части 90—165 мм ($x/\bar{d} \leq 4,5$), толщина стенки 8 мм. Стенка канала разогревалась индуктором высокочастотной установки до температуры $T_{\text{cr}} = 1900 \div 2000 \text{ К}$.

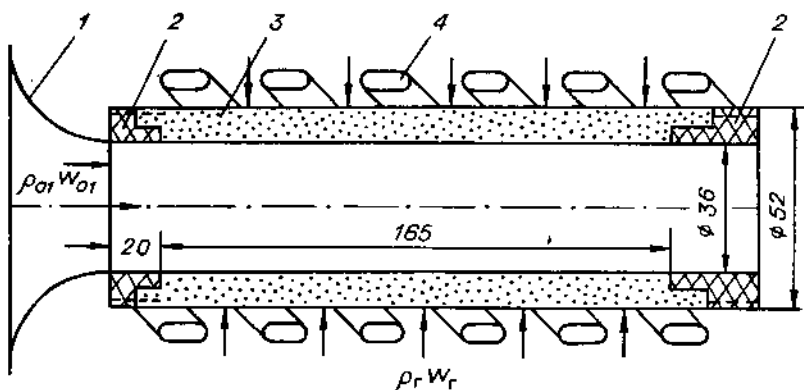


Рис. 5.17. Схема пористого графитового участка.

1 — сопло; 2 — плотный графит; 3 — пористый графит; 4 — индуктор.

В качестве основного потока использовался воздух с $T_0 \approx 290$ К, который подавался в опытный участок через профилированное сопло с расходом ~ 110 г/с, чему соответствовало число Рейнольдса $Re_d = 2,18 \cdot 10^5$, рассчитанное по диаметру канала. Вдуваемый инертный газ (аргон, азот или гелий) подавался в герметичную камеру ($P \leq 5$ кг/см²), внутри которой помещался пористый образец (см. рис. 5.2). Проходя через разогретый пористый графит, вдуваемый газ нагревался до температуры стенки. Поперечный поток вдуваемого газа на стенке j_r определялся по отношению к внутренней поверхности пористой части образца. Диапазон изменения относительного вдува $j_r/\rho_{01}W_{01}$ в опытах составлял: для аргона — $9,1 \cdot 10^{-4} \div 9,8 \cdot 10^{-3}$; для азота — $6,1 \cdot 10^{-4} \div 6,3 \cdot 10^{-3}$; для гелия — $1,54 \cdot 10^{-4} \div 2,23 \cdot 10^{-3}$. Длительность эксперимента в зависимости от скорости выгорания изменялась в пределах $\tau = 40 \div 300$ с. За время опыта выгорание графитовой поверхности δ не превышало 1,5 мм. Методика проведения опытов в основном соответствовала описанной в § 5.2, причем еще измерялись скорость течения на оси канала и расход вдуваемого газа.

При обработке опытных данных использовались местные значения скорости W_0 на внешней границе пограничного слоя. Скорость течения газа в ядре потока измерялась с помощью охлаждаемой трубки Прандтля. Увеличение скорости в ядре потока по длине канала при отсутствии вдува инертного газа не превышало $\sim 10\%$ ($W_0/W_{01} \leq 1,1$). Вдув газа через стенку заметно увеличивал ускорение потока. На рис. 5.18 приводятся результаты измерения скорости в конце пористого участка в зависимости от интенсивности вдува газа в изотермических и неадиабатических условиях. Кривые рассчитаны по зависимости

$$\rho_0 W_0 / \rho_{01} W_{01} = 1 + 4(x/d)j_r / \rho_{01} W_{01} + 4H Re^{**} / Re_d, \quad (5.96)$$

полученной в работе [159], и формуле (5.78). Данные, приведенные на этом рисунке, показывают, что ускорение потока возрастает с

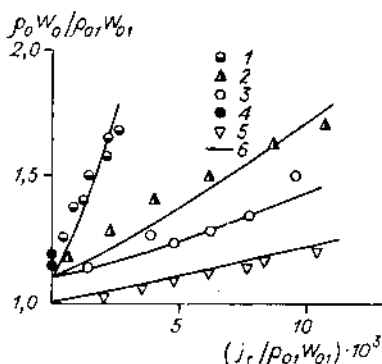


Рис. 5.18. Изменение скорости воздушного потока в конце пористого участка при вдуве газов.

1 — гелий ($10 < \psi_1 < 33$); 2 — азот ($\psi_1 \approx 7.5$); 3 — аргон ($3.5 < \psi_1 < 8.1$); 4 — $j_r = 0$ ($\psi_1 \approx 7.5$); 5 — воздух ($\psi_1 = 1$); 6 — расчет по формуле (5.96).

увеличением неизотермичности при $\psi_1 > 1$ и уменьшением молекулярного веса вдуваемого газа.

Локальная интенсивность выгорания при вдуве, как и без него, определялась по толщине выгоревшего слоя за время эксперимента: $j_c = \delta \rho_c / \tau$. На рис. 5.19 показана интенсивность выгорания по длине канала. Опытные данные сопоставляются с расчетом по формуле (5.95). Сплошные линии рассчитаны по местным значениям скорости на внешней границе пограничного слоя, а штриховые — без учета ускорения потока по параметрам потока на входе в опытный участок ($\rho_0 W_0 = \rho_{01} W_{01} = 107 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$). При интенсивных вдувах газа $b_r \rightarrow b_{кр}$ ускорение оказывает существенное влияние на функцию тепломассообмена Ψ . Так, в опыте 3 скорость в ядре потока на длине рабочего участка $x = 800 \text{ мм}$ вследствие вдува и неизотермичности возросла только на 24%. Параметр проницаемости уменьшился на такую же величину, а значение Ψ в соответствии с формулой (5.82) увеличилось в 2,8 раза. Таким образом, сравнительно небольшое ускорение основного потока привело к увеличению скорости выгорания в этой точке почти в 3 раза.

Экспериментальные результаты, полученные в сечении $x = 50 \text{ мм}$ ($x/d = 1.4$), представлены на рис. 5.20 в виде зависимости интенсивности выгорания графитовой стенки от интенсивности вдува инертного газа. Как видно, вдув существенно снижает скорость химической эрозии поверхности, причем более эффективен вдув газа с меньшим молекулярным весом. Результаты опытов удовлетворительно согласуются с теоретическим расчетом по формулам (5.95) и (5.82).

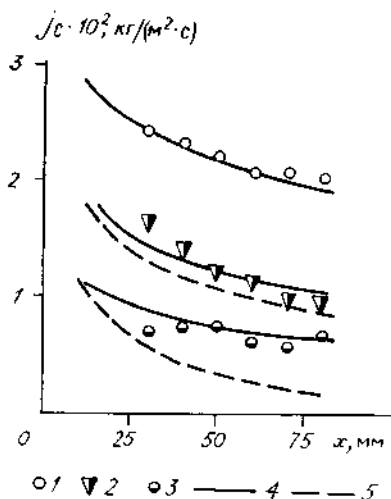
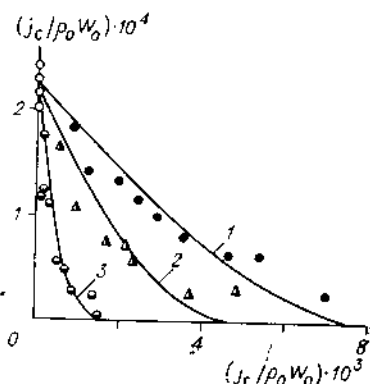


Рис. 5.19. Выгорание стенки по длине канала.

1 — $j_r = 0$, $\psi_1 = 7.5$; 2 — $j_{He} = 0.04 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, $\psi_1 = 17.3$; 3 — $j_{Ar} = 0.545 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, $\psi_1 = 3.6$; 4 — расчет по формуле (5.95); 5 — расчет при $\rho_0 W_0 = \rho_{01} W_{01} = \text{const}$.

Рис. 5.20. Зависимость интенсивности выгорания графита от интенсивности вдува инертного газа ($x = 50$ мм; $T_0 \approx 290$ К; $T_{ст} = 1900 \div 2050$ К; $\rho_0 W_0 = 107$ кг/(м²·с). 1—3 — расчет по формулам (5.95) и (5.82) соответственно для вдува аргона, азота и гелия.



Далее полученные результаты обобщались и сопоставлялись с относительным законом тепломассообмена при вдуве в условиях существенной неизотермичности при $\psi_1 > 1$.

Методика обработки опытных данных была следующей. По измеренным величинам скорости выгорания и параметрам потока в ядре определялись значения диффузионного числа Стентона $St = j_c / \rho_0 W_0 b_1^{\frac{1}{2}} = j_c / 0,173 \rho_0 W_0$ и параметры проницаемости стенки (5.69) и (5.72). Экспериментальные значения диффузионного числа Re_d^{**} находились по формуле (5.77). В опытах Re_d^{**} изменялось от 250 до $4,5 \cdot 10^3$. Число Стентона St_0 в стандартных условиях (непроницаемая поверхность, $\psi_1 \rightarrow 1$) определялось по формуле (5.81), после чего вычислялись значения относительного числа Стентона и параметра вдува: $\Psi = (St/St_0)_{Re^{**}}$; $b^r = j_r / \rho_0 W_0 St_0 = b_1^r \Psi$.

Результаты опытов со вдувом аргона и гелия показаны на рис. 5.21 в виде зависимости относительного коэффициента Ψ от параметра вдува инертного газа b^r . Как показано в § 5.2, при отсутствии вдува газа основное влияние на теплообмен реагирующей графитовой стенки оказывают неизотермичность потока и $\Psi \approx \Psi_T$.

В опытах со вдувом азота значение энтальпийного фактора неизотермичности сохранялось тем же, что и без вдува: $\psi_1 \approx 7,5$.

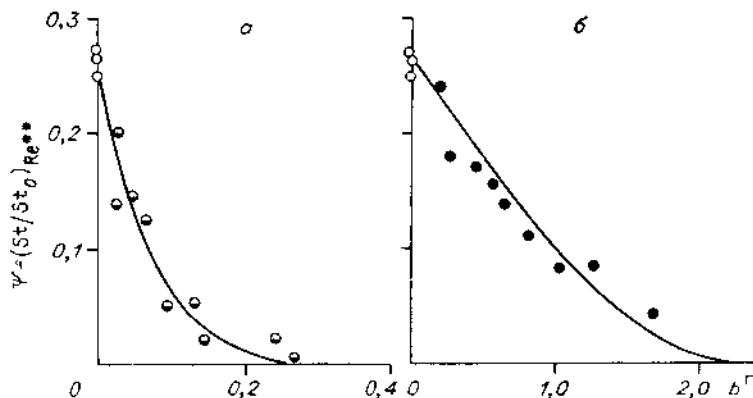


Рис. 5.21. Относительный коэффициент тепломассообмена на пористой графитовой поверхности ($x = 50$ мм) при вдуве гелия (а) и аргона (б). Кривые — расчет по формуле (5.82).

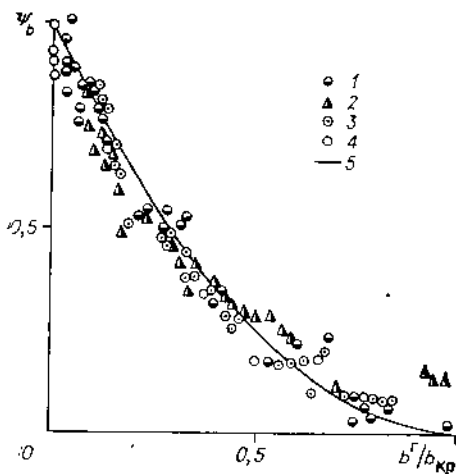


Рис. 5.22. Относительное влияние вдува на тепломассообмен в неизотермических условиях.

1 — гелий; 2 — азот; 3 — аргон; 4 — $j_T = 0$; 5 — расчет по формуле (5.97).

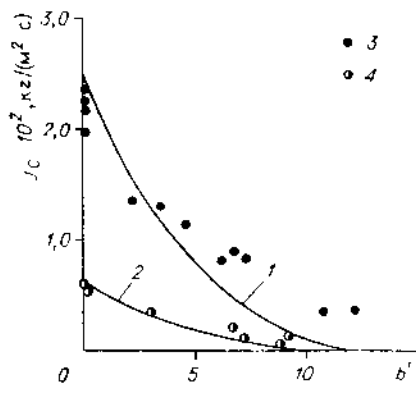


Рис. 5.23. Влияние вдува аргона на выгорание графита в плазменном потоке.

1, 2 — расчет по формулам (5.95) и (5.82) соответственно для воздушной (~21% O_2) и азотной (~5% O_2) плазмы; 3, 4 — опыты [247] в воздушной и азотной плазме, $T_0 = 2800 \text{ K}$, $T_{ст} = 1700 + 1970 \text{ K}$.

При вдуве аргона его значение было несколько ниже: $3,5 \leq \psi_i \leq 6,1$ и значительно выше при вдуве гелия: $10 \leq \psi_i \leq 33$. Как видно из рис. 5.21, с увеличением неизотермичности потока при $\psi_i > 1$ эффективность пористого вдува увеличивается. При этом снижаются как интенсивность химической эрозии поверхности, так и значения критических параметров вдува. В рассматриваемых условиях по сравнению с изотермическими [227] значения $b_{кр}$ снизились примерно в 4 раза. Расчет по формуле (5.82) удовлетворительно согласуется с опытами. Значения критических параметров вдува определялись по формуле (5.84) с учетом влияния конечности числа Рейнольдса (5.85).

На рис. 5.22 в соответствии с формулой (5.82) в тех же опытах выделено относительное влияние вдува инертного газа на тепломассообмен на реагирующей поверхности: $\Psi_b = \Psi/\Psi_T$. Видно, что зависимость коэффициентов тепломассообмена от поперечного потока вещества на стенке в неизотермических условиях сохраняется такой же, как и в изотермических, если значения критических параметров вдува $b_{кр}$ определяются с учетом влияния неизотермичности (5.83) и (5.84). Экспериментальные результаты описываются формулой

$$\Psi_b = \Psi/\Psi_T = (1 - b^2/b_{кр}^2). \quad (5.97)$$

Проведенные оценки показывают, что погрешность определения экспериментальных значений величины Ψ в области вдувов $b^*/b_{кр} \leq 0,6$ не превышала 20%. Следует отметить, что при более интен-

сивных вдувах ($b' \rightarrow b_{кр}$) точность опытов снижается. В этом случае толщина выгорания поверхности стремится к нулю и может сказываться влияние механического уноса и сублимации поверхности, которые при интенсивном выгорании были пренебрежимо малы.

Предлагаемый метод расчета на рис. 5.23 сопоставляется с опытами Г. М. Щеголева и др. [247] по выгоранию графитового канала в воздушной и азотной плазме, когда фактор неизотермичности был меньше единицы ($0,3 < \psi_1 < 0,6$). Через графитовую стенку вдувался аргон, и неизотермичность увеличивала скорость химической эрозии и снижала эффективность вдува. Из сопоставления этих результатов с опытами при вдуве аргона (см. рис. 5.21, б) видно, что критический параметр вдува при $\psi < 1$ увеличился примерно в 5 раз.

Таким образом, в диффузионном режиме выгорания вдув инертного газа значительно снижает скорость химической эрозии реагирующей поверхности. Эффективность вдува увеличивается с уменьшением молекулярного веса вдуваемого газа и с увеличением фактора неизотермичности.

§ 5.5. Пограничный слой с отсосом на выгорающей поверхности

С процессами отвода массы из пограничного слоя приходится часто сталкиваться в различных областях техники. Так, отсасывание пограничного слоя используется для снижения аэродинамического сопротивления летательных аппаратов и судов за счет увеличения критического числа Рейнольдса ламинарно-турбулентного перехода. Отсос пограничного слоя является эффективным средством интенсификации процессов тепломассопереноса; наличием поперечного потока вещества к стенке характеризуются и такие процессы, как конденсация, адсорбция, химические реакции с осаждением продуктов на стенке и т. п. Для этих условий методы расчета процессов тепломассообмена с использованием теории пограничного слоя с пористым отсосом оказались чрезвычайно эффективными [28, 149, 151].

Исследования пограничного слоя со вдувом в последнее время проводятся весьма интенсивно, влияние же отсоса на тепломассообмен в турбулентном пограничном слое изучено гораздо слабее. Все известные экспериментальные работы по пористому отсосу пограничного слоя [203, 258, 276, 293, 294] выполнены в условиях, близких к изотермическим. В этих условиях имеющиеся теории [124, 137, 183, 272, 293] достаточно хорошо описывают эксперимент. Так, в соответствии с асимптотической теорией пограничного слоя функция тепломассообмена при отсосе однородного турбулентного пограничного слоя в изотермических условиях имеет вид [137]

$$\Psi = (1 + b/b_{ac})^2, \quad (5.98)$$

а асимптотический параметр отсоса равен критическому параметру вдува: $b_{ac} = b_{кр} = 4$.

Рассмотрим случай обтекания воздухом пористой поверхности с равномерным отсосом. При этом на самой поверхности могут протекать химические реакции и температура стенки значительно отличается от ядра потока. Исследование неизотермического турбулентного пограничного слоя с отсосом было выполнено автором совместно с В. И. Тереховым [66, 228].

Анализ процессов тепломассообмена и трения основан на асимптотической теории турбулентного пограничного слоя [137]. Из выражения для относительной функции тепломассообмена (3.8) в случае отсоса получим следующие формулы для определения относительных коэффициентов тепломассообмена и трения:

при $\psi < 1$

$$\Psi = \frac{4}{(1-\psi)b_1} \left[\operatorname{arctg} \sqrt{\frac{b_1}{(1-\psi)(1-b_1)}} - \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{b_1\psi}{1-\psi}} \right]^2; \quad (5.99)$$

при $\psi > 1$ и $b_1 \neq (\psi-1)/\psi$

$$\Psi = \frac{4}{(\psi-1)b_1} \left[\ln \frac{\sqrt{(\psi-1)(1-b_1)} - \sqrt{b_1}}{(\psi-1)b_1 - \sqrt{b_1\psi}} \right]^2; \quad (5.100)$$

при $\psi > 1$ и $b_1 = (1-\psi)/\psi$

$$\Psi = 4 \ln^2 \sqrt{\psi}/b_1(\psi-1). \quad (5.101)$$

В формулах (5.99)–(5.101) параметр проницаемости $b_1 = j_{cr}/\rho_0 W_0 St$ необходимо принимать положительным.

В режиме асимптотического отсасывания профили скорости и температуры становятся автомодельными по длине, и, как следствие, коэффициенты трения и тепломассообмена, а также число Рейнольдса, построенное по толщине потери импульса, массы или вещества, принимают постоянные значения $St = \text{const}$, $Re^{**} = \text{const}$. Такой режим достигается, как это следует из интегральных соотношений импульсов или энергии, при $\Psi = b_{ac}$ или $b_1 = 1$, где $b_{ac} = j_{cr}/\rho_0 W_0 St_0$ — значение асимптотического параметра отсоса. Интегрирование (3.8) дает выражения для асимптотического параметра проницаемости:

при $\psi < 1$

$$b_{ac} = [1/(1-\psi)][\pi/2 + \arcsin(1-2\psi)]^2; \quad (5.102)$$

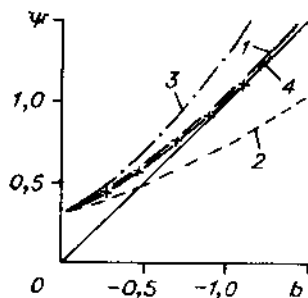
при $\psi > 1$

$$b_{ac} = [4/(\psi-1)][\ln(\sqrt{\psi} - \sqrt{\psi-1})]^2. \quad (5.103)$$

Результаты расчета относительного коэффициента тепломассообмена и трения в неизотермических условиях ($\psi = 7$) в зависимости от параметра отсоса представлены на рис. 5.24. Прямая, идущая от пуля под углом 45° , соответствует асимптотическому отсосу.

Рис. 5.24. Тепломассообмен в неизотермическом турбулентном пограничном слое с пористым отсосом ($\Psi = 7$).

1 — расчет по формуле (5.100);
2 — расчет по формуле (5.104) при $b_* = b_{ac}$; 3 — то же, при $b_* = b_{кр}$; 4 — расчет по формуле (5.105).



Следует отметить, что во всех исследованных ранее случаях со вдувом хорошее совпадение с полученными зависимостями давала аппроксимационная формула [137]

$$\Psi = \Psi_T \Psi_b; \Psi_T = 4/(\sqrt{\Psi} + 1)^2; \Psi_b = (1 - b/b_*)^2. \quad (5.104)$$

Эта формула позволяет в явном виде выделить влияние отдельных факторов: неизотермичности, сжимаемости, вдува и др. На рис. 5.24 приведены результаты расчета по аппроксимационной формуле (5.104). При этом в качестве b_* принимались как асимптотические параметры отсоса (5.102), (5.103), так и критические параметры вдува. Как видно, при отсосе неизотермического пограничного слоя такая аппроксимация «не работает», следовательно, аддитивно учитывать влияние этих факторов нельзя. Функция тепломассообмена и трения при отсосе (5.99)—(5.101) хорошо описывается аппроксимационным выражением вида

$$\Psi = \Psi_T \left[1 + \left(\sqrt{\frac{b_{ac}}{\Psi_T}} - 1 \right) \frac{b}{b_{ac}} \right]^2. \quad (5.105)$$

Зависимость асимптотического параметра b_{ac} от температурного фактора ψ показана на рис. 5.25. Здесь же отражено влияние фактора неизотермичности на величину критического параметра проницаемости $b_{кр}$, который рассчитывался по формулам (5.83), (5.84). Видно, что значение критического параметра вдува, при котором наступает режим оттеснения пограничного слоя, совпадает с асимптотическим параметром отсоса только в изотермических условиях; с увеличением неизотермичности разница между ними возрастает.

Влияние конечности числа Рейнольдса на функцию тепломассообмена и трения при вдуве учитывается через критический параметр проницаемости [137]. Эту зависимость нельзя перенести на случай отсоса, так как коэффициент тепломассообмена в таком пограничном слое, как это было показано выше, не является функцией $b_{кр}$.

Для анализа влияния числа Ре запишем закон трения с учетом ламинарного подслоя:

$$\Psi^{1/2} = \int_{\omega_1}^{\cdot} \left(\frac{\bar{\rho} \bar{\tau}_0}{\bar{\tau}} \right)^{1/2} d\omega \left/ \int_{\xi_1}^1 \left(\frac{\bar{\tau}_0 c_{f0/2}}{1 - \beta} \right)^{1/2} \frac{d\xi}{l} \right. \quad (5.106)$$

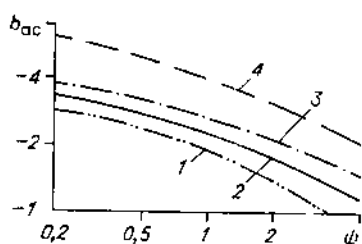
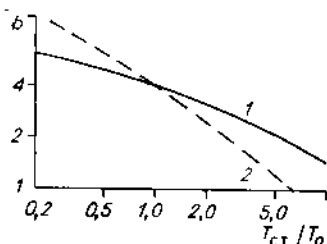


Рис. 5.25. Влияние температурного фактора на асимптотический параметр отсоса и критический параметр вдува. 1 — $b_{ас}$, расчет по формулам (5.102), (5.103); 2 — $b_{кр}$, расчет по формулам (5.83), (5.84).

Рис. 5.26. Влияние конечности числа Рейнольдса на асимптотический параметр отсоса.

1 — $Re^{**} = 10^3$; 2 — $Re^{**} = 10^4$; 3 — $Re^{**} = 10^6$; 4 — $Re^{**} \rightarrow \infty$.

Здесь ξ , и ω , — относительная толщина вязкого подслоя и безразмерная скорость на его границе. Принимаем, что длина пути смещения консервативна к возмущающим факторам: $l = \kappa \xi \sqrt{\tau_0}$. Для определения толщины и скорости на границе ламинарного подслоя воспользуемся критерием его устойчивости и профилем скорости в непосредственной окрестности стенки [134]:

$$y_1 W_1 / \nu = \eta_1^2, \text{ или } \xi_1 = \eta_1^2 \delta_1^{**} / \omega_1 Re^{**}; \eta_1 = 11,6; \quad (5.107)$$

$$\omega = (\Psi/b) [\exp(bc_{f_0} \xi Re^{**} / 2\delta_1^{**}) - 1]; \quad (5.108)$$

$$\tilde{\delta}^{**} = \delta^{**} / \delta = \int_0^1 \frac{1}{\rho \omega} (1 - \omega) d\xi. \quad (5.109)$$

Профиль скорости в турбулентном ядре потока, необходимый для вычисления толщины потери импульса δ^{**} , описывается выражением [137]

$$\int_{\omega}^1 \left(\frac{\rho \tilde{\tau}_0}{\tau} \right)^{1/2} d\xi = \sqrt{\Psi} (1 - \omega_0), \omega_0 = \sqrt{\frac{c_{f_0}}{2}} \cdot \frac{\ln \xi}{\kappa}. \quad (5.110)$$

Здесь ω — распределение скорости в турбулентном пограничном слое в стандартных условиях.

Система уравнений (5.106) — (5.110) решалась методом последовательных приближений в широком диапазоне чисел Рейнольдса. В качестве первого приближения принимались значения, полученные из предельных формул (5.99) — (5.101) при $Re \rightarrow \infty$.

Влияние числа Рейнольдса на асимптотический параметр проницаемости при различных температурных факторах показано на рис. 5.26 [67, 228]. Из графика следует, что в области чисел Рейнольдса $Re^{**} \approx 10^4$, имеющих место в практике, асимптотическое отсасывание достигается при значительно (~ 2 раза) меньших параметрах отсоса, чем в предельном ($Re^{**} \rightarrow \infty$) случае. Результаты

расчета при $Re^{**} < 10^5$ и $0,2 < \psi < 10$ хорошо аппроксимируются формулой

$$b_{ac} = b_{ac\infty} [1 - (Re^{**})^{-0,09}]. \quad (5.111)$$

Рассмотрим процесс выгорания пористой графитовой поверхности при обтекании ее воздушным потоком. Через графитовую стенку осуществляется равномерное отсасывание пограничного слоя.

Интегральные соотношения энергии и диффузии пограничного слоя при отсосе имеют следующий вид:

$$\frac{dRe_{\pi}^{**}}{dx} + \frac{Re_{\pi}^{**} d(\Delta \bar{K}_i)}{\Delta \bar{K}_i dx} + \frac{j_{ct}^{\Sigma}}{\rho_0 W_0} Re_i = \Psi St_0 Re_L. \quad (5.112)$$

Для решения уравнения диффузии (5.112) необходимо вначале найти распределение $\Delta \bar{K}$ и j_{ct}^{Σ} по длине реагирующей поверхности в зависимости от интенсивности отсоса. При отсосе пограничного слоя с химическими реакциями поперечный поток вещества на стенке определяется в виде разности массовых потоков, создаваемых вследствие отсоса и вдува продуктов химической эрозии:

$$j_{ct}^{\Sigma} = j_{отс} - j_x. \quad (5.113)$$

Для случая диффузионного реагирования графитовой стенки часть продуктов химической эрозии в виде газа CO диффундирует в пограничный слой, другая же часть отсасывается через пористую стенку, причем в отсасываемом газе также будет содержаться инертный азот. Тогда значение поперечного потока углерода на стенке можно определить следующим образом:

$$(j_c)_{ct} = (12/28) (j_{отс} - j_{N_2}) - j_c, \quad (5.114)$$

где $(12/28) (j_{отс} - j_{N_2})$ — поток углерода вследствие отсоса CO; j_c — выгорание стенки. Используя уравнение диффузии (5.65), записанное для условия на стенке, и с учетом стехиометрического соотношения, можно получить следующие выражения для параметра проницаемости и концентраций компонентов на реагирующей стенке:

$$b_1^c = \frac{j_c}{\rho_0 W_0 St_d} = (3/4) (\bar{K}_O)_0; (\bar{K}_C)_{ct} = \frac{3(\bar{K}_O)_0}{3(\bar{K}_O)_0 + 4}; \quad (5.115)$$

$$(\bar{K}_O)_{ct} = \frac{4(\bar{K}_O)_0}{3(\bar{K}_O)_0 + 4}; (\bar{K}_N)_{ct} = \frac{4[1 - (\bar{K}_O)_0]}{3(\bar{K}_O)_0 + 4}.$$

Параметр проницаемости b_1^c , определяющий интенсивность химической эрозии поверхности, как и при вдуве инертного газа через реагирующую поверхность, имеет постоянное значение и определяется окислительным потенциалом ядра потока. Концентрации элементов на стенке также постоянны и не зависят, в отличие от вдува, от интенсивности отсоса.

Принимая закон тепломассообмена в степенном виде:

$$St = \Psi St_0 = A Re_{\pi}^{** - m} Sc^{n-1} (\mu_{ct}/\mu_0)^m \Psi, \quad (5.116)$$

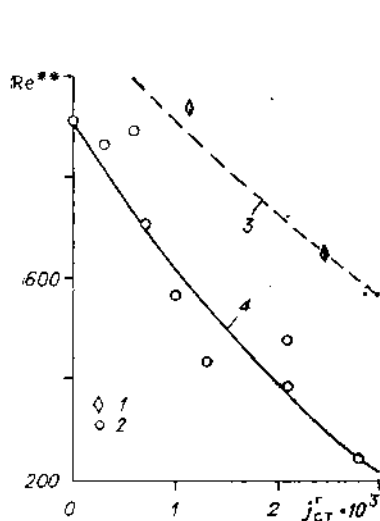


Рис. 5.27. Зависимость числа Рейнольдса от интенсивности отсоса.

1 — квазиизотермические условия ($\psi \approx 1$), опыты по теплообмену [294]; 2 — неизотермические условия ($\psi \approx 7,5$), опыты по массообмену; 3, 4 — расчет соответственно при $\psi=1$ и $\psi=7,5$ по формуле (5.118).

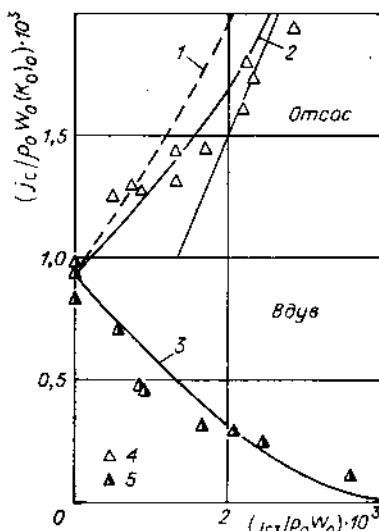


Рис. 5.28. Интенсивность выгорания стенок при вдуве и отсосе пограничного слоя. 1 — отсос, расчет при $Re^{**} \rightarrow \infty$; 2 — то же, при $Re^{**} = 500$; 3 — вдув, расчет при $Re^{**} = 500$; 4 — отсос, эксперимент при $x=0,05$ м [66]; 5 — вдув, эксперимент при $x=0,05$ м [59].

из интегрального соотношения диффузии (5.112) найдем распределение диффузионного числа Рейнольдса по длине поверхности:

$$Re_d^{**} = \frac{A(1+m)^{-(1+m)}}{\Delta \bar{K}} \left[\int_0^{\bar{x}} Re_L (1-b_1) \Psi \Delta \bar{K}^{m+1} Sc^{m-1} \times \right. \\ \left. \times (\mu_{ct}/\mu_0)^m d\bar{x} \right]^{\frac{1}{1+m}}. \quad (5.117)$$

При отсосе по закону $b = \text{const}$ при постоянном значении концентрации окислителя в ядре канала по длине и учитывая, что для $Re^{**} < 10^4$ $A = 0,0128$, $m = 0,25$, имеем

$$Re_d^{**} = 0,0364 Re_x^{0,8} (\Psi - b)^{0,8} Sc^{-0,6} (\mu_{ct}/\mu_0)^{0,2}. \quad (5.118)$$

Результаты расчета влияния интенсивности отсоса j_{ct} на величину числа Рейнольдса, построенного по толщине потери массы при различных температурных условиях, представлены на рис. 5.27; здесь же приведены экспериментальные данные, полученные при выгорании пористого канала с отсосом ($\psi = 7$) [66], а также результаты опытов по теплообмену в квазиизотермических условиях [294]. Число Рейнольдса по длине канала для данных, представленных на этом рисунке, было фиксированным: $Re_x = 2 \cdot 10^6$. Видно, что с увеличением отсоса число Re^{**} резко падает, что объясняется большей за-

полнностью профилей скорости, температуры и концентраций. Так, в области асимптотических отсосов число Рейнольдса снижается до $Re^{**} = 200 \div 300$, что соответствует значению числа Рейнольдса при ламинарно-турбулентном переходе. Температурный фактор $\psi \gg 1$ также приводит к значительному снижению диффузионного числа Рейнольдса.

Используя соотношения (5.116) (5.118), найдем расчетную зависимость для коэффициента тепломассообмена:

$$St = 0,029 Re_x^{-0,2} (1 - b_1)^{-0,2} \psi^{0,8} Sc^{-0,6} (\mu_{cr}/\mu_0)^{0,2}. \quad (5.119)$$

Уравнения (5.118) и (5.119) могут быть использованы для определения тепловых и массовых потоков на отсасываемой поверхности при физико-химических превращениях. Для этого в соответствии с протекающими на стенке процессами определяется параметр проницаемости и по нему находится поток на поверхности. Так, при горении пористой графитовой стенки в потоке воздуха интенсивность уноса углерода в соответствии с (5.115) определяется выражением

$$j_c = (3/4)(\bar{K}_0)_0 \rho_0 W_0 St. \quad (5.120)$$

Влияние поперечного потока вещества на стенке (вдува и отсоса) на интенсивность химической эрозии графитового канала показано на рис. 5.28 [59, 66]. Кривая 1 получена по формуле (5.120) с использованием предельной ($Re^{**} \rightarrow \infty$) функции тепломассообмена при отсосе. Кривые 2 и 3 представляют собой аналогичный расчет, но при среднем в экспериментах числе Рейнольдса $Re^{**} = 500$ для отсоса и вдува соответственно. Как видно, учет конечности числа Рейнольдса приводит к достаточно хорошему соответствию экспериментальных и расчетных данных. Необходимо отметить, что поперечным потоком на стенке можно эффективно регулировать скорость эрозии стенки — от нуля в области критических вдувов до $\gamma_c/\rho_0 W_0 (\bar{K}_0)_0 \approx 2 \cdot 10^{-3}$ в области асимптотических отсосов.

Опытные результаты [67] по отсосу пограничного слоя в неизотермических условиях обобщены на рис. 5.29 в виде зависимости относительного коэффициента массообмена $\Psi_x = (St/St_0)$ при $Re_x = \text{idem}$ от параметра проницаемости. Опытные точки на этом графике получены при практически постоянном числе Рейнольдса $Re_x \approx 4 \cdot 10^5$. Расчет кривых 1 и 2 соответственно для предельного случая $Re \rightarrow \infty$ и при конечном числе Рейнольдса был проведен по формулам (5.99)—(5.101), (5.105), (5.111) с использованием следующих соотношений для перехода от законов тепломассообмена при $Re^{**} = \text{idem}$ к $Re_x = \text{idem}$ [137]:

$$\Psi_x = \Psi/(\Psi - b)^{0,2}; \quad b_x = b/(\Psi - b)^{0,2}. \quad (5.121)$$

Несмотря на разброс опытных точек, который объясняется непостоянством фактора неизотермичности в опытах и значительной погрешностью при определении опытных значений числа Re^{**} в области асимптотических отсосов, расчетная кривая с учетом конечности числа Re^{**} удовлетворительно согласуется с экспериментом.

