

ЭНЦИКЛОПЕДИЧЕСКАЯ СЕРИЯ

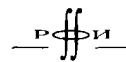
ЭНЦИКЛОПЕДИЯ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

Главный редактор серии
академик
В. Е. ФОРТОВ



МОСКВА
«НАУКА»

МАИК «НАУКА / ИНТЕРПЕРИОДИКА»
2000



Издание Вводного тома энциклопедической серии Энциклопедия низкотемпературной плазмы осуществлено при финансовой поддержке Федеральной целевой программы Государственная поддержка интеграции высшего образования и фундаментальной науки на 1997–2000 годы

Издание Вводного тома энциклопедической серии Энциклопедия низкотемпературной плазмы осуществлено при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований по проекту № 99 02 30021

Энциклопедическая серия
“Энциклопедия низкотемпературной плазмы”

Главный редактор энциклопедической серии “Энциклопедия низкотемпературной плазмы” – В.Е. ФОРТОВ

Научный совет энциклопедической серии
“Энциклопедия низкотемпературной плазмы”

В.Е. Фортвов – председатель
А.М. Дыхне
А.В. Кириллин
Г.А. Месяц
А.П. Нефедов
Ю.С. Протасов – зам. председателя

Редакционный совет Вводного тома
энциклопедической серии
“Энциклопедия низкотемпературной плазмы”

В.Е. Фортвов – председатель
А.Ф. Александров
Э.И. Асиновский
В.А. Грибков
А.Н. Диденко
А.М. Дыхне
А.В. Елецкий
И.Л. Иосилевский
А.С. Кингсеп
А.В. Кириллин
Е.Ф. Лебедев
Ю.А. Лебедев
Г.А. Месяц
А.И. Морозов
А.П. Напартович
А.П. Нефедов
Г.Э. Норман
Ю.С. Протасов – зам. председателя
Ю.П. Райзер
А.Т. Рахимов
А.А. Рухадзе
А.А. Самарский
О.А. Синкевич
Б.М. Смирнов
Э.Е. Сон
П.С. Стрелков
В.Д. Телех – ученый секретарь
И.Б. Федоров

Редакторы составители разделов и подразделов
Вводного тома энциклопедической серии

“Энциклопедия низкотемпературной плазмы”

А.Ф. Александров (IV)
Э.И. Асиновский (XI)
Т.В. Баженова (VI 5, VI 6)

ISBN 5-02 002599 2
ISBN 5 02-002601-8 (книга IV)



В.Д. Бочков (XI 6)
В.С. Воробьев (VI 4)
В.А. Грибков (IV 9, V)
С.Д. Гришин (XI 4)
А.Н. Диденко (VI)
А.В. Елецкий (II)
В.М. Жданов (III 3)
И.Л. Иосилевский (III 1)
В.Н. Колесников (V)
В.А. Курнаев (VI 1–VI 3)
Е.Ф. Лебедев (XI 1)
Ю.А. Лебедев (VIII, XI 5)
А.И. Леонтьев (XII)
А.И. Морозов (IX)
Г.Э. Норман (III 2)
А.П. Нефедов (VI 4)
М.И. Осипов (XII)
Ю.С. Протасов (I, VI 1–VI 3, IX 11, XI 3)
Ю.П. Райзер (IV)
А.А. Рухадзе (X)
Б.М. Смирнов (II)
Э.Е. Сон (III 3)
О.А. Синкевич (VII)
А.Н. Старостин (III 1)
П.С. Стрелков (X)
С.И. Яковленко (XI 3)

Научные редакторы разделов и подразделов
Вводного тома энциклопедической серии
“Энциклопедия низкотемпературной плазмы”

А.Ф. Александров (I)
Т.В. Баженова (VI 5, VI 6)
Л.М. Василяк (I 1)
В.А. Грибков (V)
А.С. Кингсеп (I 7)
Ю.Л. Климонтович (I 2)
В.Н. Колесников (V)
В.А. Курнаев (VI 1–VI 3)
Ю.А. Лебедев (VIII, XI 5)
А.И. Морозов (XI 4)
А.П. Нефедов (VI 4)
Г.Э. Норман (I 2, III 2)
А.П. Напартович (XI 3)
Ю.С. Протасов (IX)
А.А. Рухадзе (I)
А.Н. Старостин (III 1)
С.Н. Чувашев (IV, VII)

© Центр “Интеграция”, 2000

© Издательство “Наука”, МАИК “Наука/Интерпериодика”, 2000

© Научный совет энциклопедической серии “Энциклопедия низкотемпературной плазмы” и Издательство “Наука” (разработка, составление, оформление), 1999 (год основания), 2000



Книга IV

Раздел X

ПЛАЗМЕННАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

Раздел XI

ПЛАЗМОТЕХНИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

ПЛАЗМЕННАЯ ЭНЕРГЕТИКА

ПЛАЗМЕННЫЕ ДВИГАТЕЛИ

ПЛАЗМЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ ТЕПЛОВОГО И КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

ПЛАЗМЕННАЯ ТЕХНОЛОГИЯ И ПРИКЛАДНАЯ ПЛАЗМЕННАЯ ХИМИЯ

Раздел XII

ИНЖЕНЕРНЫЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

СОДЕРЖАНИЕ

Раздел X ПЛАЗМЕННАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

ВВЕДЕНИЕ

X.1. ПЛАЗМЕННЫЕ ВОЛНОВОДЫ

X.1.1. Основные уравнения теории плазменных волноводов	4	X.1.5. Потенциальное приближение ($\omega/k_z \ll c$)	10
X.1.2. Плазменный волновод в сильном внешнем магнитном поле ($\Omega_e \rightarrow \infty$)	6	X.1.6. Плазменный волновод со сплошным плазменным заполнением ($r_1 = 0$, $r_2 = R$)	13
X.1.3. Модель бесконечно тонкой плазмы	8	X.1.7. Результаты численного решения дисперсионного уравнения плазменного волновода	16
X.1.4. Плазменный волновод в отсутствие внешнего магнитного поля ($\Omega_e = 0$)	10		

X.2. ВЫНУЖДЕННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ СИЛЬНОТОЧНЫХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

X.2.1. Спонтанное излучение и условия его существования	17	X.2.4. Аномальный и нормальный эффекты Доплера	25
X.2.2. Одночастичные вынужденные процессы. Эффект Черенкова, ондуляторное излучение, томсоновское рассеяние и томсоновское излучение	19	X.2.5. Вынужденное циклотронное излучение	26
X.2.3. Коллективные вынужденные процессы. Коллективный эффект Черенкова (эффект Рамана). Рамановское рассеяние и излучение	22	X.2.6. Механизмы нелинейной стабилизации излучательных пучковых неустойчивостей	28
		X.2.7. Линейное дисперсионное уравнение	30

X.3. ТЕОРИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПЛАЗМЕННЫХ ЧЕРЕНКОВСКИХ СВЧ-УСИЛИТЕЛЕЙ

X.3.1. Исходные предположения и уравнения	33	X.3.6. Пространственная динамика усиления и спектры частот плазменного СВЧ-усилителя	42
X.3.2. Волны в плазме и в прямолинейном электронном пучке	34	X.3.7. Факторы, влияющие на ширину спектров плазменного усилителя	43
X.3.3. Линейная теория плазменного черенковского СВЧ-усилителя	36	X.3.8. Самовозбуждение плазменного СВЧ-генератора	46
X.3.4. Эффективность плазменного черенковского СВЧ-усилителя	39		
X.3.5. Нелинейные уравнения черенковского плазменного усилителя	40		

Х.4. ТЕОРИЯ ПЛАЗМЕННОГО СВЧ-ГЕНЕРАТОРА

Х.4.1. Вынужденное черенковское излучение в резонаторах с однородной плазмой. Плазменные СВЧ-генераторы объемных волн	47	1. Процессы нелинейного взаимодействия волн в пучково-плазменной системе (53). 2. Нелинейные уравнения для амплитуд взаимодействующих волн (54). 3. Линейное приближение (57). 4. Численное моделирование (58).	
1. Нелинейные уравнения для амплитуд электромагнитных волн в волноводах с поперечно-однородной плазмой и тонким электронным пучком (47). 2. Линейная теория поперечно-однородного плазменного СВЧ-генератора (50). 3. Численное моделирование нелинейной динамики в системе с однородным плазменным заполнением конечной длины (51).		Х.4.3. Вынужденное черенковское излучение в резонаторах с тонкой плазмой. Плазменные СВЧ-генераторы поверхностных волн	60
Х.4.2. Каскадные процессы в волноводах конечной длины с поперечно-однородным плазменным заполнением и тонким электронным пучком	53	1. Нелинейные уравнения для амплитуд электромагнитных волн в волноводах с тонкими плазмой и электронным пучком (60). 2. Линейное приближение (63). 3. Численное моделирование (64).	

Х.5. ОБЩИЕ ПРОБЛЕМЫ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕННОЙ СВЧ-ЭЛЕКТРОНИКИ

Х.5.1. Нерелятивистская модель пучково-плазменной системы	66	Х.5.3. Численное моделирование пучково-плазменной неустойчивости	70
Х.5.2. Линейная теория пучково-плазменных неустойчивостей	69	Х.5.4. Эволюция шумовых возмущений при пучково-плазменной неустойчивости	73

Х.6. НЕРЕЗОНАНСНАЯ ИЗЛУЧАТЕЛЬНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПИРСА И ЕЕ НАСЫЩЕНИЕ

Х.6.1. Основные положения и уравнения	75	Х.6.5. Поперечно-неоднородные пучковые системы	81
Х.6.2. ТМ-волны в резонаторе с пучком	77	Х.6.6. Нелинейная теория неустойчивости Пирса	82
Х.6.3. Линейная теория излучательной неустойчивости Пирса	78	Х.6.7. Динамическая неустойчивость. Хаос	85
Х.6.4. Линейная теория генератора Пирса. Стартовый ток	79	Х.6.8. Заключение	86

Х.7. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПЛАЗМЕННАЯ НЕРЕЛЯТИВИСТСКАЯ СВЧ-ЭЛЕКТРОНИКА

Х.7.1. Методы создания плазмы	87	Х.7.4. СВЧ-генераторы и усилители на гибридных плазменных замедляющих структурах	90
Х.7.2. Высокочастотные волны в плазме	87		
Х.7.3. Плазменные СВЧ-усилители	89		

