

обогащение УРАНА

ОБОГАЩЕНИЕ УРАНА

ОБОГАЩЕНИЕ УРАНА

Под редакцией С. ВИЛЛАНИ

Перевод с английского
Под общей редакцией академика
И. К. КИКОИНА



ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ
1983

Рецензент Н. П. Галкин

Авторы: Е. Беккер, Ф. Босхотен, Б. Бриголи, Р. Дженсен, Д. Массиньон, Н. Натрат, К. Робинсон, Суббарамайер, С. Виллани

УДК 621.039.8.002

Обогащение урана/Под ред. С. Виллани: Пер. с англ. Под ред. И. К. Кикоина. — М.: Энергоатомиздат, 1983, 320 с.

Содержит обзор работ, объединенных одной тематикой — разделение изотопов урана. Обзор составлен ведущими специалистами США, Франции, ФРГ, Италии и Нидерландов из материалов основных промышленных фирм.

Для инженерно-технических работников, а также для студентов и аспирантов соответствующих специальностей.

Табл. 25. Ил. 140. Библиогр. 496.

Uranium Enrichment

Edited by S. Villani

With Contributions by

E. W. Becker F. Boeschoten B. Brigoli
R. J. Jensen D. Massignon N. Nathrath
C. P. Robinson Soubbaramayer S. Villani

With 140 Figures

Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York 1979

1904020000—409
051(01)—83 229—83

© by Springer — Verlag Berlin Heidelberg 1979

© Перевод на русский язык, Энергоатомиздат, 1983

ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА К РУССКОМУ ИЗДАНИЮ

Проблема разделения изотопов — довольно старая проблема, поскольку физикам и физико-химикам потребовалось исследовать так называемые изотопические эффекты. Предлагаемая книга посвящена изложению принципиальных вопросов, лежащих в основе различных методов разделения изотопов. Эти вопросы изложены во многих статьях, опубликованных в журналах, но систематизированные обзоры практически отсутствуют. Предлагаемая книга восполняет этот пробел. В ней читатель найдет описание диффузионного, центробежного, лазерного и других методов разделения изотопов. Каждому из этих методов посвящен специальный обзор, написанный авторитетными специалистами в данной области.

Известно, что наиболее промышленно-развитый метод разделения изотопов урана — диффузионный. Но, как справедливо указано в предисловии к английскому изданию, промышленная технология диффузионного метода разделения изотопов урана закреплена. И лишь в последние годы появились отдельные статьи, в которых изложены масштабы промышленного производства в США и некоторые технические детали, связанные с этой технологией.

Теория диффузионного метода разделения изотопов довольно подробно изложена в статье Д. Массиньона. Она составлена на основе статей, опубликованных в различных журналах. То же относится и к центробежному методу, который недавно начали применять в полупромышленном масштабе в некоторых странах — Великобритании, Нидерландах, ФРГ, США и Японии.

Для научных исследований, а также для нужды народного хозяйства широко используют изотопы многих элементов. Данная книга безусловно будет полезна для специалистов, занимающихся проблемами разделения стабильных изотопов.

К сожалению, в этой книге не отведено место для описания электромагнитного метода разделения изотопов, который имеет немаловажное практическое значение. Авторы справедливо отмечают, что лазерный и плазменный методы разделения изотопов пока еще находятся в стадии лабораторных разработок, и тем не менее материалы, изложенные в обзорах К. П. Робинсона, Р. Дж. Дженсена, Ф. Босхотена и Н. Натрата, могут вызвать интерес физиков и инженеров, желающих заняться развитием этих перспективных методов.

Можно быть уверенным, что эта книга найдет широкий круг читателей.

Академик И. К. Кикоин

ПРЕДИСЛОВИЕ

Легкий изотоп урана — ^{235}U , атомные ядра которого являются делящимися, представляет собой важнейшую часть топлива, используемого в ядерных реакторах. На урановом топливе, обогащенном изотопом ^{235}U , работает большинство энергетических реакторов. Для этих целей требуется уран с концентрацией изотопа ^{235}U всего лишь несколько процентов, тогда как высоко обогащенный уран используется в ядерном оружии.

Методы разделения изотопов урана различаются по степени селективности. Высокая селективность не всегда приводит к лучшему экономическим показателям. Соотношение капитальных вложений и энергетических затрат может сделать предпочтительными процессы с малой селективностью. Если селективность мала, требуемая концентрация конечного продукта может быть достигнута путем последовательного обогащения в установках, состоящих из большого числа ступеней. Невысокий эффект разделения в одной ступени и низкое содержание изотопа ^{235}U в природном уране приводят к очень большим размерам завода.

Выбор рабочих условий, определение размеров каждой ступени и соединение ступеней в разделительный завод (каскад) могут быть сделаны на основе так называемой теории каскадов, которая служит важным инструментом оптимизации процесса разделения.

В этой книге сделана попытка дать современную картину науки и техники изотопного обогащения урана как для лабораторных исследований, так и для промышленного применения. Авторы попытались дать исчерпывающую информацию, насколько это позволяли существующие ограничения.

Теория каскадов, рассмотренная Б. Бриголи, дает читателю основные представления о математическом описании процессов разделения. Соответствующая глава включает оригинальное изложение теории идеальных несимметричных каскадов.

Газовая диффузия, которая сегодня является главным промышленным процессом в обогащении урана, обстоятельно рассмотрена Д. Массиньоном. Наряду с промышленными и инженерными аспектами диффузионных заводов автор подробно рассмотрел газовый поток через фильтры и соответствующие эффекты разделения.

Глава по центробежному методу разделения, написанная Суббарамайером, посвящена теоретическим аспектам процесса. Газовый поток и явления разделения в противоточных центрифугах были подробно рассмотрены ранее. Полный обзор по этому вопросу был опубликован в 1972 г. Д. Оландером. Однако с того времени достигнуто большее понимание деталей картины обтекания и пограничных явлений во вращающихся потоках. Суббарамайер дает полное описание новейших исследований. Он также показывает, каким образом следует находить параметры центрифуги, соответствующие максимальной разделительной мощности.

Разделение в сопле сейчас вступает в демонстрационную фазу. Е. В. Беккер дал полное описание метода, включая как физические принципы, так и технические аспекты. Он также кратко рассмотрел тенденции дальнейшего развития в этой области.

Две последние главы книги посвящены новым методам обогащения урана. К. П. Робинсон и Р. Дж. Дженсен дают обзор по лазерным методам, в которых разделение происходит при селективном фотовозбуждении атомов или молекул урана. Ф. Босхотен и Н. Натрат сообщают об экспериментах по разделению изотопов во вращающейся плазме и кратко рассматривают некоторые новейшие концепции, такие как применение метода ионного циклотронного резонанса для разделения изотопов. Как лазерный, так и плазменный методы находятся пока в стадии лабораторных исследований.

Брюссель, февраль, 1979 г.

С. Виллани

ОБЗОР МЕТОДОВ РАЗДЕЛЕНИЯ

С. Виллани

1.1. ВВЕДЕНИЕ. СПРОС И ПРЕДЛОЖЕНИЕ НА ОБОГАЩЕННЫЙ ПРОДУКТ

До последнего времени прогнозы спроса и предложения на обогащенный уран указывали на возможную нехватку его в будущем, если не будут созданы новые обогатительные заводы. Сейчас, однако, ситуация представляется более спокойной.

Планы развития новых разделительных мощностей выполнялись вполне удовлетворительно, тогда как ядерные энергетические программы заметно сократились в ряде стран. Это было вызвано общим экономическим спадом, включающим уменьшение спроса на энергию, а также продолжающимися дебатами об охране окружающей среды и политическими спорами, касающимися эксплуатации ядерных энергетических установок. Проблема создания новых обогатительных мощностей все же существует, хотя и не так остро. Продление сроков ее решения позволило составить новые производственные планы и рассмотреть альтернативы классической технологии газовой диффузии. Появились новые стимулы к разработке новых методов обогащения урана и строительству новых заводов. Возрождение интереса к технологии разделения изотопов в течение последних нескольких лет подтверждается сравнительно большим числом конференций и совещаний, посвященных этому вопросу.

Как отмечалось выше, в последние годы прогнозы будущего развития ядерной энергетики, за немногими исключениями, указывали на заметный спад во всем мире.

Так, оценки общей мощности атомных электростанций в девяти странах Европейского экономического сообщества (ЕЭС) в 1985 г. снизились от 175 ГВт, по прогнозам, сделанным в 1974 г. после нефтяного кризиса, до 74 ГВт, в соответствии с некоторыми недавними прогнозами [1, 2].

Подобные тенденции проявились в некоторых других странах, имеющих обширные ядерные энергетические программы, таких как США, Япония, Канада и Испания. Доля этих четырех стран вместе с девятью странами ЕЭС в общем мировом балансе до 1985 г. составляет около 80 %. (По-видимому, впоследствии эта доля будет уменьшаться). Прогнозы мощности атомных электростанций до 1990 г. приведены в табл. 1.1.

За исключением Канады, где ядерная энергетическая программа базируется на топливном цикле с использованием природного урана, увеличение ядерных мощностей во всех других странах практически полностью основано на легководных реакторах, использующих обогащенный уран. До 2000 г. ролью реакторов на быстрых нейтронах можно практически пренебречь.

Только малая часть вводимых мощностей, указанных в табл. 1.1, будет обеспечиваться природным ураном. Действительно, в 1985 г. из 272 ГВт лишь

**Таблица 1.1. Прогнозы роста мощности
атомных электростанций, ГВт**

Страны	1980 г.	1985 г.	1990 г.
Страны ЕЭС	43	74	124
Страны Европы (остальные)	20	30	48
США	60	113	177
Япония	14	25	49
Остальные капиталистические страны	10	30	71
Всего	147	272	469

около 30 ГВт должно быть выработано на природном уране, что обусловлено, главным образом, развитием канадских тяжеловодных реакторов, поскольку мощность, снимаемая с газографитовых реакторов, будет оставаться на уровне не более 8 ГВт.

Имеющиеся в настоящее время коммерческие реакторы на обогащенном уране можно разделить на три типа: водяные реакторы высокого давления (PWR), кипящие водяные реакторы (BWR), усовершенствованные газовые реакторы (AGR). Энергетический вклад газовых реакторов весьма умерен в европейском балансе и пренебрежимо мал в мировом. Что касается реакторов PWR и BWR, то в соответствии с существующей тенденцией развития отношение их вкладов в общий энергетический баланс составляет 3 : 1.

Работа разделения урана и процентное содержание изотопа ^{235}U , взятые из новейших проектных разработок для реакторов PWR и BWR, приведены в табл. 1.2. Сделаны допущения, что обогатительные заводы работают с концентрацией ^{235}U 0,25 % в отвале и что коэффициент загрузки реакторов составляет 80 %. Регенерация топлива не учитывается.

На основе данных табл. 1.2 могут быть оценены разделительные мощности, необходимые для обеспечения энергетических потребностей, приведенных в табл. 1.1. Однако для более точных оценок надо учитывать конструкции реакторов. Поэтому данные табл. 1.2 приведены с определенными пределами вариации для реакторов, начавших работать в различное время.

Оценки потребностей в разделительных мощностях, основанные на последних данных [2], приведены (округленно) в табл. 1.3.

Разделительные заводы, которые должны будут обеспечивать потребности в обогащенном топливе в период от настоящего времени до 1990 г., основаны

**Таблица 1.2. Работа разделения и изотопный состав урана
в легководных реакторах**

Характеристика	PWR	BWR
Начальная загрузка, кг ЕРР/МВт	227	230
Содержание ^{235}U , %	1,9 — 3,3	1,7 — 2,7
Последующие загрузки, кг ЕРР/(МВт·год)	109	100
Содержание ^{235}U , %	3,2	2,75

Таблица 1.3. Прогнозы годовых потребностей в разделительных мощностях по капиталистическим странам (тыс. т ЕРР)

Страны	1980 г.	1985 г.	1990 г.
ЕЭС	5	10	15 — 23
Страны Западной Европы (остальные)	2	4	6 — 9
США	9	17,5	26 — 34,5
Япония	2	4	6,5 — 7,5
Остальные капиталистические страны	1	2,5	4,5 — 8
Всего	19	38	58 — 82

главным образом на методе газовой диффузии, хотя центробежный метод будет давать все более возрастающий вклад. Не исключено, что другие методы (например, основанные на аэродинамических процессах разделения) могут также достичь промышленной стадии.

Прогнозы роста разделительных мощностей приведены в табл. 1.4.

Таблица 1.4. Разделительные мощности в капиталистических странах (тыс. т ЕРР/год)

Страна	1980 г.	1985 г.	1990 г.
Страны Европы:			
газовая диффузия	4,5	10,8	10,8 — 21,6
центробежный метод	0,4	2,0	3,5 — 7,5
США:			
газовая диффузия	24,6	27,3	27,3
центробежный метод	—	—	8,8
Япония:			
центробежный метод	—	0,1	1,0 — 6,0
Остальные капиталистические страны:			
центробежный и аэродинамический методы		0,5	2,5 — 7,5
Всего	29,5	40,7	53,9 — 78,7

Из данных табл. 1.3 и 1.4 можно видеть, что существующие и проектируемые мощности должны обеспечить потребности в топливе в рассматриваемый период времени. Избыток продукции в начале этого периода может удовлетворить потребности даже на том этапе, когда спрос начинает превышать предложение.

1.2. ПРОМЫШЛЕННЫЕ И ДЕМОНСТРАЦИОННЫЕ ЗАВОДЫ

1.2.1. Газовая диффузия

Полная коммерческая зрелость достигнута пока только для метода газовой диффузии, тогда как другие — центробежный и сопловой — вступили или вступают в демонстрационную фазу.

Таблица 1.5. Действующие и вводимые в действие газодиффузионные заводы в капиталистических странах

Страна	Производительность, тыс. т ЕРР/год	Состояние
США:		
Ок-Ридж, Падыюка, Портсмут	17,2	Действуют в настоящее время на пониженных мощностях
Прирост вследствие усовершенствования оборудования на тех же заводах	10,1	Постепенно вводятся в действие (1974 — 1985 гг.)
Всего в США	27,3	
Франция:		
Пьерлатт	0,4 — 0,6*	Действуют
Трикастен	10,8	»
Великобритания		
Кейпенхёрст	0,4 — 0,6*	»

* Данные, взятые из литературных источников.

Имеющиеся в наличии и вводимые мощности газодиффузионных заводов в различных странах приведены в табл. 1.5. Суммарные мощности действующих газодиффузионных заводов составляют 98 % всех разделительных мощностей капиталистических стран. В 1985 г. они будут составлять 95 %.

Доступная информация о газодиффузионном методе весьма ограничена, особенно в таких важнейших областях, как технология изготовления пористых фильтров. Опубликованные экспериментальные данные о характеристиках пористых фильтров можно найти только в старой литературе; небольшое исключение представляют работы, подобные японским сообщениям об эффективности и пропускной способности никелевых, алюминиевых и тефлоновых пористых фильтров, опубликованным в 1977 г. в Зальцбурге [1, 3].

Из общего рассмотрения развития разделительного процесса в США и Франции можно видеть, что в этих двух странах со времени ввода в строй первых обогатительных каскадов (Ок-Ридж, 1945 г. и Пьерлатт, 1967 г. соответственно) был достигнут значительный прогресс.

Этот прогресс обусловлен внедрением более эффективных пористых фильтров, усовершенствованием отдельных элементов и общей схемы заводов.