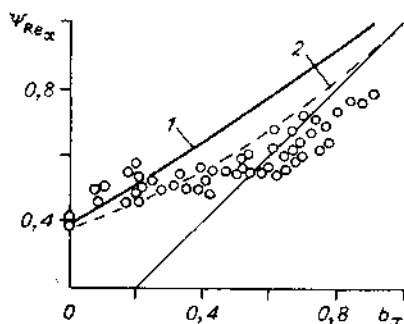


Рис. 5.29. Закон массообмена при отсосе неизотермического пограничного слоя.

1 — расчет при $Re^{**} \rightarrow \infty$; 2 — расчет при $Re^{**} = 500$.

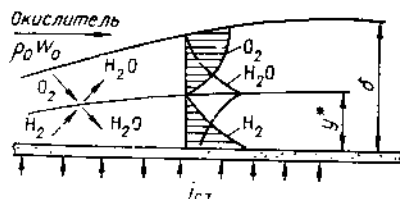
Из рис. 5.29 следует, что отсасывание неизотермического пограничного слоя вызывает интенсификацию процессов тепломассопереноса. Так, в области асимптотических отсосов коэффициенты тепломассообмена возрастают более чем в 2 раза по сравнению с течением без отсоса. Коэффициенты тепломассообмена при отсосе квазиизотермического турбулентного пограничного слоя, как это показывает сопоставление наших данных с результатами экспериментов [203, 258, 276, 293, 294], в 2—3 раза выше, чем в неизотермических ($\psi = 7,5$) условиях.

§ 5.6. Пограничный слой со вдувом реагирующего вещества

В предыдущих параграфах данной главы рассматривались течения с гетерогенными химическими реакциями, фронт которых располагался на поверхности. Рассмотрим теперь пограничный слой, химические реакции в котором протекают в газовой фазе при взаимодействии основного потока с подающимся через проникаемую стенку горючим или окислителем. С процессами вдува в пограничный слой химически реагирующих веществ приходится сталкиваться при горении твердых и жидких топлив, разрушении аблирующих покрытий, защите камер сгорания посредством пористого вдува через стенку горючего или окислителя и т. п.

Для замыкания системы уравнений пограничного слоя с химическими реакциями в общем случае необходимо привлечение уравнений химической кинетики. Однако, как показали расчеты турбулентных факелов [74] и пограничных слоев [145, 212, 218], во многих случаях хорошее соответствие с экспериментом дает модель диффузионного фронта горения В. А. Шваба [242] и Я. Б. Зельдовича [109]. В соответствии с этой моделью, как и при горении предварительно перемешанных газов в факелах, образующийся фронт реакции делит пограничный слой на две части (рис. 5.30): зону горючего (от стенки до фронта) и зону окислителя (соответственно от фронта до внешней границы пограничного слоя). Скорость химической реакции принимается бесконечно большой, поэтому процесс в пограничном слое определяется диффузионным переносом. Фронт

Рис. 5.30. Схема течения в пограничном слое со вдувом реагирующего вещества.



реакции в соответствии с диффузионной моделью является неприемлемым для горючего и окислителя, и в нем содержатся только продукты сгорания, диффундирующие из области фронта к стенке и к внешней границе пограничного слоя.

Для анализа процессов тепломассообмена воспользуемся асимптотической теорией турбулентного пограничного слоя С. С. Кутателадзе и А. И. Леонтьева [137]. В соответствии с принятой моделью диффузионного фронта горения, пренебрегая эффектами термодиффузии и излучения, основной предельный интеграл асимптотической теории разбиваем на две части: от пористой стенки до фронта пламени (зона горючего) и от фронта до внешней границы пограничного слоя (окислительная зона):

$$\Psi = \left[\int_0^{\vartheta^*} \sqrt{\frac{\rho_0 q_0}{\rho_0 q}} d\vartheta + \int_{\vartheta^*}^1 \sqrt{\frac{\rho_0 q_0}{\rho_0 q}} d\vartheta \right]^2. \quad (5.122)$$

Здесь $\Psi = St/St_0$ — относительный коэффициент тепломассообмена; $St = q_{ct}/\rho_0 W_0 (h_{ct} - h_0)$ — число Стентона в рассматриваемых условиях (вдув + горение); h_{ct} и h_0 — полная энтальпия газа на стенке и в ядре потока; St_0 — число Стентона в «стандартных условиях» без вдува и горения; $\vartheta^* = (h^* - h_{ct})/(h_0 - h_{ct})$ — безразмерная полная энтальпия во фронте горения.

Можно показать, что распределение тепловых потоков в пограничном слое со вдувом реагирующих веществ будет таким же, как и при вдуве без химических реакций:

$$\bar{q}/\bar{q}_0 = 1 + b_1 \vartheta, \quad (5.123)$$

где $b_1 = \rho_{ct} W_{ct}/\rho_0 W_0 St$ — параметр проницаемости; $\rho_{ct} W_{ct}$ — интенсивность вдува через стенку. Распределение плотности газа ρ/ρ_0 по сечению пограничного слоя зависит от распределения температуры и концентраций компонент газовой смеси C_n , которые выражаются через обобщенные концентрации химических элементов $\bar{K}_i$.

В соответствии с уравнением состояния смеси идеальных газов имеем

$$\rho/\rho_0 = MT_0/M_0 T, \quad (5.124)$$

где ρ_0 , M_0 , T_0 — параметры в ядре течения. Кажущийся молекулярный вес смеси газов определяется по формуле

$$\frac{1}{M} = \sum_{n=1}^r C_n/M_n, \quad (5.125)$$

где C_n , M_n — массовая концентрация n -го химического соединения (вещества) в рассматриваемой точке пограничного слоя и соответственно его молекулярный вес.

Таким образом, для решения предельного интеграла (5.122) с использованием (5.123), (5.124) и (5.125) необходимо знать распределение температур и концентраций веществ по толщине пограничного слоя. Принимая справедливость аналогии процессов тепло-массообмена и трения в реагирующем пограничном слое, можно записать [163]

$$\omega = (h - h_{\text{ст}})/(h_0 - h_{\text{ст}}) = (\bar{K}_i - \bar{K}_{i\text{ст}})/(\bar{K}_{i_0} - \bar{K}_{i\text{ст}}), \quad (5.126)$$

т. е. профили скоростей, полных энтальпий h и обобщенных концентраций $\bar{K}_i$ являются подобными. Полная энтальпия смеси газов в пограничном слое должна включать в себя и теплоту образования химических соединений:

$$h = \sum_{n=1}^{\tau} C_n h_n = \sum_{n=1}^{\tau} C_n \left(\int_0^T c_{p_n} dT + h_n^0 \right), \quad (5.127)$$

где h_n^0 — теплота образования n -го совпадения из простых веществ.

Величина $\bar{K}_i$ в соотношении (5.126) есть обобщенная концентрация i -го химического элемента, независимо от того, в свободном или химически связанном состоянии он находится. Для химически реагирующих систем, когда пограничный слой представляет собой смесь газов, выражение для обобщенной концентрации можно записать как

$$\bar{K}_i = \sum_{n=1}^m a_{in} C_n, \quad (5.128)$$

где a_{in} — массовая доля i -го химического элемента в n -м химическом соединении. Для сложной смеси газов выражение (5.128) представляет собой систему линейных алгебраических уравнений, решение которой позволяет установить связь концентраций химических соединений C_n с концентрациями химических элементов.

Распределение обобщенных концентраций химических элементов $\bar{K}_i$ по сечению пограничного слоя находим из условия подобия (5.126):

$$\bar{K}_i = \bar{K}_{i\text{ст}} + (\bar{K}_{i_0} - \bar{K}_{i\text{ст}}) \vartheta. \quad (5.129)$$

Значение концентрации i -го элемента на стенке $\bar{K}_{i\text{ст}}$ определяем из уравнения сохранения его массы на пористой поверхности:

$$(j_i)_{\text{ст}} = j_{\text{ст}}^{\Sigma} \bar{K}_{i\text{ст}} - \rho D (\partial \bar{K}_i / \partial y)_{\text{ст}}, \quad (5.130)$$

где $j_{\text{ст}}^{\Sigma}$ — суммарный поперечный поток вещества через стенку; $(j_i)_{\text{ст}} = j_{\text{ст}}^{\Sigma} \bar{K}_i$ — поток i -го химического элемента через стенку; $\bar{K}_i'$ — концентрация i -го элемента во вдуваемом газе.

С учетом выражения для диффузионного числа Стентона

$$St_{\text{д}} = -\rho D (\partial \bar{K}_i / \partial y)_{\text{ст}} / \rho_0 W_0 (\bar{K}_{i_{\text{ст}}} - \bar{K}_{i_0}) \quad (5.131)$$

из (5.130) получим следующее выражение для концентрации i -го элемента на стенке:

$$\bar{K}_{i_{\text{ст}}} = (\bar{K}'_i b_1 + \bar{K}_{i_0}) / (1 + b_1). \quad (5.132)$$

Здесь параметр проницаемости рассчитывается по суммарному поперечному потоку вещества $b_1 = j_{\text{ст}}^{\Sigma} / \rho_0 W_0 St$. Теперь, подставляя (5.132) в (5.129) и далее в (5.128), найдем распределение концентраций компонент C_n газовой смеси в пограничном слое с горением. Как было указано, в случае реагирования сложной смеси газов записывается система уравнений (5.128) для всех химических элементов.

В качестве примера рассмотрим простой случай обтекания поверхности кислородом с пористым вдувом в пограничный слой реагирующего водорода. Если протекает реакция $2H_2 + O_2 = 2H_2O$, то в пограничном слое будут находиться три вещества (H_2 , O_2 и H_2O), состоящие из двух химических элементов (H и O).

Значения обобщенных концентраций водорода (H) и кислорода (O) на пористой стенке определяются из соотношения (5.132) с учетом соответствующих для элементов граничных условий: на внешней границе пограничного слоя имеется только кислород ($(K_O)_0 = 1$; $(\bar{K}_H)_0 = 0$), а во вдуваемом газе — только водород ($(\bar{K}_H)' = 1$; $(K_O)' = 0$). Тогда значения обобщенных концентраций химических элементов на стенке определяются параметром вдува:

$$(\bar{K}_H)_{\text{ст}} = b_1 / (1 + b_1); \quad (K_O)_{\text{ст}} = 1 / (1 + b_1). \quad (5.133)$$

Используя соотношение (5.129) и значения концентраций на стенке (5.133), получаем распределения концентраций H и O по сечению пограничного слоя:

$$\bar{K}_H = \frac{b_1}{1 + b_1} (1 - \vartheta); \quad \bar{K}_O = \frac{1 + b_1 \vartheta}{1 + b_1}, \quad (5.134)$$

откуда с учетом стехиометрического соотношения можно получить выражение, определяющее границу фронта пламени. Для реакции водорода с кислородом имеем $\bar{K}_H^* = (2/18) C_{H_2O}^*$; $C_{H_2O}^* = 1$;

$$\vartheta^* = 1 - \frac{2}{18} C_{H_2O}^* \frac{1 + b_1}{b_1} = 1 - \frac{2}{18} \cdot \frac{1 + b_1}{b_1}. \quad (5.135)$$

Как видно, положение фронта реакций определяется интенсивностью вдува и стехиометрическим соотношением. Фронт реакций располагается на поверхности $\vartheta^* \rightarrow 0$ при вдувах, не превышающих определенного значения, и для горения водорода $b_1 = (2/16)(\bar{K}_O)_0$. При таком значении параметра проницаемости кислород, диффундирующий к стенке, полностью на ней реагирует; при меньших значениях b_1 на стенке может быть избыточный кислород. Когда

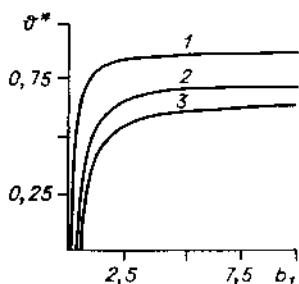


Рис. 5.31. Зависимость координаты фронта ϑ^* от интенсивности вдува при горении различных веществ.
1 — H_2 ; 2 — CO ; 3 — C_2H_5OH .

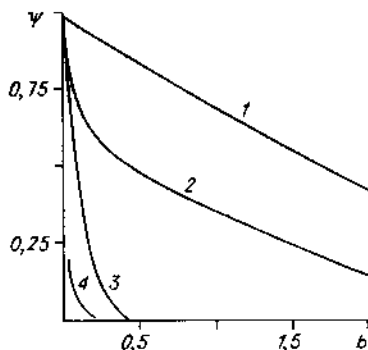


Рис. 5.32. Тепломассообмен в пограничном слое со вдувом.
1 — C_2H_5OH без горения; 2 — C_2H_5OH с горением; 3 — H_2 без горения; 4 — H_2 с горением.

фронт реакций располагается на стенке, значение параметра проницаемости b_1 определяется только стехиометрией реакции, как и при гетерогенном горении поверхности. Для расчета процессов тепломассообмена в этом случае могут использоваться все полученные в § 5.1 и 5.2 соотношения для выгорания графитовой стенки, если заменить коэффициенты стехиометрического соотношения и значения параметра проницаемости b_1 .

С увеличением вдува фронт пламени смещается от стенки, но даже при интенсивных вдувах $b_1 \rightarrow \infty$ не достигает внешней границы пограничного слоя. Его положение в режиме критических вдувов ($b = b_{кр}$; $b_1 \rightarrow \infty$) определяется стехиометрическим соотношением. Так, для горения водорода в кислороде фронт пламени может располагаться в области $\vartheta^* \leq 7/9$, для горения паров спирта $\vartheta^* \leq 48/71$.

Зависимость положения фронта реакций от параметра вдува при горении в потоке кислорода различных веществ показана на рис. 5.31. С уменьшением молекулярного веса вдуваемого горючего фронт пламени сдвигается к внешней границе пограничного слоя. Значения параметра b_1 при $\vartheta^* = 0$ соответствуют предельному случаю — фронт реакций расположен на стенке.

Как уже указывалось, распределение концентраций веществ C_n по сечению пограничного слоя может быть определено с помощью соотношений (5.128), (5.129) и (5.132). В частности, при горении водорода в зоне горючего $\vartheta < \vartheta^*$ имеется только водород и пары воды, а в зоне окислителя $\vartheta > \vartheta^*$ — кислород и вода. Тогда в соответствии с уравнением (5.128) имеем:

при $\vartheta < \vartheta^*$

$$\bar{K}_O = \frac{16}{28} C_{H_2O}; \quad \bar{K}_H = C_{H_2} + \frac{2}{18} C_{H_2O}; \quad (5.136)$$

при $\vartheta > \vartheta^*$

$$\bar{K}_O = C_{O_2} + \frac{16}{18} C_{H_2O}; \quad \bar{K}_H = \frac{2}{18} C_{H_2O}. \quad (5.137)$$

Отсюда с учетом (5.134) определяем распределение концентраций веществ в пограничном слое:

при $\vartheta < \vartheta^*$

$$C_{H_2O} = \frac{18}{16} \cdot \frac{1 + b_1 \vartheta}{1 + b_1}; \quad C_{H_2} = 1 - \frac{18}{16} \cdot \frac{1 + b_1 \vartheta}{1 + b_1}; \quad (5.138)$$

при $\vartheta > \vartheta^*$

$$C_{H_2O} = \frac{18}{2} \cdot \frac{b_1 (1 - \vartheta)}{1 + b_1}; \quad C_{O_2} = 1 - \frac{18}{2} \cdot \frac{b_1 (1 - \vartheta)}{1 + b_1}. \quad (5.139)$$

При анализе пограничных слоев с химическими реакциями координата фронта — важная величина. Так, данные ϑ^* необходимы для решения предельных интегралов (5.122), при расчете профилей концентраций, температур и скоростей.

Распределение температуры по толщине пограничного слоя, необходимое для определения плотности газовой смеси по (5.124), можно найти, используя условие подобия (5.126) и выражение для полной энтальпии (5.127). Приняв для простоты $c_p(T) = \text{const}$, получим следующее выражение для распределения температур в пограничном слое:

$$\frac{T}{T_0} = \frac{\bar{c}_{p0}}{\bar{c}_p} \left\{ 1 - \psi_1 \psi_2 + \sum_{n=1}^r [(C_n)_0 - (C_n)_{cr}] K \right\} \vartheta + \psi_1 \psi_2 - \sum_{n=1}^r [C_n - (C_n)_{cr}] K. \quad (5.140)$$

Здесь $\bar{c}_p = \sum_{n=1}^r C_n (c_p)_n$ — теплоемкость газовой смеси; C_n — весовая концентрация n -й компоненты газа; $\psi_1 = T_{cr}/T_0$; $\psi_2 = \bar{c}_{p_{cr}}/\bar{c}_{p0}$. Параметр K , входящий в (5.140), характеризует теплоту образования химического соединения

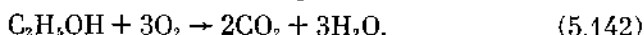
$$K = h_n^0 / \bar{c}_{p0} T_0 \quad (5.141)$$

и по физическому смыслу аналогичен критерию Кутателадзе.

Таким образом, используя уравнения (5.124), (5.125), (5.128) и (5.140), можно найти распределение плотности в реагирующем пограничном слое и после подстановки его в (5.122) определить функцию тепломассообмена. Эта функция рассчитывалась методом последовательных приближений, причем итеративно находилась температура в пограничном слое, по которой определялись теплофизические константы. В качестве исходных данных задавались параметр проницаемости b_1 , температурный фактор $\psi = T_{cr}/T_0$ и температура набегающего потока; параметр K определялся в соответствии с (5.141).

Результаты расчета относительной функции Ψ в зависимости от параметра вдува $b = \rho_{cr} W_{cr} / \rho_0 W_0 St_0$ для горения этилового спир-

та и водорода в потоке воздуха представлены на рис. 5.32 [31]. Аналогичные расчеты для горения водорода проводились в [218]. В наших расчетах $\psi = 1$ и $K = 170$ и 400 для H_2 и C_2H_5OH соответственно. При расчете процессов тепломассообмена в пограничном слое с горением этилового спирта предполагалось, что во фронте горения протекает следующая модельная реакция:



Из рис. 5.32 следует, что с уменьшением молекулярного веса горючего коэффициенты переноса, как это имеет место и при вдуве нереагирующих веществ, снижаются. Для сравнения на рисунке нанесены расчеты тепломассообмена при вдуве тех же веществ — C_2H_5OH и H_2 , но без горения. Наличие фронта экзотермической реакции, как это следует из рис. 5.32, значительно снижает интенсивность тепломассопереноса к стенке. Так, для водорода в результате химического реагирования относительный коэффициент Ψ снижается более чем в 3 раза, уменьшаются и критические параметры вдува (при горении водорода $b_{кр}$ примерно в 2 раза меньше, чем без горения).

Экспериментальные данные о теплообмене [26, 212] при вдуве в турбулентный пограничный слой реагирующего пропана сопоставлены с расчетом, проведенным по описанной методике, на рис. 5.33. Результаты опытов обработаны в виде зависимости относительного коэффициента теплообмена $\Psi_x = (St/St_0)_{Re_x=idem}$ от параметра вдува b_x . Коэффициенты тепломассообмена определялись по разности полных энтальпий на стенке и в ядре потока $St = q_{ст}/(h - h_0)\rho_0 W_0$. Как видно, в такой обработке результаты опытов достаточно хорошо обобщаются. Расчетная зависимость удовлетворительно описывает эксперимент, имеющееся расхождение объясняется, по-видимому, упрощением реальной картины процесса, использованным в теоретической модели.

Определив функцию тепломассообмена Ψ , можно найти профиль скоростей, температур и концентраций по толщине пограничного слоя из соотношения [137]

$$\int_0^1 \sqrt{\bar{\rho}/(1 + b_1 \theta)} d\theta = \sqrt{\Psi} (1 - \theta_0). \quad (5.143)$$

В качестве стандартного профиля скоростей используется степенная зависимость $\theta_0 = \xi^{1/7}$, а $\xi = y/\delta$. Формула (5.143) позволяет рассчитать параметры пограничного слоя в окислительной зоне, для зоны горючего необходимо воспользоваться формулой

$$\int_{\theta^*}^1 \sqrt{\bar{\rho}/(1 + b_1 \theta)} d\theta + \int_0^{\theta^*} \sqrt{\bar{\rho}/(1 + b_1 \theta)} d\theta = \sqrt{\Psi} (1 - \theta_0). \quad (5.144)$$

Экспериментальная проверка основных допущений, положенных в основу расчета турбулентного пограничного слоя с гомогенными химическими реакциями, была проведена [31] в аэродинами-

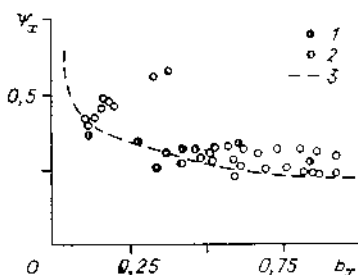


Рис. 5.33. Сопоставление экспериментальных данных с расчетом при горении пропана.

Опыты: 1 — [26]; 2 — [212]; 3 — расчет.

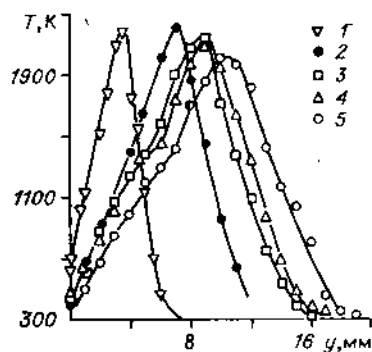


Рис. 5.34. Распределение температур в пограничном слое при горении спирта.

Значения x , м: 1 — 0,02; 2 — 0,09; 3 — 0,16; 4 — 0,23; 5 — 0,3.

ческой трубе при горении в потоке воздуха этилового спирта. Опыты велись как со вдувом паров спирта, так и в режиме испарения его с плоской поверхности пористой стенки. В экспериментах измерялись профили температур, концентраций и скоростных напоров.

Типичные распределения температур в реагирующем пограничном слое, измеренные при относительной массовой скорости вдува спирта $\rho_{ст} W_{ст} / \rho_0 W_0 = 3 \cdot 10^{-3}$, показаны на рис. 5.34. Видно, что с увеличением расстояния от передней кромки пластины координата фронта пламени смещается от стенки. Температура в области фронта горения в начале канала $T^* \approx 2200$ К близка к адиабатной температуре сгорания спирта в воздухе, далее вниз по потоку температура фронта снижается. Эти же опытные данные, обработанные с учетом координаты фронта пламени $T = f(y/y^*)$, представлены на рис. 5.35. В такой обработке опытные профили достаточно хорошо обобщаются. Однако по мере удаления течения от фронта к стенке и к ядру наблюдается некоторое расхождение расчета с опытом. Это, по всей вероятности, объясняется тем, что используемый метод расчета не учитывает некоторые особенности реального процесса горения — радиационный теплообмен, многостадийность реакций и т. п.

Опытные и расчетные профили весовых концентраций основных компонентов при горении этилового спирта в потоке воздуха сопоставлены на рис. 5.36. Опытные данные показывают, что зона окислительных реакций локализована в узкой области пограничного слоя и кислород из ядра потока практически не проникает за фронт горения. Концентрации продуктов сгорания CO_2 и H_2O в области фронта совпадают с расчетными концентрациями при стехиометрическом сгорании спирта по (5.142).

Следует отметить, что профили концентраций продуктов сгорания, кислорода и инертного азота достаточно хорошо согласуются с расчетом. Исключение составляет спирт, концентрация которого

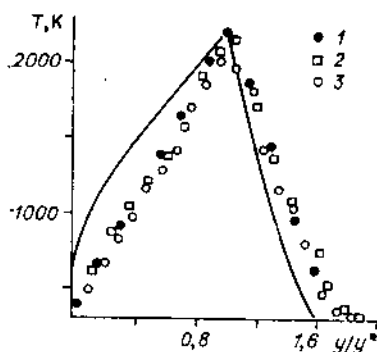


Рис. 5.35. Обобщение профилей температур при горении спирта.

Значения x , м: 1 — 0,09; 2 — 0,16; 3 — 0,3; $W_0 = 3$ м/с. Линия — расчетный профиль температуры при параметре вдува $b = 0,75$.

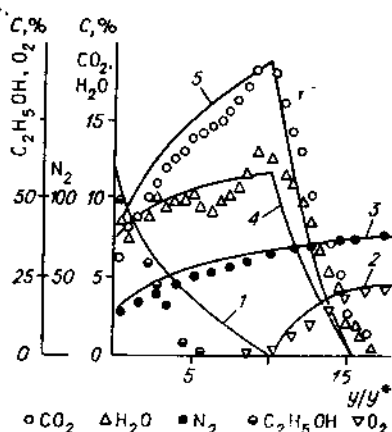


Рис. 5.36. Сопоставление опытных и расчетных профилей концентраций, $x = 0,16$ м.

Расчетные кривые: 1 — C_2H_5OH ; 2 — O_2 ; 3 — N_2 ; 4 — H_2O ; 5 — CO_2 .

становится равной нулю до фронта горения. Это связано с тем, что реальный процесс горения спирта, в отличие от (5.142), — сложный многостадийный механизм цепных реакций, в том числе и реакции разложения C_2H_5OH с образованием уксусного альдегида CH_3CHO , C_2H_4 и CH_4 . Кроме того, в зоне горючего в результате промежуточной реакции $CO_2 + H_2 \rightarrow CO + H_2O$ образуется окись углерода [31, 212], которая в области фронта реакций догорает до CO_2 .

Естественно, что однофронтальная диффузионная модель горения не может описать всех особенностей процессов химического взаимодействия сложных углеводородов, однако по основным параметрам переноса — коэффициентам тепло- и массообмена, профилям температур и концентраций основных компонентов — имеется качественное и количественное соответствие расчета с опытами.

Глава 6

ГАЗОВАЯ ЗАВЕСА НА ВЫГОРАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

§ 6.1. Тепломассообмен в пограничном слое с завесой на реагирующей поверхности

Газовая завеса может использоваться как для тепловой защиты, так и для защиты обтекаемых поверхностей от химического взаимодействия. При вдуве в пограничный слой инертного газа сни-

жается концентрация агрессивных компонентов у стенки и интенсивность турбулентного теплообмена.

Процессы массообмена в пограничном слое с завесой на реагирующей поверхности подобны процессам теплообмена при заградительном охлаждении неадиабатической стенки, рассмотренным в гл. 2 и 3. Как и в случае теплообмена, для анализа процессов массообмена на реагирующей поверхности с завесой воспользуемся методом интегральных соотношений пограничного слоя, но с учетом влияния неизотермичности потока, химических реакций и проницаемости стенки.

В качестве реагирующей поверхности рассмотрим графитовую стенку, обтекаемую турбулентным пограничным слоем газа, содержащего кислород. Стенка разогрета до температуры выше 1500 К, и химические реакции на ней протекают в диффузионной области, когда интенсивность выгорания зависит от скорости подвода окислителя к стенке. В начале обтекаемой поверхности для снижения интенсивности выгорания организована локальная подача нейтрального газа в пограничный слой через тангенциальную щель или пористый участок.

При локальном вдуве в пограничный слой концентрация окислителя вблизи поверхности изменяется по длине и определяется процессами турбулентного массообмена. Как показано в § 3.3, при отсутствии химических реакций концентрации отдельных компонентов на поверхности можно выразить через эффективность газовой завесы на адиабатической стенке из условия подобия

$$\Theta = \frac{h_0 - h_{ст}^*}{h_0 - h_s} = \frac{(K_i)_0 - (K_i)_{ст}^*}{(K_i)_0 - (K_i)_s},$$

где $(K_i)_0$; $(K_i)_s$; $(K_i)_{ст}^*$ — концентрации компонента в основном потоке, в щели и на стенке при отсутствии химических реакций.

В соответствии с этим концентрация кислорода на графитовой поверхности при отсутствии химических реакций может быть определена следующим образом:

$$(\bar{K}_O)_{ст}^* = (\bar{K}_O)_0 (1 - \Theta) + \Theta (\bar{K}_O)_s, \quad (6.1)$$

где Θ рассчитывается по формулам для эффективности газовой завесы на адиабатической стенке, приведенным в гл. 1 и 3.

Аналогично тому, как в гл. 2 выведено интегральное соотношение энергии при заградительном охлаждении неадиабатической стенки, получим интегральное соотношение диффузии для пограничного слоя на реагирующей поверхности с газовой завесой.

При анализе процессов диффузии отдельных компонентов смесь газов будем рассматривать как некоторую эффективную бинарную. В таких условиях уравнение диффузии i -го химического элемента (3.59), записанное через приведенные концентрации, в общем случае сохраняет свой обычный вид:

$$\rho W_x \frac{\partial \bar{K}_i}{\partial x} + \rho W_y \frac{\partial \bar{K}_i}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho D_{12} \frac{\partial \bar{K}_i}{\partial y} \right). \quad (6.2)$$

Уравнение же диффузии этого элемента в пограничном слое с газовой завесой на нереагирующей стенке запишем в виде

$$\rho W_x \frac{\partial \bar{K}_i^*}{\partial x} + \rho W_y \frac{\partial \bar{K}_i^*}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho D_{12} \frac{\partial \bar{K}_i^*}{\partial y} \right). \quad (6.3)$$

Здесь индексом * обозначена концентрация i -го элемента в рассматриваемой точке пограничного слоя при наличии завесы на инертной поверхности при прочих равных условиях.

Вычтем из уравнения (6.2) уравнение (6.3) и проинтегрируем полученное выражение по толщине диффузионного пограничного слоя при следующих граничных условиях: при $y = 0$ $W_x = 0$, $\rho W_y = j_{ct}$, $\bar{K}_i = (\bar{K}_i)_{ct}$, $(\partial \bar{K}_i^* / \partial y)_{ct} = 0$; при $y = \delta$ $\bar{K}_i = \bar{K}_i^* = (\bar{K}_i)_0$, $\partial \bar{K}_i^* / \partial y = \partial \bar{K}_i / \partial y = 0$. В результате имеем интегральное соотношение диффузии пограничного слоя с газовой завесой на реагирующей стенке

$$\frac{d(\text{Re}^{**} \Delta \bar{K})}{\Delta \bar{K} d\bar{x}} - \frac{j_{ct}}{\rho_0 W_0} \text{Re}_L = \text{St}_d \text{Re}_L, \quad (6.4)$$

где $\Delta \bar{K} = (\bar{K}_{ct} - \bar{K}_{ct}^*)$ — разность концентраций рассматриваемого элемента на стенке при наличии и отсутствии химических реакций; $\bar{x} = x/L$ — относительное расстояние; $\text{Re}_L = \rho_0 W_0 L / \mu_0$;

$$\text{Re}_d^{**} = \frac{\rho_0 W_0 \delta_d^{**}}{\mu_0}; \quad \delta_d^{**} = \int_0^{\delta} \frac{\rho W}{\rho_0 W_0} \left[\frac{\bar{K}_i - \bar{K}_i^*}{(\bar{K}_i)_{ct} - (\bar{K}_i)_{ct}^*} \right] dy;$$

$\bar{K}_i^*$ — приведенная концентрация i -го компонента в текущей точке пограничного слоя на нереагирующей стенке;

$$\text{St}_d = \frac{-\rho D (\partial \bar{K}_i^* / \partial y)_{ct}}{\rho_0 W_0 \Delta \bar{K}_i} \quad (6.5)$$

— диффузионное число Стентона.

Из уравнений диффузии, записанных для условий на реагирующей и нереагирующей стенке, следует, что

$$-\rho D (\partial \bar{K}_i^* / \partial y)_{ct} - j_{ict} - (\rho W_y)_{ct} (\bar{K}_i)_{ct}; \quad -\rho D (\partial \bar{K}_i^* / \partial y)_{ct} = 0. \quad (6.6)$$

Подставляя (6.6) в выражение для диффузионного числа Стентона (6.5), получаем

$$\text{St}_d = \frac{j_C (j_{ict} / j_C) - (\bar{K}_i)_{ct}}{\rho_0 W_0 [(\bar{K}_i)_{ct} - (\bar{K}_i)_{ct}^*]}, \quad (6.7)$$

где на реагирующей графитовой поверхности поперечный поток вещества на стенке равен интенсивности выгорания углерода: $(\rho W_y)_{ct} = j_C$; $(j_i)_{ct}$ — массовый поток i -го компонента на стенке.

Параметр проницаемости поверхности при наличии газовой завесы с учетом выражения (6.7) имеет следующий вид:

$$b_1^* = \frac{j_C}{\rho_0 W_0 \text{St}_d} = \frac{(\bar{K}_i)_{ct} - (\bar{K}_i)_{ct}^*}{((j_i)_{ct} / j_C) - (\bar{K}_i)_{ct}}. \quad (6.8)$$

Значение параметра проницаемости b_1^* на выгорающей графитовой поверхности определяется очевидными соотношениями, выраженными:

а) через концентрации углерода $(\bar{K}_C)_{ст}^* = 0$; $(j_i)_{ст} = j_c$

$$b_1^* = \frac{(\bar{K}_C)_{ст}}{1 - (\bar{K}_C)_{ст}}, \text{ или } (\bar{K}_C)_{ст} = \frac{b_1^*}{1 + b_1^*}; \quad (6.9)$$

б) через концентрации кислорода $(j_i)_{ст} = 0$

$$b_1^* = \frac{(\bar{K}_O)_{ст}^*}{(\bar{K}_O)_{ст}} - 1. \quad (6.10)$$

Кроме того, для диффузионного режима горения в области, где идет реакция $C + O \rightarrow CO$, с учетом стехиометрического соотношения имеем

$$(\bar{K}_C)_{ст} = (12/28)(K_{CO})_{ст}; \quad (\bar{K}_O)_{ст} = (16/28)(K_{CO})_{ст}, \quad (6.11)$$

где $(K_{CO})_{ст}$ — концентрация окиси углерода на стенке. Из уравнений (6.9), (6.10) и (6.11) следует, что

$$b_1^* = \frac{(\bar{K}_C)_{ст}}{(\bar{K}_O)_{ст}} (\bar{K}_O)_{ст}^* = \frac{3}{4} (\bar{K}_O)_{ст}^*, \quad (6.12)$$

т. е. параметр проницаемости в условиях газовой завесы на реагирующей стенке определяется концентрацией окислителя на поверхности при отсутствии химических реакций. Концентрация кислорода на нереагирующей стенке $(\bar{K}_O)_{ст}^*$ находится из уравнения (6.1), и при локальном вдуве инертного газа $((K_O)_s = 0)$ имеем

$$b_1^* = (3/4) (\bar{K}_O)_0 (1 - \Theta). \quad (6.13)$$

Таким образом, параметр проницаемости b_1^* в рассматриваемых условиях зависит от эффективности газовой завесы на адиабатической нереагирующей стенке и его значение изменяется по длине поверхности в отличие от случая вдува инертного газа через пористую реагирующую поверхность (см. § 5.4), когда b , сохраняет постоянное значение и не зависит от величины вдува.