Х.8. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПЛАЗМЕННАЯ РЕЛЯТИВИСТСКАЯ СВЧ-ЭЛЕКТРОНИКА

Х.8.1. Методы создания плазмы	93	менного заполнения вакуумных релятивистских СВЧ-генераторов	99
Х.8.2. Формирование сильнооточных РЭП	96	Х.8.6. Плазменный релятивистский черенковский СВЧ-генератор (ПРГ)	100
Х.8.3. Влияние плазмы на транспортировку РЭП	97	1. Основы теории (100). 2. Техника эксперимента ПРГ (103). Результаты эксперимента и сравнение с теорией (104).	
Х.8.4. Влияние плазмы на электродинамические свойства гофрированных волноводов	98		
Х.8.5. Экспериментальные исследования плаз-			

Х.9. НЕКОТОРЫЕ ПРИКЛАДНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ПЛАЗМЕННОЙ СВЧ-ЭЛЕКТРОНИКИ

Х.9.1. Дальняя радиолокация объекта	105	Х.9.3. Воздействие излучения на элементы микроэлектроники	106
Х.9.2. Покрывтия летательных аппаратов	106		

X 10. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИМПУЛЬСНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ С ПЛОТНЫМ ГАЗОМ. НЕЙТРАЛИЗАЦИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА И ТОКА ПУЧКА

X.10.1. Предельные токи	108	X.10.8. Аксиальный ППТ	114
X.10.2. Нейтрализация пространственного заряда	109	X.10.9. Радиальный ППТ	115
X.10.3. Эрозия фронта СРЭП	110	X.10.10. Пучковая плазма и плазменные токи	117
X.10.4. Скорость фронта пучка	111	X.10.11. Проводимость плазмы	120
X.10.5. Предвестник	112	X.10.12. Усиление полного тока	121
X.10.6. Ускорение ионов	112	X.10.13. Транспортировка пучка	122
X.10.7. Плазменные прерыватели тока (ППТ)	113	X.10.14. Энергетические потери пучка в газе	124

X.11. ПРИКЛАДНЫЕ ПРОБЛЕМЫ

X.11.1. Накачка лазеров	126
X.11.2. Эффективные системы инжекционной газовой электроники	129

X.12. УСКОРЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ВОЛНАМИ ПЛОТНОСТИ ЗАРЯДА В ПЛАЗМЕ

X.12.1. Качественный анализ процессов ускорения	132	электронным сгустком (145). 10. Кильватерные поля в магнитоактивном плазменном волноводе (145). 11. Кильватерные поля в плазменно-диэлектрических структурах (146).
X.12.2. Ускорение заряженных частиц волнами плотности заряда, возбуждаемыми лазерным излучением	133	
X.12.3. Ускорение заряженных частиц волнами плотности заряда, возбуждаемыми РЭП	138	X.12.5. Кильватерные поля в плазме, возбуждаемые последовательностью сгустков ..
X.12.4. Кильватерное поле, возбуждаемое в плазме отдельным сгустком	141	1. Однородная плазма (147). 2. Кильватерные поля в неоднородной плазме (147)
1. Электромагнитное поле заряда (точечного сгустка) (141). 2. Электромагнитные поля в плазме, возбуждаемые цилиндрическими сгустками (142). 3. Кильватерные поля сгустка с симметричным профилем (142). 4. Несимметричные сгустки (143). 5. Оптимальный профиль сгустка (143). 6. Радиальная структура кильватерных полей (143). 7. Фокусировка частиц полями в плазме (144). 8. Самосогласованная динамика сгустков (144). 9. Возбуждение нелинейной плазменной волны релятивистским		X.12.6. Взаимодействие модулированного электронного пучка с плазмой
		148
		X.12.7. Экспериментальное исследование кильватерных полей в плазме, возбуждаемых электронным сгустком
		149
		X.12.8. Ускорение волнами плотности заряда, возбуждаемыми на биениях лазерных излучений
		150
		1. Резонансное возбуждение ускоряющих продольных волн (150). 2. Нерезонансное возбуждение релятивистских продольных волн коротким лазерным импульсом (151). 3. Эксперименты по ускорению электронов на биениях лазерных волн (151).

Раздел XI

ПЛАЗМОТЕХНИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ. ПЛАЗМЕННАЯ ЭНЕРГЕТИКА. ПЛАЗМЕННЫЕ ДВИГАТЕЛИ. ПЛАЗМЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ ТЕПЛОВОГО И КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ. ПЛАЗМЕННАЯ ТЕХНОЛОГИЯ И ПРИКЛАДНАЯ ПЛАЗМЕННАЯ ХИМИЯ

ВВЕДЕНИЕ

XI.1. ПЛАЗМЕННАЯ ЭЛЕКТРОЭНЕРГЕТИКА

Введение	154	
XI.1.1. Плазменные МГД-генераторы для электроэнергетики	155	2. Классификация МГД-генераторов (156). 3. Основные электрические и термодинамические характеристики. Определение оптимальных величин (156).
1. Определение устройства, история развития и область применения (155).		

4. Электропроводность рабочих тел МГД-генераторов (156). 5. Возможности применения МГД-генераторов индукционного типа (157). 6. Электрические схемы и характеристики МГД-генераторов различных типов (157). 7. Течение плазмы в канале МГД-генератора (158). 8. Расчет течений плазмы в МГДГ (159). 9. МГД-генератор со слоистым потоком плазмы (159). 10. Магнитные системы МГД-генераторов (160). 11. Требования к конструкции МГД-генератора (160). 12. Энергетические установки с МГД-генератором (161).	
XI.1.2. МГД-генераторы кратковременного действия	162
1. Особенности работы МГДГКД (162). 2. Рабочее тело и топливо (163). 3. Эффективность преобразования энергии в сверхзвуковых МГДГКД (163). 4. Основные физические процессы в каналах МГДГКД (164). 5. Обоснование применения МГДГКД в геофизике (168). 6. Геофизические МГДГКД (169). 7. Применение МГДГКД в геофизических экспериментах (175).	
XI.1.3. Взрывные плазменные МГД-генераторы	178
1. Принцип и особенности работы (178). 2. Взрывные плазменные течения (182). 3. Взрывная магнитная гидродинамика (188). 4. Конструкции и предельная энергетика МГДВГ (192). 5. Перспективные проекты МГДВГ (197).	
XI.1.4. Плазменные термоэмиссионные преобразователи тепловой энергии в электрическую	203
1. История исследований термоэмиссионных преобразователей (203). 2. Физические основы термоэмиссионного преобразования энергии (203). 3. Режимы работы ТЭП (205). 4. Инженерные вопросы создания ТЭП (212). 5. Перспективы применения ТЭП (214). 6. Плазменные ключевые элементы и приборы высокотемпературной радиационно-стойкой электроники (216).	
XI.2. МОЩНЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ ПЛАЗМЫ (ПЛАЗМОТРОНЫ)	
XI.2.1. Плазмотроны постоянного тока	220
XI.2.2. Плазмотроны переменного тока	222
XI.2.3. Основные физические процессы в камерах мощных трехфазных генераторов плазмы, определяющие эффективность их работы	223
1. Характер горения дуг в камере плазмотронов со стержневыми вольфрамовыми электродами (223). 2. Электродные процессы (224).	
XI.2.4. Трехфазный плазмотрон с трубчатыми электродами	225
XI.2.5. Мощные импульсные плазмотроны	225
1. МИП со стержневыми электродами (225). 2. Коаксиальные МИП с фиксированной длиной дуги (226). 3. Коаксиальные МИП с самоустанавливающейся длиной дуги (226). 4. Элементы конструкции МИП (226). 5. Источники питания МИП и устройств на их основе (226). 6. Дуга (227). 7. Теплообмен (227). 8. Методы диагностики (227).	
XI.2.6. Источники электропитания плазмотронов	227
1. Общие замечания (227). 2. Питание плазмотронов в стационарном режиме (228). 3. Питание импульсных плазмотронов (229).	
XI.2.7. Плазменные технологии (стационарные системы)	229
XI.2.8. Применение мощных импульсных плазмотронов	230
XI.3. НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАЗМА В ФОТОННОЙ ЭНЕРГЕТИКЕ	
Введение	231
XI.3.1. Плазменные источники излучения высокой спектральной яркости	232
1. Введение (232). 2. Плазменные источники света с омическим нагревом (233). 3. Физико-технологические особенности плазмодинамического метода нагрева плазмы (241). 4. Высокояркостные источники излучения далекого ВУФ диапазона ($h\nu = 25-100$ эВ) на основе вакуумных плазмодинамических МПК-разрядов (246). 5. Плазмодинамические газоразрядные источники коротковолнового УФ-излучения ($h\nu \sim 5-25$ эВ) (248). 6. Высокояркостные плазмодинамические источники излучения лампового типа ($h\nu = 2-10$ эВ) (253).	
XI.3.2. Газовые и плазменные лазеры (ГПЛ) ..	262
1. Общие характеристики лазеров (263). 2. Получение плазмы с сильно неравновесной степенью ионизации (269). 3. Механизмы инверсии на переходах атомов и атомарных ионов (274). 4. Эксимерные лазеры (281). 5. Анализ генерационных характеристик ГПЛ (287).	