Новые пористые фильтры позволяют работать при более высоком давлении газа и имеют более высокую пропускную способность, сохраняя достаточно высокий уровень эффективности разделения. Уже сообщалось [1.4], что у новых пористых фильтров, которые должны быть установлены на американских заводах, производительность в 23 раза выше, чем у тех, что были установлены ранее. Их разделительная эффективность остается удовлетворительной при повышении давления газа в девять раз по сравнению с первоначальными проектными значениями.

Современные заводы проектируют для работы при давлении газа выше атмосферного. Представляется, что здесь открываются потенциальные возмож-

ности для дальнейшего улучшения пористых фильтров: американские и французские специалисты единодушны в этой оценке.

Делители и компрессоры, которые являются главными элементами ступени, также совершенствуются. Делители стандартных ступеней во вновь проектируемых заводах имеют большие размеры, что соответствует большей площади пористых фильтров, и имеют теплообменники в газовых линиях низкого давления, а не в линиях высокого давления, как в старых проектах. Преимущества такой концепции (сокращение удельной площади пористых фильтров вследствие повышения температуры процесса и уменьшения удельной мощности сжатия) предсказывались уже давно [1.5].

В газовых осевых компрессорах для увеличения КПД усовершенствованы все элементы (лопатки, газовые каналы, статоры и сопла). В результате минимизации межступенных и межблочных потерь снижены энергетические затраты.

Таблица 1.6. Существующие или ожидаемые удельные энергозатраты на различных газодиффузионных заводах

Завод	Год	кВт·ч/кг ЕРР
Ок-Ридж, Падьюка, Портсмут	1976	3080
Ок-Ридж, Портсмут	1981	2370*
Трикастен	1981	2450

* После завершения программ CIP+CUP (по оценкам 1978 г.).

Схема завода сегодня выглядит более компактной как в американских, так и во французских проектах, которые различаются компоновкой (горизонтальной и вертикальной) делителя и компрессора.

В американских проектах предложена многоступенчатая блочно-групповая схема. По этой схеме на группе ступеней (обычно включающей две или четыре ступени) создают градиент давления, чтобы избежать повторного сжатия непродиффундировавшей части, подаваемой с выхода каждой последующей ступени на вход предыдущей. Повторное сжатие производится только один раз в каждой группе. Преимущества групповой схемы заключаются в снижении стоимости завода и в увеличении КПД сжатия.

Ожидается, что при строительстве новых газодиффузионных заводов удельные энергетические затраты будут снижаться (табл. 1.6). Сравнение энергетических затрат с минимальным теоретическим значением, равным 634 кВт·ч/кг ЕРР с теплоотводом при 300 К, показывает, что здесь есть еще большие резервы. Удельные энергозатраты ниже 2100 кВт/кг ЕРР уже были приняты для вновь проектируемых заводов с производительностью в 10 000 ЕРР/год [1.6].

Известно, что потребление электроэнергии, хотя оно и имеет важное значение, все же не играет решающей роли в экономичности процесса разделения. Диффузионный метод требует больших капитальных затрат, нежели энергетических. Однако, как отмечено в [1.6], развитие технологии приводило в прошлом к устойчивому общему экономическому удешевлению метода в течение нескольких лет на 2—3 % в год. Диффузионный метод все еще конкурирует с новыми методами обогащения изотопов, имеющими целью коммерческое применение в промышленных масштабах.

1.2.2. Центробежный метод

Конкурирующим методом газовой диффузии становится в настоящее время центробежный метод. Создание новых материалов, позволивших улучшить конструкцию подшипников и ротора, существенно изменило первоначальные экономические оценки, сделанные более двадцати лет назад.

За это время для аэрокосмической индустрии был разработан целый ряд высокопрочных и относительно легких материалов, в том числе алюминиевые и титановые сплавы, специальные стали (мартенситно-стареющие) и композиционные материалы на основе стеклянных и угольных волокон, а также ароматических полиамидов (кевлара — разновидности нейлона). Типичные характеристики некоторых материалов приведены в табл. 1.7.

Таблица 1.7. Материалы, которые могут быть использованы для изготовления роторов

Материал	Прочность на разрыв, кгс/мм ^{2*}	Плотность, г/см ³	Максимальная окружная скорость, м/с
Алюминиевые сплавы	50	2,8	425
Титановые сплавы	90	4,6	440
Высокопрочные стали	170	8	455
Мартенситно-стареющие стали	250 — 300	8,1	550 — 600
Стекловолокно/смола	70	1,9	600
Угольное волокно/смола	160	1,55	950
Кевлар (нейлон/смола)	150	1,33	1100

* 1 кгс/мм² = 9,80665 · 10⁸ Па. — Прим. ред.

Программы развития центробежного метода имеются в Европе, США и Японии.

В Европе первым шагом в этом направлении стала эксплуатация в течение нескольких лет пилотных установок производительностью по 25 т ЕРР/год. Опыт, накопленный на этих установках, позволил совместному англо-немецко-голландскому предприятию «Юренко-Сентек» перейти к демонстрационной фазе. В 1977 г. два демонстрационных завода производительностью по 200 т ЕРР/год начали работать в Кейпенхерсте (Великобритания) и Алмело (Нидерланды) соответственно.

В Кейпенхерсте используются центрифуги английской, а в Алмело — немецкой конструкций. Технические детали и данные по разделительной мощности центрифуг отсутствуют, однако в открытой печати есть приблизительные сведения: 3 кг ЕРР/год в Великобритании и 5—6 кг ЕРР/год в ФРГ.

Первым шагом промышленного применения этого метода в Европе будет строительство двух заводов производительностью 1000 т ЕРР/год каждый. Решение о строительстве такого завода еще не принято.

В США за два последних десятилетия были освоены три вида центрифуг: SET I (1965), SET II (1967) и SET III (1969). В Ок-Ридже работает опытная установка для испытания центрифуг (рис. 1.1).

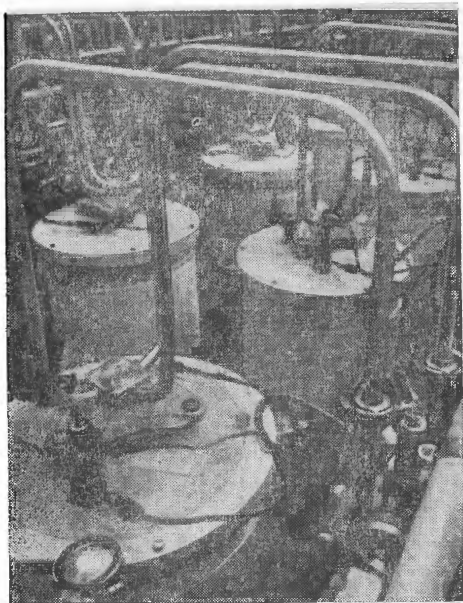


Рис. 1.1. Часть установки для испытания центрифуг в Ок-Ридже

диаметр 40—60 см, а их окружные скорости могут достигать 500—700 м/с. При наличии улучшенных материалов, например указанных в табл. 1.7, такие параметры получить возможно. Следует сказать, однако, что приведенные данные являются результатом лишь умозрительных рассуждений.

В США был рассмотрен вопрос о коммерческом производстве обогащенного урана на четырех центробежных заводах разделительной мощностью 2200 т ЕРР/год каждый. Эти заводы должны начать работу во второй половине следующего десятилетия.

В Японии развитие центробежного метода началось в 1959 г. Создание пилотного завода на 7000 машин было начато в 1977 г. Сообщалось, что этот завод будет обеспечивать годовую потребность обогащенным ураном атомной станции мощностью 300 МВт. Этому соответствует разделительная мощность около 30 т ЕРР/год. Следовательно, каждая центрифуга должна иметь разделительную мощность примерно 4—5 кг ЕРР/год, что по порядку величины соответствует показателям европейских машин.

Часто сообщалось, что удельное потребление электроэнергии для центробежного метода по крайней мере в десять раз меньше, чем для диффузионного.

Округленное значение — 250 кВт·ч/кг ЕРР. Опубликованные значения удельных капиталовложений обычно выше, чем для диффузионных заводов, хотя самые низкие оценки для центрифуг перекрываются с самыми высокими значениями для диффузионной технологии. Оставшаяся неопределенность в оценках реальных капиталовложений может быть преодолена только путем строительства и накопления опыта эксплуатации демонстрационных заводов,

Уже сообщалось (1976), что полномасштабный завод на базе технологии центрифуг второго вида будет производить обогащенный уран по той же цене, что и газодиффузионные заводы, а машины третьего вида — даже дешевле.

Несмотря на то что центробежная технология в США засекречена, было официально объявлено, что разработанные в США центрифуги имеют разделительную мощность примерно в десять раз выше, чем европейские. Более высокие показатели могут быть результатом больших скоростей вращения и увеличенных размеров (по диаметру и высоте).

Типичные европейские центрифуги, разработанные в 60-х и начале 70-х годов, имеют высоту 40—100 см, диаметр 10—30 см и линейную скорость на окружности 400—450 м/с.

Центрифуги, разработанные в США, могут иметь высоту 2—5 м,

1.2.3. Аэродинамические методы

Техника аэродинамического разделения за последнее десятилетие достигла заметных успехов и сейчас два способа разделения, развитые в ФРГ (разделительное сопло) и в ЮАР (усовершенствованная вихревая трубка), вступают в промышленную демонстрационную фазу.

В этих двух способах эффект разделения создается в основном центрифугированием в газовом потоке, отклоненном неподвижной стенкой специальной формы. В обоих случаях технологическим газом служит UF_6 , сильно разбавленный водородом. Применение этой смеси имеет поистине решающее значение для технологии разделительного сопла; причины этого объяснены в разд. 5.1. Кроме того, это обеспечивает возможность для обоих процессов работать при более высоком общем давлении, что дает очевидные преимущества. Значительное улучшение соплового метода было достигнуто снижением степени сжатия газа от четырех до двух.

Рабочее давление в сопловом методе ниже атмосферного (типичное значение 0,25—0,5 атм), тогда как в аэродинамическом методе, развиваемом в ЮАР, оно выше атмосферного (до 6 атм [1.8]).

В обоих случаях эффект разделения в элементарном акте значительно выше (в 4—8 раз), чем в газодиффузионном методе. Общей особенностью является низкий коэффициент деления потоков UF_6 в каждой ступени. Поэтому для этого метода требуются асимметричные каскады. В технологии, применяемой в ЮАР, было разработано особое каскадирующее устройство, названное «геликонным» [1.9].

Проектные оценки для крупномасштабных сопловых заводов дают для удельного потребления электроэнергии (см. разд. 5.3.5) величину, приблизительно соответствующую величине для газодиффузионных заводов США. Дальнейшее усовершенствование в этом направлении может быть достигнуто при разработке варианта «встречных струй» (см. разд. 5.4). Что касается усовершенствованных вихревых трубок, то недавние оценки удельного потребления электроэнергии в будущих коммерческих заводах дают значение ~ 3300 кВт·ч/кг ЕРР.

Это означает, что эти два аэродинамических метода на современном этапе разработки не должны сильно различаться по энергозатратам.

Первый шаг к промышленному применению соплового метода будет сделан предстоящим строительством демонстрационного завода разделительной мощностью 200 т ЕРР/год по совместному западногерманско-бразильскому проекту.

Имея в виду строительство в будущем завода разделительной мощностью 5000 т ЕРР/год с применением метода усовершенствованной вихревой трубки, ЮАР планирует строительство единичного модуля крупномасштабного завода в качестве демонстрационного этапа. Такой модуль должен иметь разделительную мощность примерно 80—90 т ЕРР/год.

По оценкам для обоих аэродинамических методов удельные капитальные затраты при строительстве промышленных заводов (3000—5000 т ЕРР/год) не должны слишком отличаться от затрат при строительстве газодиффузионных заводов.

1.3. НОВЫЕ МЕТОДЫ

1.3.1. Лазерное разделение

В последние годы активно изучались различные варианты новых методов, включая лазерное разделение, для разработки удовлетворительных альтернатив существующим промышленным методом разделения изотопов.

Лазерное разделение основано на селективном возбуждении атомов U (испаряемых из металла при 2500 K) или молекул UF_6 лазерным лучом. Эти методы привлекательны тем, что могут эффективно использовать энергию лазерного луча при условии, что начальная селективность существенно не нарушается последующими деселектирующими явлениями.

В то время как центробежное разделение требует энергетических затрат, на порядок меньших, чем газодиффузионное, лазерный метод потенциально может быть еще менее энергоемок.

В лазерных экспериментах на парах урана были получены миллиграммовые количества изотопа ^{235}U . В этих опытах атомы нужного изотопа селективно ионизовались и отделялись от нейтральных атомов с помощью электрических или магнитных полей.

Другой способ заключается в проведении фотохимических реакций селективно возбужденных молекул UF_6 . Продукты реакции затем физическим или химическим путем отделяются от молекул UF_6 .

Проблемы, преимущества и перспективы обоих вариантов лазерного разделения рассмотрены в гл. 6.

Следует отметить, что благодаря высокой селективности лазерного метода необходимое обогащение изотопом ^{235}U может быть получено при малом числе ступеней. Этот факт приводит к противоречию с требованием, чтобы ядерная технология обеспечивала нераспространение ядерного оружия [1.10]. Высокая селективность делает этот метод особенно привлекательным для дальнейшей переработки отвалов существующих обогатительных заводов. Были сделаны расчеты по использованию лазерного метода для уменьшения концентрации ^{235}U в отвалах от существующего сейчас уровня 0,25 до 0,1 %. Это могло бы привести к уменьшению топливных потребностей почти на 20 % и тем самым обеспечить более эффективное использование природного урана.

1.3.2. Химический обмен

Химический обмен в применении к разделению изотопов многих элементов, включая уран, исследуется уже довольно долго. В то время как этот метод был с успехом применен для разделения легких элементов, эффективность разделения урана оказалась слишком малой для практических целей. Однако (1977 г.) французский Комиссариат по атомной энергии (КАЭ) объявил о разработке перспективного способа разделения изотопов урана, основанного на химическом обмене. Изменение взглядов в этом вопросе связано с обнаружением реакции, дающей почти вдвое больший элементарный коэффициент обогащения по сравнению с ранее опубликованными данными [1.11].

Один из наиболее высоких приведенных в литературе коэффициентов разделения равен 1,0015 для ионообменной реакции между U(IV) в смоле и U(VI) в растворе [1.12]. Были сделаны оценки непрерывного окислительно-восстановительного процесса, основанного на этом элементарном эффекте с харак-

терным периодом обмена, равным 1 с. Хотя потребление энергии оценивается в 1100—1400 кВт·ч/кг ЕРР, что значительно меньше, чем для газодиффузионного метода, перспективы по капитальным затратам выглядят удручающе.

Кроме высокого элементарного разделительного эффекта французская схема предусматривает удобную реакцию и контактную кинетику, что дает разделительную мощность контактора, равную 100 кг ЕРР/год на 1 м³, т. е. вдвое больше, чем когда либо сообщалось ранее. Удельные капитальные затраты поэтому должны быть более приемлемыми, чем оцененные для подобных методов раньше.

Из экспериментальных данных по французской схеме удельное потребление энергии для промышленных установок предполагается ниже чем 600 кВт·ч/кг ЕРР. Это меньше чем одна треть соответствующей величины для газодиффузионных заводов. Демонстрационный завод с разделительной мощностью около 100 т ЕРР/год должен быть построен в 1985 г. для проверки оценочных данных.