Интегральное соотношение диффузии (6.4) для решения удобно записать в виде

$$\frac{dRe_{\pi}^{**}}{dx} + \frac{Re_{\pi}^{**}}{d\bar{K}} \cdot \frac{d(\Delta\bar{K})}{dx} = St_0 \Psi (1 + b_1^*) Re_L. \quad (6.14)$$

Приимая закон массообмена в стандартных условиях аналогичным законом теплообмена, имеем

$$St_{D_0} = A Re^{** - m} Sc^{-n} (\mu_{ст}/\mu_0)^m. \quad (6.15)$$

Тогда после интегрирования уравнения (6.14) с учетом (6.15) получаем

$$\text{Re}_d^{**} = \frac{1}{\Delta \bar{K}} \left[\frac{A(1+m)}{\text{Sc}^n} \int_0^{\bar{x}} \text{Re}_L \Psi (1 + b_1^*) \Delta \bar{K}^{(m+1)} \left(\frac{\mu_{\text{ст}}}{\mu_0} \right)^m d\bar{x} \right]^{\frac{1}{1+m}} \quad (6.16)$$

— уравнение, выражающее изменение диффузионного числа Рейнольдса по длине $\text{Re}_d^{**} = f(\bar{x})$ при заданных параметрах завесы и условиях на внешней границе пограничного слоя.

И наконец, интенсивность выгорания графитовой поверхности в условиях завесы инертного газа с учетом выражения (6.13) для параметра проницаемости может быть вычислена по формуле

$$j_C = b_1^* \rho_0 W_0 \text{St}_0 \Psi = \frac{3}{4} (\bar{K}_0)_0 (1 - \Theta) \frac{A \Psi \rho_0 W_0}{\text{Re}_d^{**m} \text{Sc}^n} \left(\frac{\mu_{\text{ст}}}{\mu_0} \right)^m, \quad (6.17)$$

где относительный закон теплообмена Ψ также определяется с учетом газовой завесы по формулам (3.24), (3.25) или (3.30).

Как видно, локальный вдув инертного газа может привести к резкому снижению интенсивности химической эрозии непосредственно за участком вдува, где $\Theta \rightarrow 1$, вниз же по течению эффективность газовой завесы Θ падает и интенсивность эрозии будет увеличиваться.

При экспериментальном определении законов массообмена локальные значения диффузионного критерия Рейнольдса удобно рассчитывать по формуле

$$\text{Re}_d^{**} = \frac{1 + b_1^* \int_0^{\bar{x}} j_C d\bar{x}}{\mu_0 b_1^*}, \quad (6.18)$$

которая следует из интегрального соотношения диффузии (6.4), записанного для углерода, и уравнений (6.7) и (6.9).

Следует отметить, что анализ выгорания графитовой поверхности в турбулентном пограничном слое с завесой может быть распространен и на другие случаи химического взаимодействия поверхности с потоком газа. При этом в соответствии с протекающими реакциями изменяются только значения параметра проницаемости и концентраций соответствующих компонентов у стенки, которые рассчитываются с учетом стехиометрических соотношений типа (6.11) из выражений (6.9), (6.10) и (6.12).

§ 6.2. Экспериментальное исследование выгорания графитовой поверхности при локальном вдуве инертного газа

С целью проверки изложенного в § 6.1 метода расчета и полученных в § 3.1 относительных законов теплообмена при наличии газовой завесы были проведены специальные экспериментальные исследования [57, 65, 316] на реагирующей поверхности в условиях существенной неизотермичности потока на установке с индукцион-

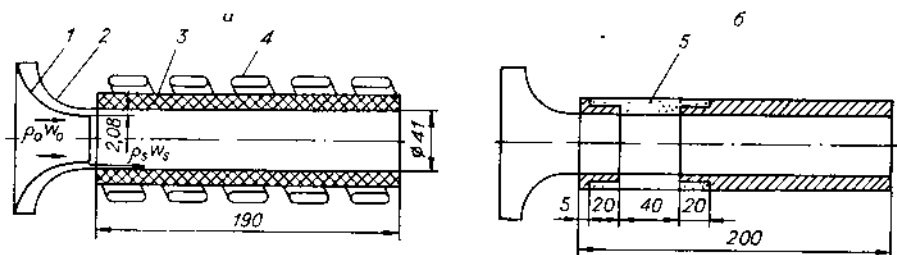


Рис. 6.1. Схемы рабочих участков при вдуве инертного газа через тангенциальную щель (а) и через начальный пористый участок (б).

1, 2 — профилированные сопла; 3 — графитовый канал; 4 — индуктор; 5 — пористый графитовый участок.

ным нагревом цилиндрического канала (см. гл. 5). Изучались две схемы организации газовой завесы: вдув инертного газа через тангенциальную щель и его подача через начальный пористый участок. Соответствующие схемы рабочих участков показаны на рис. 6.1.

При тангенциальном вдуве инертного газа рабочий участок состоял из двух соосно установленных профилированных сопел 1 и 2, обеспечивающих равномерные профили скоростей воздуха и вдуваемого газа на входе в графитовый канал 3. Стенка графитового канала нагревалась до температуры $T_{ст} \approx 1600 \div 2000$ К. Воздух с температурой $T_0 \approx 290$ К подавался в опытный участок через входное сопло 1. Вдуваемый газ (азот, аргон или гелий) с такой же температурой поступал через тангенциальную щель, образованную соплами 1 и 2. Толщина выходной кромки сопла не превышала 0,3 мм. Ширина щели в большинстве опытов была $s = 2,08$ мм, в некоторых $s = 1,8$ мм. Диаметр выходного сечения сопла 2 равнялся внутреннему диаметру графитового канала и составлял соответственно 41 мм при ширине 2,08 и 40 мм при ширине щели 1,8 мм. При щелевом вдуве длина графитового канала $l \approx 190$ мм, а в опытах со вдувом через пористый участок $l \approx 270$ мм. Плотность испытанных графитовых образцов изменялась от 1000 до 1925 кг/м³.

В проведенных экспериментах числа Рейнольдса находились в пределах $Re_x \approx 1,2 \cdot 10^5 \div 1,6 \cdot 10^5$; $Re_d^* \approx 100 \div 2000$, $Re_s = \rho_0 W_0 s / \mu_0 \approx 2,3 \cdot 10^2 \div 1,5 \cdot 10^4$. Энтальпийный фактор неизотермичности в начальном сечении изменялся от $h_s/h_0 \approx 1$ при тангенциальном вдуве азота до $h_s/h_0 \approx 36$ при вдуве гелия через нагреваемый пористый участок.

Экспериментальное значение интенсивности выгорания графитовой поверхности, как и ранее, определялось соотношениями

$$j_c = \delta \rho_{гр} / \tau; St_d = j_c / \rho_0 W_0 b_1^*,$$

где δ — толщина выгоревшего слоя; τ — время выгорания. В опытах без завесы и при тангенциальном вдуве воздуха в воздух параметр проницаемости b_1^* сохранял постоянное значение по длине $b_1^* = b_1 = (3/4) (\bar{K}_O)_0 = 0,173$. В опытах с завесой инертного газа значение b_1^* рассчитывалось по формуле (6.13), в которой эффективность за-

веса Θ определялась по экспериментальным данным, приведенным в § 3.3.

Экспериментальное значение диффузионного критерия Рейнольдса Re^{**} находилось по формуле (6.18), а критерий $Re_{\Delta x} = \rho_0 W_0 \Delta x / \mu_0$. Здесь Δx — длина канала, отсчитываемая от сечения, где начиналось выгорание графита.

Интенсивность выгорания графитовой поверхности в различных сечениях можно рассчитать по формулам (6.16) и (6.17); в общем случае разность концентраций $\Delta \bar{K}_i$ в уравнении (6.16) является функцией продольной координаты и определяется уравнениями (6.9), (6.10) и (6.13). Если же при интегрировании в уравнении (6.16) пренебречь изменением концентрации по длине ($\Delta \bar{K}_i = \text{const}$), то для интенсивности выгорания в потоке воздуха с завесой инертного газа получаем формулу

$$j_c / \rho_0 W_0 = 0,029 \ b_1^* Re_x^{-0,2} Sc^{-0,6} \Psi^{0,8} (\mu_{ст} / \mu_0)^{0,2}, \quad (6.19)$$

в которой влияние завесы учитывается через параметр проницаемости b_1^* и относительный закон тепломассообмена Ψ .

В рассматриваемых условиях расчеты интенсивности выгорания по формулам (6.16) и (6.17) с учетом зависимости $\Delta \bar{K} = f(x)$ [см. (6.9), (6.10) и (3.58)] незначительно ($\approx 30\%$) отличаются от расчетов по формуле (6.19) при условии $\Delta \bar{K} = \text{const}$.

При обработке экспериментальных результатов параметры газа (энтальпия, теплоемкость и молекулярный вес смеси) определялись из следующих соотношений:

$$h_{см} = \sum_1^n h_i K_i; \ c_{p,см} = \sum_1^n c_{p,i} K_i; \ 1/M_{см} = \sum_1^n (K_i/M_i), \quad (6.20)$$

где K_i — весовая концентрация i -го компонента газа; h_i , $c_{p,i}$, M_i — соответственно ее теплосодержание, теплоемкость и молекулярный вес.

Вязкость смеси газов рассчитывалась по формуле Уилка [33, 95]

$$\mu_{см} = \frac{\mu_1}{1 + (n_2/n_1) \Phi_1} + \frac{\mu_2}{1 + (n_1/n_2) \Phi_2}; \quad (6.21)$$

$$\Phi_1 = \frac{[1 + (\mu_1/\mu_2)^{0,5} (M_2/M_1)^{0,25}]^2}{2,83 (1 + M_2/M_1)^{0,5}};$$

$$\Phi_2 = \frac{[1 + (\mu_2/\mu_1)^{0,5} (M_1/M_2)^{0,25}]^2}{2,83 (1 + M_2/M_1)^{0,5}};$$

где μ_1 и μ_2 — вязкость отдельных компонентов смеси; n_1 , n_2 и M_1 , M_2 — их объемные концентрации и молекулярный вес. Полученные в § 3.1 относительные законы тепломассообмена (3.22), (3.24), (3.25) и (3.30) при наличии газовой завесы зависят от параметров газа на

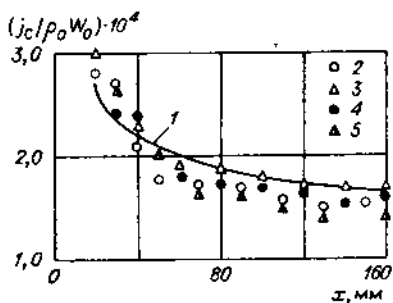


Рис. 6.2. Выгорание графита при вдуве воздуха в воздух.

1 — расчет по формуле (6.19). Опыты: 2 — $\rho_0 W_0 = 155$ кг/(м²·с), $\bar{W}_s = 0$; 3 — $\rho_0 W_0 = 107$ кг/(м²·с), $\bar{W}_s = 0$; 4 — $\rho_0 W_0 = 145$ кг/(м²·с), $\bar{W}_s = 0,521$, $Re_s = 8,64 \cdot 10^3$; 5 — $\rho_0 W_0 = 143$ кг/(м²·с), $\bar{W}_s = 0,185$, $Re_s = 3,04 \cdot 10^3$.

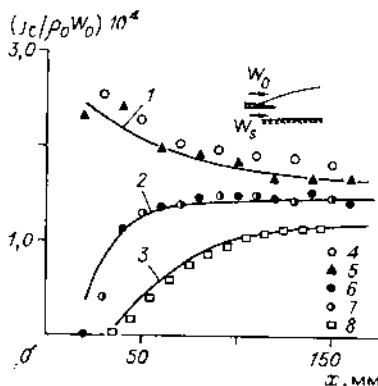


Рис. 6.3. Выгорание графита в потоке воздуха при тангенциальном вдуве азота.

1—3 — расчет по формулам (6.19), (6.13) и (3.25). Обозн. опытных точек см. на рис. 6.4.

стенке, в основном потоке и на адиабатической нереагирующей стенке. Чтобы проанализировать влияние всех этих факторов, проводились серии экспериментов на графитовой поверхности, выгорающей в потоке воздуха при наличии газовой завесы.

При вдуве через тангенциальную щель ($\bar{W}_s \leq 1$) температуры вдуваемого газа и основного потока были равны между собой: $T_s = T_0 \approx 290$ К. Температурный фактор, определяемый по температуре стенки в адиабатических условиях с завесой, равнялся единице ($T_0/T_{ст}^* = T_0/T_s = 1$), что позволило выделить влияние отдельных факторов на относительные законы (3.22) и (3.30).

Предварительно было проведено несколько опытов с выгоранием графита при вдуве воздуха в воздух. Они проводились для того, чтобы определить возможное влияние на массообмен изменения динамических условий течения в пограничном слое, обусловленного вдувом газа. При этом параметр проницаемости $b_1^* = 0,173$ и сохранял постоянное значение по длине канала. В этих опытах, в отличие от выгорания в равномерном потоке воздуха, толщина потери импульса в начальном сечении (в сечении щели) отлична от нуля и определяется условиями вдува $\delta_0^{**} = \bar{W}_s s (1 - \bar{W}_s)$.

Опытные данные об интенсивности выгорания графита ($\rho_{гр} = 1890$ кг/м³, $T_{ст} \approx 2040$ К), полученные в потоке воздуха без вдува и при вдуве воздуха в воздух через тангенциальную щель шириной $s = 2,08$ мм, сопоставлены на рис. 6.2. Толщина потери импульса в начальном сечении изменялась в пределах $\delta_0^{**} = 0 \div 0,5$ мм. Как видно, изменение динамических условий течения в пограничном слое вследствие вдува через тангенциальную щель не вызывает ощутимого изменения интенсивности выгорания.

При тангенциальном вдуве азота относительные законы тепло-массообмена (3.25) и (3.30) сохраняют обычный вид, соответствующий

щий условиям течения без завесы:

$$\Psi = \left(\frac{2}{\sqrt{\Psi_1} + 1} \right)^2 \left(1 + \frac{b^*}{b_{кр}} \right)^2, \quad (6.22)$$

так как комплекс $M_{ст}^* T_0 / M_0 T_{ст}^* = 1$, а фактор неизотермичности $\Psi_1 = h_{ст} / h_{ст}^* \approx T_{ст} / T_0$. Здесь $b^* = j_c / \rho_0 W_0 St_0 = b_1^* \Psi$ — параметр проницаемости, отнесенный к числу Стентона в стандартных условиях.

Особенность опытов со вдувом азота заключалась в том, что изменялась концентрация окислителя (кислорода) на поверхности при отсутствии химических реакций $(\bar{K}_O)_{ст}^*$. Следовательно, по сравнению с опытами без завесы интенсивность выгорания должна изменяться по длине канала в соответствии с изменением параметра проницаемости (6.13).

Экспериментальные данные о скорости выгорания графита в потоке воздуха при тангенциальном вдуве азота сопоставлены с расчетами по формулам (6.19), (6.13) и (3.25) на рис. 6.3. Можно отметить удовлетворительное соответствие предлагаемого метода расчета с опытами, а также значительное влияние вдува инертного газа на интенсивность выгорания. На рис. 6.4 полученные данные обоб-

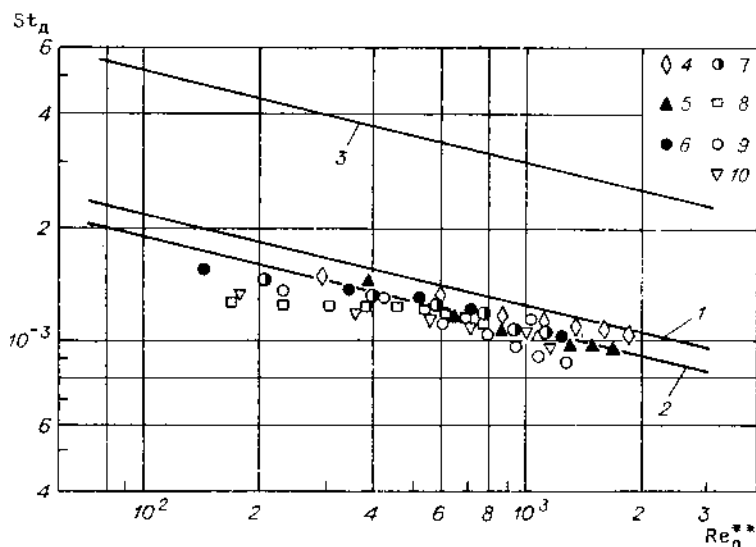


Рис. 6.4. Обобщение опытных данных о выгорании графита в потоке воздуха с завесой азота и без нее.

1—3 — расчет по формуле (6.17) при $T_{ст} / T_0 = 6$; 7 и 1 соответственно.

Точки	Марка графита	$\rho_{гр}$, кг/м³	$\rho_0 W_0$, кг/(м²·с)	$\rho_s W_s$, кг/(м²·с)	$Re_s \cdot 10^{-3}$	$T_{ст}$, К
4	ППГ	1820	168	0	0	1890
5	В-1	1925	156	0	0	1870
6	ПРОГ-2400	1650	150	50,0	4,94	1890
7	ППГ	1820	150	47,1	4,94	1920
8	ППГ	1820	150	80,6	9,70	1870
9	ПРОГ-2400	1650	210	59,0	5,68	1870
10	ППГ	1820	215	123	14,10	1870

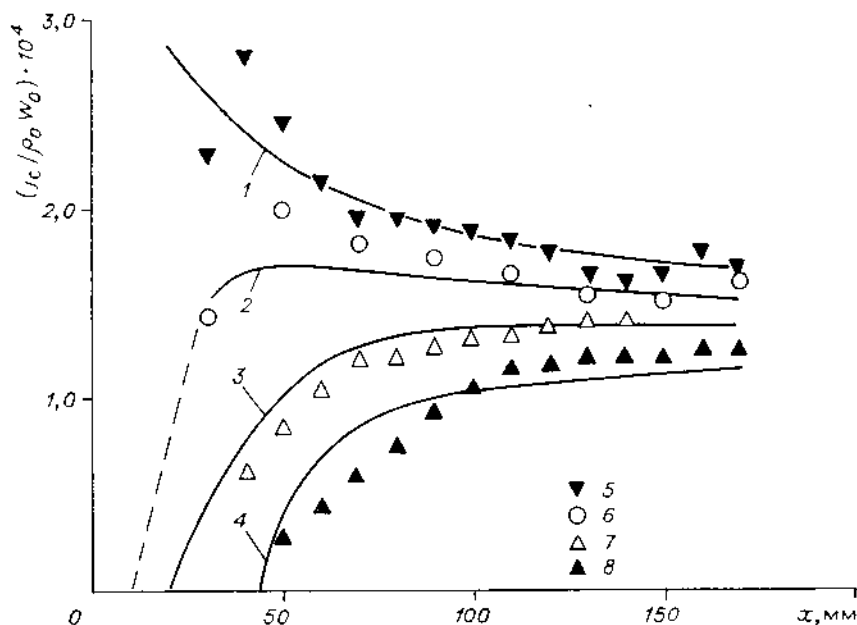


Рис. 6.5. Выгорание графита при тангенциальном вдуве аргона.
1—4 — расчет соответственно по формулам (6.19), (6.13) и (3.25).

Точки	Марка графита	$\rho_{\text{гр}}, \text{кг/м}^3$	$\rho_0 W_0, \text{кг/(м}^2 \cdot \text{с)}$	W_s/W_0	$Re_s \cdot 10^{-4}$	$T_{\text{ст}}, \text{К}$
5	В-1	1925	156	0	0	1870
6	ПГР	1895	143	0,20	4,55	1913
7	ПРОГ-2400	1650	175	0,46	10,60	1820
8	ПГ-50	1076	142	0,64	14,35	2123

щены в виде зависимости диффузионного числа Стентона от числа Рейнольдса, которое определялось по формуле (6.18). При такой обработке опытные данные о коэффициентах массообмена при наличии завесы инертного газа практически совпадают с результатами опытов без завесы, подтверждая справедливость законов массообмена (6.15) и (3.25) для рассматриваемых условий.

Некоторое отклонение начальных точек от расчетных зависимостей при наличии завесы инертного газа можно объяснить тем, что в начальных сечениях незначительная ошибка в определении Θ может привести к существенной ошибке в числе Стентона, так как в параметр проницаемости b_1^* входит член $(1 - \Theta)$.

При вдуве через тангенциальную щель аргона и гелия с температурой $T_s \approx T_0 \approx 290 \text{ К}$, как и при вдуве азота, выполнялось условие $T_0/T_{\text{ст}}^* \approx T_0/T_s \approx 1$. Но молекулярный вес смеси газов на стенке $M_{\text{ст}}^*$ изменялся по длине канала вследствие турбулентного перемешивания вдуваемого газа с потоком воздуха. Как показывают расчеты, теплоемкость и молекулярный вес смеси газов на стенке при выгорании поверхности изменяются мало. Поэтому в опытах энталь-

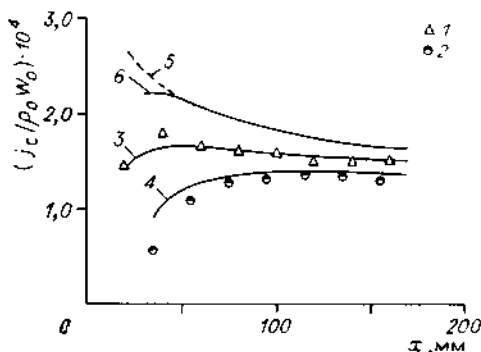


Рис. 6.6. Выгорание графита при тангенциальном вдуве гелия ($\rho_{гр} = 1895 \text{ кг/см}^3$, $T_{ст} \approx 1945 \text{ К}$).

Точки	$\rho_0 W_0$, кг/(м ² ·с)	$\rho_s W_s$, кг/(м ² ·с)	W_s/W_0	$Re_s \cdot 10^{-3}$	$T_{ст}$, К
1	143	5,85	0,295	0,667	1940
2	158	11,50	0,528	1,320	1950

3, 4 — расчет по формулам (6.19), (6.13) и (3.25); 5, 6 — расчет по тем же формулам без учета множителя M^*/M_0 в формуле (3.25).

пийный фактор неизотермичности $\psi_1 = h_{ст}/h_{ст}^*$ сохранял по длине канала практически постоянное значение и соответствовал выгоранию в потоке чистого воздуха: $\psi \approx 7 \div 9$.

Таким образом, в данной серии опытов экспериментально определялось влияние молекулярного веса вдуваемого газа на относительные законы тепломассообмена.

Скорость выгорания графита по длине канала при различных вдувах аргона и гелия через тангенциальную щель показана на рис. 6.5 и 6.6. Следует отметить, что в этих опытах отношение энтальпии газа на стенке к энтальпии основного потока $h_{ст}/h_0$ изменялось от 4 при вдуве аргона до 15 при вдуве гелия. Из графиков видно, что влияние молекулярного веса вдуваемого газа на интенсивность выгорания может быть весьма существенным. Полученные опытные данные удовлетворительно согласуются с расчетом, если влияние молекулярного веса вдуваемого газа учитывать через относительные законы тепломассообмена (3.25) или (3.30). Расчет же по обычным соотношениям для Ψ , полученным без учета влияния завесы, как видно из сопоставления на рис. 6.6, при вдуве гелия лежит значительно выше экспериментальных точек.

Зависимость скорости выгорания от относительного вдува азота, аргона и гелия через тангенциальную щель показана на рис. 6.7.

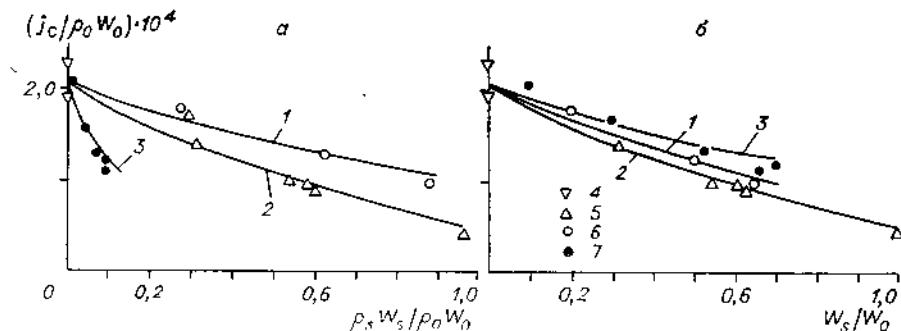


Рис. 6.7. Зависимость скорости выгорания графита от тангенциального вдува ($s = 2,08 \text{ мм}$, $\Delta x = 60 \text{ мм}$; $T_{ст} = 1890 \div 1950 \text{ К}$, $\rho_0 W_0 \approx 150 \text{ кг/(м}^2 \cdot \text{с)}$).

1—3 — расчет по формуле (6.19) соответственно для вдува аргона, азота и гелия. Опыты: 4 — в потоке воздуха без вдува; 5 — вдув азота; 6 — аргона; 7 — гелия.

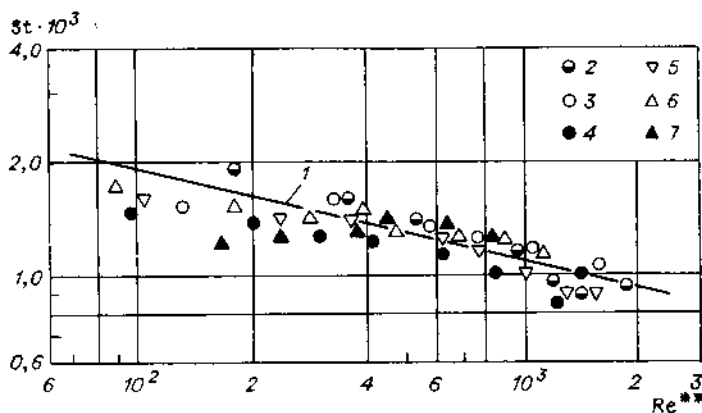


Рис. 6.8. Тангенциальный вдув аргона в воздух.

1 — расчет по формуле (6.23) при $\psi \rightarrow 8$.

Точки	Марка графита	$\rho_{\text{гр}}, \text{кг/м}^3$	$\rho_0 W_0, \text{кг/(м}^2 \cdot \text{с)}$	W_s/W_0	$Re_s \cdot 10^{-3}$	$T_{\text{ст}}, \text{К}$
2	ПГТ	1895	208	0,151	4,96	2030
3	ПГТ	1895	143	0,2	4,55	1910
4	ПГТ	1895	210	0,32	10,80	2030
5	ПРОГ-2400	1650	230	0,33	10,00	1800
6	ПРОГ-2400	1650	175	0,48	10,60	1820
7	ПГ-50	1076	142	0,64	14,35	2120

Если сравнение вести при одинаковой относительной скорости вдува $\bar{W}_s$, то выгорание почти не зависит от молекулярного веса вдуваемого газа. При одинаковых же массовых расходах вдуваемого газа при прочих равных условиях интенсивность выгорания ниже при вдуве более легкого газа.

На рис. 6.8 и 6.9 результаты этих же опытов представлены в виде зависимости диффузионного числа Стентона от числа Re_d^{**} , которая позволила обобщить опытные данные о выгорании графита при наличии завесы азота (см. рис. 6.4). Так как при тангенциальном вдуве аргона значение параметра $M_{\text{ст}}^*/M_0$ в формулах (3.25) и (3.30) близко к единице, эти опытные данные тоже удовлетворительно обобщаются в такой обработке (см. рис. 6.8) и описываются формулой

$$St_d = St_0 \Psi = \frac{0,0128}{Re_d^{**0,25} Sc^{0,75}} \Psi (\mu_{\text{ст}}/\mu_0)^{0,25}. \quad (6.23)$$

Опытные же данные об интенсивности выгорания при вдуве гелия (см. рис. 6.9) в подобной обработке существенно расслаиваются в зависимости от величины вдува. Они обобщаются только в том случае, если их обработать с учетом параметра $M_{\text{ст}}^*/M_0$ в соответствии с полученными в § 3.1 выражениями для относительных коэффициентов тепломассообмена Ψ при наличии завесы инородного газа.

Экспериментальные данные, полученные при выгорании графитовой поверхности в потоке воздуха без вдува и при тангенциальном вдуве азота, аргона и гелия, обобщены на рис. 6.10. Как показывают расчеты по формулам (3.22), (3.25) и (3.30), в этих опытах влияние

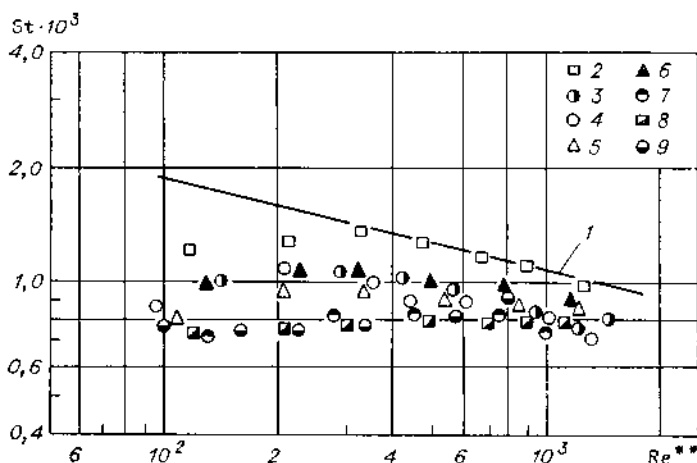


Рис. 6.9. Тангенциальный вдув гелия.
1 — расчет по формуле (6.23) при $\phi_1 \rightarrow 8$ и $M_s \approx M_0$.

Точки	$\rho_0 W_0$, кг/(м²·с)	W_s/W_0	$Re_s \cdot 10^{-3}$	$T_{ст}$, К	Точки	$\rho_0 W_0$, кг/(м²·с)	W_s/W_0	$Re_s \cdot 10^{-3}$	$T_{ст}$, К
2	144	0,098	0,225	1932	6	143	0,295	0,667	1940
3	204	0,103	0,331	1978	7	158	0,528	1,320	1950
4	193	0,103	0,326	1876	8	206	0,602	1,960	1820
5	200	0,223	0,707	1965	9	147	0,698	1,530	1933

поперечного потока вещества j_c на относительную функцию тепло-массообмена Ψ не превышало 10%, т. е. основное воздействие оказывали неизотермичность потока и отношение молекулярных весов $M_{ст}^*/M_0$. При наличии завесы это влияние определяется формулами (3.22) или (3.23). Расчет по формуле (3.22), которая для рассматриваемых условий при $T_s = T_0 = T_{ст}$ имеет вид

$$\Psi_T = \frac{M_{ст}^*}{M_0} \left(\frac{2}{\sqrt{\Psi_1 + 1}} \right)^2, \quad (6.24)$$

удовлетворительно согласуется с опытами (см. рис. 6.10). Как видно, неизотермичность и неоднородность состава газа по сечению пограничного слоя вызывает снижение интенсивности массообмена в 3—10 раз по сравнению с течением, которому присущи постоянные физические свойства.

При экспериментальном исследовании газовой завесы на выгорающей поверхности за участком пористого вдува (см. рис. 6.1) внутреннее сопло 1 убиралось и воздух с температурой $T_0 = 290$ К подавался в канал через сопло 2. Вторичный поток инертного газа из рабочей камеры вдувался в пограничный слой через участок 5 шириной $s = 40$ мм, выполненный из графита с пористостью 50%. Остальная часть рабочего участка была изготовлена из плотного графита. Во время опыта индуктором высокочастотной установки разогревались плотный и пористый участки одновременно, что позволяло изменять теплосодержание вдуваемого газа.

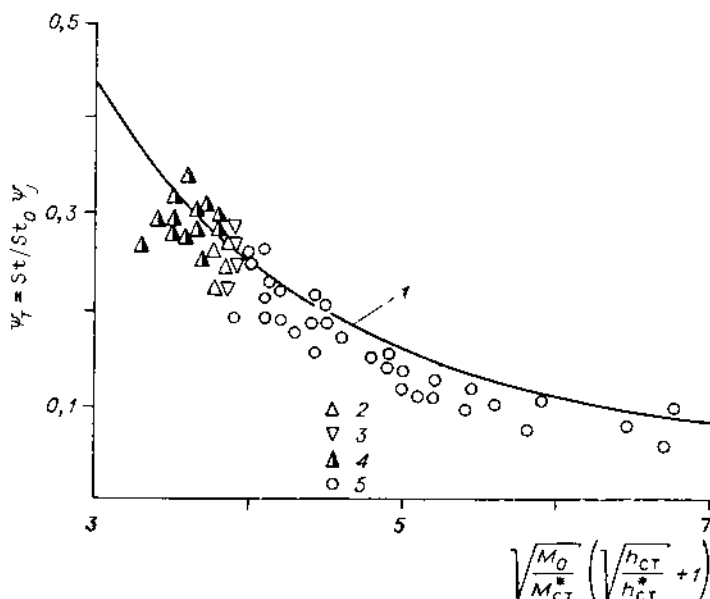


Рис. 6.10. Относительный закон тепломассообмена на выгорающей поверхности с завесой инородного газа.

1 — расчет по формуле (6.24). Опыты: 2 — в потоке воздуха без вдува; при тангенциальном вдуве: 3 — азота, 4 — аргона, 5 — гелия.

При вдуве азота выполнялось условие $M_{ct}^*/M_0 = M_s/M_0 = 1$. В отличие от щелевого вдува азот, проходя через пористый графит, нагревался до температуры $T_s = 1510 \div 1970$ К ($h_s/h_0 = 6 \div 8,5$). Ниже по течению за участком пористого вдува температура стенки, соответствующая адиабатическим условиям T_{ct}^* , изменялась по длине и определялась по формуле (3.48) для эффективности газовой завесы на адиабатической стенке. Таким образом, в этих опытах определялось влияние температурного фактора T_0/T_{ct}^* на относительные коэффициенты тепломассообмена в условиях завесы, предсказанное теоретическими формулами (3.22), (3.25) и (3.30).

Экспериментальные данные о выгорании графитовой поверхности в потоке воздуха за участком пористого вдува азота представлены на рис. 6.11. Результаты по интенсивности выгорания, приведенные на графике *a*, находятся в хорошем соответствии с расчетом по формулам (6.19) и (3.25). Сравнение их с результатами, полученными при выгорании за тангенциальной щелью (см. рис. 6.3), показывает, что одинаковая эффективность защиты достигается при меньших расходах вдуваемого газа через пористый участок. Это связано с подогревом вдуваемого азота и соответствующим увеличением температуры адиабатической стенки и уменьшением фактора T_0/T_{ct}^* . На рис. 6.11, *б* опытные точки, обработанные в форме зависимости относительного числа Стентона от температурного фактора

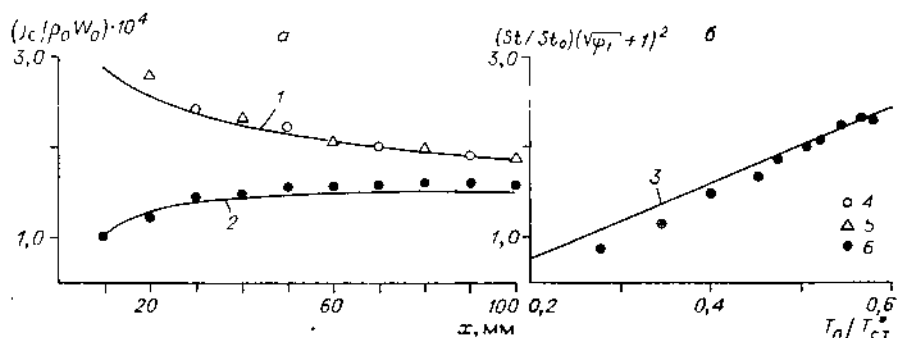


Рис. 6.11. Выгорание графитовой поверхности за участком пористого вдува азота.