XI.4. ИОННЫЕ И ПЛАЗМЕННЫЕ РАКЕТНЫЕ ДВИГАТЕЛИ

XI.4.1. Общие особенности электрических ракетных двигателей (ЭРД), их классификация и основные характеристики	291	двигатели (311). 2. Одноступенчатые ДАС с полым анодом (313).	
1. Особенности электрических ракетных двигателей как нового класса ракетных двигателей (291). 2. Принципы устройства, особенности рабочего процесса, классификация ионных и плазменных двигателей (294). 3. Основные показатели технического совершенства ЭРД (297).		XI.4.5. Плазменные двигатели с замкнутым дрейфом электронов и протяженной зоной ускорения (СПД)	314
XI.4.2. Ионные источники	299	1. Общие характеристики СПД (314). 2. Распределение электрического поля и динамика тяжелых частиц в канале (315). 3. Динамика электронов в СПД (316). 4. Колебания в плазме СПД (316)	
1. Ионные источники для ИД (299). 2. Расчетная оценка характеристик ионных источников (302). 3. Формирование ускоренных ионных пучков из плазмы (303). 4. Ионно-оптические системы ИД (305). 5. Конструктивный ресурс ИД (306).		XI.4.6. Магнитоплазодинамические двигатели с собственным магнитным полем	316
XI.4.3. Анодный слой разреза с замкнутым дрейфом электронов	306	1. Основные особенности устройства и рабочего процесса (316). 2. Параметры плазмы в ТСД (317). 3. Определение силы тяги ТСД (318). 4. Конструктивные схемы и характеристики ТСД (319).	
1. Математическая модель анодного слоя (306). 2. Структура анодного слоя высоковольтного самостоятельного разряда (308). 3. Энергетические характеристики анодного слоя (309). 4. Некоторые особенности анодного слоя, не описываемые математической моделью (310).		XI.4.7. Торцевые низкочастотные (холловские) ЭРД	320
XI.4.4. Электростатические плазменные двигатели с анодным слоем (ДАС)	311	1. Особенности физики рабочего процесса ТНД (ТХД) (320). 2. Экспериментальные исследования ТНД (322).	
1. Двухступенчатые высоковольтные		XI.4.8. Импульсные плазменные двигатели (ИПД)	322
		1. Эрозионные ИПД (322). 2. Математическая модель ИПД в электродинамическом приближении (325). 3. Квазистационарное течение плазмы в ИПД (327).	
		XI.4.9. Применение ЭРД в ракетно-космиче-	

XI.5. ОБЩИЕ ВОПРОСЫ ПРИКЛАДНОЙ ПЛАЗМОХИМИИ

Введение	331	XI.5.2. Неравновесные процессы	370
XI.5.1. Квазиравновесные процессы	342	1. Плазма в субмикронной технологии микроэлектроники (370). 2. Осаждение полимерных пленок в неравновесной плазме (386). 3. Взаимодействие химически активной плазмы с поверхностями синтетических материалов (393). 4. Получение углеродных структур (404). 5. Неорганический и органический синтез в барьерном разряде (422). 6. Пучковые разряды в плазмохимии (428).	
1. Плазмохимические реакторы для равновесных процессов (342). 2. Плазмохимическая обработка порошковых материалов и образование покрытий из них (349). 3. Плазменные процессы получения оксидных материалов (354). 4. Плазменно-энергетические технологии использования топлив (359).			

XI.6. ИМПУЛЬСНЫЕ ГАЗОРАЗРЯДНЫЕ КОММУТИРУЮЩИЕ ПРИБОРЫ

1. Типы газоразрядных коммутрующих приборов (446). 2. Импульсные водородные тиратроны (446). 3. Запираемые газоразрядные приборы низкого давления (451).	4. Тиратроны с холодным катодом (псевдоискровые разрядники) (453). 5. Искровые разрядники (457).
--	--

Раздел XII

ИНЖЕНЕРНЫЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

XII.1. ВВЕДЕНИЕ. ПРОЦЕССЫ ТЕПЛООБМЕНА НА ГРАНИЦЕ ПЛАЗМА–ТВЕРДОЕ ТЕЛО

XII.2. УРАВНЕНИЯ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ. ЛАМИНАРНЫЙ ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ

XII.2.1. Введение	460	XII.2.4. Уравнения плоского сжимаемого по-	
XII.2.2. Феноменологический метод	461	граничного слоя с учетом диффузии и	
XII.2.3. Уравнение движения и энергии	461	химических реакций	461

XII.3. УРАВНЕНИЯ ЛАМИНАРНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

XII.3.1. Начальные и граничные условия	463	XII.3.3. Автомодельные течения	465
XII.3.2. Уравнения пограничного слоя в пере-			
менных Крокко	463		

XII.4. КРИТЕРИИ ПОДОБИЯ ДЛЯ ЗАДАЧ ТЕПЛОМАССООБМЕНА

XII.5. КРИТЕРИИ ПОДОБИЯ

XII.5.1. Критерии подобия как обобщенные		XII.5.7. Критерии гидродинамического подо-	
безразмерные переменные	467	бия	470
XII.5.2. Подобие физических свойств среды...	467	XII.5.8. Критерии подобия магнетогидроди-	
XII.5.3. Автомодельность и внутренние масш-		намики	471
табы	468	XII.5.9. Турбулентность	472
XII.5.4. Термодинамическое подобие	469	XII.5.10. Интегральные соотношения импуль-	
XII.5.5. Условия на свободных границах	469	сов и энергии стационарного погранич-	
XII.5.6. Критерии подобия теплопроводности	469	ного слоя	473

XII.6. ТУРБУЛЕНТНЫЙ ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ

Введение	474		
XII.6.1. Дифференциальные методы	474	XII.6.5. Подобие полей энтальпий, концент-	
XII.6.2. Полуэмпирические методы	476	раций и скоростей	477
XII.6.3. Интегральное соотношение импуль-		XII.6.6. Интегральное соотношение энергии	
сов	476	и диффузии	479
XII.6.4. Тепловой и диффузионный погранич-		XII.6.7. Аппроксимация распределения теп-	
ный слой	477	ловых и диффузионных потоков по се-	
		чению пограничного слоя	480

XII.7. МЕТОДЫ ТЕПЛОВОЙ ЗАЩИТЫ

Введение	480		
XII.7.1. Пористое охлаждение	481	XII.7.4. Газовые завесы на неадиабатической	
XII.7.2. Тепломассообмен на реагирующей		поверхности (комбинированное охлаж-	
поверхности при вдуве через нее инерт-		дение)	485
ного газа	482	XII.7.5. Газовая завеса на реагирующей по-	
XII.7.3. Газовые завесы на адиабатической		верхности	486
поверхности	484		

ХП.8. ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛОМАССООБМЕНА НА ШЕРОХОВАТЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ

ХП.8.1. Турбулентный пограничный слой на шероховатой стенке	488	ХП.8.2. Интегральный метод и расчетные рекомендации	489
--	------------	--	------------

ХП.9. ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛОМАССООБМЕНА В СКРЕЩЕННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ

ХП.10. ПРОБЛЕМЫ ПРОТЕКАНИЯ ТОКА И ТЕПЛОМАССООБМЕН НА СТЕНКАХ МГД-КАНАЛОВ

ХП.10.1. Протекание тока на электроды	495	ХП.10.4. Влияние управления пограничным слоем на приэлектродные процессы	503
1. Диффузное (неконтрагированное) протекание тока на электрод (496). 2. Микродуговой режим разряда (498). 3. Развитый дуговой режим разряда (500).		ХП.10.5. Сопряженные задачи тепло-, массо- и электрообмена на неоднородных стенках	504
ХП.10.2. Электротепловые процессы в приэлектродных слоях	500	ХП.10.6. Пограничные слои в неравновесной плазме	504
ХП.10.3. Эрозия электродных и изоляционных стенок	501		

ХИ.6.7. Аппроксимация распределения тепловых и диффузионных потоков по сечению пограничного слоя. При аппроксимации распределения тепловых и диффузионных потоков по сечению пограничного слоя полиномом третьей степени, коэффициенты которого находим из дифференциальных уравнений энергии и диффузии с использованием граничных условий

$$\begin{aligned} \text{при } y = 0, \quad q_\Sigma = q_{\Sigma\text{ст}}, \quad j_1 = j_{1\text{ст}}, \\ \text{при } y = \delta, \quad q_\Sigma = 0, \quad \text{при } y = \delta_D \quad j_1 = 0 \end{aligned} \quad (6.77)$$

После интегрирования уравнений энергии и диффузии по y , при $y \rightarrow 0$ решения имеют вид

$$\begin{aligned} q_\Sigma &\sim q_{\Sigma\text{ст}} - \int_0^y q_v dy + j_{\Sigma\text{ст}} (i^* - i_{\Sigma\text{ст}}^*), \\ j_1 &\sim j_{1\text{ст}} - \int_0^y c_i^0 dy + j_{\Sigma\text{ст}} (c_1 - c_{1\text{ст}}) \end{aligned} \quad (6.78)$$

Указанным условиям удовлетворяют следующие аппроксимации

$$\begin{aligned} \tilde{q} &= \tilde{q}_0 \left(1 + \frac{\text{St}_\Sigma^{-1} \int_0^1 \tilde{q}_v d\xi_i + b_{1i} \vartheta}{1 + 2\xi_i} \right), \\ \tilde{j}_1 &= \tilde{j}_{10} \left(1 + \frac{\text{St}_\Sigma^{-1} \int_0^1 c_i d\xi_D + b_{1D} \tilde{c}}{1 + 2\xi_D} \right), \end{aligned} \quad (6.79)$$

где $\tilde{q} = q_\Sigma/q_{\Sigma\text{ст}}$, $\tilde{j}_1 = j_1/j_{1\text{ст}}$ — относительные тепловые и диффузионные потоки, $b_{1i} = \tilde{j}_{\Sigma\text{ст}}/\text{St}_\Sigma$, $b_{1D} = \tilde{j}_{1\text{ст}}/\text{St}_D$ — тепловой и диффузионный параметры проницаемости, $\tilde{q}_0$ и $\tilde{j}_{10}$ — распределение тепловых и диффузионных потоков в «стандартных» условиях при отсутствии возмущающих факторов, $\tilde{c} = (\tilde{c} - \tilde{c}_{\Sigma\text{ст}})/(\tilde{c}_0 - \tilde{c}_{\Sigma\text{ст}})$ — безразмерная весовая концентрация диффундирующего элемента. В соответствии с принятой аппроксимацией

$$\tilde{q}_0 = \tilde{j}_{10} = 1 - 3\xi^2 + 2\xi^3 \quad (6.80)$$

Введем тепловой и диффузионный аналоги «логарифмического» пограничного слоя. Для случая обтекания непроницаемой пластины потоком жидкости с постоянными физическими параметрами при граничных условиях $T_{\Sigma\text{ст}} = \text{const}$ и $c_{\Sigma\text{ст}} = \text{const}$ отношение $\tau/q = \tau/j_1 = \text{const}$ по сечению пограничного слоя. Тогда при $\text{Pr} = \text{Sc} = \text{Pr}_\tau = \text{Sc}_\tau = 1$,

$$\varphi^* = c^* + \frac{1}{\chi_0} \ln \eta^*, \quad (6.81)$$

где для теплового слоя

$$\varphi^* = \varphi_m = \frac{\Theta}{\Theta^*}, \quad \eta^* = \eta_m = \frac{q_{\Sigma\text{ст}} y}{\lambda \text{Pr} \Theta^*}, \quad (6.82)$$

а $\Theta^* = \sqrt{q_{\Sigma\text{ст}} \Delta T / (\rho_0 u_0 c_p)}$ — тепловой аналог скорости трения, и для диффузионного пограничного слоя

$$\varphi^* = \varphi_D = \frac{c_1 - c_{1\text{ст}}}{\Delta c^*}, \quad \eta^* = \eta_D = \frac{j_{1\text{ст}} y}{D \Delta c^*}, \quad (6.83)$$