Относительно высокая загрузка урана на заводах, использующих технологию химического обмена и низкий элементарный разделительный эффект, приводят к большой длительности установления равновесия. Для французского варианта технологии эта длительность выглядит в 10—100 раз больше, чем на газодиффузионном заводе.

1.3.3. Электромагнитные методы

В области электромагнитных методов разделения лабораторные исследования проводили для изучения возможности применения ряда новых концепций. В последние несколько лет определенные усилия были направлены, в частности, на исследования плазменного разделения. В этой области были признаны два наиболее удачных метода: вращение плазмы и ионный циклотронный резонанс.

Вращение плазмы представляет интерес потому, что в ней могут быть получены высокие центробежные ускорения ($\approx 10^8$ м/с²). Хотя разделение, обусловленное центробежным эффектом, частично снижается вследствие обратной диффузии при очень высокой температуре (например, 50 000 К), существующей в плазме, здесь можно ожидать достижения более высокого коэффициента разделения, чем в механических центрифугах.

Характерные исследования в этой области описаны в гл. 6.

Эффекты разделения в циклотронно-резонансном методе в плазме заслуживают особого внимания. Теоретические исследования и предварительные экспериментальные результаты указывают на возможность достижения очень высоких параметров разделительных устройств, но для демонстрации жизнеспособности этого метода необходимы дальнейшие исследования.

ГЛАВА 2

ТЕОРИЯ КАСКАДОВ

Б. Бриголи

Замена какого-либо атома в молекуле изотопом этого элемента приводит к изменению большинства * физических и химических

* Однако эти изменения малы, так что проблема разделения изотопов очень сложна. — *Прим. ред.*

свойств данной молекулы, что обусловлено соответствующим изменением ее массы.

Во всех процессах, применяющихся для разделения изотопов, используют различия в поведении молекул с разным изотопным составом.

Элементарные процессы разделения дают обычно очень слабый эффект, поэтому для получения продукта с заданной концентрацией элементарный процесс следует многократно повторять. И хотя процессы разделения изотопов основаны на совершенно различных физических принципах, проблемы умножения элементарного разделительного эффекта могут иметь очень большое сходство. Поэтому при рассмотрении таких проблем можно опустить детали протекания того или иного процесса.

Цель настоящей главы состоит в разработке общей теории, пригодной для всех процессов разделения независимо от типа применяемого метода разделения или вида извлекаемого изотопа. Предлагаемая теория относится к непрерывным процессам, для которых коэффициент разделения не зависит от состава изотопной смеси. Кроме того, данная теория ограничивается рассмотрением бинарных смесей изотопов. Для любого разделительного процесса теория стационарных режимов работы каскада позволяет определить количество ступеней, необходимое для разделения данной питающей смеси на продукт и отвал заданного состава, а также рассчитать все характеристические параметры, определяющие работу каскада на любой ступени. Среди этих параметров наиболее важными являются межступенные потоки разделяемых фракций, поскольку их сумма по всему каскаду позволяет оценить как размеры завода, так и энергетические затраты, что необходимо для определения себестоимости готового продукта.

Теория каскадов построена в основном на решении уравнений, получаемых комбинированием выражений для материального баланса различных компонент с соотношениями, определяющими степень разделения одной ступени.

Основные положения теории, развитые в настоящее время, были выдвинуты Коэном [2.1], Бенедиктом и Пигфордом [2.2], Лондоном [2.3], Шектером и др. [2.4], Праттом [2.5], а также Виллани [2.6].

2.1. ТЕРМИНОЛОГИЯ

2.1.1. Структура каскадов и обозначения

Разделительным элементом называется наименьшая часть установки для разделения изотопов, в которой питающая смесь разделяется на «обогащенную фракцию» с повышенным содержанием концентрируемого изотопа и «обедненную фракцию» с пониженным содержанием этого изотопа. Несколько разделительных элементов, соединенных параллельно, образуют «ступень»; во всех элементах одной ступени питающая смесь характеризуется одним и тем же изотопным составом, причем это справедливо как в

отношении обогащенной, так и обедненной фракций. Размеры ступени пропорциональны питающему потоку.

Требуемой концентрации выделяемого изотопа можно достичь путем последовательного соединения нескольких ступеней; в этом случае совокупность ступеней образует «каскад».

На рис. 2.1 показана схема соединения разделительных элементов в ступень и каскад.

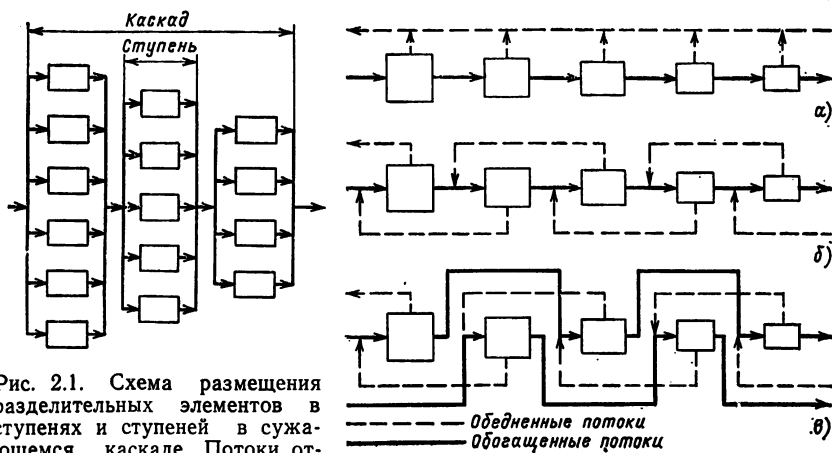


Рис. 2.1. Схема размещения разделительных элементов в ступенях и ступеней в сужающемся каскаде. Потоки отвала не показаны.

Рис. 2.2. Примеры каскадов:

а — простой каскад; б — противоточный симметричный каскад; в — противоточный несимметричный каскад с подачей потока питания через одну ступень в прямом направлении

Простейшей схемой последовательно соединенных ступеней является «простой каскад», в котором обогащенная фракция любой ступени служит питанием следующей ступени, в то время как обедненные фракции, выходящие из каждой ступени, повторной переработке не подвергаются.

На заводах по разделению изотопов обычно используется каскад, собранный по противоточной схеме, в котором обедненная фракция каждой ступени подвергается дальнейшему фракционированию в предыдущих ступенях. По сравнению с простым каскадом применение противоточного каскада позволяет достичь более высокого выхода продукта.

Противоточный каскад называется симметричным, если обогащенный поток любой ступени является питанием последующей, а поток обедненной фракции возвращается на вход предыдущей ступени. Напротив, если обогащенный поток ступени s является питанием для ступени $s+m$, а обедненный поток возвращается на ступень $s-n$ ($m \neq n$), то такой противоточный каскад называется несимметричным.

Последняя схема используется для таких процессов, в которых степень разделения, достигаемая в какой-либо ступени, зависит от относительного распределения питающего потока на обогащенную и обедненные фракции. Примеры простого, а также симметричного и несимметричного каскадов показаны на рис. 2.2.

Если смесь изотопов, питающая каскад, представляет определенную ценность, то обедненный поток первой ступени можно подвергнуть дальнейшему обеднению в каскаде, уменьшив тем самым расход питающего потока на единицу продукта. В этом случае часть каскада между точками подачи питания и выпуска обогащенного продукта называется «секцией обогащения» каскада, а остальная часть каскада — «секцией извлечения».

Обычно состав бинарной смеси изотопов выражается через мольную долю (концентрацию) N ценного изотопа. Однако если молекула разделяемого вещества содержит несколько изотопически замещаемых атомов (например, процесс выделения дейтерия из молекул H_2O или NH_3), то вместо мольной доли удобно пользоваться атомной долей (атомной концентрацией). В этой главе мольная доля, состав и концентрация используются как альтернативные термины.

Иногда удобнее пользоваться понятием «относительная концентрация» (R), которая определяется по формуле

$$R = N/(1 - N). \quad (2.1)$$

2.1.2. Уравнения ступени

На рис. 2.3 показана упрощенная схема произвольной ступени каскада, работающего в стационарном режиме относительно потоков и концентраций. В этой ступени питающий поток L с концентрацией N разделяется на обогащенную фракцию $L' = \theta L$ с концентрацией $N' > N$ и обедненную фракцию $L'' = (1 - \theta)L$ с концентрацией $N'' < N$, где θ — коэффициент деления потоков ступени.

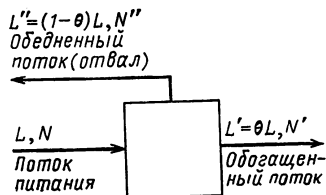


Рис. 2.3. Произвольная ступень каскада

Полный коэффициент разделения ступени q , определяющий изменение концентрации в каждой ступени, задается отношением концентраций извлекаемого изотопа в обогащенном и обедненном потоках

$$q = R'/R'' = N'(1 - N'')/[N''(1 - N')]. \quad (2.2)$$

Для большинства процессов разделения изотопов коэффициент разделения не зависит от изотопного состава смеси, но может зависеть от коэффициента деления ступени θ .

Коэффициент разделения обогащенной фракции (α^*) ступени определяется отношением относительных концентраций извлекае-

Мого изотопа в обогащенном и питающем потоках:

$$\alpha^* = R'/R = N'(1 - N)/N(1 - N'). \quad (2.3)$$

Из (2.2) и (2.3) следует, что

$$R/R'' = q/\alpha^* = \alpha. \quad (2.4)$$

Полезно также ввести такие понятия, как полный коэффициент обогащения (g) и коэффициент обогащения (ϵ^*)

$$g = g - 1 = (R' - R'')/R''; \quad (2.5)$$

$$\epsilon^* = \alpha^* - 1 = (R' - R)/R; \quad (2.6)$$

с помощью которых уравнения обогащения для ступени примут следующий вид:

$$N' - N'' = gN''(1 - N'); \quad (2.7)$$

$$N' - N = \epsilon^*N(1 - N'). \quad (2.8)$$

Аналогично из уравнения (2.4) следует, что

$$\epsilon = \alpha - 1 = (R - R'')/R'' \quad (2.9)$$

и

$$N - N'' = \epsilon N''(1 - N). \quad (2.10)$$

Определение величин q , α^* и α позволяет записать следующие соотношения между концентрациями N , N' и N'' ступени

$$N' = qN''/(1 + gN'') = \alpha^*N/(1 + \epsilon^*N); \quad (2.11)$$

$$N'' = N'/[1 + g(1 - N')] = N/(1 + \epsilon N); \quad (2.12)$$

$$N = N'/[1 + \epsilon^*(1 - N')] = \alpha N''/(1 + \epsilon N''). \quad (2.13)$$

Из уравнения баланса по концентрируемому изотопу

$$N = \theta N' + (1 - \theta)N'' \quad (2.14)$$

можно определить коэффициент деления потока ступени

$$\theta = L'/L = (N - N'')/(N' - N''), \quad (2.15)$$

откуда

$$1 - \theta = L''/L = (N' - N)/(N' - N''). \quad (2.16)$$

С помощью (2.16) и с учетом (2.7) и (2.8) можно получить соотношение, связывающее g и ϵ^* :

$$\epsilon^* = (1 - \theta)gN''/N' = (1 - \theta)g/[1 + \theta g(1 - N')]. \quad (2.17)$$

Аналогично из (2.7), (2.10) и (2.15) следует, что

$$\epsilon = \theta g(1 - N')/(1 - N). \quad (2.18)$$

В случае, если концентрация извлекаемого изотопа намного меньше единицы, т. е. $1 - N \approx 1$, то можно сделать следующие

приближения:

$$q \simeq N'/N''; \quad (2.19)$$

$$\alpha^* \simeq N'/N; \quad (2.20)$$

$$\alpha \simeq N/N''; \quad (2.21)$$

$$\epsilon^* \simeq (1 - \theta) g / (1 + \theta g); \quad (2.22)$$

$$\epsilon \simeq \theta g. \quad (2.23)$$

Из определения коэффициента деления $0 \leq \theta \leq 1$ и анализа выражений (2.22) и (2.23) следует, что ϵ^* и ϵ могут изменяться от 0 до g ; кроме того, из этих же выражений очевидно, что в области малых концентраций характерная зависимость ϵ^* и ϵ от концентрации исчезает.

Если же коэффициент разделения очень близок к единице, т. е. $g \ll 1$, то можно сделать целый ряд приближений: в этом случае, известном в литературе под названием «случай малых коэффициентов обогащения» или «случай тонкого разделения», разность между концентрациями N' , N и N'' меньше g и можно записать следующее приближенное равенство:

$$N''(1 - N') \simeq N(1 - N') \simeq N''(1 - N) \simeq N(1 - N), \quad (2.24)$$

с учетом которого выражения (2.7), (2.8), (2.10), (2.17), (2.18) примут вид:

$$N' - N'' \simeq gN(1 - N); \quad (2.25)$$

$$N' - N \simeq \epsilon^* N(1 - N); \quad (2.26)$$

$$N - N'' \simeq \epsilon N(1 - N); \quad (2.27)$$

$$\epsilon^* \simeq (1 - \theta) g; \quad (2.28)$$

$$\epsilon \simeq \theta g. \quad (2.29)$$

2.2. СИММЕТРИЧНЫЙ КАСКАД

2.2.1. Уравнения для произвольного симметричного каскада

Общая степень разделения, достигаемая в каскаде, зависит от его основных характеристик, а именно: от полного коэффициента разделения ступени, числа ступеней и режима работы этих ступеней.

Простейшей практической формой противоточного каскада является симметричный противоточный каскад. Произвольный каскад этого типа (рис. 2.4) характеризуется тем, что на его вход подается питающая смесь с потоком F и концентрацией N_F , которая затем разделяется на поток продукта P с концентрацией N_P , а также отвалный поток W с концентрацией N_W .

Эти шесть параметров, определяющие внешние рабочие условия, называются внешними параметрами каскада. В секции обогащения ступени последовательно нумеруются от 0 до S , а в сек-

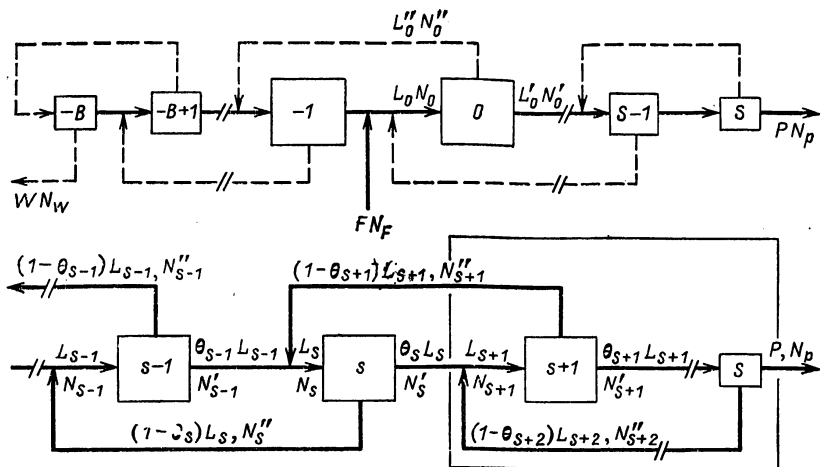


Рис. 2.4. Схема произвольного симметричного каскада

ции извлечения от -1 до $-B$, в результате чего весь каскад содержит $S+1+B$ ступеней.