1, 2 — расчет по формулам (6.19), (3.25) и (6.13); 3 — расчет по формуле (6.25).

Точки	$\rho_{\text{гр}}, \text{кг/м}^3$	$\rho_0 W_0, \text{кг/(м}^2 \cdot \text{с)}$	$\rho_s W_s, \text{кг/(м}^2 \cdot \text{с)}$	$Re_s \cdot 10^{-3}$	$T_{\text{ст}}, \text{К}$
4	1925	103	0	0	1930
5	1076	103	0	0	1960
6	1925	105	1,25	2,76	1930

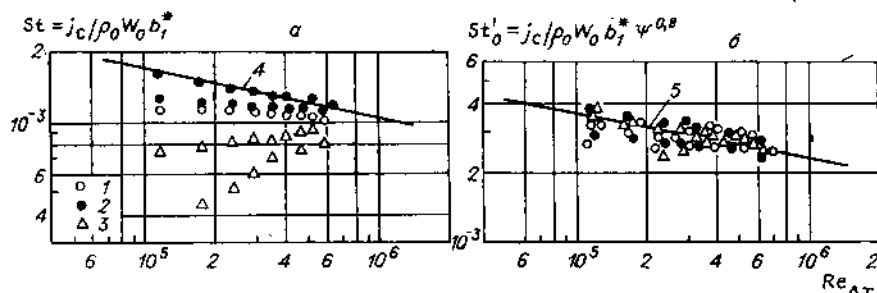


Рис. 6.12. Обобщение опытных данных о выгорании графита за пористым участком.

Вдув: 1 — азота, 2 — аргона, 3 — гелия; 4 — расчет по формулам (6.19) и (3.25) при $M_{\text{ст}}^* T_0 / M_0 T_{\text{ст}}^* = 1$; 5 — расчет по формуле (6.26).

$T_0 / T_{\text{ст}}^*$, подтверждаются теоретической формулой (3.30), которая для рассматриваемых условий вдува однородного газа $M, \approx M_0$ имеет вид

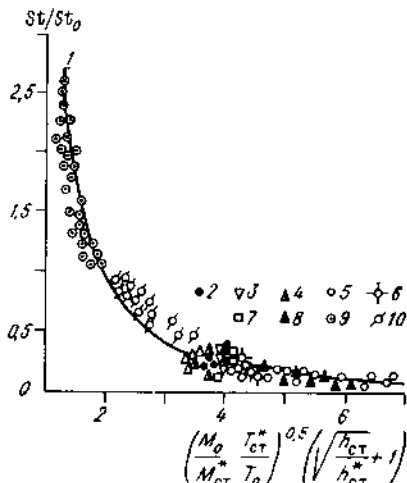
$$\Psi_T = \Psi / \Psi_j = \frac{T_0}{T_{\text{ст}}^*} \left(\frac{2}{\sqrt{\psi_1} + 1} \right)^2. \quad (6.25)$$

В опытах со вдувом аргона и гелия через пористый участок исследовалось одновременно влияние всех параметров ($M_{\text{ст}}^* / M_0$, $T_0 / T_{\text{ст}}^*$, ψ_1 и b_1^*) на интенсивность выгорания графитовой поверхности в условиях завесы. Температура пористого участка была $T_s = 1670 - 1900 \text{ К}$, интальный фактор неизотермичности на нем изменялся от $h_s / h_0 \approx 3$ при вдуве аргона до 34 при вдуве гелия.

Опытные данные, полученные при вдуве аргона ($\rho_s W_s = 0,8$ и $1,88 \text{ кг/(м}^2 \cdot \text{с)}$), азота ($\rho_s W_s = 1,25 \text{ кг/(м}^2 \cdot \text{с)}$) и гелия ($\rho_s W_s = 0,8$ и $1,4 \text{ кг/(м}^2 \cdot \text{с)}$), показаны на рис. 6.12, а в виде зависимости диф-

Рис. 6.13. Относительный закон тепло-массообмена при наличии газовой завесы.

1 — расчет по формуле (3.22); опыты на выгорающей поверхности: 2 — без вдува; 3—5 — тангенциальный вдув азота, аргона и гелия; 6—8 — выгорание за участком пористого вдува азота, аргона и гелия; 9 — опыты по теплообмену А. И. Леонтьева, В. П. Миронова, А. В. Фафурина [154]; 10 — опыты по трению Перкинса и Варсоу-Шмидта [299].



фузионного числа Стентона $St = j_c / \rho_0 W_0 b_1^*$ от числа Рейнольдса $Re_{\Delta x}$, рассчитанного по длине плотного графитового участка. Массовая скорость основного потока $\rho_0 W_0 = 105 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$. Здесь же нанесен расчет по формулам (6.19) и (3.25) при $M_{ct}^* T_0 / M_0 T_{ct}^* = 1$.

Как видно, наблюдается расслоение опытных данных. Обобщить их удается (рис. 6.12, б) только после приведения числа Стентона к стандартным условиям $St_0 = j_c / \rho_0 W_0 b_1^* \Psi^{0.8}$ с привлечением теоретических зависимостей (3.25) или (3.30), учитывающих влияние завесы на относительную функцию теплообмена Ψ . При этом экспериментальные результаты удовлетворительно описываются известной простой формулой

$$St_0 = St / \Psi^{0.8} = 0,029 Re_{\Delta x}^{-0.2} Sc^{-0.6} (\mu_{ct} / \mu_0)^{0.2}. \quad (6.26)$$

Результаты всех опытов на выгорающей графитовой поверхности с газовой завесой как за тангенциальной щелью, так и за участком пористого вдува в форме относительного коэффициента массообмена представлены на рис. 6.13. Здесь же приведены опытные данные об относительных коэффициентах теплообмена [154] и трения [195], полученные в условиях больших температурных напоров ($0,1 < \psi_1 < 7$) в турбулентном пограничном слое без завесы. Видно, что теоретическая формула (3.22) удовлетворительно согласуется с экспериментами во всем исследованном диапазоне изменения факторов неизотермичности ψ_1 , T_{ct}^* / T_0 и неоднородности вдува M_0 / M_{ct}^* .

Таким образом, завеса инертного газа вызывает существенное снижение интенсивности химической эрозии реагирующей поверхности. Эффективность газовой завесы при диффузионном режиме выгорания увеличивается с уменьшением молекулярного веса и ростом температуры вдуваемого газа.

Можно отметить, что во всех рассмотренных случаях предлагаемый метод расчета находится в удовлетворительном соответствии с опытами. При более сложных граничных условиях, например при течении газа в сопле, для определения интенсивности теплообмена необходимо воспользоваться уравнениями (6.23), (6.16) и (3.30).

Учитывая консервативность законов турбулентного тепломассообмена к изменению граничных условий, можно ожидать и в более сложных случаях удовлетворительного соответствия теории с опытом.

§ 6.3. Затопленная турбулентная струя на выгорающей поверхности ($\bar{W}_0 \gg 1$)

Затопленная пристенная струя, как уже указывалось, представляет собой частный случай вдува через тангенциальную щель, когда скорость спутного потока равна нулю или мала по сравнению со скоростью газа в щели $W_0 \gg W_\infty$. При обтекании выгорающей поверхности на стенке вследствие реакций создается поперечный поток вещества.

Проанализируем влияние неизотермичности и поперечного потока вещества на характеристики турбулентного пограничного слоя, развивающегося на стенке (рис. 6.14). Интегрируя уравнение движения по толщине пограничного слоя от $y=0$ до $y=\delta_1$ с учетом уравнения неразрывности и следующих граничных условий:

$$\begin{aligned} \text{при } y=0 \quad \tau &= \tau_{\text{ст}}, \quad W_x = 0, \quad \rho W_y = j_{\text{ст}}; \\ \text{при } y=\delta_1 \quad \tau &= 0, \quad W_x = W_0 = f(x), \end{aligned} \quad (6.27)$$

получаем интегральное соотношение импульсов пограничного слоя на проницаемой стенке в затопленной струе

$$\frac{d\text{Re}^{**}}{dx} + C_1 \frac{\text{Re}^{**}}{\bar{W}_0} \cdot \frac{d\bar{W}_0}{dx} = \frac{c_{f1}}{2} (1 + b_1) \text{Re}_s \bar{W}_0. \quad (6.28)$$

Здесь $\bar{x} = x/s$, $\bar{W}_0 = W_0/W_s$;

$$C_1 = \left(1 + \frac{\delta^*}{\delta^{**}} - \frac{\delta_1^*}{\delta_1^{**}} \right) = \left(1 + H - \frac{\delta_1^*}{\delta_1^{**}} \right); \quad (6.29)$$

δ_1 , δ^* и δ^{**} — соответственно толщина пристенного пограничного слоя, толщины вытеснения и потери импульса; $c_{f1}/2 = \tau_{\text{ст}}/\rho_0 W_0^2$ — локальный коэффициент трения, рассчитанный по скорости на границе пристенного пограничного слоя W_0 (максимальной скорости в рассматриваемом сечении); $b_1 = j_{\text{ст}} 2/\rho_0 W_0 c_{f1}$ — параметр проницаемости стенки.

Вязкость газа на внешней границе пристенного пограничного слоя в затопленной струе в общем случае может изменяться по длине. В интегральном соотношении импульсов (6.28) при переходе к безразмерным величинам удобно воспользоваться постоянным значением вязкости, так как оно входит под знак дифферен-

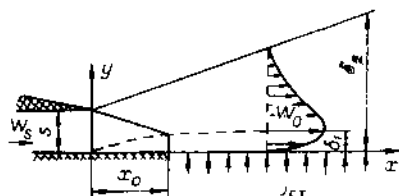


Рис. 6.14. Схема пристенной струи на проницаемой поверхности.

циала. Поэтому в рассматриваемом случае использовалась вязкость газа в щели. Соответственно определяются числа Рейнольдса, построенные по толщине потери импульса и ширине щели:

$$\text{Re}^{**} = \rho_0 W_0 \delta^{**} / \mu_s; \quad \text{Re}_s = \rho_s W_s s / \mu_s.$$

Для решения интегрального соотношения (6.28) необходимо иметь значение формпараметра C_1 , закон изменения максимальной скорости по длине, закон трения и значение фактора проницаемости b_1 .

Как было показано в § 2.3, при обтекании непроницаемой стенки в условиях, близких к изотермическим, значение формпараметра $C_1 = -8$. Найдем влияние на C_1 неизотермичности и проницаемости стенки, для чего проанализируем, как изменяются интегральные характеристики пограничного слоя:

$$\frac{\delta^*}{\delta_1} = \int_0^1 \left(1 - \frac{\rho}{\rho_0} \omega\right) d\xi; \quad \frac{\delta^{**}}{\delta_1} = \int_0^1 \frac{\rho}{\rho_0} \omega (1 - \omega) d\xi. \quad (6.30)$$

Здесь $\omega = W_x / W_0$; $\xi = y / \delta_1$.

Распределение плотностей по сечению однородного пограничного слоя находится из уравнения состояния и условия подобия профилей скоростей и температур в пристенном пограничном слое:

$$\rho / \rho_0 = (\psi_1 + (1 - \psi_1) \omega)^{-1}. \quad (6.31)$$

Определим сначала влияние фактора неизотермичности на непроницаемой стенке $j_{ст} = 0$. Принимая в этом случае для профиля скорости $\omega = \xi^{1/7}$, интегрируем выражения (6.30) с учетом (6.31):

$$\frac{\delta^*}{\delta_1} = 1 - 7 \left[\frac{\psi_1^7}{(1 - \psi_1)^8} \ln \psi_1 + \sum_{v=0}^6 \frac{(-1)^v \psi_1^v}{(7-v)(1-\psi_1)^{v+1}} \right]; \quad (6.32)$$

$$\frac{\delta^{**}}{\delta_1} = 7 \left[\frac{\psi_1^7}{(1 - \psi_1)^8} \ln \psi_1 + \frac{\psi_1^7}{(1 - \psi_1)^8} + \sum_{v=0}^6 \frac{(-1)^v \psi_1^v}{(7-v)(8-v)(1-\psi_1)^{v+1}} \right]. \quad (6.33)$$

Для анализа влияния поперечного потока вещества на интегральные характеристики пограничного слоя воспользуемся профилем скорости, полученным в работе [195] при течении газа на проницаемой поверхности:

$$\omega = 1 - \sqrt{\Psi + b(1 - \omega_0)} + (b/4)(1 - \omega_0)^2. \quad (6.34)$$

Здесь $\omega_0 = \xi^{1/7}$ — распределение скоростей в изотермическом пограничном слое на непроницаемой пластине. В этом случае относительный закон трения имеет вид

$$\Psi = (1 - b/4)^2; \quad b = b_1 \Psi = j_{ст} 2 / \rho_0 W_0 c f_0.$$

Тогда из уравнений (6.30) и (6.34) находим зависимость интеграль-

ных характеристик пограничного слоя от вдува

$$\frac{\delta^*}{\delta_1} = \frac{1}{8} \left(\sqrt{\Psi + b} - \frac{b}{18} \right); \quad (6.35)$$

$$\frac{\delta^{**}}{\delta_1} = \frac{1}{8} \left(\sqrt{\Psi + b} - \frac{b}{18} \right) - \frac{1}{36} (\Psi + b) + \frac{1}{240} \sqrt{\Psi + b} - \frac{b^2}{5280}. \quad (6.36)$$

Зависимость формпараметра C_1 от фактора неизотермичности (при $b=0$) и от вдува (при $\psi=1$) показана на рис. 6.15. Видно, что на формпараметр C_1 неизотермичность может оказывать более сильное влияние, чем проницаемость стенки.

Если принять, что закон трения

$$c_{f1}/2 = (c_{f0}/2) \Psi = 2 \operatorname{Re}^{**m} (\mu_{\text{ст}}/\mu_s)^m \Psi \quad (6.37)$$

справедлив и для турбулентного пограничного слоя, развивающегося на стенке в затопленной струе, то решение интегрального соотношения импульсов (6.28) совместно с (6.37) может быть получено в виде

$$\operatorname{Re}^{**} = \bar{W}_0^{-C_1} \left[A(m+1) \operatorname{Re}_s \int_{x_0}^{\bar{x}} \bar{W}_0^{C_1(m+1)+1} (1+b_1) \Psi (\mu_{\text{ст}}/\mu_s)^m d\bar{x} + \right. \\ \left. + (\operatorname{Re}^{**} \bar{W}_0^{C_1})^{1+m} \right] \frac{1}{m+1}. \quad (6.38)$$

Изменение максимальной скорости в плоской затопленной струе, распространяющейся в пространстве, заполненном однородным газом ($\rho_s \sim \rho_\infty$), описывается степенной зависимостью [307]

$$\bar{W}_0 = C_2 \bar{x}^a. \quad (6.39)$$

Тогда из уравнения (6.38) с учетом (6.39) на основном участке течения ($x \gg x_0$) при условии $b_1 = \text{const}$ и постоянной температуре стенки $\Psi = \text{const}$ имеем

$$\operatorname{Re}^{**} = \left[\frac{A(m+1) \operatorname{Re}_s (1+b_1) C_2^a \bar{x}^{a+1} \Psi \left(\frac{\mu_{\text{ст}}}{\mu_s} \right)^m}{a C_1 (m+1) + a + 1} \right] \frac{m}{m+1}. \quad (6.40)$$

Подставляя последнее выражение в закон трения (6.37), получаем значение коэффициента трения по длине поверхности. Используя соотношение $\operatorname{St}_1 = (c_{f1}/2) \operatorname{Pr}^{-0.6}$, находим выражение для числа Стентона

$$\operatorname{St}_1 = \frac{A \Psi [a C_1 (m+1) + a + 1] \frac{m}{m+1}}{\left[A(m+1) \operatorname{Re}_s \Psi (1+b_1) C_2^a \bar{x}^{a+1} \right] \frac{m}{m+1} \operatorname{Pr}^{0.6}} \left(\frac{\mu_{\text{ст}}}{\mu_s} \right)^{\frac{m}{m+1}}; \quad (6.41)$$

Здесь $\operatorname{St} = j_{\text{ст}}/\rho_0 W_0 b_1$ — число Стентона, рассчитанное по параметрам на внешней границе пристенного пограничного слоя.

Для практических же расчетов удобнее пользоваться числом Стентона, которое определяется по параметрам в щели:

$$\operatorname{St}_2 = \frac{j_{\text{ст}}}{\rho_s W_s b_1} = \operatorname{St}_1 \bar{W}_0 = \operatorname{St}_1 C_2 \bar{x}^a. \quad (6.42)$$

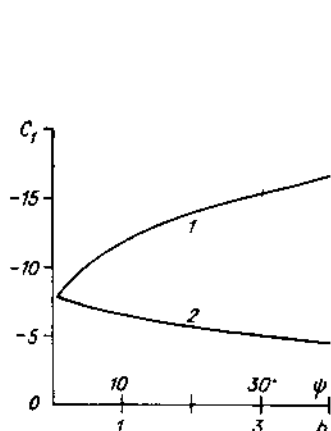


Рис. 6.15. Значение формпараметра C_1 в пристенной турбулентной струе.

1 — зависимость C_1 от фактора неизотермичности ψ , расчет по формулам (6.29), (6.32) и (6.33); 2 — влияние вдува b на C_1 , расчет по формулам (6.29), (6.35) и (6.36).

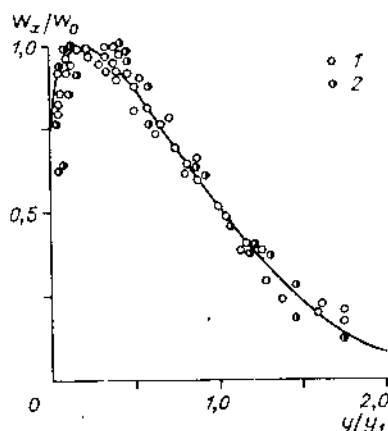


Рис. 6.16. Профиль скорости в пристенной струе.

Кривая — профиль Глауэрта [279]; 1 — опыты в канале; 2 — опыты на пластине [307].

Опыты проводились автором совместно с П. В. Никитиным на установке с индукционным нагревом графитового канала, которая подробно описана в § 5.2 и 6.2. Схема рабочего участка показана на рис. 6.1, а. Струя воздуха подавалась в канал через кольцевую тангенциальную щель шириной $s = 2,08$ мм. Из окружающего пространства воздух эжектировался в канал через внутреннее сопло 1. Температура вдуваемого воздуха во всех опытах практически не изменялась: $T_s \approx T_\infty \approx 290$ К.

Сначала была проведена серия тарировочных опытов в изотермических условиях при отсутствии выгорания графитовой стенки. Цель этих опытов — получение характеристик струи, распространяющейся в начальном участке трубы. В экспериментах число Рейнольдса по параметрам щели Re_s изменялось от $3,6 \cdot 10^3$ до $1,7 \cdot 10^4$, что соответствовало изменению скорости W , от 26,2 до 124 м/с. При этом вследствие эжекции воздуха из окружающего пространства относительная скорость составляла $W_s/W_\infty = 3,8 \div 4$.

Измеренные профили скоростей сравнивались с опытами в пристенной струе на плоской пластине [307]. Как видно из рис. 6.16, профили скоростей пристенной струи, полученные при течении в трубе, хорошо согласуются с профилями в плоской струе [279, 307]. Значению поперечной координаты y_1 на рис. 6.16 соответствует точка, скорость в которой равна половине максимальной в рассматриваемом сечении.

Экспериментальные результаты по измерению максимальной скорости пристенной струи в трубе хорошо описываются зависимостью

$$W_0 = 3,6x^{-0,43}, \quad (6.43)$$

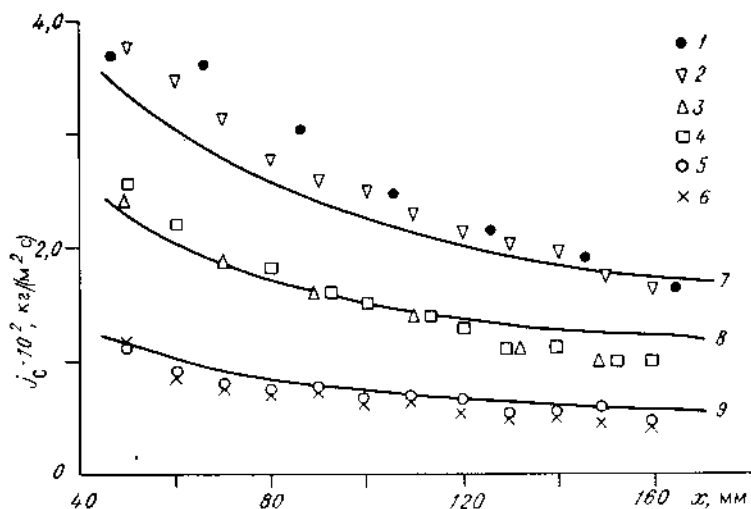


Рис. 6.17. Интенсивность выгорания графитовой стенки по длине канала в за-топленной пристенной струе воздуха.

Опытные значения W_0 , м/с: 1 — 114, 2 — 113, 3 — 59,6, 4 — 72,7, 5 — 27,4, 6 — 26; 7—8 — расчет по формулам (6.46) и (6.47) соответственно при $W_0 = 114$; 66 и 26 м/с.

полученной в работе [307] для плоского течения в диапазоне изменения относительной скорости вдува $3 < W_0/W_0 < 9$. По-видимому, в рассматриваемом случае (при $s/d = 0,0508$ и $x/d \leq 5$) поперечная кривизна поверхности не оказывает существенного влияния на характеристики пристенной струи и течение в ней подобно плоскому.

Далее изучался массообмен в пристенной струе воздуха на выгорающей графитовой поверхности. Температура графитовой поверхности составляла 1900—2000 К, что соответствовало значению температурного фактора $\psi \approx 7$.

Экспериментальные значения числа Стентона определялись по формуле

$$St = j_{ст}/\rho_s W_0 b_1, \quad (6.44)$$

где $j_{ст} = \delta \gamma_{гр}/\tau$ — значение локальной скорости выгорания графита. Параметр проницаемости при выгорании в воздушной струе сохранял постоянное значение по длине поверхности и составлял $b_1 = = (3/4)(K_0)_0 = 0,173$.

Так как в опытах величина поперечного потока на поверхности мала ($b = b_1 \Psi < 0,1$), то значение формпараметра C_1 определялось только в зависимости от фактора неизотермичности (рис. 6.15). Используя значение $C_1 = -11$ и закон изменения максимальной скорости (6.43), из уравнений (6.41) и (6.42) можно получить выражение для числа Стентона

$$St_2 Re_s^{0,3} = (0,12/\bar{x}^{0,56} Pr^{0,6}) (\mu_{ст}/\mu_s)^{0,2} \Psi^{0,8} \quad (6.45)$$

Рис. 6.18. Обобщение данных о массо-обмене в пристенной струе.

Расчет по формулам (6.45), (6.47) при $\psi=1$ и $\psi=7$. Обозн. опытных точек см. на рис. 6.17.

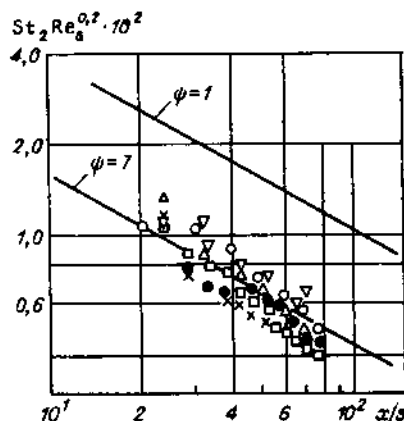
и для скорости выгорания поверхности

$$j_{\text{ст}} = \frac{0,12 b_1 \rho_s W_s \Psi^{0,8}}{x^{0,56} \text{Re}_s^{0,2} \text{Gr}^{0,6}} \left(\frac{\mu_{\text{ст}}}{\mu_s} \right)^{0,2}. \quad (6.46)$$

Относительный закон тепломассообмена (3.8) с учетом распределения плотностей (6.31) в рассматриваемом случае имеет вид

$$\Psi = \frac{4}{b_1(\psi_1 - 1)} \left[\arctg \sqrt{\frac{b_1}{(\psi_1 - 1)(1 + b_1)}} - \arctg \sqrt{\frac{b_1 \psi_1}{\psi_1 - 1}} \right]^2. \quad (6.47)$$

Полученные экспериментальные данные сопоставлены с теоретическими расчетами на рис. 6.17 и рис. 6.18. Принималось, что числа Прандтля и Шмидта равны. На рис. 6.17 показана скорость выгорания графита ($\rho_{\text{гр}} = 1895 \text{ кг/м}^3$) по длине канала в затопленной пристенной струе воздуха для различных скоростей в щели. Эти же опытные данные на рис. 6.18 обработаны в соответствии с формулой (6.45), которая позволяет их обобщить. Для сравнения приведен тепломассообмен в квазиизотермических условиях $\psi \rightarrow 1$. Видно, что неизотермичность потока в рассматриваемом случае приводит к уменьшению интенсивности тепломассообмена более чем в 2 раза по сравнению с условиями, близкими к изотермическим, и ее влияние в пристенной струе также можно учесть с помощью относительных законов турбулентного пограничного слоя.



Глава 7

ЗАКРУЧЕННЫЕ ТЕЧЕНИЯ

§ 7.1. Эффективность закрученной газовой завесы на адиабатической стенке

Вихревое движение рабочей среды широко применяется в технологических аппаратах различных отраслей техники (энергетика, химическая технология, очистные устройства и т. п.). Закрутка потока может быть использована для интенсификации процессов тепломассопереноса. Частично закрученные потоки (закрученные завесы) находят применение для тепловой защиты стенок и стабилизации электрической дуги в плазмотронах.

Рассмотрим результаты исследования закрученной газовой завесы на адиабатической стенке, полученные совместно с В. П. Лебе-

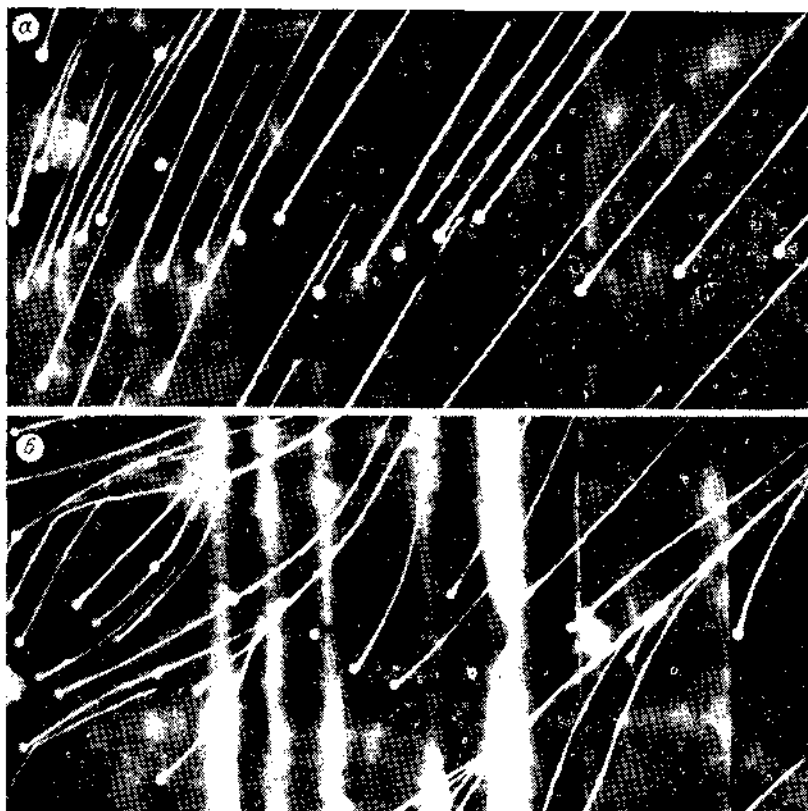


Рис. 7.1. Картина линий тока вблизи поверхности канала.

а — $\varphi_0 = 74^\circ$; б — $\varphi_0 = 86^\circ$.

девым и Н. Е. Шишкиным [51, 90, 315]. Опыты проводились в цилиндрическом канале диаметром 46 мм, когда вдуваемый через периферийную кольцевую щель $s = 2$ мм поток газа закручивался, а основной осевой поток был незакрученным.

В качестве вторичного потока использовались воздух, аргон и гелий, относительные массовые расходы которых составляли $m = \rho_0 W_s / \rho_0 W_0 = 0,11 - 8,00$, где W_s — среднерасходная скорость газа в щели. Начальные углы закрутки газа на выходе из щели составляли $\varphi_0 = 0; 58; 74; 86^\circ$. В экспериментах измерялись профили скорости и температуры, температура и концентрация газа на адиабатической стенке. Кроме того, осуществлялась визуализация картины течения в непосредственной близости от стенки путем ввода смеси глицерина с окисью цинка через отверстия, просверленные в разных сечениях канала и смещенные по винтовой линии. Следы растекания вязкой смеси по поверхности канала проецировались на фотобумагу. Типичная картина с линиями растекания жидкости показана на рис. 7.1. По полученным линиям растекания анализировался характер течения вблизи стенки. Как показали опыты, при углах закрутки

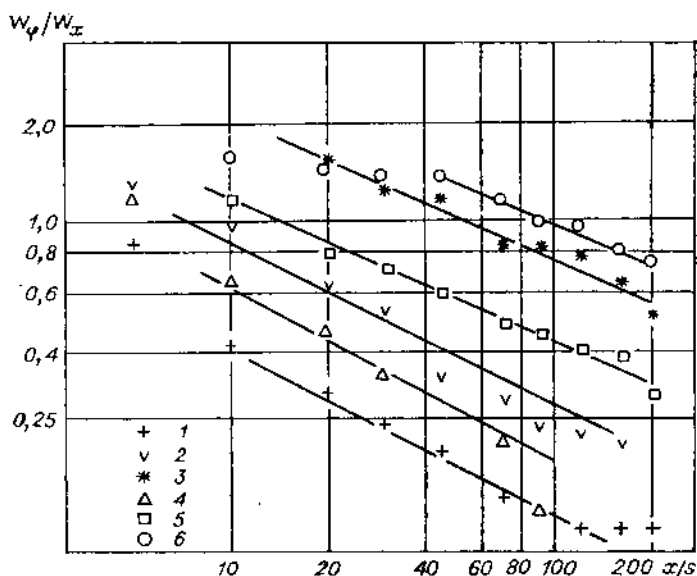


Рис. 7.2. Изменение закрутки потока по длине канала.

$\phi_0=58^\circ$: 1 — $m=0,3$, 2 — $m=0,5$, 3 — $m=0,9$; $\phi_0=74^\circ$: 4 — $m=0,3$, 5 — $m=0,5$, 6 — $m=0,9$.

газовой завесы $\phi_0=58$ и 74° , течение является осесимметричным (рис. 7.1, а), при сильно закрученном потоке ($\phi_0=86^\circ$) осесимметричная структура нарушается (рис. 7.1, б). По-видимому, поле массовых сил, индуцированное круткой потока, при этих условиях вызывает вторичные течения типа вихрей Гертлера — Тейлора.

По картинам растекания вязкой жидкости, полученным при начальных углах закрутки $\phi_0=58$ и 74° , определялись осредненные линии тока газа вблизи поверхности канала. Тангенс угла наклона касательной, проведенной к линии тока, дает отношение вращательной W_ϕ и осевой W_x скоростей в рассматриваемом сечении. Отношение этих скоростей характеризует степень закрутки потока вблизи стенки. По изменению угла наклона касательной можно проследить за затуханием крутки по длине канала. Экспериментальные данные о затухании крутки вторичного потока по длине канала в зависимости от относительной массовой скорости вдува и начального угла закрутки показаны на рис. 7.2. Видно, что, чем больше параметр вдува m , тем более высокой сохраняется величина закрутки W_ϕ/W_x по длине канала. Увеличение начального угла закрутки также приводит к увеличению локальных значений W_ϕ/W_x .

Анализ опытных данных о распределении скорости поперек канала обнаруживает ряд особенностей течения в закрученном ограниченном потоке. На рис. 7.3, б показан профиль осевой компоненты скорости, измеренный в разных сечениях. Здесь же нанесена степенная зависимость с показателем степени $1/7$ для развитого турбулентного пограничного слоя

$$W_x/W_{x_0} = 0,717 (y/\delta^{**})^{1/7}, \quad (7.1)$$

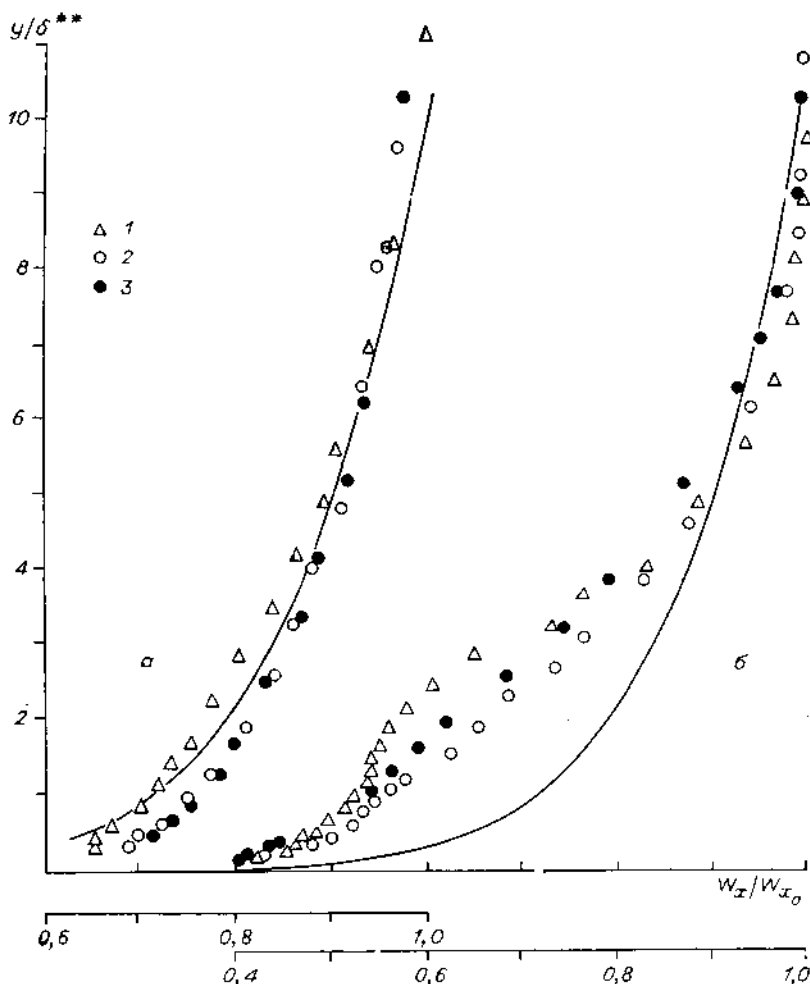


Рис. 7.3. Профиль продольной составляющей скорости при закрутке периферийного потока.