$\Delta c^* = \sqrt{j_{1\text{ст}} \Delta c / (\rho_0 u_0 \text{Sc}_m)}$ — диффузионный аналог скорости трения

При $\text{Pr} \neq 1$ и $\text{Sc} \neq 1$ в законы теплообмена и массообмена следует ввести поправку. Для газов ($\text{Pr} \approx \text{Sc} \approx 1$) при степенной аппроксимации выражение для числа Стантона

$$\text{St}_0 = \frac{B}{2} \text{Pr}^{-0.75} \text{Re}_m^{**m} \quad (6.84)$$

и

$$\text{St}_D = \frac{B}{2} \text{Sc}^{-0.75} \text{Re}_D^{**m}, \quad (6.85)$$

где значения B и m зависят от Re^{**} . Для области $\text{Re}_m^{**} = \text{Re}_D^{**} < 10^4$, $B/2 = 0,0128$, $m = 0,25$. При одновременном развитии динамического и диффузионного пограничных слоев на пластине, используя интегральные соотношения энергии и диффузии для $j = 0$, $q_v = 0$ и граничных условий $T_\tau = \text{const}$, $c_{\Sigma\text{ст}} = \text{const}$, получаем

$$\begin{aligned} \text{Nu}_x &= 0,0288 \text{Re}_x^{0.8} \text{Pr}^{0.4}, \\ \text{Nu}_{Dx} &= 0,0288 \text{Re}_x^{0.8} \text{Sc}^{0.4} \end{aligned} \quad (6.86)$$

На рис. XII 8, XII 9 приводятся сопоставление опытных данных с расчетными. На рис. XII 10 показаны опытные данные по теплообмену на плоской непроницаемой пластине для условия $T_{\Sigma\text{ст}} = \text{const}$ и результаты расчета

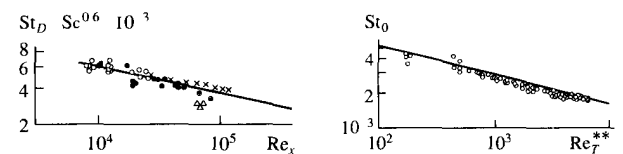


Рис. XII 8. Локальные значения числа Нуссельта при обтекании пластины при $M < 1$. Линия — расчет $\text{Nu}_x = 0,0288 \text{Re}_x^{0.8} \text{Pr}^{0.4}$; значки — опыты Б.С. Петухова

Рис. XII 9. Массообмен на плоской пластине. Линия — расчет $\text{St}_D \text{Sc}^{0.6} = 0,036 \text{Re}_x^{-0.2}$; значки — эксперимент Веида, Паскуэля, Повела, Повела и Гриффитса, Лурье и Михайлова

Рис. XII 10. Закон теплообмена на плоской стенке. Линия — расчет $\text{St}_0 = (B/2) \text{Pr}^{-0.75} \text{Re}_\tau^{**m}$; значки — эксперимент Уитмена, Моффата и Кеиса при $T_{\Sigma\text{ст}} = \text{const}$

ХИ.7. МЕТОДЫ ТЕПЛОВОЙ ЗАЩИТЫ

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	480
ХИ.7.1. Пористое охлаждение	481
ХИ.7.2. Тепломассообмен на реагирующей поверхности при вдуве через нее инертного газа	482
ХИ.7.3. Газовые завесы на адиабатической поверхности	484
ХИ.7.4. Газовые завесы на неадиабатической поверхности (комбинированное охлаждение)	485
ХИ.7.5. Газовая завеса на реагирующей поверхности	486

Введение. Проблемы, связанные с защитой обтекаемых поверхностей от воздействия высокотемпературных и химически агрессивных газовых потоков, являются актуальными для различных отраслей современной техники. Во многих случаях эффективны гидродинамические методы защиты, когда охлаждающий газ (или жидкость) вдувается в пограничный слой через защищаемую поверхность. Вдув охладителя может осуществляться равномерно по всей по-

верхности (пористое охлаждение) или локально перед защищаемой поверхностью (газовые завесы). 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 перед защищаемой поверхностью.

Ниже рассматриваются перечисленные способы тепловой защиты в турбулентном пограничном слое, т.к. турбулентное течение является наиболее распространенным видом движения жидкости, газа и плазмы. Как отмечено в ХП 6, для турбулентного пограничного слоя система уравнений является незамкнутой, для ее замыкания применяются различные модели турбулентности, требующие введения нескольких эмпирических констант. Поэтому при анализе процессов турбулентного теплопереноса остаются популярными приближенные интегральные методы. Хотя их «приближенность» также заключается в способах замыкания интегральных уравнений пограничного слоя. Полуэмпирические теории турбулентности, разработанные вначале для несжимаемого газа, в работах Е. Ван-Дриста, В. М. Ивлева, В. Дорренса и Ф. Дора, И. П. Гинзбурга, Ю. В. Лапина, В. П. Мотулевича и др. получили развитие и обобщение для более сложных условий течения сжимаемого газа. При этом, как правило, рассматривались сложные двух- и трехслойные модели течения (ламинарный подслой, буферная область).

С. С. Кутателадзе и А. И. Леонтьев обратили внимание на то обстоятельство, что размеры вязкого подслоя с уменьшением вязкости (увеличением числа Рейнольдса) убывают быстрее, чем толщина всего турбулентного слоя. На основе этого была рассмотрена асимптотическая теория турбулентного пограничного слоя, позволяющая получить предельные относительные законы теплообмена, не зависящие от эмпирических констант.

Ниже для решения задач теплообмена на пористых поверхностях и в области газовой завесы используются интегральные методы, позволяющие достаточно просто анализировать влияние различных факторов на развитие пограничного слоя. Для замыкания интегральных соотношений используются предельные относительные законы, следующие из асимптотической теории турбулентного слоя. На основании такого подхода с единых позиций для широкого круга задач получаются достаточно простые аналитические решения.

ХП.7.1. Пористое охлаждение. Пористым охлаждением называется такой способ, когда охлаждающий газ поступает в пограничный слой через проницаемую пористую поверхность (рис. ХП 11).

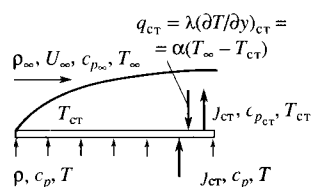


Рис. ХП 11. Схема пограничного слоя на проницаемой поверхности.

Аналогичные механизмы теплопереноса имеют место уже при наличии фазовых превращений (испарение, конденсация) или химических реакции на обтекаемой поверхности. Тепловой поток от горячего газа передается к поверхности и далее теплопроводностью в глубь материала и передается охлаждающему газу.

Вдув приводит к деформации профилей, температур и концентраций внутри пограничного слоя, снижению коэффициентов теплообмена и трения. При достижении определенного значения вдува, называемого критическим, наступает оттеснение пограничного слоя, когда коэффициенты теплообмена и трения становятся равными нулю. Поскольку в этом разделе рассматриваются методы тепловой защиты, мы будем в основном рассматривать решение для теплового и диффузионного пограничных слоев, которые по сравнению с динамическим являются консервативными к воздействию продольного градиента давления $\frac{\partial p}{\partial x}$. Основной предельный интеграл асимптотической теории турбулентного пограничного слоя имеет вид

$$\Psi = \left(\int_0^1 \frac{\bar{\rho}^{1/2} dv}{\sqrt{1 + b_1 v}} \right)^2 \quad \text{или} \quad \int_0^1 \frac{\bar{\rho}^{1/2} dv}{\sqrt{\Psi + b_1 v}} = 1 \quad (7.1)$$

Здесь $\vartheta = \frac{i - i_{ст}}{i_{\infty} - i_{ст}}$ — профиль энтальпии (или температуры при однородном вдуве), $\bar{\rho} = \frac{\rho}{\rho_{\infty}}$ — распределение плотности в пограничном слое.

В большинстве случаев для газов при $Pr \approx Sc \approx 1$ справедлива аналогия между процессами тепло- и массообмена: $\Psi = \left(\frac{St}{St_0} \right)_{Re_t^{**}} = \left(\frac{St_d}{St_{d0}} \right)_{Re_d^{**}}$.

Следует отметить, что в формуле (7.1) относительные значения коэффициентов теплообмена ψ определяются при одинаковых значениях чисел $Re_t^{**} = \frac{\rho_{\infty} u_{\infty} \delta_t^{**}}{\mu_{ст}}$, рассчитанных по характерным величинам пограничного слоя (толщине потери энергии δ_t^{**} , массе δ_d^{**}).

St , St_d — тепловое и диффузионное числа Стантона в рассматриваемых условиях. Их значения с нулевым индексом соответствуют законам теплообмена в стандартных условиях (пограничный слой с постоянными физическими свойствами на непроницаемой пластине).

$$St_0 = A Re_t^{*-m} Pr^{-n}, \quad (St_0)_d = A Re_d^{*-m} Sc^{-n} \quad (7.2)$$

Для турбулентного пограничного слоя $A = 0,0128$, $m = 0,25$, $n = 0,75$, для ламинарного $A = 0,22$, $m = 1$, $n = 4/3$.

Параметры проницаемости стенки, характеризующие интенсивность вдува

$$b_1 = \frac{J_{ст}}{\rho_{\infty} u_{\infty} St}, \quad b = \frac{J_{ст}}{\rho_{\infty} u_{\infty} St_0}, \quad b_1 = \frac{b}{\Psi} \quad (7.3)$$

рассчитываются по числам Стантона в рассматриваемых b_1 и стандартных условиях b .

Значение параметра проницаемости b , при котором происходит оттеснение пограничного слоя $\Psi = 0$, называется критическим $b_{кр}$ и в соответствии с (7.1) определяется соотношением

$$b_{кр} = \left[\int_0^1 \left(\frac{\rho}{v} \right)^{1/2} dv \right]^2, \quad (7.4)$$

при этом $b_1 = \frac{J_{ст}}{\rho_{\infty} u_{\infty} St} = \frac{b}{\Psi} \rightarrow \infty$. Асимптотическая теория позволяет так же получить влияние вдува, неизоэнергичности, сжимаемости газа и других возмущающих факторов.

на распределение скоростей, температур и концентраций по сечению турбулентного пограничного слоя:

$$\int_{\omega}^1 \frac{\bar{\rho}^{1/2} dv}{\sqrt{1+b_1 v}} = \sqrt{\Psi}(1-v_0), \quad (7.5)$$

здесь $v_0 = f(y/\delta)$ — профиль температур (энтальпий) в стандартных условиях.