Внешние параметры должны удовлетворять уравнениям материального баланса по исходной смеси и выделяемому изотопу, составленным для всего каскада в целом (при условии отсутствия потерь материала), т. е. уравнениям вида

$$F = P + W; \quad (2.30)$$

$$FN_F = PN_P + WN_W. \quad (2.31)$$

Таким образом, остаются только четыре независимые переменные: поток питания и отвал можно, например, рассчитать как функции потоков продукта и питания, а также как функции концентрации продукта и отвала, т. е.

$$F = P(N_P - N_W)/(N_F - N_W) \quad (2.32)$$

$$W = P(N_P - N_F)/(N_F - N_W). \quad (2.33)$$

Внутренними параметрами, полностью определяющими каскад, являются поток и концентрация питающей смеси, обогащенной и обедненной фракций каждой ступени, а также общее число ступеней. Теория каскадов позволяет выразить внутренние параметры через внешние как функции уравнений ступени. С этой целью уравнения баланса по исходной смеси и извлекаемому изотопу выводятся для части секции обогащения, расположенной между какой-либо ступенью s и точкой отбора продукта (рис. 2.4, б), т. е.

$$\theta_s L_s = (1 - \theta_{s+1}) L_{s+1} + P \quad (2.34)$$

$$\theta_s L_s N'_s = (1 - \theta_{s+1}) L_{s+1} N'_{s+1} + PN_P. \quad (2.35)$$

Комбинируя эти два уравнения, получаем:

$$(1 - \theta_{s+1}) L_{s+1} (N'_s - N''_{s+1}) = P(N_P - N'_s). \quad (2.36)$$

Уравнение (2.12) для ступени $s+1$ будет иметь вид:

$$N''_{s+1} + \frac{N'_{s+1}}{(1+g)(1-N'_{s+1})}, \quad (2.37)$$

а вычитая N'_{s+1} из каждого члена, получаем:

$$N'_{s+1} - N''_{s+1} = \frac{gN'_{s+1}(1-N'_{s+1})}{1+g(1-N'_{s+1})}, \quad (2.38)$$

так что (2.36) можно переписать в форме

$$N'_{s+1} - N'_s = \frac{gN'_{s+1}(1-N'_{s+1})}{1+g(1-N'_{s+1})} - \frac{P(N_P - N'_s)}{(1-\theta_{s+1})L_{s+1}}. \quad (2.39)$$

Распределение потоков и концентраций в каскаде можно рассчитать с помощью уравнений (2.34), (2.39) и соотношений, определяющих взаимосвязь концентраций в различных ступенях, причем расчет производится при условии, что известен характер изменения θ_s как функции s .

Из (2.34) легко найти поток L_s при $\xi_s = (1 - \theta_s)/\theta_s$

$$L_s = P(1 + \xi_s)(1 + \xi_{s+1} + \xi_{s+1}\xi_{s+2} + \dots + \xi_{s+1}\xi_{s+2}\dots\xi_s), \quad (2.40)$$

В частном случае, когда коэффициент деления потока ступенью постоянен для всего каскада, последнее уравнение принимает вид:

$$L_s = P(1 + \xi) \frac{\xi^{s+1-s} - 1}{\xi - 1}, \quad (2.41)$$

а при $\theta = 1/2$ (т. е. $\xi = 1$) поток L_s задается выражением

$$\lim_{\xi \rightarrow 1} L_s = 2P(S + 1 - s). \quad (2.42)$$

Если каскад работает в безотборном режиме, т. е. $P=0$ (без выдачи продукта), то из выражения (2.36) следует, что $N' = N''_{s+1}$ или $R'_s = R''_{s+1}$. Но по определению коэффициент разделения $R'_{s+1} = qR''_{s+1}$, так что

$$R'_{s+1} = qR'_s. \quad (2.43)$$

Распределение концентрации в каскаде при условии безотборного режима описывается соотношением

$$R'_s = R'_0 q^s, \quad (2.44)$$

следовательно, полное число ступеней в секции обогащения определяется как

$$S + 1 = \ln(R_P/R_0)/\ln q. \quad (2.45)$$

Это уравнение, выведенное независимо Фенске [2.7] и Андервудом [2.8], определяет минимальное число ступеней, необходимое для достижения заданного значения общей степени разделения R_P/R_0 независимо от формы каскада. Фактически при подстановке $P=0$ в уравнение (2.39) приращение концентрации в ступени принимает максимальное значение.

В области малых концентраций при любом значении коэффициента разделения уравнение (2.39) становится линейным

$$(1/q) N'_{s+1} \simeq N'_s - [P/(1 - \theta_{s+1}) L_{s+1}] (N_P - N'_s). \quad (2.46)$$

В случае малых коэффициентов обогащения уравнение (2.39) для любых значений концентраций примет следующий вид:

$$N'_{s+1} - N'_s \simeq g N'_{s+1} (1 - N'_{s+1}) - [P/(1 - \theta_{s+1}) L_{s+1}] (N_P - N'_s). \quad (2.47)$$

Кроме того, поскольку при переходе от ступени к ступени каскада обогащение меняется довольно плавно, величины N и s без существенных погрешностей можно рассматривать как непрерывные переменные и уравнение (2.47) в конечных разностях допустимо аппроксимировать дифференциальным уравнением

$$dN/ds = gN(1 - N) - [P/L''(s)] (N_P - N), \quad (2.48)$$

где $L''(s)$ — функция s .

Для решения уравнения (2.48) необходимо определить функцию $L''(s)$ и граничные условия, например $N=N_0$ при $s=0$.

При $P=0$ градиент концентрации в уравнении (2.48) принимает максимальное значение

$$dN/ds = gN(1 - N), \quad (2.49)$$

а минимальное число ступеней в секции обогащения определяется соответственно выражением

$$S + 1 = \ln(R_P/R_0)/g. \quad (2.50)$$

Уравнения (2.45) и (2.50) эквивалентны, поскольку в случае, соответствующем условию безотборного режима, величину $\ln q$ можно аппроксимировать величиной g .

Поскольку при очень медленном изменении потоков от ступени к ступени обогащение каждой ступени очень мало, суммарный межступенный поток секции обогащения можно определить путем интегрирования следующим образом:

$$\int_0^S L(s) ds = \int_{N_0}^{N_P} L(s) (ds/dN) dN. \quad (2.51)$$

Так как для любого N суммарный поток минимален в том случае, когда отношение $(dN/ds)/L$ максимально относительно

L , то оптимальное значение потока L_{opt} в любой точке каскада как функцию концентрации можно определить из условия

$$\begin{aligned} \frac{d}{dL} \left(\frac{1}{L} \frac{dN}{dS} \right) &= \frac{d}{dL} \left[\frac{gN(1-N)}{L} - \frac{P(N_P - N)}{(1-\theta)L^2} \right] = \\ &= \frac{-gN(1-N)}{L^2} + \frac{2P(N_P - N)}{(1-\theta)L^3} = 0, \end{aligned} \quad (2.52)$$

или

$$L_{\text{opt}} = \frac{2P}{(1-\theta)g} \frac{N_P - N}{N(1-N)} = \frac{2P}{\epsilon^*} \frac{N_P - N}{N(1-N)}. \quad (2.53)$$

Таким образом, количество материала, подвергающегося процессу разделения, в любой точке каскада обратно пропорционально коэффициенту обогащения ϵ^* .

Наконец, комбинирование выражений (2.48) и (2.53) дает оптимальное значение градиента концентрации

$$\left(\frac{dN}{ds} \right)_{\text{opt}} = (1/2) gN(1-N). \quad (2.54)$$

Сравнение уравнений (2.49) и (2.54) показывает, что оптимальное значение градиента концентрации равно точно половине максимального значения градиента, соответствующего безотборному режиму. Этот же результат можно получить путем оптимизации разделительной работы ступени.

В любой точке секции обогащения симметричного каскада разность между потоком извлекаемого изотопа, направленным к более высоким ступеням, и обратным потоком, направленным к точке подачи питающего материала, называется переносом изотопа (τ), причем в стационарном режиме работы каскада эта величина постоянна и определяется выражением $\tau = PN_P$.

Можно также рассматривать другой тип переноса, а именно «полный перенос» $\bar{\tau}$, представляющий собой результирующий поток извлекаемого изотопа, направленный к точке выпуска продукта; эта величина меняется от ступени к ступени и определяется выражением

$$\bar{\tau} = \tau - PN = P(N_P - N) = L''(N - N''). \quad (2.55)$$

С помощью понятия «перенос» градиент концентрации (2.48) можно задать разностью между обогащением ступени и полным переносом на единицу отвалного потока, т. е. $\bar{\tau}/L'' = f$.

В безотборном режиме τ и $\bar{\tau}$ равны нулю, в то же время в соответствии с (2.48) полный перенос имеет максимальное значение при уменьшении градиента концентрации до нуля. Таким образом, можно выделить два предельных случая:

$$f = 0 \quad \text{при} \quad (dN/ds) = gN(1-N) \quad (2.56)$$

и

$$f = f_{\text{max}} = gN(1-N) \quad \text{при} \quad (dN/ds) = 0. \quad (2.57)$$

При некотором промежуточном значении f ступень работает в оптимальном режиме. Работа разделения ступени будет определяться следующей формулой:

$$E \equiv \tau (dN/ds) = L'' (N - N'') (dN/ds) = L'' f (f_{\max} - f), \quad (2.58)$$

так как выражение (2.48) может быть представлено в виде

$$(dN/ds) = f_{\max} - f. \quad (2.59)$$

Значение E достигает максимума при $f = (1/2)f_{\max}$ и равно нулю при $f = f_{\max}$ или $f = 0$, откуда

$$f_{\text{opt}} = (1/2) g N (1 - N). \quad (2.60)$$

Комбинирование (2.60) и (2.59) приводит к выражению (2.54), а из уравнений (2.58) и (2.60) следует, что

$$E_{\max} = (1/4) g^2 N^2 (1 - N)^2 L''. \quad (2.61)$$

Работа разделения по определению зависит от концентрации изотопов, так что измерительный прибор, установленный в различных точках каскада, будет давать разные значения работы разделения; зависимость от концентрации исчезает, если оперировать с понятиями разделительная мощность или разделительная способность (δU) ступени, определяемыми выражением

$$\delta U = \frac{E}{[N(1-N)]^2} = \frac{N' - N}{N(1-N)} \frac{N - N''}{N(1-N)} L''. \quad (2.62)$$

Из (2.61) максимальное значение разделительной мощности ступени можно найти по формуле

$$\delta U_{\max} = L'' g^2 / 4 = (1 - \theta) L g^2 / 4. \quad (2.63)$$

Эти определения, записанные для секции обогащения симметричного каскада, справедливы также и для секции извлечения при условии, что P и N_P заменяются соответственно на $-W$ и N_W .

2.2.2. Уравнения для идеального симметричного каскада

Из выражений (2.56) и (2.57), записанных для экстремальных условий работы каскада, видно, что при минимальном числе ступеней каскад производит нулевое количество продукта с максимальной концентрацией извлекаемого компонента, в то же время при нулевом градиенте концентрации в каскаде вырабатывается максимальное количество продукта, но без обогащения. На каждой ступени каскада и того и другого типа происходит возрастание энтропии вследствие смешивания.

Если же потоки подобраны в каскаде таким образом, чтобы в каждой ступени поступающее на ее питание обогащенный и обедненный потоки имели один и тот же состав, то каскад будет работать без потерь работы разделения; такой наиболее произво-

дительный разделительный каскад называется идеальным каскадом. Суммарный межступенный поток для идеального каскада минимален, и как следствие этого размер завода и потребление энергии, которые можно связать с суммарным потоком, также будут минимальными.

Условие несмешивания для симметричного каскада, выраженное через относительные концентрации компонентов, имеет вид:

$$R''_{s+1} = R_s = R'_{s-1}. \quad (2.64)$$

Комбинируя это уравнение с определением коэффициента разделения обогащенной фракции ступени, получаем:

$$R'_s = \alpha^* R_s = R_{s+1}; \quad (2.65)$$

$$R''_s = R_{s-1} = R_s / \alpha^*, \quad (2.66)$$

так что из (2.2) и (2.4) следует:

$$\alpha^* = \sqrt[q]{\alpha}. \quad (2.67)$$

Если $R_0 = R_F$ — относительная концентрация питающего потока нулевой ступени, то для произвольной ступени s

$$R_s = R_0 \alpha^s, \quad (2.68)$$

следовательно, полное число ступеней в секции обогащения идеального симметричного каскада определяется формулой

$$S + 1 = \ln(R_P/R_0)/\ln \alpha. \quad (2.69)$$

Коэффициент деления потока ступенью s определяется выражением

$$\theta_s = \frac{N_s - N''_s}{N'_s - N''_s} = \frac{R_s - R''_s}{R'_s - R''_s} \frac{1 + R'_s}{1 + R_s} = \frac{1}{\alpha + 1} \frac{1 + \alpha R_s}{1 + R_s}. \quad (2.70)$$

Наконец, применив условие несмешивания к уравнениям материального баланса (2.34) и (2.35), получим выражение для потока питания ступени s :

$$L_s = \frac{\alpha + 1}{\alpha - 1} P \frac{N_P - N_s}{N_s(1 - N_s)}. \quad (2.71)$$

Для секции извлечения можно записать следующие уравнения:

$$L_{-s} = \frac{\alpha + 1}{\alpha - 1} W \frac{N_{-s} - N_W}{N_{-s}(1 - N_{-s})}; \quad (2.72)$$

$$R_{-s} = R_0 \alpha^{-s}; \quad (2.73)$$

$$B = [\ln(R_0/R_W) \ln \alpha] - 1. \quad (2.74)$$

Очевидно, что если каскад имеет секции обогащения и извлечения, то ступень $s=0$ должна быть общей для обеих секций; действительно, приравнивая правые части выражений (2.71) и (2.72) при $s=-s=0$, получаем выражение, аналогичное (2.33).

Суммирование выражений (2.69) и (2.74) позволяет определить полное число ступеней в каскаде:

$$S + 1 + B = [\ln(R_P/R_W)/\ln \alpha] - 1. \quad (2.75)$$

Уравнения (2.71) и (2.72) показывают, что для любого идеального каскада питающий поток в направлении от нулевой ступени к ступени S или $-B$ уменьшается непрерывно. На рис. 2.5 показан количественный график изменения потоков в идеальном симметричном каскаде: величина, отложенная по вертикальной оси, пропорциональна числу ступеней, а по горизонтальной — отношению потока питания к потоку P продукта.