Опыты при $m=0,5$: а — $\varphi_0=0^\circ$; б — $\varphi_0=74^\circ$; 1 — $x/s=48$; 2 — $x/s=93$; 3 — $x/s=137$.
Кривые — расчет по формуле (7.1).

где W_x, W_{x_0} — продольные составляющие скорости в рассматриваемой точке пограничного слоя и на его внешней границе соответственно;

$\delta^{**} = \int_0^{\delta} (W_x/W_{x_0})(1 - W_x/W_{x_0})(1 - y/R) dy$ — толщина потери импульса; R — радиус канала. Зависимость (7.1) удовлетворительно

описывает профиль скорости, полученный в этом же канале при незакрученной завесе (рис. 7.3, а). При закрученной завесе профиль скорости становится менее заполненным. Кроме того, можно отметить, что в условиях закрутки периферийного потока автомодель-

Рис. 7.4. Обобщение профилей температуры при закрученной газовой завесе.

Опыты при $m=0,5$: 1 — $\varphi_0=0^\circ$, $x/s=48$; 2 — $\varphi_0=58^\circ$, $x/s=48$; 3 — $\varphi_0=74^\circ$, $x/s=48$; 4 — $\varphi_0=74^\circ$, $x/s=137$. Кривая — расчет по формуле (7.2).

ность профиля продольной составляющей скорости наступает на более удаленных расстояниях вниз по течению. Аналогичная картина наблюдается и с распределением полной скорости. Профили тангенциальной скорости показали, что ее максимальное значение быстро уменьшается от сечения к сечению вниз по потоку, при этом координата максимума скорости удаляется от стенки, смещаясь к оси канала.

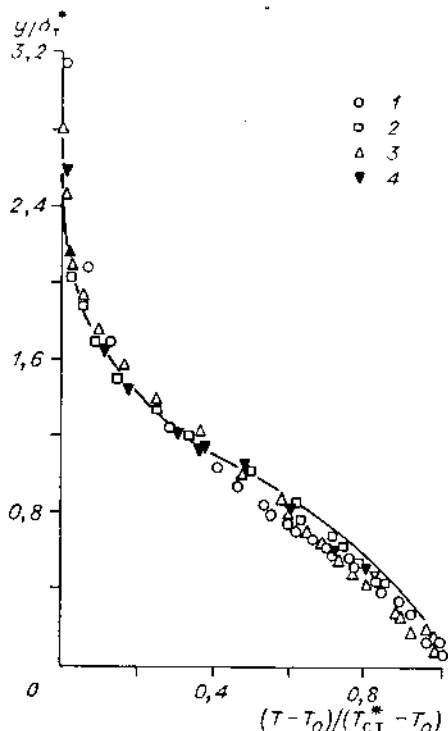
Тепловые опыты были проведены при нагреве и охлаждении вторичного потока воздуха относительно основного примерно на 60°C и включали в себя измерение профилей температуры и эффективности газовой завесы при закрутке вторичного потока. Как показали профили температуры, измеренные в разных сечениях, для углов закрутки $\varphi_0 = 0; 58; 74^\circ$ и относительного параметра вдува $m = 0,5$ увеличение угла закрутки приводит к деформации профиля температуры: вблизи стенки он становится менее заполненным. Это указывает на интенсификацию процесса перемешивания при данных условиях течения. При удалении от щели вниз по потоку ширина зоны смещения увеличивается, происходит смыкание тепловых пограничных слоев и изменение температуры основного потока на оси.

Измеренные профили температуры обобщаются в виде зависимости

$$(T - T_0)/(T_{\text{ст}}^* - T_0) = f(y/\delta_r^*), \text{ где } \delta_r^* = \int_0^R [(T - T_0)/(T_{\text{ст}}^* - T_0)] dy -$$

толщина вытеснения теплового пограничного слоя. Такая обработка показана на рис. 7.4 для всех исследованных углов закрутки в разных сечениях канала при параметре вдува через щель $m = 0,5$. Как видно из графика, опытные точки обобщаются между собой. Здесь же дается расчет по формуле Вилхардта [175]

$$(T - T_0)/(T_{\text{ст}}^* - T_0) = \exp[-0,768(y/\delta_r^*)^{13/6}], \quad (7.2)$$



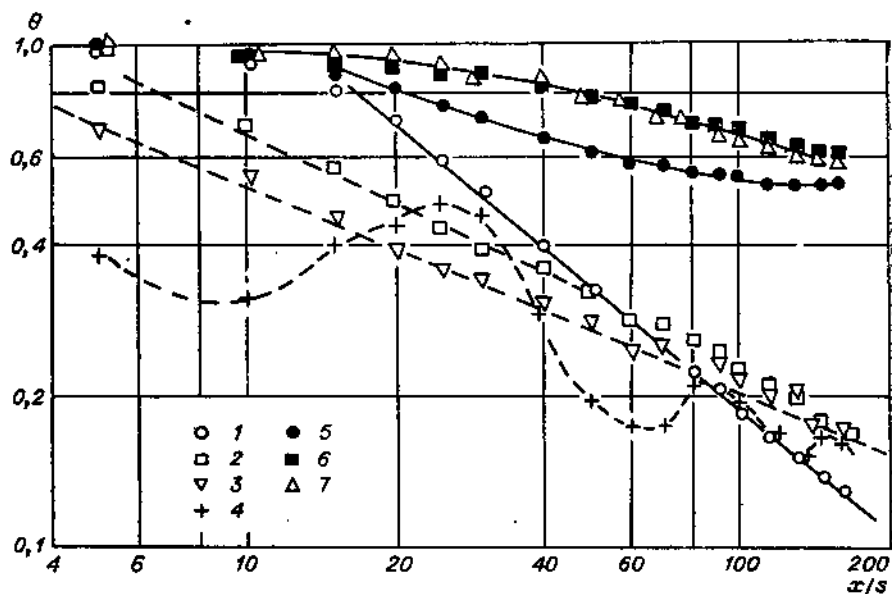


Рис. 7.5. Эффективность завесы при вдуве закрученного потока воздуха.
 $m=0,5$: 1 — $\varphi_0=0^\circ$, 2 — $\varphi_0=58^\circ$, 3 — $\varphi_0=74^\circ$, 4 — $\varphi_0=86^\circ$; $m=5$: 5 — $\varphi_0=0^\circ$, 6 — $\varphi_0=58^\circ$, 7 — $\varphi_0=74^\circ$.

который находится в удовлетворительном соответствии с экспериментом.

Полученное распределение температуры потока по сечению пограничного слоя определяет характер изменения эффективности закрученной газовой завесы, которая находилась по соотношению $\Theta = (T_0 - T_{ст}^*) / (T_0 - T_s)$. Здесь $T_{ст}^*$ — температура адиабатической стенки в условиях завесы; T_0 — температура основного потока на входе в канал; T_s — температура вдуваемого газа. Характерные данные об эффективности завесы при вдуве воздуха в воздух представлены на рис. 7.5 для начальных углов закрутки $\varphi_0 = 0; 58; 74; 86^\circ$ и параметров вдува $m = 0,5$ и 5. Как видно из графика, при параметре вдува $m = 0,5$ эффективность закрученной завесы на близких расстояниях от щели становится меньше, чем эффективность завесы без закрутки (разница до 70% при $\varphi_0 = 74^\circ$). В результате интенсификации смещения двух потоков за срезом щели при закрутке происходит значительное уменьшение длины начального участка. При удалении от щели вниз по потоку опытные точки по эффективности закрученной и незакрученной завесы сближаются. Изменение безразмерной температуры стенки Θ по длине канала при большом угле закрутки $\varphi_0 = 86^\circ$ имеет сложный вид, что является следствием несимметричности потока в пристенной области, связанной с образованием вторичных вихревых течений.

При больших расходах вторичного потока ($m = 5$), как видно из графика, закрутка вдуваемого газа приводит к некоторому уве-

Рис. 7.6. Длина начального участка при закрученной газовой завесе.

1 — $\varphi_0 = 0^\circ$; 2 — $\varphi_0 = 58^\circ$; 3 — $\varphi_0 = 74^\circ$; 4 — расчет по формуле (7.3).

личению эффективности тепловой защиты. Здесь следует отметить, что изменение угла закрутки от 58° до 74° практически не изменило значений Θ . В работе [315] показано, что при вдуве воздуха в воздух закрутка вторичного потока вызывает снижение эффективности завесы в диапазоне значений параметра вдува $0 < m < 2$, а увеличение — при $m > 2$.

Как уже отмечалось, закрутка периферийного потока сильно влияет на длину начального участка x_0 , где температура стенки за щелью остается постоянной и равной температуре вдуваемого газа. На рис. 7.6 показана длина начального участка в зависимости от относительной скорости вдува $\bar{W}_s$ при различной степени закрутки вторичного потока. В случае незакрученной газовой завесы при $\bar{W}_s < 1$ опыты хорошо описываются зависимостью, предложенной в работе [64]:

$$x_0/s = 28(W_s/W_0)^{1,25}. \quad (7.3)$$

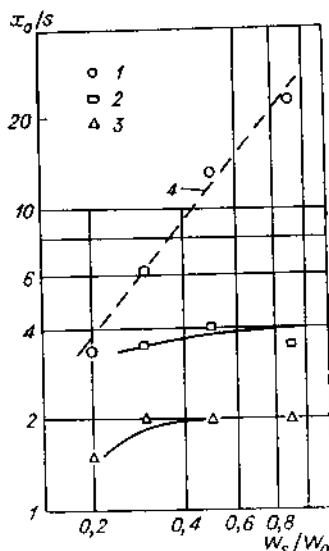
При закрутке вдуваемого газа длина начального участка значительно сокращается и остается практически неизменной для данной интенсивности закрутки во всем диапазоне изменения относительной скорости вдува $0 < \bar{W}_s < 1$.

Расчет длины начального участка для закрученной газовой завесы с использованием закономерностей спутных струй дан в работе [90], где рассматриваются случаи вдува как однородного, так и неоднородного газа.

Для обобщения экспериментальных данных об эффективности завесы в работе [315] используется зависимость типа (3.14), которая с учетом осесимметрии течения в трубе имеет вид

$$\Theta = \left[1 + 0,24 \text{Re}_s^{-1,25} (\mu_0/\mu_s)^{1,25} (\rho_0 W_0/\mu_0) (1 - s/D)^{-1,25} \int_{x_0}^x \Psi dx \right]^{-0,8}. \quad (7.4)$$

Здесь $\text{Re}_s = \rho_s W_s s/\mu_s$ — число Рейнольдса, построенное по параметрам вторичного потока и высоте щели s ; $\Psi = \text{St}/\text{St}_0$ — относительная функция теплообмена, учитывающая влияние возмущающих факторов (сжимаемости, неізотермичности и др.) на коэффициент теплообмена. В общем случае эта функция должна учитывать и влияние закрутки. Для незакрученной завесы и при



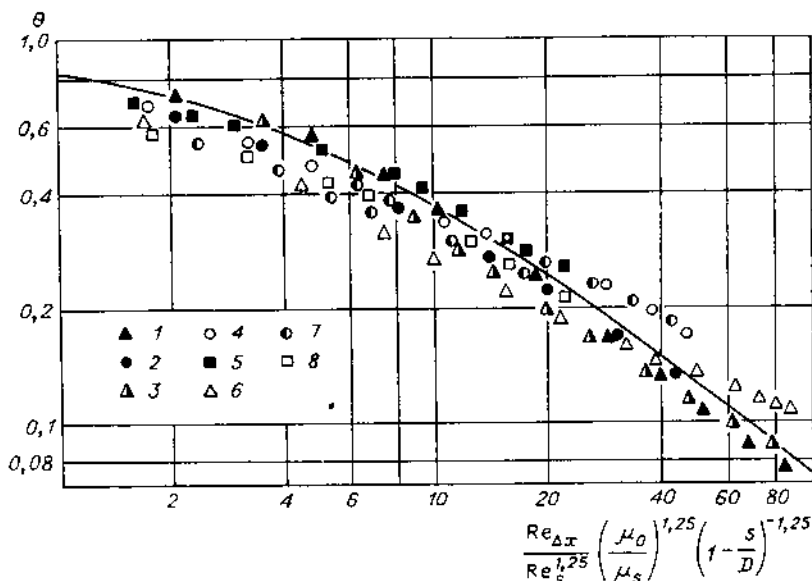


Рис. 7.7. Обобщение опытных данных об эффективности закрученной газовой завесы при вдуве воздуха в воздух.

$\varphi_0=0^\circ$: 1 — $m=0,3$, 2 — $m=0,5$; $\varphi_0=58^\circ$: 3 — $m=0,3$, 4 — $m=0,5$, 5 — $m=0,9$; $\varphi_0=74^\circ$: 6 — $m=0,3$, 7 — $m=0,5$, 8 — $m=0,9$. Кривая — расчет по формуле (7.5).

отсутствии других возмущающих факторов ($\Psi = 1$) формула (7.4) имеет вид

$$\Theta = [1 + 0,24 \operatorname{Re}_{\Delta x} \operatorname{Re}_s^{-1,25} (\mu_0/\mu_s)^{1,25} (1 - s/D)^{-1,25}]^{-0,8}, \quad (7.5)$$

где $\operatorname{Re}_{\Delta x} = \rho_0 W_0 \Delta x / \mu_0$ — число Рейнольдса, построенное по параметрам основного потока и расстоянию $\Delta x = x - x_0$; x_0 — длина начального участка. Как показали опыты, закрутка периферийного потока сильно влияет на длину начального участка, в то же время интенсивность закрутки резко падает по длине канала и течение постепенно переходит в незакрученное. Поэтому была сделана попытка обобщить опытные данные об эффективности закрученной завесы с помощью формулы (7.5), а влияние закрутки учесть через длину начального участка. Результаты обобщения опытов при вдуве холодного и горячего воздуха для закрученной и незакрученной завес показаны на рис. 7.7. Здесь же показан расчет по формуле (7.5). Видно, что для определения эффективности закрученной завесы в первом приближении можно воспользоваться этой формулой. Для более точного расчета необходимо в формуле (7.4) учитывать влияние закрутки на относительную функцию теплообмена Ψ .

Влияние закрутки инородных газов на эффективность завесы исследовано в опытах при вдуве в поток воздуха аргона ($\rho_s/\rho_0 = 1,36$) и гелия ($\rho_s/\rho_0 = 0,13$), а также при вдуве воздуха в поток гелия ($\rho_s/\rho_0 = 7,5$). Эффективность определялась через весовые концентрации газов $\Theta = (K_{\text{ст}}^* - K_0)/(K_s - K_0)$. Записывая Θ через кон-

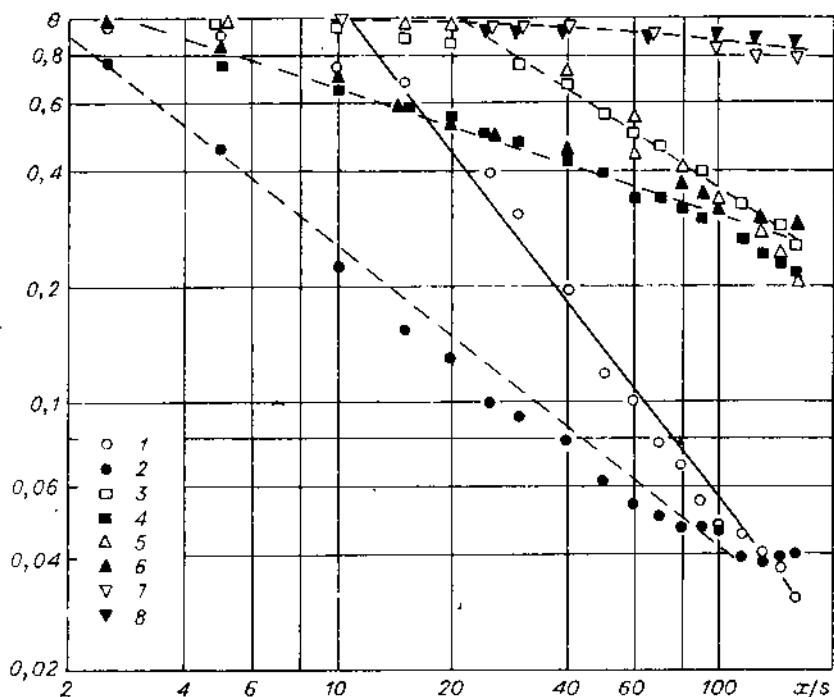


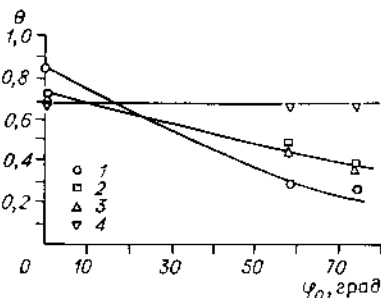
Рис. 7.8. Эффективность завесы при вдуве инородных газов.

Вдув гелия в воздух: 1 — $\varphi_0=0^\circ$; 2 — $\varphi_0=74^\circ$ ($W_s/W_0=0,8$, $\rho_s/\rho_0=0,13$, $m=0,11$). Вдув воздуха в воздух: 3 — $\varphi_0=0^\circ$; 4 — $\varphi_0=74^\circ$ ($W_s/W_0=0,7$, $\rho_s/\rho_0=1,2$, $m=0,9$). Вдув аргона в воздух: 5 — $\varphi_0=0^\circ$; 6 — $\varphi_0=74^\circ$ ($W_s/W_0=0,7$, $\rho_s/\rho_0=1,36$, $m=0,9$). Вдув воздуха в гелий: 7 — $\varphi_0=0^\circ$; 8 — $\varphi_0=74^\circ$ ($W_s/W_0=0,7$, $\rho_s/\rho_0=7,5$, $m=5$).

центрации вдуваемых газов и учитывая, что $K_0=0$, имеем $\Theta = K_{ст}^*/K_s$, где K_s — концентрация вдуваемого газа на выходе из щели. Сопоставление результатов экспериментов при вдуве закрученного и незакрученного инородного газа при $W_s/W_0 < 1$ показано на рис. 7.8. Опытные данные сравниваются при близких значениях относительной скорости вдува. Видно, что закрутка вторичного потока уменьшает эффективность завесы при вдуве как более легкого ($\rho_s/\rho_0=0,13$), так и более тяжелого ($\rho_s/\rho_0=1,2$ и $1,36$) газа. При большом отношении плотностей ($\rho_s/\rho_0=7,5$) эффект сниже-

Рис. 7.9. Влияние начального угла закрутки на эффективность завесы при вдуве газов различной плотности.

Опыты при $m=0,5$, $x/s=20$: 1 — вдув гелия в воздух, $\rho_s/\rho_0=0,13$; 2 — вдув воздуха в воздух, $\rho_s/\rho_0=1,2$; 3 — вдув аргона в воздух, $\rho_s/\rho_0=1,36$; 4 — вдув воздуха в гелий, $\rho_s/\rho_0=7,5$.



ния Θ от закрутки исчезает. Следует отметить различную интенсивность изменения Θ от угла закрутки для газов разной плотности. Это видно из рис. 7.9, где представлены опытные данные для всех использованных для вдува газов при одинаковом значении $m = 0,5$ и $x/s = 20$. Наиболее сильное влияние на эффективность оказывает закрутка легких газов. Так, при вдуве гелия ($\rho_s/\rho_0 = 0,13$) уменьшение эффективности при $\varphi_0 = 74^\circ$ по сравнению с незакрученной завесой составляет более 300%, при вдуве аргона ($\rho_s/\rho_0 = 1,36$) — примерно 200%. При вдуве же воздуха в гелий ($\rho_s/\rho_0 = 7,5$) закрутка почти не изменяет эффективности газовой завесы.

§ 7.2. Тепломассообмен в турбулентном пограничном слое закрученного потока

Изучению процессов турбулентного переноса в закрученных потоках посвящено большое количество работ, причем основная часть этих исследований была проведена для полностью развитого течения в трубе. Многообразие способов создания закрутки потока — лопаточным завихрителем на входе в канал, тангенциальным подводом газа, ленточными и шнековыми завихрителями и т. п. — значительно осложняет анализ и обобщение происходящих процессов. К настоящему времени отсутствует единая точка зрения на причины, вызывающие интенсификацию процессов переноса при закрутке потока; нет также достаточно строгой методики расчета трения и теплообмена в таких условиях. Поэтому большое распространение получил метод обобщения экспериментальных данных в зависимости от входных, геометрических и расходных условий конкретно исследуемых устройств [101, 237, 250]. Наиболее подробное освещение вопросов, связанных с теплообменом в каналах при различных способах закрутки потока, можно найти в монографии В. К. Шукина [249].

В работах [87, 177] данные о трении и теплообмене обобщаются по полной скорости на границе пограничного слоя закрученного потока, что приводит к зависимостям типа

$$Nu = Nu_0 (\cos \varphi)^{-0,8}, \quad (7.6)$$

где Nu и Nu_0 — число Нуссельта при наличии и отсутствии закрутки соответственно; φ — локальный угол закрутки. Согласно многочисленным экспериментальным данным, угол закрутки по толщине пограничного слоя изменяется незначительно, что и позволяет учитывать влияние закрутки потока простыми соотношениями типа (7.6). Метод, подобный использованному в [87, 177], был предложен авторами [115], и для расчета теплообмена они получили зависимость

$$(St/St_0)_{Re_T}^{**} = 1 + tg \varphi^{0,75}. \quad (7.7)$$

В указанной группе работ фактически применялся метод расчета плоского пограничного слоя с использованием принципа спрямления линий тока и эквивалентной скорости. Однако, как это показано в [72, 90, 237], в ряде случаев увеличением скорости на внешней границе пограничного слоя нельзя объяснить рост коэффициентов теплоотдачи в закрученных потоках.

Интенсификация процессов переноса импульса, тепла и массы в закрученных потоках по сравнению с незакрученным течением вызвана в основном двумя причинами: изменением величины и направления скорости в закрученном потоке и влиянием массовых сил, обусловленных кривизной линий тока у стенки, на турбулентные характеристики.

Проанализируем влияние этих факторов. На основании гипотезы турбулентности пространственного пограничного слоя [241, 292] связь между касательными напряжениями, турбулентным потоком тепла (массы) и осредненными характеристиками закрученного потока можно записать так:

$$\tau_x = \rho l^2 \left[\left(\frac{\partial W_x}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial W_\varphi}{\partial y} \right)^2 \right]^{1/2} \frac{\partial W_x}{\partial y} = \rho l^2 \left(\frac{\partial W_x}{\partial y} \right)^2 \frac{1}{\cos \varphi}; \quad (7.8)$$

$$\tau_\varphi = \rho l^2 \left[\left(\frac{\partial W_x}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial W_\varphi}{\partial y} \right)^2 \right]^{1/2} \frac{\partial W_\varphi}{\partial y} = \rho l^2 \left(\frac{\partial W_\varphi}{\partial y} \right)^2 \frac{1}{\sin \varphi}. \quad (7.9)$$

При выводе (7.8), (7.9) полагалось [241], что турбулентность в пограничном слое является изотропной и отношение толщины пограничного слоя к радиусу канала есть величина малая ($\delta \ll R_0$).

Для турбулентного потока тепла соответственно имеем

$$q = c_p \rho l l_T \left(\frac{\partial W_n}{\partial y} \right) \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right) = c_p \rho l l_T \left(\frac{\partial W_x}{\partial y} \right) \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right) \frac{1}{\cos \varphi}. \quad (7.10)$$

Здесь $W_n = \sqrt{W_x^2 + W_\varphi^2}$ полная скорость. Для простоты анализа можно принять [326], что в окрестности стенки распределение касательных напряжений при наличии закрутки совпадает с профилем в стандартном пограничном слое ($\tilde{\tau}/\tau_0 = 1$, где профиль относительных касательных напряжений есть $\tilde{\tau} = \tau/\tau_{cr} = 1 - 3\xi^2 + 2\xi^3$). Тогда, согласно асимптотической теории турбулентного пограничного слоя, относительная функция трения может быть записана [72] как

$$\Psi = (c_{fx}/c_{f_{0x}})_{Re^{**} \rightarrow \infty} = (1/\cos \varphi) \left[\int_0^1 \bar{\rho}^{-1/2} (l/l_0) d\omega \right]^2. \quad (7.11)$$

Без учета влияния кривизны линий тока на турбулентность ($l = l_0$) из (7.11) для изотермического течения имеем

$$\Psi = (c_{fx}/c_{f_{0x}})_{Re^{**} \rightarrow \infty} = 1/\cos \varphi. \quad (7.12)$$

Таким образом, продольная составляющая поверхностного трения $c_{fx}/2 = \tau_x/\rho W_x^2$ в $1/\cos \varphi$ раз больше, чем в незакрученном потоке, при этом коэффициенты трения и числа Рейнольдса, по-

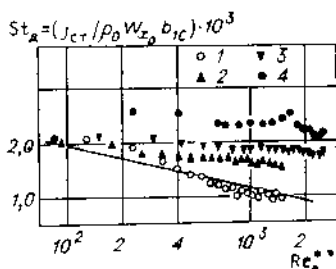


Рис. 7.10. Массообмен в закрученном потоке на начальном участке трубы при выгорании графита.

Опыты [72] при $\psi=7$: 1 — $W_{\Pi}/W_{\text{ср}}=1$, $\Phi=0$; 2 — 1,29, 0,34; 3 — 1,43, 0,493; 4 — 1,79, 0,9. Линия — расчет массообмена без закрутки по формуле $St=0,0123 Re^{** - 0,25} Sc^{-0,75} [2/(\sqrt{\Psi} + 1)]^2$.

которым проводится сопоставление, рассчитываются по продольной скорости на внешней границе пограничного слоя.

Принимая аналогию Рейнольдса и $l=l_T=l_d$ для $Pr=Sc=1$, из (7.11) получаем относительный закон тепломассообмена для закрученного потока

$$\Psi = (St/St_0)_{Re_T^{**}} = (St_d/St_{d0})_{Re_d^{**}} = 1/\cos \varphi, \quad (7.13)$$

где коэффициенты тепломассообмена должны также рассчитываться по продольной составляющей скорости на внешней границе пограничного слоя W_{x_0} .

Из сопоставления (7.12) и (7.13) следует, что закрутка потока приводит к одинаковому увеличению коэффициентов тепломассообмена и продольной составляющей поверхностного трения.

Опытные данные [72] о коэффициенте массообмена на начальном участке цилиндрического графитового канала при закрутке потока лопаточными завихрителями, расположенными на входе в рабочий участок, представлены на рис. 7.10. Экспериментальные значения коэффициента массообмена и диффузионного числа Рейнольдса определялись таким же образом, как и для незакрученного течения в гл. 5:

$$St_d = \frac{j_{ct}}{\rho_0 W_{x_0} b_{1c}}; \quad Re_d^{**} = \frac{1+b_{1c}}{b_{1c} \mu_0} \int_0^x j_{ct} dx, \quad (7.14)$$

где b_{1c} — параметр проницаемости на выгорающей поверхности, определяемый соотношением (5.26). Видно, что с увеличением степени закрутки потока $W_{\Pi}/W_{\text{ср}}$ (где $W_{\text{ср}}$ — среднерасходная скорость в канале) интенсивность массообмена значительно возрастает. На этом же рисунке приведены значения интегрального параметра закрутки Хигера — Бэра

$$\Phi = \int_0^r 2\pi r^2 W_{\varphi} W_x dr \left/ \left(R \int_0^R 2\pi r W_x^2 dr \right) \right., \quad (7.15)$$

который используется для обобщения опытных данных многими исследователями.

На рис. 7.11 сделана попытка обобщить результаты по массообмену с помощью функции тепломассообмена (7.13) по локальному значению угла закрутки на стенке. Угол закрутки потока на стенке при горении графита определялся по следу, образуемому

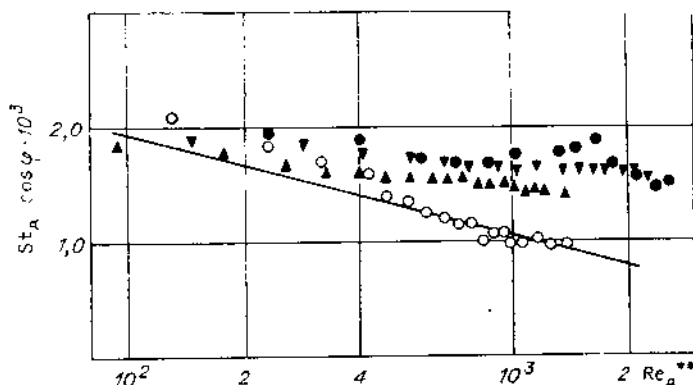


Рис. 7.11. Обработка данных о массообмене с учетом угла закрутки. Обозн. опытных точек см. на рис. 7.10.

за тонкой струей инертного газа, вдуваемого через отверстия $\varnothing \approx 0,5 \div 0,8$ мм в стенке канала.

Как видно, использование относительной функции $\Psi = 1/\cos \varphi$ позволяет сгруппировать опытные точки в закрученном потоке, однако эти данные отличаются от закона теплообмена в пограничном слое без закрутки; так, при больших значениях числа Re^{**} отклонение составляет 50%, что вызвано кривизной линий тока и влиянием массовых сил на турбулентность.

Влияние кривизны линий тока на турбулентный перенос — один из наиболее сложных вопросов в задаче о тепло- и массообмене в закрученных течениях. Массовые силы, обусловленные кривизной линий тока в пристенной области закрученного потока, приводят к дополнительному изменению коэффициентов тепло-массообмена. Закрученный поток в трубе можно представить как течение в криволинейном канале с эквивалентным радиусом кривизны $R_{кр} = R/\sin^2 \varphi$, где R — радиус трубы; φ — угол закрутки потока у стенки.

Рассмотрим эффекты, связанные с влиянием кривизны на трение и теплообмен в турбулентном пограничном слое. В работе Соу [215] показано, что попытки учесть воздействие кривизны обтекаемой поверхности путем добавления новых членов в интегральное уравнение импульсов являются неверными; при использовании интегральных методов необходимо привлекать другие гипотезы о процессах переноса.

Л. Прандтль [300], по-видимому, впервые указал на аналогию между действием архимедовых сил в стратифицированных жидкостях и течением в криволинейных пограничных слоях. В соответствии с этим влияние кривизны на распределение касательных напряжений определяется следующим выражением:

$$\tau = \rho l^2 (\partial W / \partial y)^2 \sqrt{1 - Ri/2}. \quad (7.16)$$

В (7.16) число Ричардсона представляет собой отношение гене-

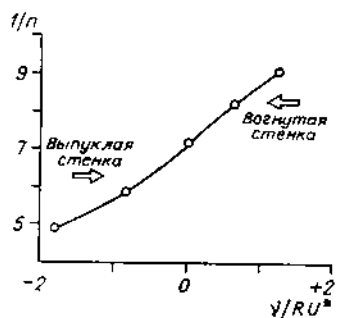


Рис. 7.12. Влияние кривизны на заполненность профиля скорости [317].

n — показатель в степенном законе скорости $\phi = \xi^n$.

рации турбулентной энергии центробежными силами к производству энергии за счет градиента скорости в сдвиговом течении:

$$Ri = \frac{2W/r}{\partial(rW)/\partial r}. \quad (7.17)$$

Однако экспериментальная проверка выводов Прандтля показала [275, 317], что наблюдаемые эффекты на порядок выше, чем дает формула (7.16).

В работе [317] влияние кривизны на течение у стенки криволинейного канала предложено характеризовать параметром $y/R_{кр} U^*$, являющимся величиной, обратной числу Рейнольдса, построенному по скорости трения $U^* = V_{т.ст}/\rho$. На рис. 7.12 представлены экспериментальные данные [317] о влиянии этого параметра на заполненность профиля скорости при течении на вогнутой и выпуклой поверхностях в криволинейных каналах. Как видно, на вогнутой поверхности n возрастает, что свидетельствует о большей заполненности профиля скорости, чем в прямолинейном течении и на выпуклой стенке.

В работах [206, 246, 278] проведены тщательные измерения осредненных и пульсационных характеристик течения в каналах с продольной кривизной. Измерение средней скорости показало [206], что как у выпуклой, так и у вогнутой стенки имеются участки с логарифмическим законом распределения $U^+ = 5,6 \lg y^+ + 5,5$, однако протяженность этих зон уменьшается на выпуклой стенке и увеличивается на вогнутой; существенно влияет кривизна и на внешнюю часть пограничного слоя.

Распределения эффективной вязкости [246] по толщине погра-

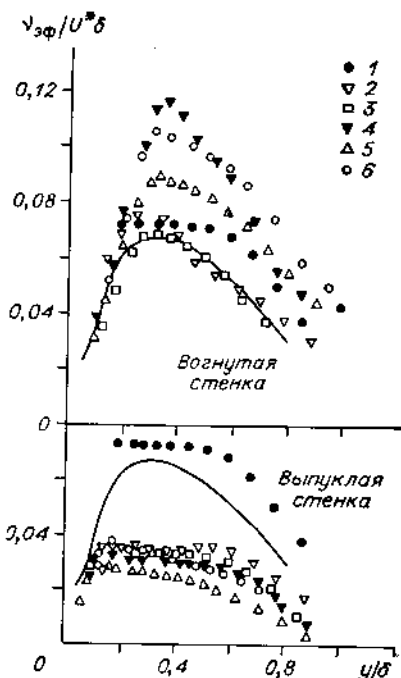


Рис. 7.13. Влияние кривизны на эффективную турбулентную вязкость [246].

Длина кривоизогнутого канала, x , м: 1—1,03; 2—1,3; 3—1,5; 4—1,75; 5—2; 6—2,2. Длина начального плоского участка $x_0 = 1,2$ м. Линия — расчет для пластины.

ичного слоя на вогнутой и выпуклой стенках показаны на рис. 7.13. Эффективная турбулентная вязкость определялась экспериментально как

$$\nu_{\text{эф}} = \frac{\overline{W'_{\varphi} W'_y}}{\partial \overline{W}_{\varphi} / \partial r + \overline{W}_{\varphi} / r}. \quad (7.18)$$

Для выпуклой стенки величина турбулентной вязкости составляет менее 50% вязкости на плоской пластине; на вогнутой стенке вязкость существенно возрастает. Следует отметить, что влияние кривизны на эффективную вязкость и соответственно на длину пути перемешивания сказывается более сильно во внешней части пограничного слоя при $y/\delta > 0,2$.

Течение вблизи выпуклой стенки криволинейного канала относится к области стабилизирующего воздействия поля центробежных сил, а на вогнутой стенке — к области турбулизирующего [234]. Так, в некоторых областях около выпуклых поверхностей большой кривизны турбулентность может почти полностью исчезнуть, тогда как около вогнутых поверхностей формируются квазистационарные продольные вихри, определяющие локальный перенос [176].