Для области критического вдува

$$\int_{\omega}^1 \frac{\bar{\rho}^{1/2} dv}{v^{1/2}} = \sqrt{b_{кр}}(1-v_0). \quad (7.6)$$

В случае справедливости тройной аналогии поля скоростей, температур (энтальпий) и концентраций подобны:

$$\omega = \vartheta = \frac{T - T_{ст}}{T_{\infty} - T_{ст}} = \frac{(K_t) - (K_t)_{ст}}{(K_t)_0 - (K_t)_{ст}}. \quad (7.7)$$

Для случая вдува однородного газа в изотермических условиях $\bar{\rho} = \text{const}$ из уравнений (7.1), (7.3)–(7.5) имеем:

$$\Psi = \left(\frac{2}{\sqrt{1+b_1} + 1} \right)^2 \quad \text{или} \quad \Psi = \left(1 - \frac{b}{4} \right)^2, \quad (7.8)$$

$$\vartheta = \left(1 - \frac{b}{4} \right) v_0 + \frac{b}{4} v_0^2, \quad (7.9)$$

$$b_{кр} = 4; \quad v_{кр} = v_0^2. \quad (7.10)$$

На рис. XII.12 показано влияние вдува на коэффициенты теплообмена в турбулентном (7.7) и ламинарном пограничном слое. Для ламинарного пограничного слоя расчет проведен по формуле, предложенной С.С. Кутателадзе

$$\Psi = \left(1 - \frac{b}{b_{кр}} \right)^{4/3}; \quad b_{кр} = \frac{3,3}{\varepsilon^{3/2}}, \quad (7.11)$$

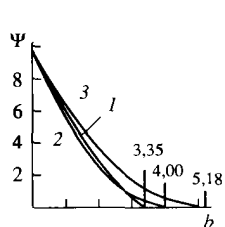


Рис. XII.12 Зависимость $\Psi(b)$ при $\rho = \rho_0$ и $dp/dx = 0$
1 — ламинарное течение, 2 — турбулентное течение при $Re \rightarrow \infty$, 3 — турбулентное течение при $Re^* = 2000$

где $\varepsilon = \frac{M_0}{M'}$ — отношение молекулярных весов основного потока и вдуваемого газа.

Формула (7.10) представляет собой аппроксимацию соотношений Гросса, Хартнетта и др., обобщивших результаты численных решений ламинарного пограничного слоя на проницаемой стенке.

В случае пограничного слоя с переменной плотностью (влияние неизотермичности и вдува инородного газа) распределение плотности по сечению определяется из уравнения состояния и соотношения (7.7).

$$\rho_0/\rho = \psi + (1-\psi) \cdot v, \quad (7.12)$$

здесь $\psi = \frac{T_{ст}}{T_{\infty}}$ для вдува однородного газа, $\psi = \frac{i_{ст}}{i_0}$ — при вдуве инородного газа, при вдуве газа одинаковой атомности $M \cdot c_p \approx \text{const}$ и $\psi = \frac{i_{ст}}{i_{\infty}} \approx \frac{\rho_0}{\rho_{ст}}$.

Относительные законы теплообмена для этих условий получим из (7.1), (7.4) и (7.12)

а) при $\psi < 1$

$$\Psi = \frac{1}{(1-\psi)b_1} \left[\ln \frac{\sqrt{(1-\psi)(1+b_1)} + \sqrt{b_1}}{\sqrt{1-\psi} + \sqrt{b_1\psi}} \right]^2, \quad (7.13)$$

$$b_{кр} = \frac{1}{1-\psi} \left(\ln \frac{1 + \sqrt{1-\psi}}{1 - \sqrt{1-\psi}} \right); \quad (7.14)$$

б) при $\psi > 1$

$$\Psi = \frac{4}{(1-\psi)b_1} \times \left[\arctg \sqrt{\frac{b_1}{(\psi-1)(1+b_1)}} - \arctg \sqrt{\frac{b_1\psi}{\psi-1}} \right]^2, \quad (7.15)$$

$$b_{кр} = \frac{1}{1-\psi} \left(\arccos \frac{2-\psi}{\psi} \right)^2. \quad (7.16)$$

При сверхзвуковом течении газа относительные законы теплообмена можно аппроксимировать следующей зависимостью:

$$\Psi = \Psi_T \Psi_M \Psi_b, \quad (7.17)$$

где

$$\Psi_T = \left(\frac{2}{\sqrt{\psi} + 1} \right)^2; \quad \Psi_M = \left(\frac{\arctg M^2 \sqrt{r \frac{k-1}{2}}}{M \sqrt{r \frac{k-1}{2}}} \right)^2, \quad (7.18)$$

здесь M — число Маха основного потока, k — показатель адиабаты

$$\Psi_b = \left(1 - \frac{b}{b_{кр}} \right)^2. \quad (7.19)$$

Значения критического параметра проницаемости при сверхзвуковом обтекании определяются формулой.

$$(b_{кр})_M = b_{кр} \cdot \Psi_M, \quad (7.20)$$

где $b_{кр}$ определяется по (7.14) или (7.16).

На рис. XII.13 дается сопоставление расчета по этим формулам с опытами по теплообмену на продольно обтекаемом пористом цилиндре в сверхзвуковом потоке при числах Маха $1 < M < 4$

XII.7.2. Теплообмен на реагирующей поверхности при вдуве через нее инертного газа. Вдув инертного газа через пористую реагирующую поверхность приводит к снижению интенсивности химической эрозии, т.е. 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.

Если дифференциальное уравнение энергии пограничного слоя записать через полные энтальпии (с учетом теплоты химических реакций), а уравнения диффузии через

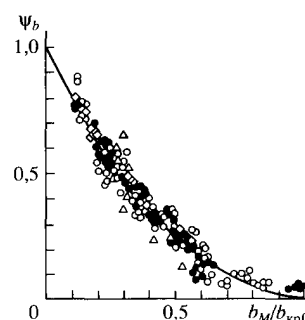


Рис. XII.13 Влияние вдува на теплообмен при сверхзвуковом обтекании пористой стенки
Число Маха $\diamond$ — 1,0, $\triangle$ — 2,05, $\circ$ — 3,05, $\bullet$ — 4,0

обобщенные концентрации химических элементов (независимо от того, в каком химическом соединении находится элемент), то в этих уравнениях не будет источников членов и при числе Льюиса $Le = \frac{Pr}{Sc} = \frac{\rho D c_p}{\lambda} \approx 1$ уравнения и их решения будут подобны

$$\frac{\bar{K}_i - (\bar{K}_i)_{ct}}{(\bar{K}_i)_0 - (\bar{K}_i)_{ct}} = \frac{i - i_{ct}}{i_\infty - i_{ct}}, \quad (7.21)$$

здесь $\bar{K}_i$ — массовая концентрация i -го химического элемента; $i = \sum \nu_j K_j$ — полная энтальпия смеси; ν_j и K_j — полная энтальпия и концентрация j -й компоненты газовой смеси

$$\nu_j = \int_0^T c_{pj} dT + \nu_j^{(0)}, \quad (7.22)$$

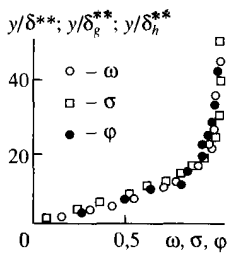


Рис. XII.14 Подобие профилей скоростей (ω), полной энтальпии (σ) и концентраций химических элементов (φ) в пограничном слое с фронтом горения

c_{pj} — теплоемкость и $\nu_j^{(0)}$ — теплота образования j -го компонента газовой смеси.

По-видимому, впервые подобие в такой форме было экспериментально подтверждено при исследовании горения этанола, испаряющегося с пористой поверхности. На рис. XII.14 приводятся результаты измерений профилей скорости, полных энтальпий и концентраций химических элементов.

Интегральное соотношение диффузии пограничного слоя с химическими реакциями для i -го химического элемента подобно интегральному соотношению энергии

$$\frac{d Re_d^{**}}{d\bar{x}} + \frac{Re_d^{**}}{\Delta \bar{K}_i} \frac{d(\Delta \bar{K}_i)}{d\bar{x}} = St_D (1 + b_{1d}) Re_L = \Psi \cdot St_{d0} (1 + b_{1d}) Re_L \quad (7.23)$$

с той лишь разницей, что здесь: $Re_d^{**} = \frac{\rho_\infty u_\infty \delta_d^{**}}{\mu_\infty}$ — число Рейнольдса, рассчитанное по толщине потери массы i -го химического элемента;

$$St_D = \frac{-(\rho D_{12} \partial \bar{K}_i / \partial y)_{ct}}{\rho_\infty u_\infty [(\bar{K}_i)_{ct} - (\bar{K}_i)_0]}; \quad b_{1D} = \frac{j_{ct}}{\rho_\infty u_\infty St_D} \quad (7.24)$$

— диффузионное число Стантона и диффузионный параметр проницаемости стенки. Здесь j_{ct} — поперечный поток вещества на стенке, D_{12} — коэффициент диффузии j -го компонента газовой смеси, содержащей i -й химический элемент

Воспользуемся уравнением диффузии i -го элемента, записанного для условий на стенке:

$$(j_i)_{ct} = j_{\Sigma ct} (\bar{K}_i)_{ct} - \left(\rho D \frac{\partial \bar{K}_i}{\partial y} \right)_{ct}. \quad (7.25)$$

Диффузионный критерий Стантона можно выразить как

$$St_D = \frac{j_{\Sigma ct} [j_{\Sigma ct} / j_{\Sigma ct} - (\bar{K}_i)_{ct}]}{\rho_\infty u_\infty [(\bar{K}_i)_{ct} - (\bar{K}_i)_\infty]}, \quad (7.26)$$

здесь $j_{\Sigma ct}$ — суммарный поперечный поток вещества на реагирующей стенке; $(j_i)_{ct}$ — массовый поток i -го элемента на стенке.

Подставляя (7.26) в (7.24), получим в общем виде выражение для параметра проницаемости на реагирующей стенке

$$b_{1D} = \frac{j_{\Sigma ct}}{\rho_\infty u_\infty St_D} = \frac{(\bar{K}_i)_{ct} - (\bar{K}_i)_\infty}{(j_{\Sigma ct} / j_{\Sigma ct}) - (\bar{K}_i)_{ct}}. \quad (7.27)$$

Теперь можно решать конкретные задачи тепломассообмена в пограничном слое на реагирующей поверхности.