Суммируя потоки L_s по всему каскаду, можно определить суммарный межступенный поток L_t :

$$L_t = \sum_{-B}^S L_s = \sum_{-B}^0 L_s + \sum_0^S L_s - L_0. \quad (2.76)$$

Этот расчет можно осуществить, воспользовавшись методом, разработанным Бенедиктом и Пигфордом [2.2]; выражения (2.71) и (2.72) переписываются как функции R_0

$$L_s = \frac{\alpha + 1}{\alpha - 1} P N_P \frac{1}{R_0} [\alpha^{-s} - \alpha^{-(S+1)}] (1 + R_0 \alpha^s); \quad (2.77)$$

$$L_{-s} = \frac{\alpha + 1}{\alpha - 1} W N_W \frac{1}{R_0} (\alpha^{B+1} - \alpha^s) (1 + R_0 \alpha^{-s}). \quad (2.78)$$

Таким образом,

$$\sum_0^S L_s = \frac{\alpha + 1}{\alpha - 1} P \left[(2N_P - 1) \frac{\ln(R_P/R_0)}{\ln \alpha} + \frac{\alpha - (\alpha + 1) N_0}{N_0 (1 - N_0)} \frac{N_P - N_0}{\alpha - 1} \right]; \quad (2.79)$$

$$\begin{aligned} \sum_{-B}^0 L_s = & \frac{\alpha + 1}{\alpha - 1} W \left[(2N_W - 1) \frac{\ln(R_W/R_0)}{\ln \alpha} + \right. \\ & \left. + \frac{(\alpha + 1) N_0 - 1}{N_0 (1 - N_0)} \frac{N_W - N_0}{\alpha - 1} \right]. \end{aligned} \quad (2.80)$$

Учитывая (2.33), находим, что суммарный поток будет определяться выражением

$$L_t = \frac{\alpha + 1}{\alpha - 1} \frac{1}{\ln \alpha} \left[P (2N_P - 1) \ln \frac{R_P}{R_0} + W (2N_W - 1) \ln \frac{R_W}{R_0} \right], \quad (2.81)$$

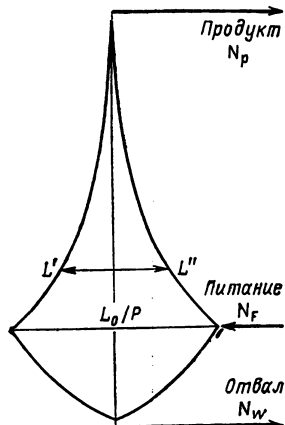


Рис. 2.5. Качественный профиль изменения межступенного потока в идеальном симметричном каскаде в зависимости от номера ступени

или

$$L_t = \frac{\alpha + 1}{\alpha - 1} \frac{1}{\ln \alpha} [P(2N_P - 1) \ln R_P + \\ + W(2N_W - 1) \ln R_W - F(2N_0 - 1) \ln R_0]. \quad (2.82)$$

Если допустить, как и в разд. 2.2.1, что обогащение в одной ступени мало (случай малых коэффициентов обогащения), можно заметить, что для получения заметного обогащения смеси необходимо использовать большое количество ступеней. Приведенные выше уравнения можно аппроксимировать следующими выражениями:

$$\alpha^* - 1 = \epsilon^* = \epsilon \simeq g/2; \quad (2.83)$$

$$R_s \simeq R_0 \exp(\epsilon s); \quad (2.84)$$

$$\theta \simeq \frac{1}{2} \left[1 - \frac{\epsilon}{2} (1 - 2N) \right]; \quad (2.85)$$

$$S + 1 \simeq \ln(R_P/R_0)/\epsilon. \quad (2.86)$$

Из этих равенств следует, что в данном случае число ступеней в два раза превышает число ступеней произвольного каскада, работающего в безотвальном режиме [см. (2.50)].

Кроме того, справедливы следующие выражения:

$$L(s) \simeq \frac{2P}{\epsilon} \frac{N_P - N}{N(1 - N)}; \quad (2.87)$$

$$L(-s) \simeq \frac{2W}{\epsilon} \frac{N - N_W}{N(1 - N)}. \quad (2.88)$$

Из (2.26) и (2.83) можно определить градиент концентрации на ступень

$$(dN/ds) = \epsilon N(1 - N), \quad (2.89)$$

а подстановкой (2.87), (2.89) в (2.51) получим:

$$\int_0^S L(s) ds = \frac{2P}{\epsilon^2} \int_{N_0}^{N_P} \frac{N_P - N}{[N(1 - N)]^2} dN = \\ = \frac{2P}{\epsilon^2} \left[(2N_P - 1) \ln \frac{R_P}{R_0} + \frac{1 - 2N_0}{N_0} \frac{N_P - N_0}{1 - N_0} \right]. \quad (2.90)$$

Такой же результат получается из (2.79) при $\alpha - 1 \ll 1$, так что в этом случае суммарный поток будет определяться выражением

$$L_t = (2/\epsilon^2) [P(2N_P - 1) \ln R_P + \\ + W(2N_W - 1) \ln R_W - F(2N_0 - 1) \ln R_0]. \quad (2.91)$$

Приведенные выше соотношения показывают, что в каждой ступени идеального каскада достигается оптимальный режим работы относительно таких характеристик, как разделительная работа и поток питания, так что суммарный межступенный поток,

а следовательно, размеры завода и потребление энергии будут минимальными. Следует заметить, что в этом случае коэффициент деления потока близок к 0,5, а полное число ступеней обратно пропорционально отклонению коэффициента разделения от единицы; в то же время минимальные размеры завода пропорциональны $1/\varepsilon^2$. Ввиду этого любое улучшение эффективности технологии, увеличивающее коэффициент обогащения смеси в ступени, приводит к более значительному уменьшению размеров завода.

2.2.3. Уравнения для прямоугольного симметричного каскада

Прямоугольный каскад отличается тем, что все ступени имеют одинаковый поток питания ($L_s = L = \text{const}$). Если ступени каскада соединены по симметричной схеме, то из (2.34) следует, что коэффициент деления потока в таком каскаде может быть постоянным или принимать два значения поочередно — одно для четных, а второе для нечетных ступеней. Практически наибольший интерес представляет первый случай, при котором межступенные потоки постоянны, а следовательно, весь каскад состоит из одинаковых ступеней.

Постоянный коэффициент деления потока ступенью определяется формулой

$$\theta = 1/2 [1 + (P/L)]. \quad (2.92)$$

Следует заметить, что прямоугольный каскад отличается от установки с постоянным коэффициентом деления потока ступеней (см. разд. 2.2.1), которая имеет сужающуюся форму.

В прямоугольном каскаде смешивание потоков с разной концентрацией происходит в точке соединения обогащенной и обедненной фракций: в оптимальном режиме работает только та ступень, для которой поток питания и концентрации удовлетворяют соотношению, полученному для идеального каскада. Следовательно, концентрации в каждой ступени прямоугольного каскада не могут быть получены в виде простых функций номера ступени, как это имеет место в случае идеального каскада.

Если ограничиваться случаем малых коэффициентов обогащения, когда $P \ll L$, то градиент концентрации для секции обогащения, определяемый формулой (2.48), примет следующий вид:

$$dN/ds = gN(1 - N) - (2P/L)(N_p - N). \quad (2.93)$$

Общее решение этого уравнения было приведено Коэном [2.1, с. 31]

$$s = \frac{2}{g\Delta(\psi)} \operatorname{arth} \left[\frac{(N - N_0)\Delta(\psi)}{(N + N_0)(1 + \psi) - 2NN_0 - 2\psi N_p} \right], \quad (2.94)$$

где

$$\psi = 2P/(gL) \quad (2.95)$$

представляет собой нормированный отбор (безразмерный параметр), и

$$\Delta\psi = [1 + \psi^2 + 2\psi(1 - 2N_p)]^{1/2}. \quad (2.96)$$

При $s = S$, $N = N_p$, так что

$$S = \frac{2}{g\Delta(\psi)} \operatorname{arth} \left[\frac{(N_p - N_0)\Delta(\psi)}{N_p + N_0 - 2N_0N_p - \psi(N_p - N_0)} \right]. \quad (2.97)$$

Уравнение (2.93) показывает, что при постоянных L и N градиент концентрации на одну ступень с ростом P уменьшается до нуля, а при постоянном ψ значение dN/ds понижается с уменьшением N . Следовательно, в прямоугольной секции обогащения первая ступень дает наименьший прирост концентрации. Максимального значения ψ можно достичь в том случае, если градиент концентрации в первой ступени уменьшится до нуля. При этих условиях из уравнения (2.93) получаем:

$$\psi_{\max} = N_0(1 - N_0)/(N_p - N_0), \quad (2.98)$$

а при подстановке этого выражения в (2.97) аргумент гиперболического тангенса обращается в единицу и $S = \infty$.

Это означает, что при максимальном значении нормированного отбора конечное значение обогащения достигается при бесконечном числе ступеней.

Следовательно, уравнению (2.97) может удовлетворять бесконечно большой набор пар значений S и ψ , соответствующих различным ψ , изменяющимся от 0 до ψ_{\max} . Наилучший режим работы прямоугольного каскада должен быть выбран путем определения пары значений S и ψ , минимизирующих суммарный межступенный поток; последняя процедура описана в разд. 2.6.1.

При низкой концентрации во всем каскаде, т. е. при $N_0 < N_p \ll 1$, справедливо соотношение $\Delta(\psi) \approx 1 + \psi$, уравнение (2.97) можно переписать в упрощенной форме

$$S = \frac{1}{g(1 + \psi)} \ln \frac{N_p}{N_0 - \psi(N_p - N_0)} \quad (2.99)$$

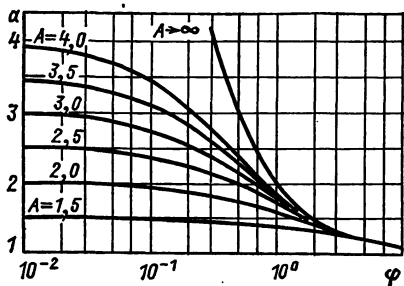


Рис. 2.6. График зависимости степени разделения a от нормированного отбора ψ для прямоугольного каскада при невысоких значениях концентрации

и определить полную степень разделения смеси ($a = R_p/R_0 \approx N_p/N_0$) в каскаде формулой

$$a = \frac{(1 + \psi) \exp [gS(1 + \psi)]}{1 + \psi \exp [gS(1 + \psi)]}. \quad (2.100)$$

На рис. 2.6 показана зависимость степени разделения a от нормированного отбора ψ для различных значений $A = \exp(gS)$, соответствующих величине обогащения, получаемого при $\psi = 0$. Из этого рисунка видно, что при высоких значениях ψ степень разделения мала, даже если число ступеней велико, в то время как

при низкой скорости отбора степень разделения можно значительно повышать путем увеличения полного числа ступеней в каскаде.

Для прямоугольного каскада, работающего в области малых концентраций с отбором продукта, абсолютный выход η определяется следующим образом:

$$\eta = \frac{\tau}{L'N_0} = \frac{PN_p}{L'N_0} \simeq \frac{P}{P+L''} a = \frac{g\psi}{1+g\psi} a. \quad (2.101)$$

Из (2.100) для любого ψ

$$\lim_{S \rightarrow \infty} a = (1 + \psi)/\psi, \quad (2.102)$$

так что предельное значение выхода η_∞ запишется как

$$\eta_\infty = g(1 + \psi)/(1 + g\psi). \quad (2.103)$$

Вводя „относительный выход“ $\rho = \eta/\eta_\infty$, получим:

$$\rho = a\psi/(1 + \psi), \quad (2.104)$$

откуда

$$\psi = \rho/(a - \rho). \quad (2.105)$$

С учетом предыдущих выражений уравнение (2.99) можно переписать следующим образом:

$$S = [(a - \rho)/ag] \ln [(a - \rho)/(1 - \rho)]. \quad (2.106)$$

При низких значениях нормированного отбора, т. е. при $\psi \ll 1$ и $\rho \simeq a\psi$ уравнение (2.99) примет вид:

$$S = (1/g) \ln [(a - \rho)/(1 - \rho)]. \quad (2.107)$$

2.3. НЕСИММЕТРИЧНЫЕ КАСКАДЫ

В том случае, когда коэффициент разделения не зависит от коэффициента деления разделительного элемента, наиболее удобная схема соединения ступеней соответствует симметричному каскаду.

Некоторые процессы, известные под названием аэродинамических методов разделения изотопов, характеризуются тем, что полный коэффициент обогащения существенно зависит от θ , ввиду чего оптимальная схема соединения ступеней не может быть симметричной. В частности, применение несимметричной схемы каскадирования требуется при использовании таких методов, как метод разделительного сопла Беккера, методы разделительного зонда, отрыва скоростей и скрещенных свободных струй.

Обобщенный метод расчета потоков и концентраций для несимметричных каскадов, как идеальных, так и реальных, был разработан Дженсеном и Робертсоном [2.9]. Если значения коэффициента деления потока для каждой ступени известны, то их анализ не ограничивается случаем малых или бесконечно малых коэффициентов обогащения.

. В настоящем разделе рассматривается такой тип каскада, в котором ступени соединены так, что обогащенная фракция ступени s направляется на питание ступени $s+2$, а обедненная фракция возвращается в ступень $s-1$ (рис. 2.7).

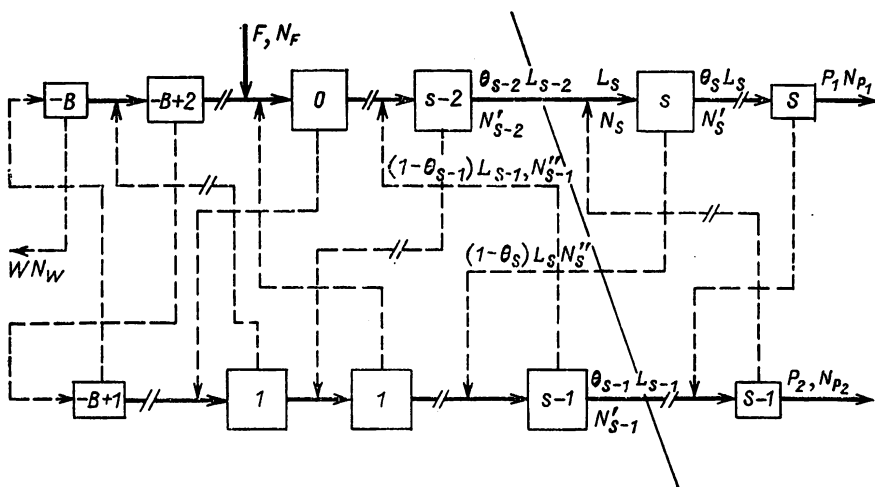


Рис. 2.7. Схема несимметричного каскада с потоком питания, подаваемым через одну ступень в прямом направлении, и потоком отвала, поступающим в предшествующую ступень

Каскад этого типа дает два потока продукта (потоки P_1 и P_2) с концентрациями соответственно N_{P_1} и N_{P_2} и поток отвала; уравнения материального баланса смеси и извлекаемого изотопа имеют вид:

$$F = P_1 + P_2 + W; \quad (2.108)$$

$$FN_F = P_1N_{P_1} + P_2N_{P_2} + WN_W. \quad (2.109)$$

В этом случае имеется восемь внешних параметров, и только полный анализ каскада позволяет определить все эти параметры.

Уравнения материального баланса для части секции обогащения, находящейся между произвольной ступенью s и точкой отбора, можно записать следующим образом:

$$\theta_{s-1}L_{s-1} + \theta_{s-2}L_{s-2} = (1 - \theta_s)L_s + P_1 + P_2; \quad (2.110)$$

и

$$\begin{aligned} \theta_{s-1}L_{s-1}N'_{s-1} + \theta_{s-2}L_{s-2}N'_{s-2} = \\ = (1 - \theta_s)L_sN''_s + P_1N_{P_1} + P_2N_{P_2}. \end{aligned} \quad (2.111)$$

Последующие разделы посвящены анализу идеальных и прямоугольных каскадов, для которых можно найти аналитическое решение.