Одним из наиболее распространенных способов учета воздействия массовых сил на линейные масштабы турбулентного переноса является метод Брэдшоу [267], в основу которого положен анализ Мони́на — Обухова для стратифицированных жидкостей в атмосферной турбулентности. Согласно [267], длина пути смешения при криволинейном течении может быть рассчитана так:

$$l = l_0(1 - \beta Ri). \quad (7.19)$$

Значение эмпирического коэффициента для лучшего согласования с экспериментом принимается равным $\beta = 2$ для течений около вогнутой стенки и $\beta = 3,0$ для течений около выпуклой стенки.

Для расчета коэффициентов тепломассообмена и трения воспользуемся соотношением асимптотической теории турбулентного пограничного слоя и линейной зависимостью (7.19) для длины пути перемешивания. Представим критерий Ричардсона из соотношения (7.18) в следующей форме:

$$Ri = \pm 2 \frac{\delta}{R_{\text{кр}}} \cdot \frac{\omega}{\partial \omega / \partial \xi}, \quad (7.20)$$

где знак $+$ соответствует выпуклой стенке.

Принимая профиль в степенном виде $\omega = \xi^n$, получаем следующее выражение для числа Ri :

$$Ri = \pm 2(\delta/R_{\text{кр}})(1/n)\omega^{1/n}. \quad (7.21)$$

Тогда функция трения в соответствии с асимптотической теорией составит для изотермического течения в криволинейном канале

$$\Psi = \left(1 \pm 2\beta \frac{\delta}{R_{\text{кр}}} \cdot \frac{1}{1+n}\right)^2. \quad (7.22)$$

В широком диапазоне изменения показателя степени в профиле скорости $1/n = 1/5 \div 1/15$ параметр $1/(1+n)$ меняется незначительно: $1/(n+1) = 0,83 \div 0,94$, тогда из (7.22) имеем

$$\Psi = (1 \pm 1,8\beta\delta/R)^2. \quad (7.23)$$

Таким образом, зависимость (7.23) позволяет рассчитать коэффициенты тепломассообмена в криволинейном канале как на выпуклой, так и на вогнутой стенке. При этом, как уже указывалось, эмпирический коэффициент β принимается равным $\beta = +2$ для вогнутой стенки и $\beta = 3,0$ для выпуклой стенки.

Подобный анализ течения на криволинейной поверхности с использованием двуслойной модели проведен в [248]. Результаты численных расчетов функции трения аппроксимированы следующими зависимостями:

$$\begin{aligned} \Psi_{\text{вогн}} &= 1 + 1,45 \cdot 10^2 \delta^{**}/R_{\text{кр}}, \quad 0 < \delta^{**}/R_{\text{кр}} < 2 \cdot 10^{-3}; \\ \Psi_{\text{выпукл}} &= 1 - 0,476 \cdot 10^2 \delta/R_{\text{кр}}, \quad 0 < \delta^{**}/R_{\text{кр}} < 6 \cdot 10^{-3}. \end{aligned} \quad (7.24)$$

Для больших значений $\delta/R_{\text{кр}} > 0,01$ на вогнутой поверхности линейные формулы для длины пути смещения типа (7.19) неудовлетворительно соответствуют экспериментам по трению и теплообмену. В этом случае лучшее совпадение с опытом дает формула Брэдшоу [267]

$$l = l_0(1 - 18\text{Ri})^{1/4}. \quad (7.25)$$

Как видно, эта формула подобна зависимости Прандтля (7.11), отличие состоит лишь в подобранном для лучшего соответствия с экспериментом коэффициенте перед числом Ричардсона.

Автором совместно с В. И. Тереховым и С. Ю. Спотарем [72] была решена задача об определении коэффициентов тепломассообмена и трения для неизотермического течения на вогнутой поверхности. Функция трения, описывающая влияние кривизны и неизотермичности на процессы переноса в рамках асимптотической теории, может быть представлена в виде

$$\Psi = \Psi_T \Psi_{\text{кр}} = \left[\int_0^1 \tilde{\rho}^{1/2} (l/l_0) d\omega \right]^2, \quad (7.26)$$

где $\Psi_T = 4/(\tilde{\nu}\tilde{\psi} + 1)^2$ — функция, учитывающая влияние неизотермичности, а $\Psi_{\text{кр}}$ — относительный коэффициент трения, обусловленный только кривизной течения. Выражение для распределения длины пути смещения l/l_0 принималось по формуле (7.25), а число Ричардсона для неизотермического течения определялось с учетом температурной стратификации:

$$\text{Ri} = \frac{2\tilde{\rho}^{1/2} \kappa \xi \omega \delta^{**}}{(\Psi_{c/f_0}/2)^{1/2}} \cdot \frac{T}{T_{\text{ст}}} \cdot \frac{\delta^{**}}{R_{\text{кр}}}.$$

Результаты численных расчетов влияния кривизны линий тока в неизотермическом турбулентном пограничном слое на коэффици-

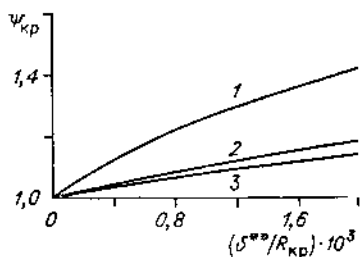


Рис. 7.14. Влияние кривизны линий тока на относительный коэффициент трения на вогнутой поверхности.

1 — $\psi=7$; 2 — $\psi=1$; 3 — $\psi=0,5$.

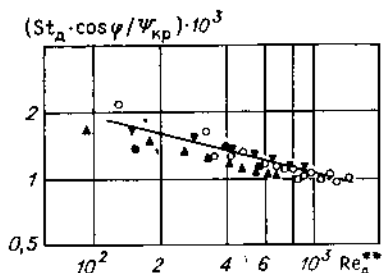


Рис. 7.15. Обобщение экспериментальных данных о массообмене в неизоэтермическом закрученном потоке.

Линия — расчет по формуле $St=0,0128 \times Re_d^{*-0.25} Sc^{-0.75} [2/(\sqrt{\psi} + 1)]^2$.

Обозн. опытных точек см. на рис. 7.10.

енты тепломассообмена и трения $\Psi_{кр}$ в зависимости от параметра $\delta^{**}/R_{кр}$ представлены на рис. 7.14. В неизоэтермических условиях кривизна поверхности в разной мере влияет на интенсивность процессов переноса. Так, с увеличением фактора неизоэтермичности коэффициенты тепломассообмена и трения возрастают, и при $\psi=7$ они в 1,4 раза выше, чем при течении в плоском канале. В квази-изоэтермических условиях это влияние значительно меньше (при $\delta^{**}/R_{кр} \approx 2 \cdot 10^{-3}$ не выше 20%), что подтверждается опытами по сублимации нафталина в закрученном канале [72], а также другими экспериментами [87, 101, 177].

Опытные данные о выгорании графита в неизоэтермических условиях при $\psi \approx 7$ (см. рис. 7.11) были обработаны с учетом влияния кривизны линий тока на процессы переноса согласно расчету на рис. 7.14. Результаты такого обобщения экспериментов представлены на рис. 7.15. Как следует из рисунка, опытные точки в такой обработке достаточно хорошо обобщаются зависимостью для пограничного слоя в незакрученном потоке.

Таким образом, метод расчета, основанный на учете изменения вектора скорости в пограничном слое и влияния массовых сил на турбулентность, позволяет описать основные закономерности тепло-массообмена при закрутке потока в трубах.

§ 7.3. Тепломассообмен в цилиндрическом канале при закрутке периферийного потока

Для некоторых технических приложений представляет интерес закрутка не всего потока в канале, а лишь его пристенной части (газовые завесы, закрученные стабилизирующие потоки и т. п.). В § 7.1 анализировалась эффективность закрученных газовых завес на адиабатической стенке. Рассмотрим такие течения на неадиабатической поверхности.

Влияние закрутки газовой завесы на тепломассообмен изучалось в работах [69, 90, 223]. На рис. 7.16 и 7.17 представлены опытные данные [90] о теплообмене в цилиндрическом канале при

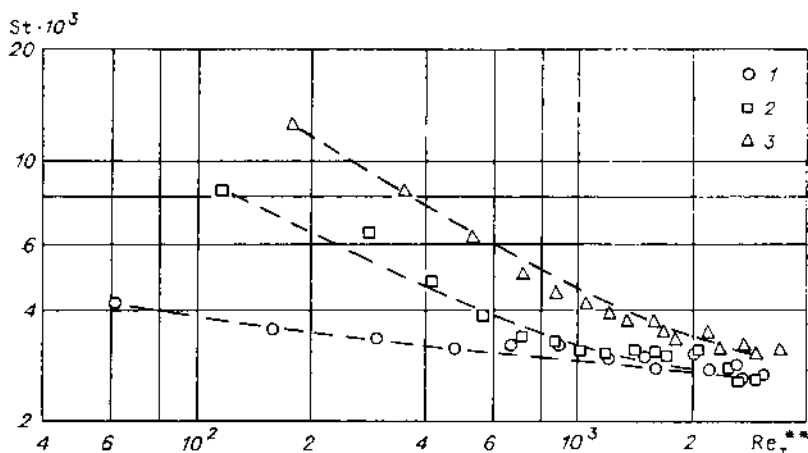


Рис. 7.16. Влияние угла закрутки завесы на теплообмен при $m = 0,5$.
1 — $\varphi_0 = 0^\circ$; 2 — $\varphi_0 = 58^\circ$; 3 — $\varphi_0 = 74^\circ$.

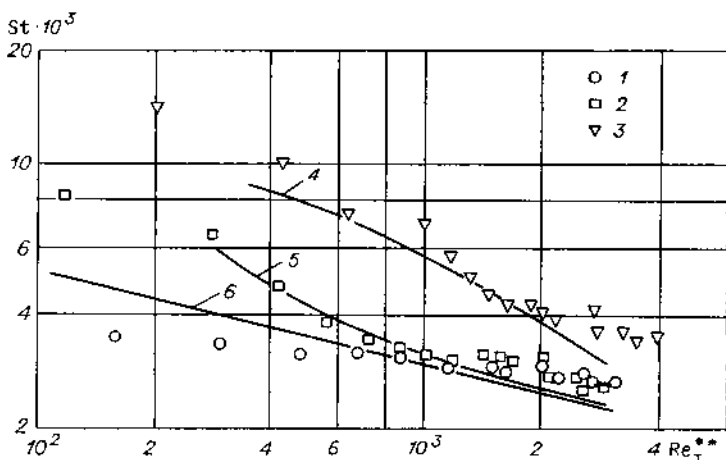


Рис. 7.17. Теплообмен в условиях закрученной газовой завесы.
1 — $\varphi_0 = 0$, $m = 0,5$; 2 — $\varphi_0 = 58^\circ$, $m = 0,5$; 3 — $\varphi_0 = 58^\circ$, $m = 0,9$; 4, 5 — расчет по формуле (7.27);
6 — $St = 0,0128 Re_T^{** - 0,25} Pr^{-0,75}$.

наличия закрученной газовой завесы; основной поток во всех экспериментах был незакрученным. Эти опыты проводились при $q_{ст} = \text{const}$ в условиях, близких к изотермическим ($\psi \approx 1,2$). Экспериментальные значения локальных коэффициентов тепломассообмена и чисел Рейнольдса, построенных по толщине потери энергии, определялись следующим образом:

$$St = q_{ст} / \rho_0 W_0 c_{p_0} (T_{ст} - T_{ст}^*) \Psi_T; Re_T^{**} = q_{ст} x / \mu_0 c_{p_0} (T_{ст} - T_{ст}^*),$$

где $T_{ст}$, $T_{ст}^*$ — температура стенки при наличии и отсутствии теп-

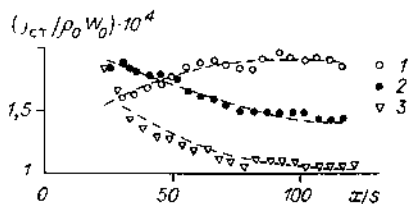


Рис. 7.18. Влияние параметра вдува на интенсивность выгорания стенки при закрутке газовой завесы при $\varphi_0 = 58^\circ$.

1 — $m=0,9$; 2 — $m=0,5$; 3 — $m=0,2$.

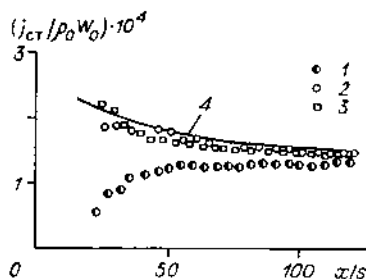


Рис. 7.19. Выгорание графитового канала с закрученной газовой завесой при $m = 0,5$.

1 — $\varphi_0=0^\circ$; 2 — $\varphi_0=58^\circ$; 3 — $\varphi_0=74^\circ$; 4 — расчет выгорания в потоке воздуха (5.40).

лообмена соответственно; $\Psi_T = [2/(\sqrt{\psi} + 1)]^2$ — функция, учитывающая влияние неизотермичности на теплообмен.

Опытные данные о теплообмене при одинаковом значении параметра вдува $m = \rho_* W_* / \rho_0 W_0 = 0,5$ и углах закрутки вторичного потока на выходе из щели $\varphi = 0; 58; 74^\circ$ сравниваются на рис. 7.16. Видно, что с увеличением начального угла закрутки вторичного потока φ_0 теплообмен вблизи щели возрастает. Так, при $\varphi_0 = 74^\circ$ число Стентона увеличивается более чем в 3 раза по сравнению с незакрученной завесой. С удалением от щели вниз по потоку по мере затухания закрутки опытные данные о теплообмене закрученной и незакрученной завес сближаются.

Влияние параметра вдува m на интенсивность теплообмена закрученной газовой завесы со стенкой показано на рис. 7.17. Видно, что увеличение расхода вдуваемого газа вызывает интенсификацию теплообмена со стенкой. Об этом свидетельствуют опытные данные [69], полученные в неизотермических условиях ($\varphi = 7$) при выгорании графитовой поверхности со вдувом закрученной завесы из инертного газа азота. Они приводятся на рис. 7.18, откуда следует, что увеличение параметра вдува m от 0,2 до 0,9 вызывает значительный рост интенсивности выгорания поверхности. Это объясняется тем, что с увеличением расхода вдуваемого по периферии газа закрутка потока затухает по длине канала слабее.

В работе же [223] экспериментально получено, что при изменении параметра вдува m от 0 до 2 закрутка вторичного потока практически не влияет на теплообмен, а при дальнейшем увеличении параметра вдува до $m = 7$ приводит даже к снижению средних коэффициентов теплообмена в 2—2,5 раза.

При определенных условиях закрутка вдуваемого потока может свести на нет защитные свойства газовой завесы. На рис. 7.19 представлены опытные данные [69] о влиянии угла закрутки завесы на интенсивность химической эрозии графитовой стенки в потоке воздуха. Опыты проводились при постоянном параметре вдува азота $m = 0,5$ и различных начальных углах закрутки. На графике нанесена расчетная кривая интенсивности выгорания поверхности в по-

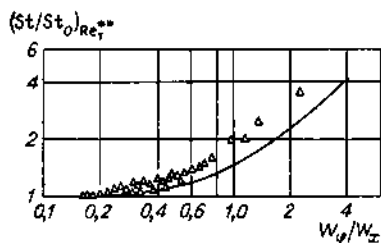


Рис. 7.20. Обобщение данных [90] о теплообмене закрученной газовой завесы. Линия — расчет по формуле (7.28).

в начале канала, при $x/s > 20$ влияние завесы на массообмене со стенкой почти не сказывается.

Для расчета тепломассообмена в потоках с периферийной закруткой воспользуемся результатами анализа полностью закрученных потоков, изложенного в § 7.2. Коэффициент тепломассообмена вследствие возрастания вектора полной скорости, согласно этим данным, увеличивается в $1/\cos \varphi$ раз, где φ — локальный угол закрутки потока. На рис. 7.17 линиями 4 и 5 нанесен расчет теплообмена с учетом локального угла закрутки потока, который в опытах определялся по линиям растекания вязкой жидкости на стенке канала. С учетом формулы (7.13) коэффициент теплообмена в этом случае равен

$$St = St_0 \Psi_{\varphi} = 0,0128 Re_T^{*-0.25} Pr^{-0.75} (1/\cos \varphi). \quad (7.27)$$

Опытные данные [90] о теплообмене в условиях закрученной газовой завесы в зависимости от отношения окружной составляющей скорости к продольной $(St/St_0)_{Re_T^{**}} = f(\lg \varphi) = f(W_{\varphi}/W_x)$ обобщены на рис. 7.20. Как видно, опытные данные хорошо обобщаются и для малых углов закрутки совпадают с расчетом по формуле

$$\Psi_{\varphi} = 1/\cos \varphi = \sqrt{1 + \lg^2 \varphi}, \quad (7.28)$$

полученной без учета влияния кривизны линий тока на распределение длины пути смещения. При больших крутках отклонение опытных точек от расчетной кривой, как и при полной закрутке потока, обусловлено воздействием массовых сил на турбулентность.

§ 7.4. Течение в вихревых камерах

При течении в цилиндрическом канале интенсивность смешения основного осевого потока газа с закрученным периферийным в определенных условиях существенно снижается [170, 223, 224, 264]. Увеличение расхода закрученного периферийного потока может по-разному влиять на интенсивность смешения в зависимости от геометрических параметров [170]: при $d_0/D < 0,14$ она уменьшается с увеличением расхода, при $d_0/D > 0,14 \div 0,24$ — увеличивается. Но при любом значении d_0/D имеется возможность обеспечить минимальную интенсивность смешения.

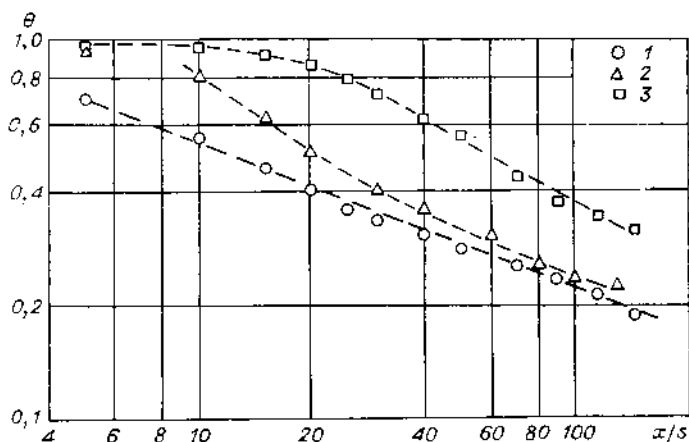


Рис. 7.21. Влияние толщины кромки щели на эффективность закрученной газовой завесы.

1 — $t/s=0,15$, $W_0=57$ м/с; 2 — $t/s=1,5$, $W_0=57$ м/с; 3 — $t/s=4$, $W_0=57$ м/с.

Экспериментальные данные об эффективности закрученной газовой завесы в цилиндрическом канале с внутренним диаметром $D=46$ мм, полученные автором совместно с В. П. Лебедевым и Н. Е. Шишкиным, приведены на рис. 7.21. Ширина щели в опытах была $s=2$ мм, угол закрутки газа в щели $\varphi=74^\circ$. Видно, что при постоянном параметре вдува $m \approx \bar{W}_s \approx 0,5$ увеличение толщины разделяющей кромки t (при соответствующем уменьшении d_0/D) приводит к росту эффективности завесы. При обтекании же плоской стенки это влияние было противоположным (см. рис. 1.28).

Отмеченные особенности закрученного течения наиболее ярко проявляются в вихревых камерах, где при определенных условиях возможны режимы полной стабилизации осевого течения [11, 15, 41, 94, 105, 214]. Принципиальная схема вихревой камеры показана на рис. 7.22. Закрученный поток газа Q_s подается через периферийный кольцевой завихритель на торцевой крышке, осевой поток газа Q_0 — через центральное отверстие диаметром d_0 , выход газа — через отверстие d_1 в противоположной крышке.

Такие вихревые камеры могут использоваться для вихревой стабилизации плазменных струй [94, 105] пламен [264], для тонкой очистки газов от мелкодисперсных примесей [11, 214] и т. п. На рис. 7.23 показана визуализация сигаретным дымом изотермического течения в присоединенной к вихревой камере «холодной» вихревой камеры ($T_0 = T_s \approx 290$ К), а на рис. 7.24 — стабилизированная плазменная струя в вихревой камере ($T_0 \approx 5000-6000$ К, $T_s \approx 290$ К). Фотографии выполнены В. И. Кис-

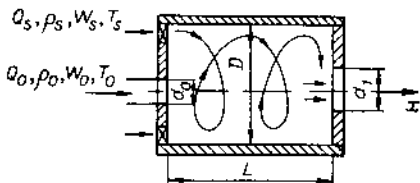


Рис. 7.22. Схема вихревой камеры.

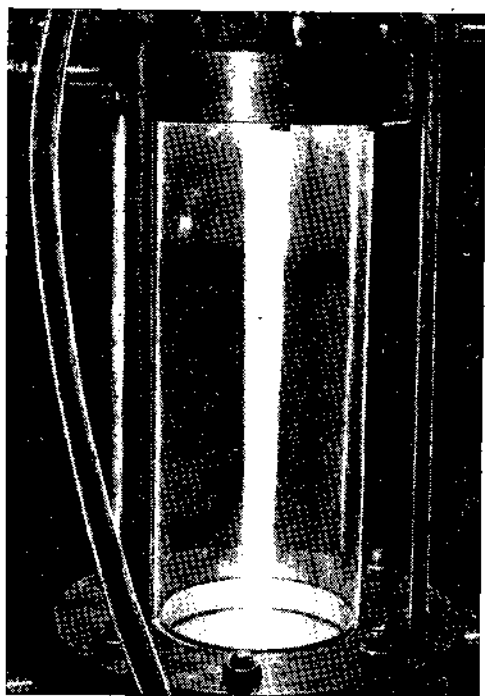


Рис. 7.23. Визуализация сигаретным дымом течения в приосевой зоне вихревой камеры.

Рис. 7.24. Стабилизированная плазменная струя в вихревой камере.

лых. Видно, что приосевой поток газа практически не перемешивается с периферийным и имеется полная защита стенок от конвективного потока. В работе [94] экспериментально показано, что периферийный газ проникает в центральную струю, а газ, подаваемый по оси, не перемешивается с периферийным закрученным потоком. На рис. 7.25 показано распределение концентрации кислорода по сечению вихревой камеры на расстоянии 15 мм от выхода. Видно, что при подаче воздуха в осевой поток (в камеру смешения плазмотрона) кислорода в зоне стабилизирующего вихря нет, а при подаче воздуха по периферии он присутствует во всем сечении.

Локализация плазменной струи в режиме стабилизации [94] рассматривается как результат «ламинаризации» под действием газового вихря. В ряде работ [111, 264] действительно указывается на значительное снижение уровня турбулентности в приосевой зоне. В [94] по аналогии со стратифицированными потоками для определения области существования устойчивого стабилизированного течения плазменной струи в вихревой камере вводится критерий Ричардсона

$$Ri = \left(\frac{g}{\rho} \cdot \frac{d\rho}{dy} \right) \left| \left(\frac{\partial W}{\partial y} \right)^2 \right| \geq Ri^*. \quad (7.29)$$

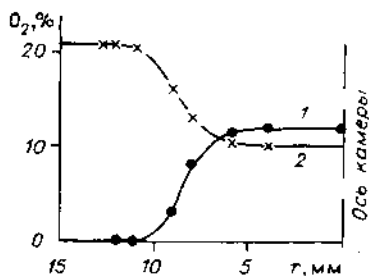


Рис. 7.25. Распределение концентрации кислорода по радиусу вихревой камеры [94].

1 — подача воздуха в осевой поток; 2 — стабилизация азотной струи воздушным вихрем.

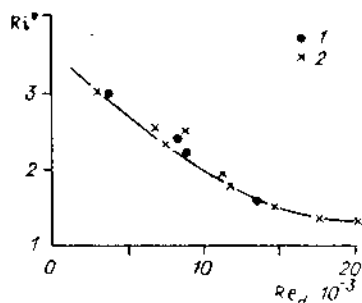


Рис. 7.26. Граница области устойчивости плазменной струи в вихревой камере [94].

1 — $L=0,25$ м; 2 — $L=0,4$ м.

Вместо ускорения силы тяжести в формулу (7.29) подставляется центростремительное ускорение W_ϕ^2/r . Для описания границы устойчивости число Ричардсона записывается в удобном для практического использования виде:

$$Ri^* = W_\phi^2 (\rho_s - \rho_0) / W_{\pi}^2 \rho_0. \quad (7.30)$$

Граница области устойчивости в зависимости от числа Рейнольдса показана на рис. 7.26. Она описывается эмпирическим соотношением

$$Ri^* = 200 Re_d^{-0.5}. \quad (7.31)$$

За определяющие параметры принимались свойства потока на выходе из вихревой камеры, за величину d — «тепловой» диаметр горячей струи. При определении критерия Ричардсона использовалось максимальное значение тангенциальной скорости.

Аэродинамика вихревых камер типа изображенной на рис. 7.22 экспериментально исследовалась в работах [10, 41, 68]. На рис. 7.27 показаны поля статического давления и тангенциальной скорости при разных расходах через завихритель Q_z и отсутствии потока по оси $Q_0 = 0$ (штриховая линия — радиус выходного отверстия).

С увеличением расхода газа поднимается давление у стенки камеры и растет разрежение на оси, радиус же зоны разрежения практически не меняется. Статическое давление по радиусу изменяется одинаково в разных сечениях по длине камеры. В области потенциального вихря тангенциальная компонента скорости возрастает с уменьшением радиуса, достигая максимума, а затем в области квазитвердого вращения падает до нуля на оси камеры. С увеличением расхода газа тангенциальная скорость растет, ее профили эквидистантно сдвигаются в периферийной области.

Профили тангенциальной скорости при разных радиусах выходного отверстия r_i показаны на рис. 7.28. Видно, что при малом диафрагмировании выхода из камеры в приосевой зоне вращение

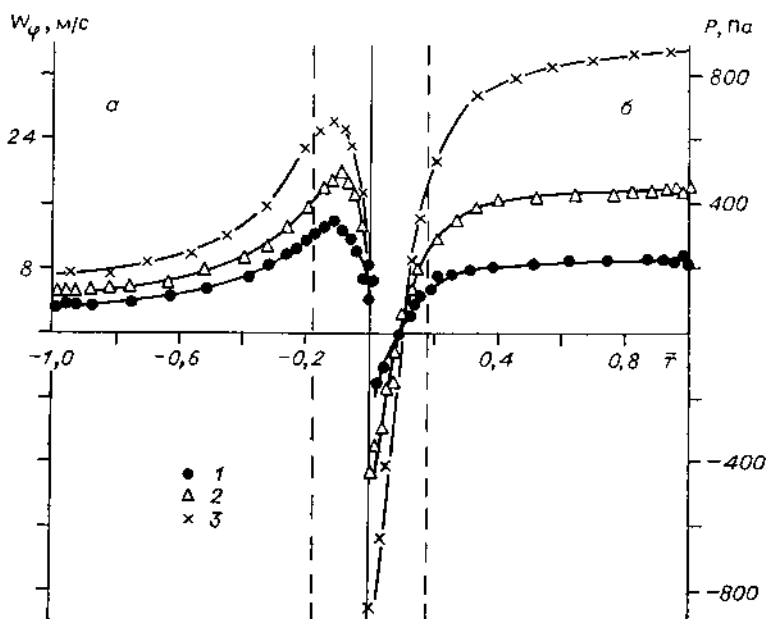


Рис. 7.27. Распределение тангенциальной скорости (а) и давления (б) по радиусу вихревой камеры [41].

$D=164$ мм; $L=210$ мм; $d_1=30$ мм; 1 — $Q_s=3,84$ г/с; 2 — 4,69; 3 — 6,34.

практически отсутствует. С уменьшением относительного радиуса выходного отверстия максимум тангенциальной скорости возрастает, однако при $r_1 \leq 0,05 \div 0,07$ он, по данным опытов [68], снижается. Соответственно положение максимума тангенциальной скорости $r_{\max}$ сначала приближается к оси с уменьшением r_1 до 0,05, а затем удаляется от оси.

Экспериментальные исследования [41, 68] показали, что общая аэродинамическая картина течения в камере со вдувом через торцевой периферийный завихритель аналогична течению в камере с тангенциальным вдувом через боковую цилиндрическую поверхность. Основное различие заключается в распределении осевой скорости в периферийной области. При вдуве через торцевой периферийный завихритель закрученному потоку у цилиндрической стенки сообщается осевая компонента скорости, и в этом случае на периферии более высокие осевые скорости, чем при вдуве по боковой поверхности. При подходе же к границе выходного отверстия способ ввода газа не играет роли, и в приосевой области картина течения практически такая же.

Профили относительных осевых скоростей при разных радиусах выходного отверстия в вихревой камере со вдувом по боковой поверхности показаны на рис. 7.29. Значение осевой скорости отнесено к среднерасходной в камере. Когда выходное отверстие не диафрагмировано ($d_1 = D$), центральную область занимает противоток ат-

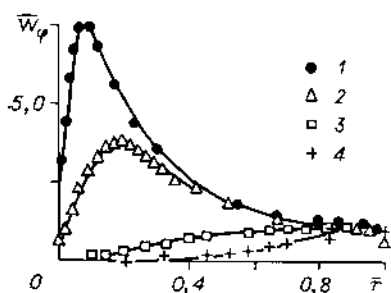


Рис. 7.28. Профили тангенциальной скорости при разных радиусах выходного отверстия [68].

$\bar{W}_\varphi = W_\varphi / (W_\varphi)_{r=R}$; $\bar{r} = r/R$; $\bar{r}_1 = r_1/R$.
Значения r_1 : 1 — 0,1875; 2 — 0,344;
3 — 0,75; 4 — 1,0.

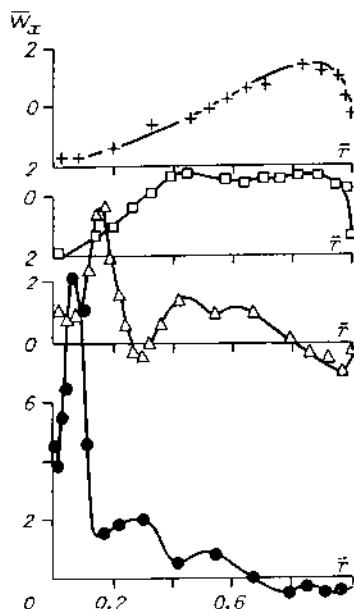


Рис. 7.29. Профили осевой скорости для различных значений радиуса выходного отверстия при $x/L = 0,5$ [68]. Обозн. опытных точек см. на рис. 7.28.

мосферного воздуха. При диафрагмированном выхлопе с уменьшением $\bar{r}$, область противотока уменьшается и при $\bar{r}_1 = 0,344$ исчезает, максимум относительной осевой скорости при этом увеличивается и смещается к оси камеры.

В коротких вихревых камерах существенное влияние на аэродинамическую картину течения может оказывать переток газа из основного объема в пограничные слои на торцевых стенках [222, 233, 289]. Вследствие трения о стенку тангенциальная скорость и соответственно уровень центробежных сил вблизи торцевых поверхностей уменьшаются. Под действием радиального градиента давления возникают торцевые перетечки газа от периферии к оси камеры.

В торцевом пограничном слое тангенциальная скорость монотонно возрастает от нуля на стенке до значения в основном потоке. Как видно из рис. 7.30, профиль радиальной компоненты скорости в торцевом пограничном слое относительно короткой вихревой камеры $L/D = 0,7$ имеет струйный характер с точкой перегиба. При приближении к оси значение максимума радиальной компоненты скорости возрастает. Толщины пограничных слоев для тангенциальной и радиальной компонент скорости практически одинаковы и в условиях опытов [11] составляли 2—3 мм. Несмотря на относительно малую толщину пограничных слоев, основная масса газа (до 90%) притекала через них к центру камеры вдоль торцов и лишь незначительная часть поступала в приосевую область по всей длине камеры.

В настоящее время существует большое число теоретических работ, посвященных вращающимся течениям, однако только в некоторых рассматривается турбулентное течение в вихревых каме-

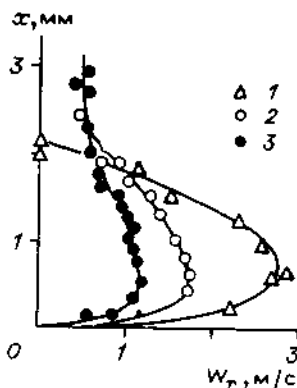


Рис. 7.30. Профили радиальной компоненты скорости в пограничном слое у выходного торца [10].

$D=100$ мм; $L/D=0.7$; $d_1=15$ мм. Значения r , мм: 1 — 12,5; 2 — 18; 3 — 24.

рах. Это связано как со сложностью характера осредненного течения, так и с допущениями о параметрах турбулентности, в результате чего возникают трудности с построением физической модели течения.

Рассмотрим некоторые наиболее характерные аналитические решения. В работе Л. А. Вулдса и Б. П. Устименко [75] для описания картины течения в вихревой камере использованы закономерности распространения турбулентных струй. При этом принимается, что компоненты скоростей в основном объеме находятся в соотношении $W_r \ll W_x \ll W_\varphi$, а распределение давления зависит только от радиуса ($\partial P/\partial x \approx 0$; $\partial P/\partial r \gg \partial P/\partial x$). Кроме того, предполагается, что пульсации скорости связаны с градиентом циркуляции по радиусу:

$$W'_\varphi \approx W'_x \approx W'_r \approx \partial(W_\varphi r)/r \partial r, \quad (7.32)$$

а длина пути смешения пропорциональна радиусу $l = \kappa r$, где κ — эмпирическая константа.

Распределение окружной компоненты скорости по радиусу аппроксимируется выражением

$$\overline{W}_\varphi = W_\varphi/W_{\varphi_{\max}} = 2\eta/(1 + \eta^2), \quad (7.33)$$

где $\eta = r/r_{\max}$. Затем из решения дифференциальных уравнений движения получаются выражения для осевой, радиальной компонент скорости и распределения давления:

$$\overline{W}_x = -32\kappa^2 \frac{[(1 + \eta^2)^3 - 6\eta^2]}{(1 + \eta^2)^4} \xi; \quad \overline{W}_r = 16\kappa^2 \frac{\eta(1 - \eta^2)}{(1 + \eta^2)^3}. \quad (7.34)$$

Здесь $\overline{W}_x = W_x/W_{\varphi_{\max}}$; $\overline{W}_r = W_r/W_{\varphi_{\max}}$; $\xi = x/r_{\max}$. Значения выбранных масштабов $r_{\max}$ и $W_{\varphi_{\max}}$ и константа κ (знание которой необходимо для построения всех профилей, кроме W_φ) определяются из опытов.

В работе В. А. Шваба [242] принимается, что поверхностью раздела двух областей течения (периферийной и центральной) является цилиндрическая поверхность с радиусом, равным радиусу выходного отверстия r_1 . В центральной части вихревой камеры ($0 < r < r_1$) движение газа осуществляется по закону квазитвердого вращения:

$$W_\varphi = (W_\varphi)_{r_1} (r/r_1). \quad (7.35)$$

В периферийной области ($r_1 < r < R$) течение полагается не зависящим от координаты x и принимается постоянное осредненное значение коэффициента турбулентного перемешивания $\varepsilon = \varepsilon_0$. Тогда дифференциальное уравнение для вращательной компоненты скорости приводится к виду

$$W_r \frac{\partial W_\varphi}{\partial r} + \frac{W_\varphi W_r}{r} = (\nu + \varepsilon_0) \left(\frac{\partial^2 W_\varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial W_\varphi}{\partial r} - \frac{W_\varphi}{r^2} \right), \quad (7.36)$$

и в результате его решения предлагается формула

$$W_\varphi / (W_\varphi)_R = (R/r)^{\text{Re}-1}, \quad (7.37)$$

где $\text{Re} = W_r r / (\nu + \varepsilon_0)$.