Рассмотрим сначала выгорание углеродной стенки в потоке кислородсодержащего газа. При этом параметр проницаемости и концентрации элементов на стенке определяются с учетом (7.27) следующими соотношениями:

а) через концентрации углерода

$$(\bar{K}_C)_0 = 0; \quad j_{\Sigma ct} = j_{\Sigma ct} = j_C$$

$$b_{1b} = b_{1C} = \frac{(\bar{K}_C)_{ct}}{1 - (\bar{K}_C)_{ct}} \quad \text{или} \quad (\bar{K}_C)_{ct} = \frac{b_{C1}}{1 + b_{C1}}, \quad (7.28)$$

б) через концентрации кислорода (стенка для кислорода непроницаема $j_{\Sigma ct} = 0$)

$$b_{C1} = \frac{(\bar{K}_O)_\infty}{(\bar{K}_O)_{ct}} - 1 \quad \text{или} \quad (\bar{K}_O)_{ct} = \frac{(\bar{K}_O)_\infty}{1 + b_{C1}}. \quad (7.29)$$

Из последних двух соотношений следует выражение для параметра проницаемости, характеризующего интенсивность химической эрозии стенки

$$b_{C1} = \frac{(\bar{K}_C)_{ct}}{(\bar{K}_O)_{ct}} (\bar{K}_O)_\infty. \quad (7.30)$$

Здесь следует заметить, что приведенные выше соотношения справедливы для любых реакций на обтекаемой поверхности. Для решения же конкретных задач необходимо привлечение стехиометрических соотношений для конкретных химических реакций. Например, для диффузионного режима горения углеродов в области $T > 1000^\circ \text{C}$, где идет реакция $C + O \rightarrow CO$, из стехиометрического соотношения имеем:

$$(\bar{K}_C)_{ct} = \frac{12}{28} (K_{CO})_{ct}; \quad (\bar{K}_O)_{ct} = \frac{16}{28} (K_{CO})_{ct}, \quad (7.31)$$

здесь $(K_{CO})_{ct}$ — концентрация окиси углерода на стенке. Значение параметра проницаемости на выгорающей графитовой стенке (при $j_{\Sigma ct} = j_C$)

$$b_{1d} = b_{C1} = \frac{(\bar{K}_C)_{ct}}{(\bar{K}_O)_{ct}} (\bar{K}_O)_\infty = \frac{3}{4} (\bar{K}_O)_\infty. \quad (7.32)$$

Параметр проницаемости определяется концентрацией кислорода в основном потоке, т.е. он характеризует окислительный потенциал газового потока. Концентрации компонент на стенке постоянны и $\Delta \bar{K}_i = \text{const}$. Тогда решение интегрального соотношения диффузии (7.23) с учетом (7.22) имеет вид

$$Re_d^{**} = \left[\frac{A(m+1)}{Sc^n} \times \times Re_{L0} \int_0^{\bar{x}} \Psi (1 + b_{1d}) \bar{u}_\infty \left(\frac{M_{ct}}{M_\infty} \right)^m d\bar{x} \right]^{\frac{1}{m+1}}. \quad (7.33)$$

Интенсивность выгорания при этом ($J_{\Sigma \text{ст}} = J_C$; $b_{1d} = b_{C1}$) определяется соотношениями:

$$J_C = b_{C1} \rho_{\infty} u_{\infty} St_d = 0,75 (\bar{K}_O)_0 \rho_{\infty} u_{\infty} \frac{A}{Re_d^{**m} Sc^n} \left(\frac{M_{\text{ст}}}{M_{\infty}} \right)^m \Psi. \quad (7.34)$$

Для турбулентного пограничного слоя $A = 0,0128$; $m = 0,25$; $n = 0,75$

$$J_C = 2,2 \cdot 10^{-2} (\bar{K}_O)_{\infty} \rho_{\infty} u_{\infty} \times Re_x^{-0,2} Sc^{-0,6} \Psi^{0,8} (1 + b_{1d})^{-0,2} \left(\frac{M_{\text{ст}}}{M_{\infty}} \right)^{0,2}. \quad (7.35)$$

На рис. XII.15 дается сопоставление формулы (7.34) с экспериментами по выгоранию стенки графитового канала в потоке воздуха. При этом исследовались различные марки — от пористых до плотных ($1000 < \rho_C < 2000 \text{ кг/м}^3$).

XII.7.3. Газовые завесы на адиабатической поверхности. Газовой завесой (плёночным охлаждением) принято называть такой способ тепловой защиты, когда охлаждающий газ вдувается в пограничный слой локально.

Часто вдуваемый газ (жидкость) подается через одну или несколько последовательно расположенных тангенциальных щелей (рис. XII.16, а и б), или через пористую секцию (рис. XII.16, в). В других случаях начальная часть обтекаемой поверхности интенсивно охлаждается, а оставшая поверхность защищается «охлажденным» пограничным слоем (рис. XII.16, г).

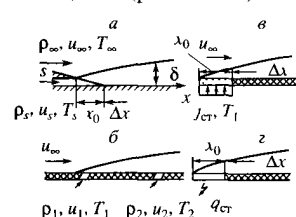


Рис. XII.16. Схемы организации газовых завес

а) вдув через щель, б) многорядный вдув, в) вдув через пористый участок, г) участок теплообмена

Как будет показано ниже, этот параметр необходим и для расчета тепломассообмена в условиях завесы на неадиабатической стенке.

Из интегрального соотношения энергии на адиабатической стенке ($q_{\text{ст}} = 0$) при $x > x_0$

$$\frac{d Re_T^{**}}{dx} + \frac{Re_T^{**}}{\Delta T} \frac{d(\Delta T)}{dx} = \frac{q_{\text{ст}}}{\rho_{\infty} u_{\infty} c_{p\infty} \Delta T} Re_L = 0 \quad (7.36)$$

при интегрировании от $\bar{x}_0$ до $\bar{x}$, следует

$$Re_T^{**} \Delta T = Re_{T\infty}^{**} \Delta T_{\infty} \quad (7.37)$$

или

$$\Theta = \frac{\Delta T}{\Delta T_{\infty}} = \frac{T_{\infty} - T^*}{\Delta T_{\infty} - T_{\text{ст}0}} = \frac{Re_{T0}^{**}}{Re_T^{**}}. \quad (7.38)$$

Здесь Re_{T0}^{**} — число Рейнольдса, рассчитанное по толщине потери энергии δ_{T0}^{**} в начальном сечении, $x = x_0$. $T_{\text{ст}0}$ — температура стенки в этом же сечении, T^* — значение

температуры стенки в рассматриваемом сечении (звездочка обозначает адиабатические условия).

Из анализа асимптотических условий при $x \rightarrow \infty$, когда вследствие более интенсивного перемешивания вблизи стенки происходит выравнивание температуры по сечению слоя ($T \rightarrow T_{\text{ст}}^*$), было показано, что

$$\left(\frac{\delta_T^{**}}{\delta_{T1}^{**}} \right)_{x \rightarrow \infty} = \left(\frac{Re_T^{**}}{Re_{T1}^{**}} \right)_{x \rightarrow \infty} \rightarrow \text{const} = \beta, \quad (7.39)$$

отношение толщины потери энергии на адиабатической стенке с завесой δ_T^{**} к толщине потери энергии δ_{T1}^{**} на неадиабатической стенке при $T_{\text{ст}} = \text{const}$ стремится к некоторому максимальному значению β . Коэффициент β характеризует собой деформацию профиля температур в области завесы по сравнению со стандартными условиями. Для ламинарного слоя $\beta_L = 6$, для турбулентного $\beta_T = 9$.

Тогда с учетом соотношений (7.38)–(7.39) эффективность газовой завесы можно выразить в виде

$$\Theta = \left[1 + A(m+1) \left(\frac{\beta}{Re_{T0}^{**}} \right)^{m+1} Re_L \int_{x_0}^{\bar{x}} \bar{u}_0 d\bar{x} \right]^{-\frac{1}{m+1}}. \quad (7.40)$$

Для ламинарного пограничного слоя $A = 0,22$; $m = 1$; $\beta = 6$.

Для эффективности завесы в турбулентном пограничном слое ($A = 0,0128$; $m = 0,25$; $\beta = 9$) на плоской стенке ($\bar{u}_0 = 1$) получаем:

$$\Theta = [1 + 0,25 Re_{\Delta x} / Re_{T0}^{**1,25}]^{-0,8}. \quad (7.41)$$

Эта формула справедлива при различных способах организации завесы, что учитывается в качестве начальных условий при определении Re_{T0}^{**} при $x = x_0$:

а) за участком теплообмена

$$Re_{T0}^{**} = \int_0^{x_0} q_{\text{ст}} dx / \mu_{\infty} c_{p\infty} (T_{\infty} - T_{w0}), \quad (7.42)$$

б) за участком пористого вдува

$$Re_{T0}^{**} = (T_0 - T') \int_0^{x_0} J_{\text{ст}} dx / \mu_{\infty} (T_{\infty} - T_{\text{ст}0}), \quad (7.43)$$

при интенсивных вдувах $T_{\text{ст}0} \approx T'$:

в) при вдуве через тангенциальную щель при $x = x_0$

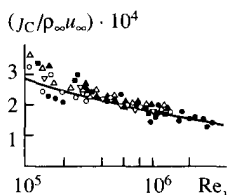
$$Re_{T0}^{**} = \frac{\rho_s u_s s}{\mu_{\infty}} = Re_s. \quad (7.44)$$

За тангенциальной щелью существует начальный участок течения $0 < x < x_0$, на котором температура стенки равна температуре вдуваемого газа и $\Theta = 1$. Его можно определить по формуле для свободной струи

$$\bar{x}_0 = \frac{x_0}{s} = \pm \frac{u_{\infty} + u_s}{u_{\infty} - u_s} \left[0,112 + 0,036 \frac{u_0}{u_s} \right], \quad (7.45)$$

здесь знак минус соответствует режимам $u_s > u_{\infty}$. При $\bar{u}_s = u_s / u_{\infty} < 0,8$ можно воспользоваться более простой эмпирической зависимостью $\bar{x}_0 = 28 \cdot \bar{u}_s^{1,25}$.

В случае вдува охлаждающего газа через ряд последовательно расположенных щелей толщина потери энергии в сечении n -й щели определяется с учетом вдува через все



предыдущие щели. При вдуве через все щели газа с одинаковой температурой получим, что $\delta_{Tn}^{**} = m_1 s_1 + m_2 s_2 + \dots + m_n s_n$, а при одной и той же интенсивности вдува $m = \frac{\rho_\infty u_\infty}{\rho_s u_s}$ через щели одинакового размера $\delta_{Tn}^{**} = n m s$ и $Re_{Tn}^{**} = n Re_s$. При расчете эффективности завесы за n -й щелью расстояние Δx отсчитывается, начиная от n -й щели.