2.3.1. Уравнения для идеального несимметричного каскада

В идеальном несимметричном каскаде, соответствующем показанной на рис. 2.7 схеме, условие несмешивания позволяет записать равенство

$$R''_{s+1} = R_s = R'_{s-2}, \quad (2.112)$$

или, возвращаясь к определениям величин q , α^* и α (разд. 1.1.2):

$$R'_{s-1} = R_{s+1} = \alpha^* R_{s-1}; \quad (2.113)$$

$$R_s = R''_{s+1} = R_{s+1}/\alpha = R_{s+1}\alpha^*/q; \quad (2.114)$$

$$q = R'_s/R''_s = \alpha^* R_s/R_{s-1}, \quad (2.115)$$

следовательно,

$$\alpha^* = \sqrt[3]{q^2}; \quad (2.116)$$

$$\alpha = \sqrt[3]{q}. \quad (2.117)$$

Из (2.117) можно получить выражение для относительной концентрации как функции номера ступени. Для секций обогащения и извлечения эти выражения будут соответственно иметь вид:

$$R_s = P_0 \alpha^s; \quad (2.118)$$

$$R_{-s} = R_0 \alpha^{-s}. \quad (2.119)$$

Полное число ступеней во всем каскаде определится как

$$S + 1 + B = [\ln(R_P/R_W)/\ln \alpha] - 1; \quad (2.120)$$

это уравнение формально аналогично выражению (2.75), полученному для симметричных каскадов.

Используя условие несмешивания, можно определить коэффициент деления потока для произвольной ступени s :

$$\theta_s = \frac{\alpha - 1}{q - 1} \frac{1 + \alpha^2 R_s}{1 + R_s} = \frac{\alpha - 1}{q - 1} [1 + (\alpha^2 - 1) N_s]. \quad (2.121)$$

Из уравнений материального баланса (2.110), (2.111) можно вывести уравнение переноса для секции обогащения

$$\begin{aligned} \theta_{s-1} L_{s-1} (N_{s+1} - N_{s-1}) + \theta_{s-2} L_{s-2} (N_s - N_{s-1}) = \\ = P_1 (N_P - N_{s-1}) + P_2 (N_P - N_{s-1}) \end{aligned} \quad (2.122)$$

и секции извлечения

$$\theta_{-s} L_{-s} (N_{-s+2} - N_{-s}) + \theta_{-s-1} L_{-s-1} (N_{-s+1} - N_{-s}) = W (N_{-s} - N_W). \quad (2.123)$$

Подробный анализ работы несимметричного каскада при низкой концентрации ($N \ll 1$) для любого коэффициента разделения приведен в работе Оландера [2.10]. В этом случае задача существенно упрощается, поскольку без существенных погрешностей относительные концентрации можно заменить соответствующими значениями самих концентраций, а коэффициент деления потока ступени можно считать постоянным по всему каскаду:

$$\theta \simeq (\alpha - 1)/(q - 1). \quad (2.124)$$

Концентрацию извлекаемого изотопа в потоке питания ступени s можно выразить формулой

$$N_s \simeq N_0 \alpha^s. \quad (2.125)$$

Следовательно, изотопный состав двух потоков отбора, а также потока отвала можно выразить как функции состава потока, питания каскада ($N_0 = N_F$), а именно:

$$N_{P_1} = N'_S \simeq N_0 \alpha^{S+2}; \quad (2.126)$$

$$N_{P_2} = N'_{S-1} \simeq N_0 \alpha^{S+1}; \quad (2.127)$$

$$N_W = N''_{-B} \simeq N_0 \alpha^{-(B+1)}. \quad (2.128)$$

Подставив эти соотношения в уравнение (2.109), получим:

$$F/P_1 = (W/P_1) \alpha^{-(B+1)} + \alpha^{S+2} + \gamma \alpha^{S+1}, \quad (2.129)$$

где $\gamma = P_2/P_1$, а сравнив уравнения (2.129) и (2.108), найдем, что

$$W/P_1 = [\gamma (\alpha^{S+1} - 1) + \alpha^{S+2} - 1] / [1 - \alpha^{-(B+1)}]. \quad (2.130)$$

Подставив формулу (2.125) в уравнения (2.122, 2.123), получим:

$$X_{s-1}(\alpha^2 - 1) + X_{s-2}(\alpha - 1) = (\alpha + \gamma) \alpha^{S-s+2} - (1 + \gamma); \quad (2.131)$$

$$Y_{-s}(\alpha^2 - 1) + Y_{-s-1}(\alpha - 1) = 1 - \alpha^{-(B+1-s)}, \quad (2.132)$$

где $X_s = \theta_s L_s / P_1$ и $Y_{-s} = \theta_{-s} L_{-s} / W$.

Последние выражения представляют собой линейные дифференциальные уравнения первого порядка с постоянными коэффициентами, общее решение которых записывается в виде

$$X_{(s)} = k [-(\alpha + 1)]^{-s} - \frac{1 + \gamma}{(\alpha - 1)(\alpha + 2)} - \frac{\alpha + \gamma}{(\alpha - 1)(2\alpha + 1)} \alpha^{S-s+1}; \quad (2.133)$$

$$Y_{(-s)} = k' [-(\alpha + 1)]^s + \frac{1}{(\alpha - 1)(\alpha + 2)} - \frac{\alpha^{-(B+1-s)}}{(\alpha - 1)(2\alpha + 1)}. \quad (2.134)$$

Постоянные интегрирования k и k' можно определить из следующих граничных условий: в точке отбора продукта каскада $s=S$, $X_s=1$, так что

$$k = [-(\alpha + 1)]^S \left[1 + \frac{1 + \gamma}{(\alpha - 1)(\alpha + 2)} - \frac{\alpha(\alpha + \gamma)}{(\alpha - 1)(2\alpha + 1)} \right], \quad (2.135)$$

а из уравнения (2.133) следует:

$$X_{(s)} = [-(\alpha + 1)^{S-s} \left[1 + \frac{1 + \gamma}{(\alpha - 1)(\alpha + 2)} - \frac{\alpha(\alpha + \gamma)}{(\alpha - 1)(2\alpha + 1)} \right] + \frac{\alpha + \gamma}{(\alpha - 1)(2\alpha + 1)} \alpha^{S+1-s} - \frac{1 + \gamma}{(\alpha - 1)(\alpha + 2)}], \quad (2.136)$$

где $0 \leq s \leq S$.

В отвальном конце каскада $W = (1 - \theta) L_{-B}$,

$$Y_{-B} = \theta / (1 - \theta) = 1 / [\alpha(\alpha + 1)], \quad (2.137)$$

следовательно,

$$k' = [-(\alpha + 1)^{-B} \times \left[\frac{1}{\alpha(\alpha + 1)} + \frac{1}{\alpha(\alpha - 1)(2\alpha + 1)} - \frac{1}{(\alpha - 1)(\alpha + 2)} \right]], \quad (2.138)$$

и таким образом,

$$Y_{-s} = \left[-\frac{1}{\alpha + 1} \right]^{B-s} \left[\frac{1}{\alpha(\alpha + 1)} + \frac{1}{\alpha(\alpha - 1)(2\alpha + 1)} - \frac{1}{(\alpha - 1)(\alpha + 2)} \right] - \frac{1}{\alpha(\alpha - 1)(2\alpha + 1)} \left(\frac{1}{\alpha} \right)^{B-s} + \frac{1}{(\alpha - 1)(\alpha + 2)}, \quad (2.139)$$

где $-B \leq -s \leq 0$.

При $s=0$ справедливы уравнения (2.136), (2.139), так что можно записать равенство $W/P_1 = X_0/Y_0$, позволяющее рассчитать все параметры каскада:

$$\gamma = \frac{(X_0/Y_0) [1 - (1/\alpha)^{B+1}] - (\alpha^{S+2} - 1)}{\alpha^{S+1} - 1}, \quad (2.140)$$

или

$$\gamma = 1 - \alpha b - c + d / (m + b - d), \quad (2.141)$$

где

$$b = \frac{\alpha}{(\alpha - 1)(2\alpha + 1)} \left\{ 1 - \left[-\frac{\alpha}{(\alpha + 1)} \right]^S \right\}; \quad (2.142)$$

$$c = Y_0 \frac{\alpha^{S+2} - 1}{[1 - (1/\alpha)^{B+1}] [-(\alpha + 1)]^S}; \quad (2.143)$$

$$d = \frac{1 - [-(\alpha + 1)]^{-S}}{(2 - 1)(\alpha + 2)}; \quad (2.144)$$

$$m = Y_0 \frac{\alpha^{S+1} - 1}{[1 - (1/\alpha)^{B+1}] [-(\alpha + 1)]^S}. \quad (2.145)$$

При постоянном значении общей степени разделения полное число ступеней возрастает по мере уменьшения коэффициента разделения. При $S \gg 1$ можно воспользоваться следующими приближениями:

$$b \simeq \alpha / [(\alpha - 1)(2\alpha + 1)]; \quad (2.146)$$

$$d \simeq 1 / [(\alpha - 1)(\alpha + 2)]. \quad (2.147)$$

Величины \bar{C} и m при этом исчезают, и формула (2.141), следовательно, принимает вид:

$$\gamma \simeq \alpha + 1. \quad (2.148)$$

2.3.2. Идеальный несимметричный каскад. Случай малых коэффициентов обогащения

При очень низком полном коэффициенте обогащения ступени ($g \ll 1$) составы двух потоков продукта почти равны между собой, так что эти потоки можно смешивать. Тогда несимметричный каскад будет производить продукт, поток которого определяется формулой

$$\bar{P} = P_1 + P_2, \quad (2.149)$$

а концентрация \bar{N}_P — формулой

$$\bar{P} \bar{N}_P = P_1 N_{P_1} + P_2 N_{P_2}. \quad (2.150)$$

В случае малых концентраций справедливо приближение (2.148) и подстановка соотношений (2.126) и (2.127) в последнее выражение приводит к уравнению

$$\bar{N}_P = N_0 [(2\alpha + 1)/(\alpha + 2)] \alpha^{S+1}. \quad (2.151)$$

Это уравнение позволяет рассчитать число ступеней в секции обогащения каскада при известных значениях концентраций потоков питания и продукта. Следует заметить, что в случае малых коэффициентов обогащения справедливо приближенное равенство $(\alpha + 2) \simeq (2\alpha + 1)$; таким образом,

$$S + 1 \simeq \ln(\bar{N}_P/N_0)/\epsilon. \quad (2.152)$$

Уравнения (2.117), (2.121) можно аппроксимировать выражениями:

$$\epsilon \simeq g/3; \quad (2.153)$$

$$\theta \simeq 1/3 [1 - \epsilon(1 - 2N)] \simeq 1/3, \quad (2.154)$$

и соотношение $\epsilon = (R_{s+1} - R_s)/R_s$, полученное из уравнения (2.114), в дифференциальной форме примет следующий вид:

$$N_{s+1} - N_s \simeq dN/ds \simeq \epsilon N (1 - N). \quad (2.155)$$

Наконец, поскольку потоки с ростом s уменьшаются очень медленно, то $\theta_{s-1} L_{s-1} \simeq \theta_s L_s$ и уравнение (2.122) можно записать как

$$\theta L (N_{s+1} + N_s - 2N_{s-1}) = \bar{P} (\bar{N}_P - N_{s-1}), \quad (2.156)$$

а с учетом приведенного выше приближения для потока питания ступени каскада в зависимости от концентрации получим выражение

$$L = (\bar{P}/\epsilon) [(\bar{N}_P - N)/N(1 - N)], \quad (2.157)$$

для секции извлечения найдем:

$$L = (W/\varepsilon) [(N - N_w)/N(1 - N)]. \quad (2.158)$$

В соответствии с процедурой, описанной в разд. 2.2.2, суммарный поток выразится формулой

$$L_t = (1/\varepsilon^2) [\bar{P} (2\bar{N}_p - 1) \ln \bar{R}_p + W (2N_w - 1) \ln R_w - F (2N_0 - 1) \ln R_0]. \quad (2.159)$$

2.3.3. Уравнения для прямоугольного несимметричного каскада

При постоянных значениях потока питания каскада и коэффициента деления потока ступени из уравнения (2.110) следует:

$$\theta = 1/3 [+ (\bar{P}/L)] \simeq 1/3, \quad (2.160)$$

а уравнение материального баланса извлекаемого изотопа при этих же условиях принимает вид:

$$\theta L (N'_{s-1} + N'_{s-2} - 2N''_s) = \bar{P} (\bar{N}_p - N''_s). \quad (2.161)$$

В случае малых коэффициентов обогащения уравнение переноса с учетом (2.7) можно записать:

$$(3/2g) (dN/ds) = N(1 - N) - \psi (\bar{N}_p - N), \quad (2.162)$$

где $\psi = 3\bar{P}/2gL$.

Общее решение этого дифференциального уравнения

$$s = \frac{3}{g\Delta(\psi)} \operatorname{arth} \left[\frac{(N - N_0) \Delta(\psi)}{(N + N_0)(1 + \psi) - 2NN_0 - 2\psi\bar{N}_p} \right], \quad (2.163)$$

где

$$\Delta\psi = [1 + \psi^2 + 2\psi(1 - 2\bar{N}_p)]^{1/2}. \quad (2.164)$$

Уравнение (2.163) по форме совпадает с уравнением (2.94), так что аналогичное выражение можно получить в том случае, когда концентрации малы ($\bar{N}_p \ll 1$), а именно

$$S = \frac{3}{2g(1 + \psi)} \ln \frac{\bar{N}_p}{N_0 - \psi(\bar{N}_p - N_0)}, \quad (2.165)$$

и

$$a \simeq \frac{\bar{N}_p}{N_0} = \frac{(1 + \psi) \exp | 2gS(1 + \psi)/3 |}{(1 + \psi) \exp | 2gS(1 + \psi)/3 |}. \quad (2.166)$$

Соображения по вопросу области изменения нормированного отбора аналогичны соображениям, рассмотренным в разд. 2.2.3, так что максимальное значение ψ получается заменой в уравнении (2.98) величины N_p на \bar{N}_p .

В случае малых коэффициентов обогащения уравнение переноса для прямоугольного каскада, в котором обогащенный поток

из ступени s подается на вход ступени $s+m$, а поток отвала возвращается в ступень $s-n$, можно записать в следующей общей форме:

$$\frac{m+n}{2g} \frac{dN}{ds} = N(1-N) - \frac{m+n}{mn} \frac{\bar{P}}{gL} (\bar{N}_p - N), \quad (2.167)$$

где $\bar{P} = P_1 + P_2 + \dots + P_m$, а \bar{N}_p — средняя концентрация продукта. В этом случае поток отвала также можно записать в виде $\bar{W} = W_1 + W_2 + \dots + W_n$, а его среднюю концентрацию можно обозначить через \bar{N}_w . Коэффициент деления потока ступени в таких обозначениях выразится формулой

$$\theta = \frac{n}{m+n} \left(1 + \frac{\bar{P}}{nL} \right) \simeq \frac{n}{m+n}. \quad (2.168)$$

Общее решение уравнения (2.167) имеет вид:

$$s = \frac{mn}{g\Delta(\psi)} \operatorname{arth} \left[\frac{(N - N_0) \Delta(\psi)}{(N + N_0)(1 + \psi) - 2NN_0 - 2\psi\bar{N}_p} \right], \quad (2.169)$$

где $\Delta(\psi)$ задается выражением (2.164).

Легко проверить, что при $m=2$ и $n=1$ уравнения (2.167) — (2.169) переходят соответственно в выражения (2.160), (2.162), (2.163), в то время как при $m=n=1$ эти уравнения преобразуются в уравнения для прямоугольного симметричного каскада.