При определении турбулентной вязкости ε длина пути смешения также принимается пропорциональной радиусу, а для константы κ получено эмпирическое выражение. Далее вычисляется среднее значение ε_0 на среднем радиусе камеры.

В работах М. А. Гольдштика [86], Риегема и Краенбринка [302] течение в камере разбивается на две зоны: приосевую ($0 < r < r_1$) и периферийную ($r_1 < r < R$). В периферийной области поток считается плоским ($W_x = 0$), а в приосевую зону газ поступает равномерно по всей длине камеры L . При этих допущениях из уравнения неразрывности для каждой из зон имеем:

для $r_1 < r < R$

$$rW_r = -q/2\pi L; \quad (7.38)$$

для $0 < r < r_1$

$$rW_r = -(q/2\pi L)(r/R)^2. \quad (7.39)$$

Здесь q — объемный расход газа через камеру. Поскольку радиальная компонента скорости W_r определена, имеется возможность проинтегрировать дифференциальное уравнение движения для тангенциальной компоненты скорости:

$$\rho W_r \frac{\partial W_\varphi}{\partial r} + \rho \frac{W_r W_\varphi}{r} = \mu \left(\frac{\partial^2 W_\varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial W_\varphi}{\partial r} - \frac{W_\varphi}{r^2} \right), \quad (7.40)$$

которое в данном случае удобнее записать в виде

$$\rho W_r \frac{1}{r} \cdot \frac{d(rW_\varphi)}{dr} = \mu \frac{d}{dr} \left[\frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dr} (rW_\varphi) \right]. \quad (7.41)$$

Турбулентная вязкость принимается постоянной ($\mu \approx \mu_T$).

Граничные условия в работах [86, 302] задаются одинаково. Решение должно удовлетворять $W_\varphi(R) = (W_\varphi)_R$; $W_\varphi(0) = 0$, а также условиям сопряжения (W_φ и dW_φ/dr непрерывны при $r = r_1$).

В результате интегрирования уравнения (7.41) получается, что профили тангенциальной скорости зависят от числа Рейнольдса: для $r_1 < r < R$

$$W/W_{\varphi R} = [C_1(\bar{r}^{2-\text{Re}} - 1) + 1]/r; \quad (7.42)$$

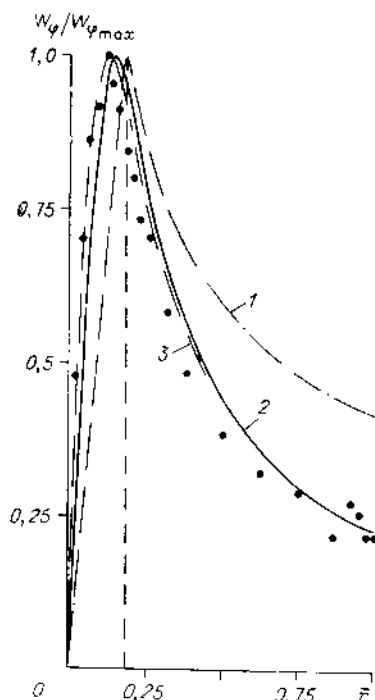


Рис. 7.31. Сопоставление расчетов профиля тангенциальной скорости.

Расчет: 1 — по [242] при $Re=1,515$; 2 — по [86] при $Re=4$; 3 — по [75]. Опытные точки [41] при $R=82$ мм, $r_1=15$ мм, $G=3,84$ г/с. Штриховая линия — граница выходного отверстия.

для $0 < r < r_1$

$$W_\phi/W_{\phi R} = \left[C_2 \left(1 - e^{-\frac{Re}{2} \left(\frac{r}{r_1} \right)^2} \right) \right] r. \quad (7.43)$$

Здесь C_1 и C_2 — постоянные интегрирования, зависящие от степени пережима камеры $K=R/r_1$ и числа Рейнольдса $Re = \rho q / 2\pi L \mu$. В работе М. А. Гольдштика [86] из уравнения (7.43) получены выражения для максимума окружной скорости и его положения $r_{\max}$.

Основное различие этих работ [86] и [302] заключается в определении турбулентной вязкости и соответствующего ей турбулентного числа Рейнольдса.

М. А. Гольдштик [86] основывается на гипотезе о том, что положение максимальной тангенциальной скорости $r_{\max}$ практически совпадает с радиусом зоны разрыва, которая образуется в камере при подаче в нее капельной жидкости. Радиус зоны разрыва может быть определен из теории центробежных форсунок. Приравнивая выражения для этих величин, можно найти значение турбулентного числа Рейнольдса, зависящее только от геометрии камеры. Решения (7.42) и (7.43) обладают свойством автомодельности, т. е. поля относительных окружных скоростей не зависят от расхода газа. Это подтверждается экспериментами.

Риетем и Краенбринк [302] определяют турбулентное число Рейнольдса эмпирически на основании измерений перепада давлений. На рис. 7.31 рассмотренные теоретические решения сопоставлены с опытными данными о профиле тангенциальной скорости.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. Изд. 3. М.: Наука, 1969. 824 с.
2. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй. М.: Физматгиз, 1960. 715 с.
3. Авдуевский В. С., Данилов Ю. И., Кошкин В. К. и др. Основы теплопередачи в авиационной и ракетной технике. М.: Оборонгиз, 1960. 390 с.
4. Авдуевский В. С., Калашник В. Н. Проблемы расчета трения и теплообмена в турбулентном пограничном слое.— Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт, 1967, № 5, с. 9—24.
5. Акатнов Н. И. Круглая турбулентная струя в поперечном потоке.— Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 6, с. 11—19.
6. Аренс М. Отрыв потока в профилированных соплах вследствие перерасширения.— РТК, 1963, № 8, с. 227.
7. Аренс М., Спиглер Е. Отрыв потока в перерасширенных реактивных соплах с коническим сверхзвуковым участком при взаимодействии скачка уплотнения с пограничным слоем.— РТК, 1963, № 3, с. 41—45.
8. Афанасьев В. Н., Белов В. М., Шишов Е. В., Югов В. П. Экспериментальное исследование теплообмена в области ступенчатого изменения теплового потока.— Изв. вузов. Машиностроение, 1975, № 11, с. 96—99.
9. Афанасьев В. Н., Белов В. М., Шишов Е. В., Югов В. П. Эффективность завесного охлаждения в диффузорной области течения.— В кн.: Вопросы теплопередачи. М.: изд. Московского лесотехн. ин-та, 1976, с. 62—72.
10. Багрянцев В. И., Волчков Э. П., Терехов В. И. и др. Исследование течения в вихревой камере лазерным доплеровским измерителем скорости. Препринт № 55—80. ИТФ СО АН СССР, 1980. 20 с.
11. Багрянцев В. И., Кислых В. И. Нарушение разделения мелких частиц в вихревой камере.— Изв. СО АН СССР, 1980, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1, с. 23—29.
12. Багрянцев В. И., Семенов С. В. Анализ результатов исследований аэродинамики вихревой камеры.— В кн.: Исследование по гидродинамике и теплообмену/Под ред. С. С. Кутателадзе. Новосибирск, 1980, с. 58—62.
13. Баженова Т. В., Гвоздева Л. Г. Нестационарные взаимодействия ударных волн. М.: Наука, 1977. 276 с.
14. Бам-Зеликович Г. М. Расчет отрывного пограничного слоя.— Изв. АН СССР. ОТН, 1954, № 12, с. 68—85.
15. Бармин И. В., Каторгин Б. И., Солонин В. И. Поля концентраций разнородных газов в вихревой камере.— В кн.: Исследование процессов в энергетических установках. М., 1971, с. 77—80.
16. Барон. Термодинамические обобщенные силы в пограничных слоях.— РТК, 1962, № 7, с. 63—71.
17. Барлетт. Систематический метод определения абляции в химически активной окружающей среде.— ВРК, 1963, № 3, с. 3—13.
18. Барлетт. Эффективная теплота абляции графита.— ВРТ, 1964, № 1, с. 218—221.

19. Барышев Ю. В., Виноградов Ю. А., Леонтьев А. И., Рождественский В. И. Коэффициенты восстановления на проницаемой поверхности и в области газовой завесы в сверхзвуковом турбулентном пограничном слое.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1972, № 2, с. 131—136.
20. Барышев Ю. В., Леонтьев А. И., Рождественский В. И. Теплообмен в области взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем.— В кн.: Теплообмен и физическая газодинамика. М.: Наука, 1974, с. 87—92.
21. Барышев Ю. В., Леонтьев А. И., Пейкер Н. К. Закон теплообмена в области газовой завесы.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1976, № 2, с. 160—163.
22. Барышев Ю. В., Леонтьев А. И., Пейкер Н. К. Закон трения в области газовой завесы за проницаемым участком.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, № 2, с. 159—162.
23. Барышев Ю. В., Леонтьев А. И., Пейкер Н. К. Экспериментальное исследование теплообмена в области газовой завесы при наличии продольного градиента давления.— ТВТ, 1978, т. 16, № 4, с. 880—882.
24. Барышев Ю. В., Леонтьев А. И., Пейкер Н. К., Рождественский В. И. Влияние продольного градиента давления на эффективность газовой завесы в дозвуковом турбулентном пограничном слое.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1975, № 2, с. 146—150.
25. Белов О. В., Селиванов И. А., Мазарчук Э. Н., Крылова Л. Е. Аэродинамическая защита свода отражательной печи.— Цветные металлы, 1965, № 2, с. 24—27.
26. Беспалов И. В. Конвективный теплообмен на проницаемой пластине при горении в турбулентном пограничном слое.— В кн.: Тепло- и массоперенос. Т. 1, ч. 3. Минск, 1972, с. 48—56.
27. Блер, Ландер. Новые методы измерения эффективности охлаждения газовой завесой.— Теплопередача, 1975, № 4, с. 41—47.
28. Бобе Л. С., Малышев Д. Д. К расчету конденсации пара при поперечном обтекании труб парогазовой смесью.— Теплоэнергетика, 1971, № 12, с. 84—86.
29. Богомолов Е. Н. Об эффективности и теплопередаче газовой завесы за перфорированным участком при вдуве в турбулентный пограничный слой.— Изв. вузов. Энергетика, 1980, № 8, с. 109—115.
30. Бородачев В. Я. Теоретическое и экспериментальное исследование воздушно-заградительного охлаждения плоской пластины. М.: Оборонгиз, 1956. 39 с.
31. Бояршинов Б. Ф., Волчков Э. П., Терехов В. И., Шугов С. А. Турбулентный пограничный слой с фронтом горения.— ФГВ, 1981, № 6, с. 21—28.
32. Брдлик П. М., Савин В. К. Исследование теплообмена при осесимметричном струйном обтекании плоских поверхностей, расположенных нормально к потоку.— Науч. тр. НИИСФ, 1967, вып. 2, с. 123—142.
33. Бретшнайдер С. Свойства газов и жидкостей. М.— Л., Химия, 1966. 535 с.
34. Бусыгин Б. А., Терехов В. И. Гидродинамические исследования подачи теплоносителя при струйном конвективном способе нагрева органического стекла. Препринт № 62—80. ИТФ СО АН СССР. Новосибирск, 1980. 12 с.
35. Бэк Л., Массье П., Каффел Р. Измерения теплообмена в сверхзвуковом сопле в зоне отрыва течения вследствие скачка уплотнения.— РТК, 1968, № 5, с. 209.
36. Ван-Сант Ж., Ларсен М. Конвективный теплообмен при турбулентном течении в дозвуковых диффузорах.— Теплопередача, 1966, т. 8, № 4, с. 61—71.
37. Васечкин В. Н., Ярыгина Н. И. Интенсификация внешней турбулентностью тепломассопереноса в турбулентном пограничном слое при резком изменении граничных условий на стенке.— В кн.: Турбулентный перенос с вдувом на поверхности. Новосибирск, 1980, с. 22—40.
38. Виноградов Ю. А. Эффективность газовой завесы на пластине при вдуве охладителя через проницаемый участок, имеющий форму круга.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1976, № 5, с. 145—148.
39. Волчков Э. П. Тепломассообмен в неизотермическом турбулентном потоке при наличии завесы инородного газа.— ПМТФ, 1974, № 5, с. 152—156.
40. Волчок Э. П., Заулицкий Е. Г., Лебедев В. П. и др. Экспериментальное исследование эффективности газовых завес.— В кн.: Тепло- и массоперенос. Т. 1. М.: Энергия, 1968, с. 254—258.

41. Волчков Э. П., Кислых В. И., Смутьский И. И. Экспериментальное исследование аэродинамики вихревой камеры с торцевым вдувом.— В кн.: Структура пристенного пограничного слоя (вынужденное течение и тепловая конвекция). Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1978, с. 101—126.
42. Волчков Э. П., Козьменко В. К., Лебедев В. П. Влияние градиента скорости потока на эффективность газовой завесы в осесимметричных соплах.— ПМТФ, 1977, № 2, с. 67—73.
43. Волчков Э. П., Козьменко В. К., Лебедев В. П. Влияние предвключенного динамического участка на теплообмен в турбулентном пограничном слое со вдувом.— ПМТФ, 1971, № 6, с. 126—131.
44. Волчков Э. П., Козьменко В. К., Лебедев В. П. Теплообмен в турбулентном пограничном слое при ступенчатом вдуве.— ПМТФ, 1973, № 4, с. 124—129.
45. Волчков Э. П., Козьменко В. К., Лебедев В. П. Экспериментальное исследование газовой завесы на различных режимах течения в сопле. Препринт 16—77. ИТФ СО АН СССР. Новосибирск, 1977. 30 с.
46. Волчков Э. П., Козьменко В. К., Лебедев В. П. Экспериментальное исследование эффективности газовой завесы в сверхзвуковом осесимметричном сопле.— Изв. СО АН СССР, 1977, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2, с. 40—46.
47. Волчков Э. П., Козьменко В. К., Лебедев В. П. Экспериментальное исследование эффективности газовой завесы в сверхзвуковых осесимметричных соплах.— В кн.: Теплообмен—V. Т. 1, ч. II. Минск, 1976, с. 80—89.
48. Волчков Э. П., Козьменко В. К., Лебедев В. П. Эффективность газовой завесы в соплах Лавалля на нерасчетных режимах течения.— ПМТФ, 1980, № 4, с. 91—96.
49. Волчков Э. П., Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Взаимодействие затопленной турбулентной струи с твердой стенкой.— ПМТФ, 1965, № 2, с. 50—53.
50. Волчков Э. П., Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Влияние сжимаемости и неизотермичности газа на эффективность заградительного охлаждения.— ПМТФ, 1966, № 4, с. 126—129.
51. Волчков Э. П., Лебедев В. П., Шишкин Н. Е. Эффективность закрученной газовой завесы на адиабатической поверхности.— В кн.: Вихревой эффект и его применение в технике. (Матер. II Всесоюз. науч.-техн. конф.) Кузбасс, 1976, с. 217—220.
52. Волчков Э. П., Лебедев В. П., Ядыкин А. Н. Теплообмен при нерасчетном режиме течения с завесой в сопле Лавалля.— В кн.: Теплообмен—VI. Т. 1, ч. I. Минск, 1980, с. 44—49.
53. Волчков Э. П., Левченко В. Я. Тепловой турбулентный пограничный слой на плоской пластине с теплоизолированным участком.— ИФЖ, 1965, т. 8, № 6, с. 703—706.
54. Волчков Э. П., Левченко В. Я. Эффективность газовой завесы в турбулентном пограничном слое.— ПМТФ, 1965, № 5, с. 142—146.
55. Волчков Э. П., Левченко В. Я. Эффективность газовой завесы на трубчатой поверхности.— ПМТФ, 1966, № 1, с. 115—120.
56. Волчков Э. П., Левченко В. Я. Теплообмен при струйной защите поверхностей.— ПМТФ, 1966, № 2, с. 135—137.
57. Волчков Э. П., Леонтьев А. И., Зауличный Е. Г., Синайко Е. И. Взаимодействие графитовой поверхности с турбулентным потоком газа в условиях существенной неизотермичности и при наличии завесы из нейтрального газа.— ТВТ, 1970, т. 8, № 1, с. 116—121.
58. Волчков Э. П., Леонтьев А. И., Зауличный Е. Г., Синайко Е. И. Экспериментальное определение скорости уноса графита в условиях существенной неизотермичности.— ФГВ, 1967, № 2, с. 248—254.
59. Волчков Э. П., Никитин П. В. Выгорание графитовой поверхности при вдуве через нее инертного газа.— ФГВ, 1973, № 3, с. 369—375.
60. Волчков Э. П., Никитин П. В. Турбулентная затопленная пристенная струя воздуха на выгорающей графитовой поверхности.— ПМТФ, 1971, № 1, с. 60—67.
61. Волчков Э. П., Никитин П. В. Турбулентный пограничный слой с положительным градиентом давления на проницаемой поверхности в неизотер-

- мических условиях.—Изв. АН СССР, МЖГ, 1976, № 4, с. 43—49.
62. Волчков Э. П., Никитин П. В. Турбулентный тепломассообмен в ускоряющихся потоках на проницаемой выгорающей поверхности.—ТВТ, 1977, т. 15, № 2, с. 347—353.
 63. Волчков Э. П., Никитин П. В., Синайко Е. И. Оценка влияния термодиффузии на интенсивность выгорания поверхности в неоднородном турбулентном пограничном слое.—ПМТФ, 1972, № 5, с. 119—125.
 64. Волчков Э. П., Синайко Е. И. Измерение концентрации газа на стенке при локальном вдуве в начальном участке трубы аргона и гелия.—ПМТФ, 1970, № 6, с. 131—135.
 65. Волчков Э. П., Синайко Е. И. Экспериментальное исследование эффективности газовых завес на выгорающей поверхности при вдуве инородного газа.—ПМТФ, 1974, № 1, с. 59—64.
 66. Волчков Э. П., Синайко Е. И., Терехов В. И. Турбулентный пограничный слой с отсосом в неизотермических условиях.—Изв. АН СССР, МЖГ, 1979, № 2, с. 37—44.
 67. Волчков Э. П., Синайко Е. И., Терехов В. И. Турбулентный пограничный слой с отсосом в неизотермических условиях. Препринт 11—76. ИТФ СО АН СССР, Новосибирск, 1976. 27 с.
 68. Волчков Э. П., Смутьский И. И. Аэродинамика вихревой камеры со вдувом по боковой поверхности. Препринт № 38—79. ИТФ СО АН СССР, Новосибирск, 1979. 30 с.
 69. Волчков Э. П., Спотарь С. Ю., Терехов В. И. Массообмен на выгорающей поверхности в условиях закрученной газовой завесы.—В сб.: Структура пристенного пограничного слоя (вынужденное течение, тепловая конвекция). Новосибирск: изд. ИТФ СО АН СССР, 1978, с. 64—80.
 70. Волчков Э. П., Спотарь С. Ю., Терехов В. И. Тепломассообмен в неизотермическом пограничном слое с положительным градиентом давления. Препринт № 12—76. ИТФ СО АН СССР, Новосибирск, 1976. 32 с.
 71. Волчков Э. П., Спотарь С. Ю., Терехов В. И. Тепломассообмен в неизотермическом турбулентном пограничном слое с положительным градиентом давления.—Изв. СО АН СССР, 1978, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3, с. 60—65.
 72. Волчков Э. П., Спотарь С. Ю., Терехов В. И. Турбулентный тепломассообмен в начальном участке трубы при закрутке потока.—Тепломассообмен—VI. Т. 1, ч. 3. Минск, 1980, с. 48—60.
 73. Вудрафф, Лоренц. Исследование пористого охлаждения и его влияния вниз по потоку в случае гиперзвукового турбулентного течения.—РТК, 1966, № 6, с. 14—24.
 74. Вулис Л. А., Еромин Ш. А., Ярин Л. П. Основы теории газового факела. Л.: Энергия, 1968. 284 с.
 75. Вулис Л. А., Устименко Б. П. Об аэродинамике циклонной топочной камеры.—В кн.: Вопросы аэродинамики и теплопередачи в котельно-топочных процессах. М.—Л.: ГЭИ, 1958, с. 176—188.
 76. Гартнетт, Экерт, Биркебак. Анализ основных характеристик турбулентного пограничного слоя с подачей воздуха через тангенциальные щели.—Теплопередача, 1961, т. 83, № 3, с. 80—98.
 77. Гиршфельдер Д., Кертисс Ч., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей. М.: ИЛ, 1961. 929 с.
 78. Глазков В. В., Гусева М. Д., Жестков Б. А. О турбулентном течении над проницаемыми пластинами.—Изв. АН СССР, МЖГ, 1972, № 4, с. 38—46.
 79. Глазков В. В., Гусева М. Д., Жестков Б. А. Тепломассоперенос в турбулентном пограничном слое над проницаемыми пластинами.—Изв. АН СССР, МЖГ, 1973, № 4, с. 22—34.
 80. Глазков В. В., Гусева М. Д., Жестков Б. А. Течение при струйном охлаждении пластины.—Изв. АН СССР, МЖГ, 1979, № 4, с. 56—61.
 81. Глазков В. В., Гусева М. Д., Жестков Б. А., Лукаш В. П. О влиянии начальной турбулентности на эффективность охлаждения проницаемых стенок.—ИФЖ, 1979, т. 36, № 6, с. 965—971.
 82. Глазков В. В., Жестков Б. А., Лукаш В. П. Экспериментальное определе-

- ние относительных коэффициентов теплоотдачи при струйном (заградительном) охлаждении.— ТВТ, 1979, т. 17, № 1, с. 103—108.
83. Гогиш Л. В., Степанов Г. Ю. Турбулентные отрывные течения. М.: Наука, 1979. 368 с.
 84. Гольдштейн, Шейвит, Чен. Эффективность пленочного охлаждения со вдувом через пористую стенку.— Теплопередача, 1965, № 3, с. 36—46.
 85. Гольдштейн, Эккерт, Рамсей. Пленочное охлаждение со вдувом через отверстия: случай адиабатической температуры стенки вниз по сечению от круглого отверстия.— Энергетические машины и установки, 1968, т. 90, № 4, с. 101—117.
 86. Гольдштейн М. А. К теории эффекта Ранка (закрученный поток газа в вихревой камере).— Изв. АН СССР. Механика и машиностроение, 1963, № 1, с. 132—137.
 87. Гостинцев Ю. А. Тепломассообмен и гидравлическое сопротивление при течи в трубе вращающейся жидкости.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1968, № 5, с. 115—119.
 88. Грэхем, Браун, Холл, Уатт. Скорость реакции углерода и графита с газообразными продуктами горения при высоких температурах.— В кн.: Реакции углерода с газами. М.: ИЛ, 1963, с. 232—256.
 89. Грю К. Э., Ибе Т. Л. Термическая диффузия в газах. М.: Гостехиздат, 1956. 183 с.
 90. Дворников Н. А., Лебедев В. П., Шишкин Н. Е. Закрученная газовая завеса в цилиндрическом канале.— В кн.: Структура пристенного пограничного слоя (вынужденное течение, тепловая конвекция). Новосибирск, 1978, с. 81—100.
 91. Дей, Уокер, Райт. Реакции углерода с кислородом при высоких температурах и больших скоростях газового потока.— В кн.: Реакции углерода с газами. М.: ИЛ, 1963, с. 257—299.
 92. Дейч М. Е. Техническая газодинамика. М.: Энергия, 1974. 592 с.
 93. Дилэни, Иглтон, Джонс. Полуколичественное определение эрозии графитовых сопловых вкладышей.— РТК, 1964, № 8, с. 87—94.
 94. Добрынский Э. К., Урюков Б. А., Фридберг А. Э. Исследование стабилизации плазменной струи газовым вихрем.— Изв. СО АН СССР, 1979, № 8. Сер. техн. наук. вып. 2, с. 42—49.
 95. Дорренс У. Х. Гиперзвуковые течения вязкого газа. М.: Мир, 1966. 440 с.
 96. Дыбан Е. П., Попович Е. Г., Репухов В. М. Эффективность тепловой защиты при вдувании воздуха через щели под углом к защищаемой поверхности.— ИФЖ, 1974, т. 20, № 2, с. 294—298.
 97. Дыбан Е. П., Репухов В. М., Попович Е. Г. Эффективность тепловой защиты плоской стенки при вдуве воздуха через два ряда прямоугольных отверстий, расположенных в шахматном порядке.— В кн.: Теплофизика и теплотехника. Вып. 22, Киев, 1972, с. 12—15.
 98. Дымант Л. Н., Ерошенко В. М., Спановский В. М. Исследование формирования газодисперсной струи в слутном потоке на проникаемой поверхности.— В кн.: Тепломассообмен-VI. Т. 6, ч. 1. Минск, 1980, с. 127—131.
 99. Ерошенко В. М. Тепло- и массообмен на проникаемых поверхностях. Автореф. докт. дис. ЭНИИ им. Кржижановского. М., 1975. 48 с.
 100. Ерошенко В. М., Зайчик Л. И., Климов А. А. и др. Турбулентный пограничный слой на перфорированных поверхностях при направленном вдуве.— Промышленная теплотехника, 1980, т. 2, № 5, с. 13—18.
 101. Ермолин В. К. Применение закрученного потока для интенсификации конвективного теплообмена в условиях внутренней задачи.— Изв. АН СССР. ОТН. Энергетика и автоматика, 1960, № 1, с. 55—61.
 102. Жестков Б. А., Глазков В. В., Гусева М. Д. Методика расчета температуры стенок при струйном и комбинированном охлаждении. М., 1955. 25 с.
 103. Жукаускас А., Шланчяускас А. Теплопередача в турбулентном потоке жидкости. Вильнюс: Минтис, 1973. 325 с.
 104. Жуков М. Ф., Коротеев А. С., Урюков Б. А. Прикладная динамика термической плазмы. Новосибирск: Наука, 1975. 295 с.
 105. Жуков М. Ф., Сухинин Ю. И., Янковский А. И. Исследование аэродинамики

- плазмотрона с газовихревой межэлектродной вставкой.— В кн.: Тезисы докладов VI Всесоюзной конференции по генераторам низкотемпературной плазмы. Фрунзе, 1974, с. 108—111.
106. Заградительное охлаждение и теплообмен при градиентном течении. Библиогр. указатель. Новосибирск: изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1978. 40 с.
 107. Заккей, Уонч, Миядзава. Влияние положительного градиента давления на эффективность пленочного охлаждения.— РТК, 1974, т. 12, № 5, с. 167—169.
 108. Зеленков О. С., Юрков А. В. Экспериментальное исследование отрыва потока в перерасширенных конических соплах.— В кн.: Газодинамика и теплообмен. № 1. Л.: Изд-во ЛГУ, с. 94—101.
 109. Зельдович Я. Б. К теории горения неперемешанных газов.— ЖТФ, 1949, т. 19, вып. 10, с. 1199—1210.
 110. Зикеев В. В. Конвективно-пленочное охлаждение сопловых лопаток турбин.— ТВТ, 1979, т. 17, № 6, с. 1319—1327.
 111. Змейков В. Н., Яковлев А. Т. Турбулентная структура потока в плоской вихревой камере.— Проблемы теплоэнергетики и прикладной теплофизики, Алма-Ата, 1972, вып. 8, с. 101—107.
 112. Золотогоров М. С. Исследование эффективности пленочного охлаждения применительно к реальным условиям некоторых двигателей.— ИФЖ, 1972, т. 22, № 1, с. 46—49.
 113. Золотогоров М. С. О влиянии выступов на поверхностях деталей газовых турбин на эффективность их охлаждения воздушной пленкой.— Теплоэнергетика, 1973, № 12, с. 37—39.
 114. Золотогоров М. С. Эффективность охлаждения и теплообмен при защите поверхностей элементов ГТУ вдвум воздухом в пограничный слой газа.— Теплоэнергетика, 1972, № 10, с. 36—38.
 115. Зубец П. Ф., Фафурин А. В., Холодкова А. Ю. Турбулентный пограничный слой в начальном участке трубы при наличии поперечного потока вещества и закрутки на входе.— Тр. Казанского авиац. ин-та, 1973, вып. 153, с. 41—48.
 116. Зысин В. А., Золотогоров М. С. Исследование эффективности пленочного охлаждения применительно к некоторым поверхностям статора газовой турбины.— Изв. вузов. Энергетика, 1971, № 5, с. 48—54.
 117. Зысин В. А., Золотогоров М. С. Определение длины начального участка при пленочном охлаждении.— Изв. вузов. Сер. Авиационная техника, 1973, № 4, с. 81—86.
 118. Зысин В. А., Золотогоров М. С., Грановский В. С. Исследование эффективности пленочного охлаждения в условиях отрицательного продольного градиента давления.— ИФЖ, 1972, т. 23, № 6, с. 1001—1007.
 119. Зысина-Моложен Л. М., Петухов Л. С. Исследование теплового пограничного слоя при дуде через систему дискретных отверстий.— В кн.: Тепло-массообмен-VI. Т. 1, ч. 2, Минск, 1980, с. 114—125.
 120. Зысина-Моложен Л. М., Соскова И. Н. Исследование теплообмена и сопротивления при турбулентном течении сжимаемого газа.— В кн.: Тепло-массообмен. Т. 1. М., 1968, с. 86—100.
 121. Иевлев В. М. Некоторые вопросы гидродинамической теории теплообмена при течении газа.— Докл. АН СССР, 1952, т. 87, № 1, с. 21—24.
 122. Иевлев В. М. Некоторые вопросы гидродинамической теории теплообмена при течении несжимаемой жидкости.— Докл. АН СССР, 1952, т. 86, № 6, с. 1077—1080.
 123. Кейс В. М., Моффат Р. Дж., Тильбар В. Г. Теплообмен в турбулентном пограничном слое сильно ускоренного течения с вдвумом и отсосом.— Теплопередача, 1970, № 3, с. 190—198.
 124. Кинни Р., Спэрроу Е. Турбулентное течение, тепло- и массообмен в трубе с поверхностным отсосом.— Теплопередача, 1970, т. 92, № 2, с. 121—131.
 125. Ко Шаоен, Лю Денинг. Экспериментальное исследование эффективности завесы, коэффициентов теплоотдачи и турбулентности течения при завесном охлаждении.— РТК, 1980, т. 18, № 8, с. 57—65.

126. Колт С., Бедл Д. Характеристики конического сопла при течении с отрывом от стенки.— ВРТ, 1966, № 3, с. 55—61.
127. Комаров В. П., Леонтьев А. И. Влияние продольного отрицательного градиента давления на эффективность заградительного охлаждения.— В кн.: Вопросы теплопередачи. М.: изд. Московского лесотехн. ин-та, 1976, с. 50—55.
128. Комаров В. П., Леонтьев А. И. Заградительное охлаждение на пластине под углом атаки.— В кн.: Вопросы теплопередачи. М.: изд. Московского лесотехн. ин-та, 1976, с. 41—50.
129. Комаров В. П., Леонтьев А. И. Экспериментальное исследование эффективности завесы в турбулентном пограничном слое газа.— ТВТ, 1970, т. 8, № 2, с. 353—358.
130. Кортиков Н. М. Расчет сопротивления и теплоотдачи полуограниченных струй с помощью интегрального соотношения Кармана.— ТВТ, 1980, № 4, с. 788—794.
131. Кузьмич В. Б., Секундов А. Н., Смирнова И. Н. Исследование сжимаемого турбулентного пограничного слоя при наличии тангенциального вдува и положительного градиента давления.— Изв. АН СССР. МЖТ, 1975, № 6, с. 38—43.
132. Кутателадзе С. С. Влияние температурного фактора на дозвуковое турбулентное течение газа.— ПМТФ, 1960, № 1, с. 129—132.
133. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. Новосибирск: Наука, 1970. 660 с.
134. Кутателадзе С. С. Пристенная турбулентность. Новосибирск: Наука, 1973. 208 с.
135. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. К расчету турбулентного пограничного слоя при существенных положительных градиентах давления.— ИФЖ, 1962, т. 5, № 1, с. 33—41.
136. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Тепловая завеса при турбулентном пограничном слое газа.— ТВТ, 1963, т. 1, № 2, с. 281—290.
137. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергия, 1972. 344 с.
138. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Турбулентный пограничный слой сжимаемого газа. Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1962. 180 с.
139. Кутателадзе С. С., Миронов Б. П. Относительное влияние температурного фактора на турбулентный пограничный слой при конечных числах Рейнольдса.— ПМТФ, 1973, № 3, с. 61—65.
140. Кутателадзе С. С., Миронов Б. П., Накоряков В. Е., Хабахпашева Е. М. Экспериментальное исследование пристенных турбулентных течений. Новосибирск: Наука, 1975. 163 с.
141. Кутателадзе С. С., Рубцов Н. А. Лучисто-конвективный теплообмен в плоском слое поглощающей завесы.— ПМТФ, 1968, № 6, с. 57—63.
142. Кудрявцев В. М., Буркальцев В. А., Туманов М. Д. Исследование теплообмена в перерасширенных конических соплах.— Тр. МВТУ им. Баумана, 1979, № 290, с. 69—76.
143. Кэкер, Уайтло. Некоторые свойства плоской турбулентной пристенной струи, находящейся в движущемся потоке.— Тр. Амер. об-ва инж.-мех. Сер. Е. Прикладная механика, 1968, т. 35, № 4, с. 19—30.
144. Лавров Н. В., Шурмыгин А. П. Введение в теорию горения и газификации топлива. М.: Изд-во АН СССР, 1962. 213 с.
145. Лапин Ю. В. Трение и теплообмен в сжимаемом турбулентном пограничном слое при наличии химических реакций, обусловленных вдувом инородного вещества.— ЖТФ, 1960, т. 30, № 10, с. 1227—1237.
146. Лапин Ю. В. Турбулентный пограничный слой в сверхзвуковом потоке газа. М.: Наука, 1970. 343 с.
147. Лебедев А. В., Швайковский Ю. В. Экспериментальное исследование распределения скорости и турбулентных характеристик в газовой завесе.— ТВТ, 1965, т. 3, № 4, с. 569—576.
148. Лебедев В. П. Экспериментальное исследование турбулентного пограничного слоя на гладкой пластине при ступенчатом подводе тепла.— ПМТФ, 1969, № 4, с. 112—115.