На рис. XII.17 дается сопоставление формулы (7.41) с опытными данными по эффективности газовых завес при различных способах их организации. При щелевом охлаждении здесь нанесены опытные данные при относительной скорости вдува $\bar{u}_s = u_s/u_\infty < 0,35$.

Формула (7.41) учитывает влияние основных параметров завесы, но не может полностью отразить влияние начальных условий и предыстории потока, т.к. она получена из асимптотических условий полного перемешивания при $x \rightarrow \infty$. В частности, при вдуве через тангенциальные щели она хорошо описывает эксперименты (рис. XII.17), если начальные динамические и тепловые условия одинаковы, т.е. когда значения толщины потери импульса $\delta_0^{**} = m s (1 - \bar{u}_s)$ и энергии $\delta_{T0}^{**} = m s$ в сечении щели близки между собой, что соответствует случаю $\bar{u}_s \ll 1$.

Более полное влияние динамической предыстории на эффективность завесы позволяет учесть использование при решении тепловой задачи метода суперпозиции. Для случая вдува через тангенциальную щель получена следующая общая формула:

$$\Theta = \frac{\left[\left(1 + \frac{62,5}{k} \right)^{0,2} \left(1 + \frac{62,5}{k} |1 - \bar{u}_s|^{1,25} \right)^{-0,086} - 1 \right]^{0,8}}{(1 + 0,016k)^{0,16}}. \quad (7.46)$$

Здесь $k = \frac{Re_{\Delta x}}{Re_s^{1,25}} = \frac{\Delta x}{m s} Re_s^{-0,25}$, где m — уд. расход, s — высота щели.

Рассматривая три предельных случая, из (7.46) можно получить следующие интерполяционные формулы:

при $\bar{u}_s \ll 1$

$$\Theta = \left[\left(1 + \frac{62,5}{k + 0,143} \right)^{0,114} - 1 \right]^{0,8} (1 + 0,016k)^{-0,16}; \quad (7.47)$$

при $\bar{u}_s \approx 1$

$$\Theta = \left[\left(1 + \frac{62,5}{k + 2} \right)^{0,2} - 1 \right]^{0,8} (1 + 0,016k)^{-0,16}; \quad (7.48)$$

при $\bar{u}_s \gg 1$

$$\Theta = \left[\left(1 + \frac{62,5}{\Delta x/s \cdot Re_s^{0,25} + 0,143} \right)^{0,114} - 1 \right]^{0,8}. \quad (7.49)$$

Расчеты по формулам (7.41) и (7.47) на рис. XII.17 практически совпадают между собой. На рис. XII.18 дается сопоставление расчетов по формуле (7.49) с опытными данными по эффективности пристенной струи при изменении скорости вдува в диапазоне $2 < \bar{u}_s < 20$. Здесь же приведен расчет по общей формуле (7.46) при $\bar{u}_s = 2$.

На основании анализа экспериментальных данных делается вывод о том, что на одном и том же расстоянии от щели с увеличением относительной скорости вдува эффективность завесы растет, достигает максимума $\bar{u}_s = 1$ и далее с увеличением вдува начинает уменьшаться, асимпто-

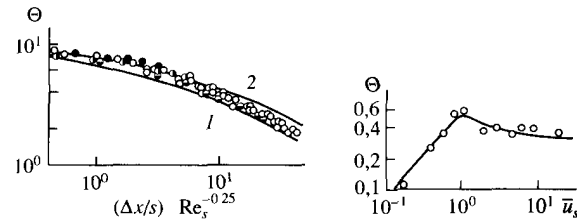


Рис XII.18 Эффективность вдува пристенной струи $\bar{u}_s > 1$
1 и 2 — соответственно расчеты по формуле (7.46) и по формуле (7.49) при $\bar{u}_s = 2$, значки — опыты $2 < \bar{u}_s < 20$

Рис XII.19 Зависимость эффективности завесы от относительной скорости вдува

тически приближаясь к значению эффективности $\bar{u}_s \approx 0,6$. На рис. XII.19 дается сопоставление этих опытных данных с расчетом по формуле (7.46).

В случае градиентного течения газа при одинаковых условиях на входе отрицательный градиент давления уменьшает, а положительный увеличивает эффективность газовой завесы на одном и том же относительном расстоянии. При безотрывном течении в пограничном слое результаты опытов удовлетворительно описываются зависимостью, полученной с учетом изменения скорости на внешней границе пограничного слоя:

$$\Theta = \left[1 + 0,016 \beta^{1,25} \frac{Re_{x0}}{Re_{T0}^{**1,25}} \int_{x_0}^x \bar{u}_0 d\bar{x} \right]^{-0,8}, \quad (7.50)$$

здесь $Re_{x0} = \frac{\rho_\infty u_\infty x_0}{\mu_\infty}$; $\bar{u}_0 = \frac{u_\infty}{u_{\infty 1}}$. Для конфузрного течения $\beta = 9$, для диффузорного $\beta = 11,5$.

Увеличение турбулентности основного потока до 10% приводит к снижению эффективности завес на 30–40%, при этом снижение эффективности за участком пористого вдува более существенно, чем за тангенциальной щелью.

ХИ.7.4. Газовые завесы на неадиабатической поверхности (комбинированное охлаждение). Рассматриваемые условия соответствуют комбинированному способу охлаждения обтекаемой поверхности, когда наряду с локальной подачей охладителя непосредственно в пограничный слой происходит регенеративный теплообмен через стенку.

При исследовании газовых завес на первом этапе основное внимание уделялось определению ее эффективности в адиабатических условиях, т.е. определению адиабатической температуры стенки $T_{ст}^*$. Предполагалось, что в неадиабатических условиях коэффициент теплообмена можно определить из соотношения

$$\alpha = q_{ст}/(T_{ст}^* - T_{ст}), \quad (7.51)$$

в котором влияние завесы сказывается только через $T_{ст}^*$. Эта гипотеза основана, по существу, на линейности дифференциального уравнения энергии пограничного слоя с постоянными физическими свойствами, когда общее решение получается наложением двух решений: для адиабатических и неадиабатических условий. В случае течения газа с переменными физическими свойствами, как будет показано ниже, необходимо учитывать влияние на коэффициент теплообмена параметров завесы.

Если записать дифференциальные уравнения энергии в области газовой завесы для адиабатических и неадиабатических условий, вычтя одно из другого и проинтегрировать по сечению пограничного слоя, то получим, что интегральное соотношение энергии в этом случае сохраняет обычный вид

$$\frac{d Re_T^{**}}{d\bar{x}} + \frac{d Re_T^{**}}{\Delta T} \frac{d(\Delta T)}{dx} = St_0 Re_L. \quad (7.52)$$

Но в этом случае разность температур определяется, как $\Delta T = T_{ст}^* - T_{ст}$, а число Стантона $St = \frac{\rho_\infty u_\infty c_{p\infty} (T_{ст}^* - T_{ст})}{q_{ст}}$.

Гипотеза, принятая в формуле (7.51), предполагает, что закон теплообмена (7.2) будет справедлив и для газовой завесы с постоянными физическими свойствами. На рис. XII.20 дается сопоставление коэффициентов теплообмена при тчении с завесой и без завесы. При определении чисел St и Re_T^{**} на рис. XII.20,а в качестве определяющей принята разность температур основного потока и стенки $\Delta T = T_0 - T_{ст}$, а на рис. XII.20,б $\Delta T = T_{ст}^* - T_{ст}$. Видно, что закон теплообмена (7.2) справедлив и в области газовой завесы, если коэффициент теплообмена определяется соотношением (7.51).

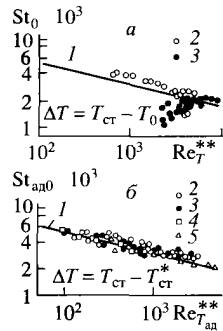


Рис. XII.20 Теплообмен в области газовой завесы
а) $St_0 = f(Re_T^{**})$, б) $St_{ад0} = f(Re_T^{**})$
1 — расчет по формуле (7.65); 2 — опыты без завесы, 3 — опыты в области завесы, 4 — опыты при ступенчатом измерении тепловых граничных условий, 5 — опыты за пористым участком

Как мы уже установили, коэффициент теплообмена при этом определяется по разности температур $\Delta T = T_{ст}^* - T_{ст}$ (для смеси газов по соответствующей разности энтальпий $\Delta T = i_{ст}^* - i_{ст}$).

Анализ опытных данных показал, что подобие профилей скоростей, температур (энтальпий) и массовых концентраций выполняется, если при их построении использовать аналогичные разности этих параметров

$$\vartheta = \frac{i - i_{ст}}{i_{ст}^* - i_{ст}} = \frac{K_i - (K_i)_c}{(K_i)_{ст}^* - (K_i)_{ст}}. \quad (7.53)$$

Тогда с учетом уравнения состояния

$$\rho/\rho_\infty = MT_\infty/M_\infty T \quad (7.54)$$

и условия подобия находим распределение плотности по сечению дозвукового пограничного слоя. Для газов одинаковой атомности оно имеет вид:

$$\rho/\rho_0 = \frac{M_{ст}^* T_0}{M_0 T_{ст}^*} \frac{1}{\psi + (1 - \psi)\vartheta}. \quad (7.55)$$

Здесь $\psi = \frac{i_{ст}}{i_{ст}^*}$ — энтальпийный фактор неизотермичности; $T_{ст}^*$ и $M_{ст}^*$ — температура и молекулярный вес смеси газов в условиях завесы на адиабатической непроницаемой стенке ($q_{ст} = 0$, $q_{ст} = 0$).

Как видно, формула (7.55) при отсутствии завесы ($T_{ст}^* \rightarrow T_\infty$; $M_{ст}^* \rightarrow M_\infty$) переходит в (7.12).