2.4. ФУНКЦИЯ ЦЕННОСТИ И РАБОТА РАЗДЕЛЕНИЯ

Уравнения (2.82), (2.90), (2.159), позволяющие рассчитать суммарный поток в идеальных каскадах, играют большую роль в теории разделения изотопов. В каждом из этих уравнений можно выделить два члена. Первый, определяемый используемым методом, зависит только от коэффициента обогащения и служит мерой легкости или сложности процесса разделения. Второй же член, который зависит от внешних параметров установки, может быть соотнесен с количеством работы, затраченной на разделение. Таким образом, последний член характеризует относительную ценность данного количества продукта, которую можно представить как изменение функции $U = PV(N)$, называемой «функцией ценности», пропорциональной потоку P материала, причем $V(N)$ в данном выражении называется «разделительным потенциалом».

Изменение ценности G молей смеси с концентрацией N в разделительном элементе задается выражением

$$\delta U = \theta GV(N') + (1 - \theta) GV(N'') - GV(N). \quad (2.170)$$

В случае малых коэффициентов обогащения разделительные потенциалы $V(N')$ и $V(N'')$ можно разложить в ряд Тейлора в окрестности N ; пренебрегая всеми членами, начиная с четвертого, и учитывая уравнения материального баланса смеси и изотопов, получаем:

$$\delta U = G \left[\theta \frac{(N' - N)^2}{2} + (1 + \theta) \frac{(N'' - N)^2}{2} \right] \frac{d^2 V(N)}{dN^2}. \quad (2.171)$$

Заменяя $N' - N$ и $N'' - N$ на выражения, следующие из соотношений (2.15) — (2.17), получим:

$$\delta U = \frac{G}{2} \theta (1 - \theta) g^2 [N(1 - N)]^2 \frac{d^2 V(N)}{dN^2}. \quad (2.172)$$

Поскольку разделительная мощность ступени не зависит от изотопного состава смеси, в последнем уравнении должно выполняться следующее равенство:

$$d^2 V(N)/dN^2 = 1/[N(1 - N)]^2, \quad (2.173)$$

так что

$$\delta U = (G/2) \theta (1 - \theta) g^2. \quad (2.174)$$

При $g \ll 1$ это уравнение справедливо как для симметричного, так и для несимметричного каскадов; для симметричного каскада, в частности, $\theta \approx 1/2$ и соотношение (2.174) совпадает с максимальным значением δU , приведенным в (2.63).

Изменение функции ценности ΔU во всем каскаде задается выражением

$$\Delta U = PV(N_p) + WV(N_w) - FV(N_F) = U_p + U_w - U_F. \quad (2.175)$$

Величину ΔU можно назвать «разделительной мощностью каскада».

Если каскад состоит из одинаковых разделительных элементов с разделительной мощностью δU , то отношение $\Delta U/\delta U$ определяет число n элементов, составляющих каскад. Если в каскаде выполняются условия несмешивания потоков различной концентрации, то справедливо соотношение

$$L_i = Gn = G(\Delta U/\delta U) = 2\Delta U/[\theta(1 - \theta)g^2]. \quad (2.176)$$

Соотношение (2.176) не выполняется, если в каждой ступени происходит возрастание энтропии вследствие смешивания, как и в реальном каскаде. Действительно, для реального каскада, состоящего из n одинаковых разделительных элементов с максимальной разделительной мощностью δU , произведение $n\delta U$ больше фактической разделительной мощности ΔU , а разность между этими величинами представляет собой потерю работы разделения в реальном каскаде, обусловленную смешиванием потоков.

Уравнение (2.173) определяет разделительный потенциал с точностью до двух постоянных интегрирования. Поскольку с точки зрения физики важно знать только изменения функции ценности, можно ввести два произвольных граничных условия: первое устанавливает точку отсчета $V(N) = 0$ при данном значении N , а второе фиксирует минимум функции $V(N)$ при той же концентрации. Необходимо отметить, что разделительный потенциал всегда по-

ложителен, поскольку энтропия смешивания изотопов также положительна.

Если в каскаде отсутствует секция извлечения, то в качестве опорной концентрации удобно принять концентрацию изотопов, соответствующую природному материалу; таким образом, $V(N_0) = 0$ и $dV(N_0)/dN = 0$, а интегрирование уравнения (2.173) приводит к выражению

$$V(N) = (2N - 1) \ln \frac{R}{R_0} + \frac{1 - 2N_0}{N_0} \frac{N - N_0}{1 - N_0}. \quad (2.177)$$

Кроме того, поскольку $U_W \approx U_F = 0$, выражение (2.175) принимает вид $\Delta U = PV(N_P)$, так что в случае симметричного идеального каскада уравнения (2.176) и (2.90) идентичны.

При наличии в каскаде секции извлечения опорную точку удобнее взять при $N = 0,5$. В этом случае разделительный потенциал записывается в более простой форме:

$$V'(N) = (2N - 1) \ln R. \quad (2.178)$$

Функция $V'(N)$ называется «элементарным разделительным потенциалом».

Рис. 2.8. Зависимость элементарного разделительного потенциала от концентрации

Из рис. 2.8 видно, что график функции (2.178) симметричен относительно точки $N = 0,5$ и беспредельно возрастает при стремлении N к нулю или единице; кроме того, значения элементарного разделительного потенциала можно протабулировать и они будут справедливы для любой смеси изотопов. Выражение для суммарного потока, полученное сравнением выражений (2.175), (2.176), (2.178), при $\theta = 1/2$ точно соответствует уравнению (2.81), а при $\theta = 1/3$ — уравнению (2.159).

При большом коэффициенте разделения выражение для разделительной мощности разделительного элемента каскада можно вывести из следующего соотношения:

$$\delta U = \theta_s GV(R'_s) + (1 - \theta_s) GV(R''_s) - GV(R_s), \quad (2.179)$$

аналогичного выражению (2.170).

Ограничивая рассмотрение случаем симметричного идеального каскада, коэффициент деления потока и относительные концентрации изотопов, найденные из уравнений, полученных в разд. 2.2.2, можно подставить в соотношение (2.179) и записать:

$$\begin{aligned} \frac{\delta U}{G} &= \frac{1 + \alpha^{s+1} R_0}{(\alpha + 1)(1 + \alpha^s R_0)} V(\alpha^{s+1} R_0) + \\ &+ \frac{\alpha(1 + \alpha^{s-1} R_0)}{(\alpha + 1)(1 + \alpha^s R_0)} V(\alpha^{s-1} R_0) - V(\alpha^s R_0) = \text{const.} \end{aligned} \quad (2.180)$$

Принимая $(1 + \alpha^s R_0) V(\alpha^s R_0) = F_{(s)}$ и интегрируя полученное разностное уравнение, Козн [2.1] пришел к следующим результатам:

$$\delta U/G = (\alpha - 1) \ln \alpha / (\alpha + 1); \quad (2.181)$$

$$V(R) = (2N - 1) \ln \frac{R}{R_0} + \frac{\ln \alpha}{\alpha - 1} \frac{\alpha - (\alpha + 1) N_0}{N_0(1 - N_0)} (N - N_0). \quad (2.182)$$

Для идеального каскада без секции извлечения изменение функции (2.182) можно записать как $\Delta U = PV(R_P)$ и, следовательно, суммарный поток L_t , рассчитываемый по формуле (2.169), определяется соотношением, аналогичным уравнению (2.79).

Определение разделительной мощности ступени становится более сложным, когда рассматриваются несимметричные идеальные каскады при больших коэффициентах разделения.

Для измерения функции ценности используют единицу, называемую единицей работы разделения (ЕРР). Она имеет размерность массы, причем обычно используют единицу — кг ЕРР (1000 кг ЕРР = 1 т ЕРР). Однако эту величину не следует путать с массой обогащенного материала, извлекаемого из установки, поскольку ЕРР служит для измерения работы разделения, необходимой для получения P кг продукта с концентрацией N_P , когда на питание установки поступает F кг смеси с концентрацией N_F , а в отвал идет W кг смеси с концентрацией N_W .

Наконец, функцию ценности применяют для определения разделительной мощности установки, измеряемой в кг ЕРР/год.

В специальной литературе принято оценивать экономическую эффективность разделительных установок удельными издержками производства (например, удельные капитальные затраты выражают как стоимость строительства установки на единицу разделительной мощности), а для измерения потребления энергии используют единицу кг/ЕРР.

2.5. ВРЕМЯ УСТАНОВЛЕНИЯ СТАЦИОНАРНОГО РЕЖИМА

Период времени от запуска до наступления стационарного режима относительно потоков и концентраций во всем каскаде в целом называется временем установления равновесия. Этот режим имеет место в том случае, когда в каждой точке каскада перенос изотопов (τ) постоянен и равен PN_P .

В то время как стационарный режим для потоков достигается очень быстро, стационарный режим по концентрациям для больших каскадов с малыми коэффициентами обогащения устанавливается за существенно более длительное время, поскольку полное количество материала, находящегося в каскаде, велико, а его концентрация растет медленно.

Операции по запуску каскада качественно можно описать следующим образом: вначале весь каскад заполняется материалом с концентрацией N_0 ; затем каскад работает в безотборном режи-

ме ($P=0$) до тех пор, пока концентрация обогащенного потока в последней ступени (N'_s) не достигнет номинального значения N_P , соответствующего концентрации продукта. С этого момента (t_P) начинается выпуск продукта. Поток продукта L'_s постепенно увеличивается при постоянной концентрации N_P до тех пор, пока не достигнет своего номинального значения P . График изменения концентрации N'_s и потока L'_s как функции времени показан на рис. 2.9.

В нестационарном режиме, как известно, справедливо уравнение переноса (2.36), и для случая малых коэффициентов обогащения можно записать:

$$\tau_s = \epsilon L N (1 - N) + P N - (1/2) L (dN/ds), \quad (2.183)$$

однако перенос изотопа (τ_s) уже не будет постоянным для каждой точки каскада.

В момент пуска каскада ($t=0$) перенос τ_0 в безотборном режиме является максимальным, что может быть использовано для увеличения концентрации извлекаемого из установки изотопа

$$\tau_0 = \tau_{\max} = L \epsilon N_0 (1 - N_0). \quad (2.184)$$

В прямоугольном каскаде максимальный перенос τ_0 первоначально имеет место во всем каскаде, за исключением последней ступени, в которой перенос скачкообразно уменьшается до нуля. Этот скачок, создающий большой градиент концентрации, играет роль источника изотопов, увеличивающего концентрацию продукта в последних ступенях каскада, где перенос изотопа постепенно уменьшается. Вследствие этого упомянутый скачок постепенно перемещается в направлении к точке питания каскада.

В идеальном каскаде ввиду постепенного уменьшения потока между точками питания и отбора перенос изотопа меняется от ступени к ступени, в результате чего повышение концентраций извлекаемого изотопа как функция времени распределяется по всему каскаду так, как если бы в каждой ступени каскада находился источник изотопа. Таким образом, в идеальном каскаде перенос изотопа уменьшается быстрее, чем в прямоугольном каскаде, однако при этом перенос изотопа никогда не уменьшается ниже уровня, соответствующего условию стационарного режима, т. е.

$$\tau_s \geq \tau_0/2 = P(N_P - N_0) = (1/2) L \epsilon N_0 (1 - N_0) \quad (2.185)$$

Если H — величина полного содержания концентрируемого изотопа в каскаде, задаваемого разностью между содержанием изотопа в каскаде при стационарном режиме и содержанием продукта при концентрации N_0 , а τ^* — среднее значение переноса изотопа в нестационарном режиме, то для любого каскада время

установления равновесия t_e можно выразить уравнением

$$t_e = H/\tau^* = 1/\tau^* \int_0^S hL_s (N_s - N_0) ds, \quad (2.186)$$

где h — время переноса материала через ступени.

Это уравнение справедливо в том случае, когда содержание различных по размерам ступеней пропорционально потоку L с коэффициентом пропорциональности h .

Оценку времени установления равновесия для идеального каскада можно произвести, приняв $\tau^* = \tau_0/2$, так что из (2.87), (2.184) следует:

$$t_e = H/\tau_0 \leq (2h/\varepsilon^2) E(N_P, N_0), \quad (2.187)$$

причем

$$E(N_P, N_0) = (N_P - 2N_P N_0 + N_0) \ln(R_P/R_0)/(N_P - N_0) - 2. \quad (2.188)$$

Оценить время установления равновесия для прямоугольного каскада можно с помощью выражения (2.94), подставляя разность $N_s - N_0$ в уравнение (2.186), тогда как $\tau^* \approx \tau_0$ ввиду того, что первоначальная величина переноса изотопа сохраняется в течение более длительного времени, чем это имеет место в идеальном каскаде. Таким образом, время установления равновесия в прямоугольном каскаде примерно в N_P/N_0 раз больше, чем в идеальном каскаде, обеспечивающем такое же полное обогащение.

Переходный режим произвольного симметричного каскада в случае малых коэффициентов обогащения более детально можно описать следующим дифференциальным уравнением в частных производных:

$$hL (\partial N / \partial t) = -\partial \tau_s / \partial s, \quad (2.189)$$

из которого с учетом соотношения (2.183) следует:

$$hL \frac{\partial N}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial s} \left[\frac{L}{2} \frac{\partial N}{\partial s} - \varepsilon L N (1 - N) - P N \right]. \quad (2.190)$$

Граничные условия для этого уравнения можно записать следующим образом:

$$N = N_0 \quad \text{при} \quad t = 0 \quad \text{и} \quad 0 \leq s \leq S; \quad (2.191)$$

$$N = N_0 \quad \text{при} \quad s = 0 \quad \text{и} \quad 0 \leq t < \infty; \quad (2.192)$$

$$\partial N / \partial s = 2\varepsilon N (1 - N) \quad \text{при} \quad s = S \quad \text{и} \quad P = 0. \quad (2.193)$$

Первое граничное условие означает, что перед запуском каскад заполняется питающей смесью изотопов; второе условие означает, что в точке питания концентрация изотопов поддерживается постоянной, а третье условие определяет градиент концентрации изотопа в последней ступени в безотборном режиме работы каскада.

Уравнение (2.190) очень сложное, и аналитическое решение его можно получить лишь для некоторых частных случаев. Для прямоугольного каскада, работающего на смеси низкой концентрации, это уравнение преобразуется в линейное

$$hL (\partial N / \partial t) = L \partial^2 N / (2 \partial s^2) - (\epsilon L + P) (\partial N / \partial s), \quad (2.194)$$

и градиент концентрации последней ступени $\partial N / \partial s$ приближенно можно заменить произведением $2\epsilon N$, т. е. $(\partial N / \partial s) \approx 2\epsilon N$.

Решением этого уравнения является выражение

$$N'_s / N_0 = \exp(2\epsilon S) - \sum_k^\infty C_k \exp[-(\Theta/4)(1 - \gamma_k^2)], \quad (2.195)$$

где

$$C_k = \frac{4\gamma_k^2}{(1 - \gamma_k^2) [1 - \epsilon S (1 - \gamma_k^2)]}; \quad (2.196)$$

$$\Theta = \epsilon^2 t / 8h; \quad (2.197)$$

γ_k — корни трансцендентного уравнения

$$\text{th}(\gamma \epsilon S) = \gamma. \quad (2.198)$$

Уравнение (2.195) не описывает начального увеличения концентрации, поскольку при малых значениях t ряд не сходится и потому в этом случае следует использовать другой метод решения.