149. Леонтьев А. И. Инженерные методы расчета трения и теплообмена на проникаемой поверхности.— *Теплоэнергетика*, 1972, № 9, с. 19—24.
150. Леонтьев А. И., Волчок Э. П. Проблемы пленочного охлаждения в плазмотронах.— В кн.: Экспериментальные исследования плазмотронов/Под ред. М. Ф. Жукова. Новосибирск: Наука, 1977, с. 36—62.
151. Леонтьев А. И., Малышев Д. Д. Инженерные методы расчета тепло- и массообмена при конденсации из турбулентного пограничного слоя.— *Теплоэнергетика*, 1976, № 6, с. 8—12.
152. Леонтьев А. И., Мезенцев А. В., Пузач В. Г. Теплообмен при вдуве в области взаимодействия струн с наклонной преградой.— *Изв. вузов СССР. Машиностроение*, 1976, № 10, с. 93—98.
153. Леонтьев А. И., Миронов Б. П. Распределение предельных относительных законов трения и теплообмена на неизотермическое течение газа с конечными числами Рейнольдса.— *ПМТФ*, 1965, № 5, с. 162—166.
154. Леонтьев А. И., Миронов Б. П., Фафурин А. В. Экспериментальное исследование турбулентного теплообмена в начальном и стабилизированном участках цилиндрической трубы в условиях существенной неизотермичности.— *ИФЖ*, 1969, т. 16, № 4, с. 603—609.
155. Леонтьев А. И., Обливин А. Н., Романенко П. Н. Исследование сопротивления и теплообмена при турбулентном течении воздуха в осесимметричных каналах с продольным градиентом давления.— *ПМТФ*, 1961, № 5, с. 16—25.
156. Леонтьев А. И., Пузач В. Г., Комаров В. П. и др. Трение на поверхности пластины с одновременным вдувом и отсосом газа.— *ИФЖ*, 1977, т. 33, № 2, с. 204—209.
157. Леонтьев А. И., Пузач В. Г., Комаров В. П. и др. Теплообмен на поверхности пластины с одновременным вдувом и отсосом массы.— *ИФЖ*, 1979, т. 36, № 5, с. 773—778.
158. Леонтьев А. И., Рождественский В. И., Виноградов Ю. А., Сысоев В. И. Экспериментальное исследование теплообмена на плоской проникаемой поверхности при чередовании участков вдува и отсоса.— В кн.: *Тепломасообмен*—V. Т. 1, ч. 2. Минск, 1976, с. 123—125.
159. Леонтьев А. И., Фафурин А. В., Никитин П. В. Турбулентный пограничный слой в начальном участке трубы в условиях неизотермичности и вдува.— *ТБТ*, 1969, т. 7, № 2, с. 276—283.
160. Леонтьев А. И., Шишов Е. В., Белов В. М., Афанасьев В. М. Средние пульсационные характеристики теплового пограничного слоя и теплообмен в диффузорной области.— В кн.: *Труды V Всесоюзной конференции по тепломассообмену*. Т. 1, ч. 1. Минск, 1976, с. 77—87.
161. Леторт. Механизм горения углерода.— В кн.: *Реакции углерода с газами*. М.: ИЛ, 1963, с. 126—168.
162. Либрицци, Кречи. Пористое охлаждение осесимметричных сопел при турбулентном режиме течения в пограничном слое.— *РТК*, 1964, № 4, с. 35—44.
163. Лиз. Конвективный теплообмен при наличии подвода вещества и химических реакций.— В кн.: *Газодинамика и теплообмен при наличии химических реакций*. М.: ИЛ, 1963, с. 13—69.
164. Лиз, Ривз. Сверхзвуковые отрывные и присоединяющиеся течения. Ч. 1. Общая теория и применение ее для анализа взаимодействия скачка уплотнения с адиабатическим пограничным слоем.— *РТК*, 1964, № 11, с. 22—39.
165. Лис. Экспериментальное исследование пленочного охлаждения при вдуве через ряд отверстий.— *Энергетические машины и установки*. 1975, № 1, с. 23—31.
166. Локша Б. К. Причина износа графитовых нагревателей и методика расчета срока их службы.— В кн.: *Проблемы теплоэнергетики и прикладной теплофизики*. Вып. 5. Киев, 1969, с. 164—175.
167. Луговской П. П., Тарарин В. Н. Эффективность пористой завесы при повышенной степени турбулентности набегающего потока и отрицательном градиенте давления.— В кн.: *Турбулентный перенос со вдувом на поверхности*. Новосибирск: изд. ИТФ СО АН СССР, 1980, с. 40—48.
168. Любимов Г. А., Леонтьев А. И., Рождественский В. И. и др. Эксперимен-

- тальное исследование теплообмена на проницаемой поверхности и эффективности газовой завесы в сверхзвуковом потоке. Отчет № 1324. М.: Ин-т механики МГУ, 1971. 16 с.
169. Лян, Ян. Теплоотдача и сопротивление трения перфорированных поверхностей теплообмена.— Теплопередача, 1975, № 1, с. 5—12.
 170. Лянз Р., Иванов Ю. Развитие и перемешивание соосной струи в осесимметричном закрученном потоке.— Изв. АН ЭССР. Физика и математика, 1971, т. 20, № 1, с. 58—65.
 171. Майерс, Шауэр, Юстис. Развитие течения и коэффициент трения в полуграничной плоской турбулентной струе.— Тр. Амер. об-ва инж.-мех. Сер. Д. Техническая механика, 1963, т. 85, № 1, с. 58—66.
 172. Майерс, Шауэр, Юстис. Теплообмен в плоских турбулентных струях у стенки.— Теплопередача, 1963, № 3, с. 23—30.
 173. Мейз, Макдональд. Длина пути смешения и турбулентная кинематическая вязкость в сжимаемом пограничном слое.— РТК, 1968, № 1, с. 88—96.
 174. Мейл, Камарата. Исследование теплоотдачи и эффективности охлаждения многощелевой газовой завесой.— Теплопередача, 1975, т. 97, № 4, с. 41—47.
 175. Мейтл Р., Коппер Ф., Блэр М., Бэйли Д. Влияние кривизны линий тока на завесное охлаждение.— Тр. Амер. об-ва инж.-мех. Сер. А. Энергетические машины и установки, 1977, т. 99, № 1, с. 87—93.
 176. Мерони, Брэдшоу. Развитие турбулентного пограничного слоя на искривленной поверхности.— РТК, 1975, т. 13, № 11, с. 43—50.
 177. Мигай В. К., Голубев В. К. Трение и теплообмен в турбулентном закрученном потоке с поперечной закруткой в трубе.— Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт, 1969, № 6, с. 141—145.
 178. Миронов Б. П., Алексеев Н. М., Зеленгур А. А. Исследование защитных свойств дискретного вдува на криволинейной поверхности.— В кн.: Турбулентный перенос со вдувом на поверхности. Новосибирск, 1980, с. 61—73.
 179. Миронов Б. П., Васечкин В. Н., Мамонов В. Н., Ярыгина Н. И. Тепло-массообмен при повышенной внешней турбулентности в зависимости от интенсивности поперечного потока вещества.— В кн.: Тепло-массообмен-VI. Т. 1, ч. 2. Минск, 1980, с. 155—166.
 180. Миронов Б. П., Фафури А. В., Кузнецов И. Л. Измерение скоростей в пограничном слое высокотемпературного газа электронно-оптическим методом.— ФГВ, 1967, № 2, с. 312—314.
 181. Мотулевич В. П. Метод относительного соответствия и его применение в задачах тепло- и массообмена.— ИФЖ, 1968, т. 14, № 1, с. 8—16.
 182. Мотулевич В. П. Система уравнений ламинарного пограничного слоя с учетом химических реакций и различных видов диффузии.— В кн.: Физическая газодинамика, теплообмен и термодинамика газов высоких температур. М.: Изд-во АН СССР, 1962, с. 204—214.
 183. Мотулевич В. П. Турбулентный тепло- и массообмен на пластине при пористом отсосе и подаче различных газов.— ИФЖ, 1963, т. 6, № 4, с. 9—15.
 184. Мэтьюз, Уайтло. Эффективность пленочного охлаждения в присутствии обратного уступа.— Теплопередача, 1973, т. 95, № 1, с. 146—147.
 185. Нина, Уайтло. Эффективность пленочного охлаждения при комбинации тангенциальных и нормальных к стенке отверстий.— Энергетические машины и установки, 1971, т. А93, № 4, с. 68—73.
 186. Нишиваки Н., Нумата Н., Като Х., Фиджин Р. О влиянии пленочного охлаждения в зоне отрыва за преградой.— В кн.: Тепло-массообмен-V. Т. 1, ч. 2. Минск, 1976, с. 90—96.
 187. Орландо А. Ф., Моффат Р. Д., Кейс У. М. Теплоперенос в турбулентных потоках при слабых и сильных продольных положительных градиентах давления при произвольном распределении температуры стенки.— В кн.: Проблемы теплофизики и физической гидродинамики. Новосибирск: Наука, 1974, с. 119—126.
 188. Охлаждение камер сгорания, работающих на топливах N_2O_4 /монометилгидразин и N_2O_4 /аэрозин-50 (обзор).— ВРТ, 1974, № 6, с. 77—89.
 189. Панов Ю. А., Швец А. И. Отрыв турбулентного пограничного слоя в

- сверхзвуковом потоке.— В кн.: Прикладная механика. Т. 2, вып. 1. Киев: Наукова думка, 1966, с. 99—105.
190. Партасарати, Заккей. Экспериментальное исследование вдува через щель в турбулентный пограничный слой при числе Маха 6.— РТК, 1970, № 7, с. 146—153.
 191. Петухов Б. С. Теплообмен и сопротивление при ламинарном течении жидкости в трубах. М.: Энергия, 1967. 411 с.
 192. Полежаев Ю. В., Юревич Ф. Б. Тепловая защита. М.: Энергия, 1976. 390 с.
 193. Поляев В. М., Лягушин Е. Е., Баскаков Ю. М. Особенности течения и теплообмен в завесной зоне за пористым участком вдува.— В кн.: Пристенное турбулентное течение. Ч. 2/Под ред. С. С. Кутателадзе. Новосибирск, 1975, с. 96—110.
 194. Порех М., Цюй У., Чермак И. Исследование турбулентной радиальной пристенной струи.— Тр. Америк. об-ва ниж.-мех. Сер. Е. Прикладная механика, 1967, т. 34, № 2, с. 223—231.
 195. Пристенная турбулентность/Под ред. С. С. Кутателадзе. Новосибирск: Наука, 1973. 228 с.
 196. Репухов В. М. Теория тепловой защиты стенки вдувом газа. Киев: Наукова думка, 1980. 295 с.
 197. Репухов В. М. Тепловая защита стенки вдувом газа. Киев: Наукова думка, 1977. 216 с.
 198. Репухов В. М., Богачук-Козачук К. А. Эффективность тепловой защиты плоской стенки при турбулентном пограничном слое за тангенциальными щелями.— В кн.: Конвективный теплообмен. Киев, 1968, с. 71—77.
 199. Рождественский В. И., Барышев Ю. В., Пейкер Н. К. Исследование эффективности газовой завесы при наличии продольного градиента давления. Отчет № 1526. М.: Ин-т механики МГУ, 1974. 22 с.
 200. Рознер, Аллендорф. Кинетика окисления графита диссоциированным кислородом при высоких температурах.— РТК, 1965, № 8, с. 204—206.
 201. Романенко П. Н., Волощук А. Я. Эффективность защиты и теплообмена при вдуве воздуха в турбулентный пограничный слой воздушного потока через пористый предвключенный участок.— ТВТ, 1970, т. 8, № 5, с. 1025—1031.
 202. Романенко П. Н., Воскресенский А. К., Семенов Ю. П. Влияние температурного фактора на теплообмен при турбулентном течении газа в диффузорах.— В кн.: Тепло и массоперенос. Т. 1. М., 1972, с. 115—118.
 203. Романенко П. Н., Китаев В. З. Влияние отсасывания пограничного слоя на трение и теплообмен.— В кн.: Машины и механизмы лесной промышленности. Вып. 18. М.: изд. Московского лесотехн. ин-та, 1967, с. 270—293.
 204. Романенко П. Н., Обливин А. Н., Шелстова Л. Г. Трение в предотрывной и теплообмен в зоне отрыва турбулентного пограничного слоя при течении нагретого воздуха в диффузорах с охлаждаемыми стенками.— ИФЖ, 1968, т. 14, № 5, с. 792—796.
 205. Романенко П. Н., Семенов Ю. П. Влияние поперечного потока массы на теплообмен при турбулентном обтекании плоской провищаемой поверхности.— Теплоэнергетика, 1966, № 1, с. 80—83.
 206. Рамакришнан, Шивапраasad. Результаты измерений средних параметров течения в турбулентных пограничных слоях на слабо искривленных поверхностях.— РТК, 1977, т. 15, № 2, с. 74—83.
 207. Сакипов З. Б. Теория и методы расчета полуограниченных струй и настильных факелов. Алма-Ата, 1978. 200 с.
 208. Салов Ю. В., Иванова З. А., Карабанов Ю. Ф., Решетников А. А. Исследование воздушной защиты внутренней поверхности поверхности дымовых труб.— Электрические станции, 1975, № 6, с. 19—21.
 209. Себан. Влияние отсоса и вдува на теплопередачу и течение в турбулентном воздушном потоке с отрывом.— Теплопередача, 1966, т. 88, № 3, с. 32—41.
 210. Себан Р., Бэк Л. Профили скоростей и температур в турбулентном пограничном слое с подачей воздуха через тангенциальную щель.— Теплопередача, 1962, т. 84, № 1, с. 58—69.

211. Себан Р., Бэк Л. Эффективность защиты и теплоотдача в турбулентном пограничном слое при тангенциальном вдуве и переменной скорости основного потока.— Теплопередача, 1962, т. 84, № 3, с. 50—64.
212. Сергеев Г. Т. Основы теплообмена в реагирующих средах. Минск: Наука и техника, 1977. 232 с.
213. Скала, Джилберт. Сублимация графита при гиперзвуковых скоростях.— РТК, 1965, № 9, с. 87—100.
214. Смит. Экспериментальное изучение вихря в циклонном сепараторе.— Техническая механика, 1962, № 4, с. 229—236.
215. Соу. Интегральное уравнение импульсов для пограничного слоя на криволинейной поверхности.— Теоретические основы инженерных расчетов, сер. Д, 1975, № 2, с. 215—217.
216. Сполдинг Д. Б. Некоторые приложения нового метода расчета турбулентного пограничного слоя. Т. 1. М.: Энергия, 1968, с. 7—23.
217. Сполдинг Д. Б. Основы теории горения.— М.—Л.: Госэнергоиздат, 1959. 319 с.
218. Сполдинг Д., Ауслендер Г., Сандерс Т. Расчет тепло- и массообмена в турбулентном пограничном слое на плоской пластине при больших числах Ma как при наличии, так и отсутствии химических реакций. Пер. ЦАГИ, № 180. М., 1966. 72 с.
219. Спэрроу, Скотт, Форестром, Эберт. Экспериментальное исследование влияния диффузионного термоэффекта на бинарный пограничный слой со вдувом различных газов.— Теплопередача, 1965, № 3, с. 1—9.
220. Спэрроу, Минкович, Эккерт. Диффузионные термоэффекты в потоке воздуха в окрестности критической точки при вдуве в пограничный слой газов с различными молекулярными весами.— РТК, 1964, № 4, с. 80—90.
221. Стехан Р. К., Оберстоун Дж., Коуэли Д. С. Критерии пленочного охлаждения ЖРД малой тяги.— ВРГ. Теория и практика ракетостроения за рубежом, 1969, № 5, с. 21—36.
222. Сухович Е. П. Аэродинамика вихревой камеры.— Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук, 1969, № 4, с. 78—88.
223. Сухович Е. П. Конвективный теплообмен при турбулентном смешении ограниченных коаксиальных струй.— Изв. СО АН СССР, 1978, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1, с. 24—31.
224. Сухович Е. П. Экспериментальное исследование струйного смешения в ограниченном закрученном потоке.— Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук, 1975, № 2, с. 57—63.
225. Сухович Е. П., Блум Э. Я. Конвективный тепло- и массообмен на торцевых стенках вихревых камер.— Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук, 1970, № 5, с. 65—73.
226. Сычев А. Г. Результаты исследования затопленной турбулентной струи, набегающей перпендикулярно на плоскость гладкого потолка.— ИФЖ, 1964, № 3, с. 46—53.
227. Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое/Под ред. С. С. Кутателадзе. Новосибирск: Изд.-во СО АН СССР, 1964. 208 с.
228. Терехов В. И. Турбулентный пограничный слой с отсосом при конечных числах Рейнольдса.— В кн.: Исследование по гидродинамике и теплообмену. Новосибирск, 1976, с. 236—241.
229. Толманов А. И., Филатов В. В. Отрыв турбулентного пограничного слоя при взаимодействии его со скачком уплотнения в ускоряющемся сверхзвуковом потоке.— Уч. зап. ЦАГИ, 1973, т. 4, № 3, с. 118—122.
230. Уильсон, Гольдштейн. Влияние пленочного охлаждения на теплообмен в высокоскоростном потоке ниже места вдува.— Теплопередача, 1973, т. 95, № 4, с. 79—84.
231. Уильямс, Гидт. Экспериментальное и теоретическое исследование распределения адиабатной температуры стенки ракетного сопла с газовым завесным охлаждением.— Теплопередача, 1977, т. 99, № 3, с. 39—44.
232. Уокер, Русинко, Остин. Реакции углерода с газами. Сб. переводов/Под ред. Е. С. Головиной. М.: ИЛ, 1963, с. 9—12.
233. Уорли. Аналитическая модель несжимаемого потока в коротких вихревых камерах.— Теор. основы инж. расчетов, 1969, № 2, с. 145—159.

234. Устименко Б. П. Процессы турбулентного переноса во вращающихся течениях.— Алма-Ата: Наука, 1977. 228 с.
235. Фостер, Хаджи-Шейх. Экспериментальное исследование пограничного слоя и теплообмена в зоне отрывного течения за областью поперечного щелевого вдува.— Теплопередача, 1975, т. 97, № 2, с. 108—113.
236. Халатов А. А. О влиянии центробежных массовых сил на структуру турбулентного обмена вблизи поверхности.— В кн.: Тепло- и массообмен в двигателях летательных аппаратов. Вып. 1. Казань, 1977, с. 70—76.
237. Халатов А. А., Щукин В. К. О влиянии закрутки потока на локализацию тепло- и массопередачу в начальном участке трубы при турбулентном режиме течения.— В кн.: Некоторые задачи гидродинамики и теплообмена. Новосибирск, 1976, с. 167—173.
238. Хигер, Бэр. Распределение скорости и статического давления в закрученных воздушных струях, вытекающих из кольцевых расширяющихся сопел.— Теоретические основы инженерных расчетов, 1964, № 4, с. 185—194.
239. Чжен П. Отрывные течения. Т. 1. М.: Мир, 1972. 299 с.
240. Чин, Скинрин, Барграф. Пленочное охлаждение при многощелевом и решетчатом вдуве.— Теплопередача, 1961, т. 83, № 3, с. 65—72.
241. Шахов В. Г. О гипотезе турбулентности в пространственных пограничных слоях.— Тр. Куйбышевского авиац. ин-та, 1975, вып. 35, с. 102—108.
242. Шваб В. А. К вопросу обобщения полей скорости турбулентного потока в циклонной камере.— ИФЖ, 1963, № 2, с. 102—108.
243. Шваб В. А. Связь между температурными и скоростными полями газового факела.— В кн.: Исследование процессов горения натурального топлива/Под ред. Г. Ф. Кнорре. М.: Госэнергоиздат, 1948, с. 231—248.
244. Швеиц И. Т., Дыбан Е. П., Репухов В. М. и др. Эффективность тепловой защиты адиабатной стенки за участком перфорации.— В кн.: Тепло- и массоперенос. Т. 1, ч. 1. Минск, 1972, с. 79—82.
245. Шеиц, ван Оверсем. Уменьшение поверхностного трения путем вдува через комбинации щелей и пористых секций.— РТК, 1975, т. 13, № 8, с. 5—7.
246. Шивапрасад, Раманриан. Измерение турбулентности в пограничных слоях на умеренно искривленных поверхностях.— Теор. основы инж. расчетов, 1978, т. 100, № 1, с. 158—169.
247. Щеголев Г. М., Кукота Ю. П., Захаров Ф. И., Басовская А. А. Выгорание графитового канала с пористыми стенками при вдуве аргона.— В кн.: Вопросы технической теплофизики. Вып. 2. Киев, 1969, с. 101—104.
248. Щукин А. В. Турбулентный пограничный слой на искривленной поверхности.— Изв. вузов. Сер. Авиац. техника, 1978, № 3, с. 113—120.
249. Щукин В. К. Теплообмен и гидродинамика внутренних потоков в полях массовых сил. М.: Машиностроение, 1980. 240 с.
250. Щукин В. К., Халатов А. А., Голдобеев В. И., Летагин В. К. О причинах интенсификации теплоотдачи при закрутке газового потока в трубе.— Тр. Казанского авиац. ин-та, 1975, вып. 194, с. 22—26.
251. Эккерт Э. Р. Пленочное охлаждение в газовой среде.— ИФЖ, 1970, т. 19, № 3, с. 426—440.
252. Эккерт Э. Р., Дрейк Р. М. Теория тепло- и массообмена. М.—Л.: Гостехиздат, 1961. 680 с.
253. Эриксен, Гольдштейн. Теплообмен и пленочное охлаждение при вдуве через круглое отверстие под углом 90° .— Энергетические машины и установки, 1974, т. A96, № 4, с. 1—7.
254. Эриксен, Гольдштейн. Теплообмен и пленочное охлаждение при вдуве через наклонные трубки круглого сечения.— Теплопередача, 1974, № 2, с. 140—148.
255. Юдаев Б. Н., Михайлов М. С., Савин В. К. Теплообмен при взаимодействии струй с преградами. М.: Машиностроение, 1977. 248 с.
256. Яворский И. А., Дубинский Ю. Н. Исследование газовой эрозии поликристаллических веществ.— В кн.: Труды Всесоюзной конференции по горению твердого топлива. Т. 2. Новосибирск, 1969, с. 138—139.
257. Яновский Л. С. Турбулентный пограничный слой на проникаемой поверхности при вдувах под разными углами к стенке. Автореф. канд. дис. ЭНИН. М., 1980. 21 с.

258. Aggarwal I. K., Hollingsworth M. A. Heat transfer for turbulent flow with suction in a porous tube.—*Int. J. Heat Mass Transfer*, 1973, v. 16, N 3, p. 591—609.
259. Back L. H., Cuffei R. F. Turbulent boundary layer and heat transfer measurements along a convergent nozzle.—*J. Heat Transfer, Transaction of ASME*, 1971, N 11, p. 397—407.
260. Bartle E. R., Leadon B. M. Experimental evaluation of heat transfer with transpiration cooling in a turbulent boundary layer at $M = 3.2$.—*J. Aeronaut. Sci.*, 1960, v. 27, N 1, p. 78—80.
261. Bartlett E. P., Denison M. R. Experimental ablation rates in a turbulent boundary layer.—*Trans. ASME, ser. C*, 1961, N 4, p. 457—465.
262. Baron J. R. Thermal diffusion effects in mass transfer.—*Int. J. Heat Mass Transfer*, 1963, v. 6, p. 1025—1033.
263. Bartz D. R. A simple equation for rapid estimation of rocket nozzle convective heat transfer coefficients.—*Jet propulsion*, 1957, v. 27, p. 49—51.
264. Beer T. M., Chigier N. A., Davies T. W., Bassindale K. Laminarization on of turbulent flames in rotating environments.—*Combustion and Flame*, 1971, v. 16, N 1, p. 39—45.
265. Blackwell B. F., Kays W. M., Moffat R. J. The turbulent boundary layer on a porous plate: an experimental study of heat transfer behaviour with adverse pressure gradient.—*Report N HMT-16, Stanford Univ.*, 1972, p. 241.
266. Boldman D. R., Papell S. S., Ehlers C. Air-film cooling in a nonadiabatic wall conical nozzle.—*J. Spacecraft and Rocket*, 1972, v. 9, N 7, p. 556—558.
267. Bradshaw P. The analogy between streamline curvature and buoyancy analogy in turbulent shear flow.—*J. Fluid Mech.*, 1969, v. 36, pt 1, p. 177—191.
268. Bradshaw P., Love E. M. The Normal impingement of curcular jet on flat plate. Great Britain Aeron. Res., Council, ARC Report, 1959, N 21. 268 p.
269. Brown A., Soluja C. L. Film cooling from a single hole and row of holes of variable pitch to diameter ratio.—*Int. J. Heat Mass Transfer*, 1979, v. 22, N 4, p. 525—534.
270. Burns W. K., Stollery J. L. The influence of foreign gas injection and slot geometry on film cooling effectiveness.—*Int. J. Heat Mass Transfer*, 1969, v. 12, N 8, p. 935—951.
271. Carlson L. W., Talmor E. Gaseous film cooling at various degrees of hot — gas acceleration and turbulence levels.—*Int. J. Heat Mass Transfer*, 1963, v. 11, N 11, p. 1695—1713.
272. Dorrance W. H., Dore F. J. The effect of mass transfer on the compressible turbulent boundary-layer skin friction and heat transfer.—*J. Aeron. Sci.*, 1954, v. 21, N 6, p. 404—410.
273. Durgin F. H. An «insulating» boundary layer experiment.—*J. Aeron. Sci.*, 1959, v. 26, N 6, p. 450—451.
274. Escudier M. P., Whitelaw I. H. The influence of strong adverse pressure gradients on the effectiveness of film cooling.—*Int. J. Heat Mass Transfer*, 1968, v. 11, N 8, p. 1289—1292.
275. Eskinazi, Yeh. An investigation on fully developed turbulent flows in a curved channel.—*J. Aeron. Sci.*, 1956, v. 23, N 1, p. 23—24.
276. Favre A., Dumas R., Verollet E., Coantic M. Couche limite turbulente sur paroi poreuse avec aspiration.—*J. de Mecanique*, 1966, v. 5, N 1, p. 3—28.
277. Gardon R., Cobonque J. Heat transfer between a flat plate and jets of air impinging on it.—*Int. Develop. in Heat Transfer ASME*, 1962, p. 454—460.
278. Gillis J. C., Tohnston J. P., Kays W. M., Moffat R. J. Turbulent Boundary Layer on a Convex, Curved Surface.—*Report N HMT-31, Stanford University, Stanford, California*, Sept. 1980, p. 300.
279. Glauert M. Wall jet.—*J. Fluid Mech.*, 1956, N 1, p. 625.
280. Goldstein R. J., Eckert E. R. G., Burgraf F. Effects of hole geometry and density on 3-dimensional film cooling.—*Int. J. Heat Mass Transfer*, 1974, v. 17, N 5, p. 595—607.
281. Goldstein R. J., Eckert E. R. G., Wilson, D. J. Film cooling with normal injection into a supersonic flow.—*Trans. ASME, ser. B.*, 1968, v. 90, N 4, p. 584—588.

282. Goldstein R. J., Rask R. B., Eckert E. R. G. Film cooling with helium injection into an incompressible air flow.—*Int. J. Heat Mass Transfer*, 1966, v. 9, N 12, p. 1341—1350.
283. Haering G. W. Film cooling in adverse pressure gradients.—*Int. J. Heat Mass Transfer*, 1976, v. 19, N 1, p. 117—118.
284. Hartnett J. P., Birkeback R. G., Eckert E. R. G. Velocity distributions, temperature distributions, effectiveness and heat transfer in cooling of a surface with a pressure gradient.—*Int. Develop. Heat Transfer. Trans. ASME*, sect. A, pt IV, 1961, p. 682—689.
285. Jakob M., Rose R. L., Spielman M. Heat transfer from an air jet to a plane plate with entrainment of water vapor from the environment.—*Trans. ASME*, 1950, v. 72, N 6, p. 859—868.
286. Kacker S. C., Whitelaw J. H. An experimental investigation of the influence of slot-lip-thickness on the impervious wall effectiveness of the uniform-density, two-dimensional wall jet.—*Int. J. Heat Mass Transfer*, 1969, v. 12, N 9, p. 1196—1204.
287. Kays W. M., Moffat R. J., Thielbahr W. K. Heat transfer to the highly accelerated turbulent boundary layer with and without mass addition.—*Trans. ASME*, ser. C, 1970, N 3, p. 190—204.
288. Knuth E. L. Mechanics of film cooling.—*Jet Propulsion*, 1954, v. 24, p. 359—365.
289. Kotas T. J. Turbulent boundary layer flow on the end wall of a cylindrical vortex chamber.—*Heat and Fluid Flow*, 1975, v. 5, N 2, p. 77—87.
290. Kulgein N. Transport processes in a combustible turbulent boundary layer.—*J. Fluid Mech.*, 1962, v. 12, N 3, p. 417—437.
291. Leadon B. M., Scott C. J. Transpiration cooling experiments in a turbulent boundary layer.—*J. Aeron. Sci.*, 1956, v. 23, N 8, p. 799.
292. Lilley D. G., Chigier N. A. Nonisotropic turbulent stress distribution in swirling flows from mean value distribution.—*Int. J. Heat Mass Transfer*, 1971, v. 14, N 4, p. 573—585.
293. Mickley M. S., Ross R. C., Squyers A. L., Stewart W. E. Heat, mass and momentum transfer for flow over a flat plate with blowing or suction.—*NACA TN*, 1954, N 3208.
294. Moffat R. J., Kays W. M. The turbulent boundary layer on a porous plate: experimental heat transfer with uniform blowing and suction.—*Int. J. Heat Mass Transfer*, 1968, v. 11, N 10, p. 1547—1566.
295. Nicolas J. J., Izard M. Protection thermique de tuyeres supersoniques par film gazeux.—*Rech. aerospat.*, 1971, N 4, p. 197—208.
296. Nicoll W. B., Whitelaw J. H. The effectiveness of the uniform density two-dimensional wall jet.—*Int. J. Heat Mass Transfer*, 1967, v. 10, p. 623—639.
297. Nishiwaki N., Hirata M., Tsuchida A. Heat transfer on a surface covered by cold air film.—*Trans. ASME*, sect. A, pt IV, 1961, p. 675—681.
298. Nunner W. Wärmeübergang und Druckabfall in rauhen Röhren.—*V. D. I.—Forschungsheft*, 455. Düsseldorf, 1956.
299. Perkins H. C., Worsoe-Schmidt P. Turbulent heat and momentum transfer for gases in a circular tube at wall to bulk temperature ratios to seven.—*Int. J. Heat Mass Transfer*, 1965, v. 8, p. 1011—1031.
300. Prandtl L. *Gesammelte Abhandlungen, Zweiter Teil*. Berlin—Göttingen—Heidelberg. Springer-Verlag, 1961.
301. Reynolds W. C., Kays W. M., Kline S. I. A summary of experiments on turbulent heat transfer from a nonisothermal flat plate.—*Trans. ASME*, ser. C, 1960, v. 82, N 4, p. 341—348.
302. Rietema K., Kraienbrink H. J. Theoretical derivation of tangential velocity profiles in a flat vortex chamber influence of turbulence and wall friction.—*Appl. Sci. Research*, ser. A, 1959, v. 8, N 2—3, p. 177—197.
303. Rubesin M. W., Pappas C. C., Okuno A. F. The effect of fluid injection the compressible turbulent boundary layer. *NACA*, 1955, R. M., A55.
304. Schwarz W. H., Cosart W. P. The two-dimensional turbulent wall-jet.—*J. Fluid Mech.*, 1961, v. 10, pt 4, p. 481.

305. **Seban R. A.** Effects of initial boundary-layer thickness on a tangential injection system.— *Trans. ASME, ser. C*, 1960, v. 82, N 4, p. 392—393.
306. **Seban R. A.** Heat transfer and effectiveness for a turbulent boundary layer with tangential fluid injection.— *Trans. ASME, ser. C*, 1960, v. 82, N 4, p. 303—312.
307. **Seban R. A., Back L. H.** Velocity and temperature profiles in a wall-jet.— *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1961, v. 3, N 4, p. 255—256.
308. **Sigalla A.** Experimental data on turbulent wall jets.— *Aircraft Engineering*, 1958, v. 30, N 351, p. 131—134.
309. **Sigalla A.** Measurements of skin friction in a plane turbulent wall jet.— *J. Real Aeron. Soc.*, 1958, December, v. 62, p. 873—877.
310. **Stollery J. L., El-Ehwany A. A. M.** A note on the use of a boundary-layer model for correlating film-cooling data.— *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1965, v. 8, N 1, p. 55—56.
311. **Volchkov E. P., Koz'menko V. K., Lebedev V. P.** Experimental study of film-cooling efficiency in a supersonic axisymmetric nozzle.— *Heat Transfer, Soviet Research*, 1979, v. 11, N 2, p. 110—118.
312. **Volchkov E. P., Koz'menko V. K., Lebedev V. P.** Experimental study of gas-film cooling efficiencies in supersonic axisymmetric nozzles.— *Heat Transfer, Soviet Research*, 1978, v. 10, N 5, p. 47—56.
313. **Volchkov E. P., Koz'menko V. K., Lebedev V. P.** Heat transfer in a turbulent boundary layer with stepwise injection.— *Int. chemical engineering*, 1974, v. 14, N 2, p. 323—327.
314. **Volchkov E. P., Koz'menko V. K., Lebedev V. P.** The turbulent boundary layer with stepwise varying boundary conditions at a permeable surface.— *Heat Transfer, Soviet Research*, 1973, v. 5, N 3, p. 52—57.
315. **Volchkov E. P., Lebedev V. P., Shishkin N. E., Dvornikov N. A.** Investigation of swirling film cooling in the initial tube section.— *6th Int. Heat Transf. Conf.*, Toronto, 1978, v. 5, p. 291—295.
316. **Volchkov E. P., Leont'ev A. I., Sinaiko E. I.** Study of turbulent heat and mass exchange on chemically reacting surface with tangential injection of inert gases into boundary layer.— *IV Int. Heat Transfer Conference*, Paris, 1970, v. 3, p. FC. 8.3.
317. **Wattendorf F. H.** A study of effect of curvature on fully developed turbulent flow.— *Proc. Roy. Soc., London*, 1935, ser. A, v. 148, p. 565—597.
318. **Wooldridge C., Muzzy R.** Measurements in a turbulent boundary layer with porous wall injection and combustion.— *Tenth sympos. Int. on combustion*. N. Y.: Academic Press, 1965, p. 1351—1362.
319. **Whitten D. G., Kays W. M., Moffat R. J.** The turbulent boundary layer on a porous plate: experimental heat transfer with variable suction, blowing and surface temperature.— *Report N HMT-3*, Stanford University, 1967, December, p. 162.

Эдуард Петрович Волчков

ПРИСТЕННЫЕ ГАЗОВЫЕ ЗАВЕСЫ

Ответственный редактор

Валерий Павлович Лебедев

Утверждено к печати Институтом
теплофизики СО АН СССР

Редактор издательства *Л. Н. Спиридонова*

Художественный редактор *Т. Ф. Каминина*

Художник *В. С. Стародымов*

Технический редактор *Н. М. Бурлаченко*

Корректоры *Т. Ф. Погиблова, Е. Н. Зимина*

ИБ № 23328

Сдано в набор 03.11.82. Подписано к печати 11.08.83. МН-12092. Формат 60×90¹/₁₆.
Бумага книжно-журнальная. Обыкновенная гарнитура. Высокая печать. Усл. печ. л.
15. Усл. кр.-отт. 15. Уч.-изд. л. 20. Тираж 1300 экз. Заказ № 386. Цена 3 р. 30 к.

Издательство «Наука», Сибирское отделение. 630099, Новосибирск, 99, Со-
ветская, 18.

4-я типография издательства «Наука». 630077, Новосибирск, 77, Станислав-
ского, 25.