Решение основного предельного интеграла (7.1) с учетом (7.55) для относительной функции тепломассообмена в области газовой завесы на проницаемой стенке можно представить в виде:

$$\Psi = \frac{M_{ст}^* T_\infty}{M_\infty T_{ст}^*} \left(\frac{2}{\sqrt{\psi} + 1} \right)^2 \left(1 - \frac{b}{b_{кр}^*} \right)^2. \quad (7.56)$$

Критический параметр проницаемости в соответствии с (7.4) определяется

$$\text{при } \psi < 1 \quad b_{кр}^* = \frac{M_{ст}^* T_\infty}{M_\infty T_{ст}^*} \frac{1}{1 - \psi} \left(\ln \frac{1 + \sqrt{1 - \psi}}{1 - \sqrt{1 - \psi}} \right)^2; \quad (7.57)$$

$$\text{при } \psi > 1 \quad b_{кр}^* = \frac{M_{ст}^* T_\infty}{M_\infty T_{ст}^*} \frac{1}{1 - \psi} \left(\arccos \frac{2 - \psi}{\psi} \right)^2. \quad (7.58)$$

На непроницаемой стенке

$$\Psi_T = \frac{M_{ст}^* T_\infty}{M_\infty T_{ст}^*} \left(\frac{2}{\sqrt{\psi} + 1} \right)^2. \quad (7.59)$$

Таким образом, все предельные соотношения отличаются от полученных ранее для течения без завесы множителем

$$\frac{M_{ст}^* T_\infty}{M_\infty T_{ст}^*} \approx \frac{i_\infty}{i_{ст}^*} = \left[1 + \theta \left(\frac{i_s}{i_\infty} - 1 \right) \right]^{-1} \quad (7.60)$$

и определением фактора неизотермичности $\psi = \frac{i_{ст}}{i_{ст}^*}$, что и позволяет учесть влияние завесы на относительные законы тепломассообмена и на параметр пристенного вдува.

Справедливость полученных соотношений была проверена в опытах со ступенчатым вдувом неоднородных газов. Ниже они используются при анализе массообмена на химически реагирующей поверхности.

XII.7.5. Газовая завеса на реагирующей поверхности. Газовая завеса может использоваться как для тепловой защиты, так и для защиты обтекаемых поверхностей от химического взаимодействия. При вдуве инертного газа снижается концентрация агрессивных компонент у стенки. При отсутствии химических реакций концентрации компонент газовой смеси на стенке $K_{ст}^*$ определяются по формуле для эффективности газовой завесы.

Процессы массообмена в пограничном слое с завесой на реагирующей поверхности подобны процессам теплообмена при заградительном охлаждении неадиабатической

стенки. Интегральное соотношение диффузии на реагирующей стенке при наличии завесы по аналогии с уравнением энергии можно записать в следующем виде:

$$\frac{d \operatorname{Re}_d^{**}}{d \bar{x}} + \frac{d \operatorname{Re}_d^{**}}{\Delta \bar{K}_i} \frac{d(\Delta \bar{K}_i)}{d \bar{x}} = \operatorname{St}_d \operatorname{Re}_L = \operatorname{St}_{d0} \Psi(1 + b_1^*) \operatorname{Re}_L, \quad (7.61)$$

где $\operatorname{Re}_d^{**} = \frac{\rho_\infty u_\infty \delta_d^{**}}{\mu_\infty}$; $\operatorname{Re}_L = \frac{\rho_\infty u_\infty L}{\mu_\infty}$; $\bar{x} = \frac{x}{L}$;

$$\operatorname{St}_D = \frac{-\rho D \left(\frac{\partial K_i}{\partial y} \right)_{\text{ст}}}{\rho_0 u_0 \Delta \bar{K}_i} \text{ — диффузионное число Стантона.}$$

Здесь разность концентраций химических элементов $\Delta \bar{K}_i = (\bar{K}_i)_{\text{ст}} - (\bar{K}_i)^*_{\text{ст}}$ определяется относительно концентрации $(\bar{K}_i)^*_{\text{ст}}$ на не реагирующей стенке (как и в случае теплообмена с завесой — относительно температуры адиабатической стенки).

С учетом уравнения диффузии, записанного для условий на стенке $(j_i)_{\text{ст}} = j_{\Sigma \text{ст}}(\bar{K}_i)_{\text{ст}} - \rho D \left(\frac{\partial \bar{K}_i}{\partial y} \right)_{\text{ст}}$ для диффузионного числа Стантона получаем:

$$\operatorname{St}_d = \frac{j_{\Sigma \text{ст}}[(j_i)_{\text{ст}}/j_{\Sigma \text{ст}} - (\bar{K}_i)_{\text{ст}}]}{\rho_\infty u_\infty (\bar{K}_i)_{\text{ст}} - (\bar{K}_i)^*_{\text{ст}}} \quad (7.62)$$

Соответственно диффузионный параметр проницаемости

$$b_1^* = \frac{j_{\Sigma \text{ст}}}{\rho_\infty u_\infty \operatorname{St}_d} = \frac{(\bar{K}_i)_{\text{ст}} - (\bar{K}_i)^*_{\text{ст}}}{(j_i)_{\text{ст}}/j_{\Sigma \text{ст}} - (\bar{K}_i)_{\text{ст}}} \quad (7.63)$$

Дальше анализ проведем на примере выгорания, когда в ее начале через щель подается завеса инертного газа. Выразим параметр проницаемости (7.66)

а) через концентрации углерода $(\bar{K}_C)_{\text{ст}} = 0$;

$$(j_i)_{\text{ст}} = j_{\Sigma \text{ст}} = j_C, \quad b_1^* = \frac{(\bar{K}_C)_{\text{ст}}}{1 - (\bar{K}_C)_{\text{ст}}}$$

или

$$(\bar{K}_C)_{\text{ст}} = \frac{b_1^*}{1 + b_1^*}, \quad (7.64)$$

б) через концентрации кислорода, т.к. стенка непроницаема для кислорода $(j_i)_{\text{ст}} = 0$

$$b_1^* = \frac{(\bar{K}_O)_{\text{ст}}^*}{(\bar{K}_O)_{\text{ст}}} - 1. \quad (7.65)$$

Для диффузионного режима горения углерода в области, где идет реакция $C + O \rightarrow CO$, с учетом стехиометрии имеем:

$$(\bar{K}_C)_{\text{ст}} = \frac{12}{28}(K_{CO})_{\text{ст}}; \quad (\bar{K}_O)_{\text{ст}} = \frac{16}{28}(K_{CO})_{\text{ст}},$$

где $(K_{CO})_{\text{ст}}$ — концентрация окиси углерода на стенке.

С учетом этих соотношений из (7.64) и (7.65) следует

$$b_1^* = \frac{(\bar{K}_C)_{\text{ст}}}{(\bar{K}_O)_{\text{ст}}} (\bar{K}_O)_{\text{ст}}^* = \frac{3}{4} (\bar{K}_O)_{\text{ст}}^*, \quad (7.66)$$

что параметр проницаемости в условиях газовой завесы на реагирующей стенке определяется концентрацией окислителя на поверхности при отсутствии химических реакций. Концентрация кислорода $(K_O)_{\text{ст}}^*$ определяется по эффективности завесы (7.61). При шелевом вдуве инертного газа $(K_O)_{\text{ст}0} = (K_O)_s = 0$

$$b_1^* = \frac{j_C}{\rho_\infty u_\infty \operatorname{St}_D} = \frac{3}{4} (\bar{K}_O)(1 - \theta) \quad (7.67)$$

Таким образом, параметр проницаемости b_1^* в рассматриваемых условиях зависит от эффективности завесы на

адиабатической не реагирующей стенке и его значение изменяется по длине поверхности в отличие от случая вдува инертного газа через пористую реагирующую поверхность, когда b_{C1} сохраняет постоянное значение и не зависит от величины вдува.

Решая уравнение (7.74) совместно с законом массообмена (7.2), получим

$$\operatorname{Re}_d^{**} = -\frac{1}{\Delta \bar{K}} \left[\frac{A(m+1)}{\operatorname{Sc}^n} \int_0^x \operatorname{Re}_L \Psi(1 + b_1^*) \Delta \bar{K}^{m+1} dx \right]^{\frac{1}{m+1}}. \quad (7.68)$$

Интенсивность выгорания графитовой поверхности в условиях завесы инертного газа с учетом (7.80) может быть определена по формуле

$$j_C = b_1^* \rho_0 u_0 \operatorname{St}_0 \Psi(\bar{K}_O)_0 (1 - \theta) \frac{A \Psi \rho_0 u_0}{\operatorname{Re}_d^{*m} \operatorname{Sc}^n}, \quad (7.69)$$

где относительная функция тепломассообмена Ψ также определяется с учетом газовой завесы. На рис. XII.21 и XII.22 дается сопоставление расчетов по этой формуле с экспериментами по выгоранию графитового канала ($T_{\text{ст}} \approx 2000$ К) в потоке воздуха ($T_{\text{ст}} \approx 300$ К) при вдуве через тангенциальную щель ($S \approx 2$ мм) инертных газов.

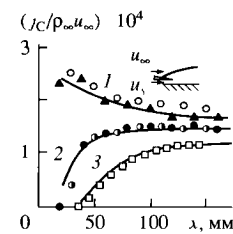


Рис. XII.21. Выгорание графита в потоке воздуха при тангенциальном вдуве азота. Линии — расчет, точки — опыты. 1 — без завесы, 2 и 3 — со вдувом азота при $u_s / u_\infty \approx 0, 3$ и $0,55$ соответственно

На рис. XII.21 показано распределение интенсивности выгорания по длине при тангенциальном вдуве азота. Видно, что локальный вдув приводит к резкому снижению химической эрозии в начальных сечениях, вниз по течению эффективность завесы падает. Эффективность защиты естественно растет с увеличением вдува.

На рис. XII.22 приводится относительная скорость выгорания стенки на одном и том же расстоянии от щели ($\Delta x \approx 60$ мм, $u_\infty \approx 150$ м/с) при вдуве азота, аргона и гелия. Видно, что при одинаковых массовых расходах вдуваемого газа, более эффективным является вдув газа с меньшим молекулярным весом. Интересно отметить, что если сравнение вести при одинаковой относительной скорости вдува u_s / u_∞ , то интенсивность выгорания почти не зависит от молекулярного веса вдуваемого газа.

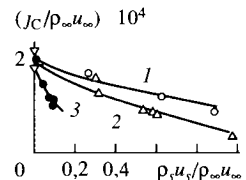


Рис. XII.22. Зависимость скорости выгорания графита от интенсивности вдува аргона (1), азота (2) и гелия (3). Линии — расчет, точки — опыты

В заключение следует отметить, что приведенный анализ выгорания графитовой поверхности в пограничном слое может быть распространен и на другие случаи химического взаимодействия поверхности с потоком газа. При этом в соответствии с протекающими реакциями изменяется только значение параметра проницаемости b_1 и концентраций соответствующих химических элементов у стенки, которые рассчитываются с учетом стехиометрических соотношений из выражений (7.64)–(7.66).