Поскольку в большинстве ступеней прямоугольного каскада градиент концентрации в начальный момент равен нулю, в последних ступенях градиент не изменяется, если предполагается, что точка питания удалена на бесконечное большое расстояние. Таким образом, граничное условие (2.192) изменяется следующим образом:

$$N = N_0 \text{ при } s = -\infty \text{ и } 0 \leq t < \infty. \quad (2.199)$$

Такой искусственный математический прием позволяет решить уравнение (2.194) и получить при $gS \rightarrow \infty$ следующий результат:

$$\frac{N'_s}{N_0} = \left(1 + \frac{\Theta}{2}\right) \left[1 + \text{erf} \sqrt{\frac{\Theta}{4}}\right] + \sqrt{\frac{\Theta}{\pi}} \exp\left(-\frac{\Theta}{4}\right), \quad (2.200)$$

где

$$\text{erf } u = (2/\sqrt{\pi}) \int_0^u \exp(-x^2) dx. \quad (2.201)$$

На рис. 2.10 показана зависимость отношения $(N'_s - N_0)/N_0$ как функция Θ при различных значениях параметра $2\epsilon S$, причем начальный участок кривых совпадает со значениями, полученными из уравнения (2.200).

Дополнительные детали и некоторые частные решения переходного уравнения приведены Козном [2.1], а также Брейтом и Фридманом [2.11].

При $\Theta \gg 1$ и $S \gg 1/2$

$$N'_s/N_0 \approx 2 + \Theta, \quad (2.2 \ 2)$$

в то время как при $S \ll 1/2\epsilon$ время установления равновесия определяется формулой

$$t_e \leq (a - 1)(8h/\epsilon^2). \quad (2.203)$$

Сравнение выражений (2.187) и (2.203) показывает, что при $S \ll 1/2$

время установления равновесия в прямоугольном каскаде примерно в 4 ($a - 1$) раз превышает ту же величину для идеального каскада при одном и том же общем обогащении.

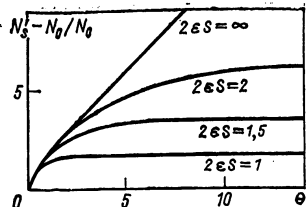


Рис. 2.10. Характер изменения обогащения в прямоугольном каскаде в зависимости от безразмерного приведенного времени Θ

2.6. ПРЯМОУГОЛЬНО-СТУПЕНЧАТЫЙ КАСКАД

В идеальном каскаде межступенный поток от ступени к ступени меняется непрерывно: аналогичным образом изменяются и размеры ступеней. Таким образом, несмотря на тот факт, что идеальный каскад минимизирует потребление энергии и общие размеры завода, практическое создание его невыгодно с точки зрения затрат на строительство самого каскада. Это особенно относится к случаю, когда число ступеней велико (случай малых коэффициентов обогащения). Значительного уменьшения стоимости разделительных элементов можно достичь путем изготовления большого количества таких элементов. Тогда стоимость завода можно уменьшить, заменяя приближенно идеальный каскад системой прямоугольных каскадов, соединенных последовательно по схеме так называемого прямоугольно-ступенчатого каскада (рис. 2.11). Такое решение проблемы является хорошим компромиссом, поскольку позволяет уменьшить стоимость завода и сохранить все преимущества, присущие идеальному каскаду. Козэн [2.1] показал, что если расхождение между реальными и идеальными межступенными потоками не слишком велико, то оно сравнительно слабо влияет на суммарный поток реального каскада; например, если максимальное отклонение реального межступенного потока от идеального не превышает 20%, то разница между соответствующими суммарными потоками не превысит 4%. То же относится и к любой другой интегральной характеристике, зависящей от потока.

В точках соединения двух прямоугольных секций (или участков прямоугольно-ступенчатого каскада) происходит закрутка потока с «вторичным отбором» (рис. 2.12). Обогащенный поток L'_{m-1} , выходящий из последней ступени участка $m - 1$, делится на две фракции: первая фракция L'_m поступает сначала на пи-

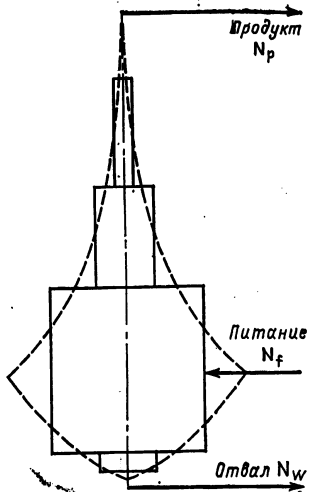


Рис. 2.11. Аппроксимация идеального каскада прямоугольно-ступенчатым каскадом

экономический анализ технических надежных решений. Оптимизация участка позволяет рассчитать обогащение на одном участке, а также число его ступеней и величину потока питания ступени, минимизирующего суммарный поток всего участка.

гание первой ступени участка m , а вторая фракция смешивается с отвалом L''_m участка m и возвращается. Так как $L'_m \approx L''_m$, а концентрации изотопов различны, происходит «отбор» изотопа без значительного отбора смеси.

На последнем участке секции обогащения (или извлечения) осуществляется «первичный отбор», т. е. перенос изотопа создается путем отбора из потока смеси.

В том случае, когда прямоугольный каскад собран по симметричной схеме, справедливы уравнения (2.30) и (2.31), поскольку материальный баланс смеси и изотопов не зависит от формы каскада.

При проектировании завода по схеме прямоугольно-ступенчатого каскада необходимо определить число прямоугольных участков, найти оптимальные рабочие условия каждого участка, а также провести детальный

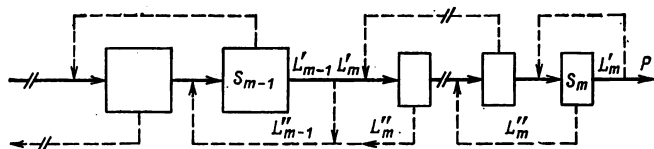


Рис. 2.12. Схема двух последних ступеней секции обогащения прямоугольно-ступенчатого каскада

2.6.1. Оптимизация параметров прямоугольного каскада

Как отмечалось в разд. 2.2.3, существует бесконечное число пар значений S и ϕ , удовлетворяющих уравнению разделения в прямоугольном каскаде. При определении оптимальных условий работы каскада обычно используют критерий, заключающийся в минимизации суммарного потока на 1 моль продукта, т. е. LS/P . Этот критерий наиболее точно соответствует случаю, когда для разделения изотопов используют неравновесный процесс,

требующий необратимого подвода энергии на каждой ступени. Так как отношение LS/P пропорционально S/ψ , то при оптимизации можно потребовать, чтобы

$$[d(S/\psi)/d\psi] = 0.$$

Для i -го участка секции обогащения прямоугольно-ступенчатого каскада уравнение (2.94) запишется в виде

$$S_i = \frac{2}{g\Delta(\psi_i)} \operatorname{arth} \left[\frac{(N_i - N_{i-1})\Delta(\psi_i)}{(N_i + N_{i-1})(1 + \psi_i) - 2N_iN_{i-1} - 2\psi_iN_P} \right], \quad (2.204)$$

где N_i и N_{i-1} — концентрации соответственно продукта и питания на i -м участке. При малой концентрации ($N_P \ll 1$) последнее уравнение можно аппроксимировать выражением

$$S_i = \frac{1}{g(1 + \psi_i)} \ln \frac{N_i - \psi_i(N_P - N_i)}{N_{i-1} - \psi_i(N_P - N_{i-1})}. \quad (2.205)$$

Таким образом, оптимальные условия работы участка задаются соотношением

$$\frac{d}{d\psi_i} \left[\frac{1}{\psi_i(1 + \psi_i)} \ln \frac{N_i - \psi_i(N_P - N_i)}{N_{i-1} - \psi_i(N_P - N_{i-1})} \right] = 0, \quad (2.206)$$

из которого следует:

$$\begin{aligned} & \ln \frac{N_i - \psi_i(N_P - N_i)}{N_{i-1} - \psi_i(N_P - N_{i-1})} = \\ & = \frac{\psi_i(1 + \psi_i)}{1 + 2\psi_i} \left[\frac{N_P - N_{i-1}}{N_{i-1} - \psi_i(N_P - N_{i-1})} - \frac{N_P - N_i}{N_i - \psi_i(N_P - N_i)} \right]. \end{aligned} \quad (2.207)$$

Это уравнение носит весьма общий характер, но в некоторых частных случаях его можно упростить. Если рассматривается последний участок секции обогащения или если секция обогащения состоит только из одного участка ($N_i = N_P$), то уравнение (2.205) сводится к соотношению (2.99), так что уравнение (2.207) имеет вид:

$$\ln \frac{a}{1 - \psi(a-1)} = \frac{\psi(1 + \psi)}{1 + 2\psi} \frac{a-1}{1 - \psi(a-1)}. \quad (2.208)$$

Отсюда, используя понятие «относительного выхода» (2.104), имеем:

$$\ln \frac{a-p}{1-p} = \frac{a-1}{a+p} \frac{p}{1-p}. \quad (2.209)$$

В том случае, когда значения ψ_i пренебрежимо малы по сравнению с единицей (т. е. $1 + \psi_i \approx 1$), уравнение (2.205) переписывается в форме

$$S_i = \frac{1}{g} \ln \frac{N_i - \psi_i N_P}{N_{i-1} - \psi_i N_P}. \quad (2.210)$$

В то же время для прямоугольного каскада, работающего в области малых концентраций, абсолютный выход (2.101) с учетом того, что $L_i' \approx L_i''$, выражается формулой

$$\eta_i = \frac{\tau}{L_i' N_{i-1}} \approx \frac{P N_P}{L_i'' N_{i-1}} = g \psi_i \frac{N_P}{N_{i-1}}, \quad (2.211)$$

а из (2.103) следует, что $\eta_\infty \approx g$, так что относительный выход для i -го участка равен:

$$\rho_i \approx \psi_i (N_P / N_{i-1}). \quad (2.212)$$

Учитывая это, уравнение (2.210) можно записать как

$$S_i \approx \frac{1}{g} \ln \frac{a_i - \rho_i}{1 - \rho_i}, \quad (2.213)$$

где $a_i = N_i / N_{i-1}$. В этом случае оптимальные условия для участка можно определить следующим образом:

$$\ln \frac{a_i - \rho_i}{1 - \rho_i} = \frac{a_i - 1}{a_i - \rho_i} \frac{\rho_i}{1 - \rho_i}. \quad (2.214)$$

Упрощение $\psi_i \ll 1$ можно ввести лишь в том случае, если отношение N_P / N_{i-1} по крайней мере больше 10. Уравнение (2.214) было выведено Черраи и др. [2.12] при решении задачи расчета каскада для первой очереди дистилляционного завода по производству тяжелой воды при общей степени разделения примерно 300, причем исходным сырьем служила природная вода.

В случае, когда общее обогащение N_P / N_0 примерно равно 5, как это имеет место при обогащении урана для обычных АЭС, следует использовать уравнение (2.207).

2.6.2. Оптимизация прямоугольно-ступенчатого каскада

Определение оптимальных условий работы прямоугольно-ступенчатого каскада является очень сложной задачей. В настоящем разделе речь идет об общих аспектах этой задачи применительно к заводу с использованием процесса с малым коэффициентом разделения при низкой концентрации. При установлении критерия для оптимизации режима работы завода ограничиваются определением параметров каскада, минимизирующих суммарный поток прямоугольно-ступенчатого каскада в целом.

Для секции обогащения, состоящей из m прямоугольных каскадов, соединенных последовательно, суммарный поток на единицу продукта задается выражением

$$\Phi = \sum_i^m \frac{L_i S_i}{P}. \quad (2.215)$$

Если a_T — общая степень разделения в этой секции, то оптимальные условия должны удовлетворять следующей системе

уравнений:

$$\begin{cases} (\partial\Phi/\partial N_i) = 0; i = 1, 2, \dots, m-1, \\ \prod_1^m a_i = a_T. \end{cases} \quad (2.216)$$

$$\begin{cases} \prod_1^m a_i = a_T. \end{cases} \quad (2.217)$$

Из (2.205) следует, что

$$\frac{\partial\Phi}{\partial N_i} = \frac{\partial}{\partial N_i} \left(\sum_1^m \left| \frac{1}{\psi_i (1 + \psi_i)} \ln \frac{N_i - \psi_i (N_P - N_i)}{N_{i-1} - \psi_i (N_P - N_{i-1})} \right| \right) = 0. \quad (2.218)$$

Поскольку N_i представляет собой одновременно концентрацию продукта участка i и концентрацию питания участка $i+1$, уравнение (2.218) удовлетворяется при

$$\psi_i = \frac{N_i}{N_P - N_i} - \psi_{i+1}; i = 1, 2, \dots, m-1. \quad (2.219)$$

Это уравнение устанавливает соотношение между нормированными потоками отбора в двух смежных участках. Следовательно, если найдены значения концентраций N_P и N_{m-1} на последней ступени, то уравнение (2.208) позволяет определить нормированный отбор на последнем участке. Последовательно с помощью уравнений (2.219) и (2.207) можно определить концентрацию потока питания и нормированный поток отбора для каждого участка.

Правильный выбор значения для концентрации N_{m-1} позволяет установить концентрацию питания для первого участка, равную N_0 .

Оптимальные условия (2.207) особенно полезны при сравнении различных схем завода по разделению изотопов. Они могут служить хорошей основой для более сложных расчетов, учитывающих все параметры и все технически осуществимые решения, уменьшающие стоимость работы разделения.

В общем случае создание крупного промышленного завода связано с рядом задач по оптимизации, общее решение которых иногда оказывается невозможным ввиду сложности одновременного определения большого числа независимых переменных.

Эти трудности можно преодолеть, разбив сложную систему на несколько подсистем, более легко поддающихся оптимизации. Однако, поскольку эти подсистемы связаны между собой, для оптимизации установки в целом необходимо правильно учесть эти взаимосвязи.

Для определения стоимости оборудования необходимо знать уравнения стоимости, поскольку стоимость оборудования в общем не пропорциональна его размерам. Кроме оптимизации основного технологического оборудования, необходимо также оптимизировать системы подачи питания и извлечения продукта и все вспомогательные установки. Практически расчет стоимости единицы работы разделения производится для различных наборов свободно выбираемых значений технологических переменных, пока соответ-

ствующий набор не сведет к минимуму стоимость продукта. Для этого применяется метод проб и ошибок.

Пример оптимизации газодиффузионной установки был приведен в работе [2.13], где иерархическая схема деления подсистем имеет три уровня: ступень — прямоугольный каскад — завод, в которой подсистема каждого уровня оптимизирует подсистемы предшествующего уровня и контролируется подсистемами более высокого уровня.

2.6.3. Оптимизация секции извлечения

С точки зрения снижения себестоимости продукта при проектировании завода по разделению изотопов важное значение имеет определение оптимальных размеров секции извлечения. Значение этой проблемы особенно возрастает, когда стоимость сырья для питания завода увеличивается, поскольку секция извлечения уменьшает потребность в сырье для питания каскада при увеличении разделительной работы.

Концентрация отвала N_W , называемая также «изотопным составом», которая позволяет свести к минимуму стоимость данного обогащенного продукта, является наилучшим компромиссом между стоимостью питания и стоимостью работы разделения. На рис. 2.13 показан качественный график относительного влияния этих двух видов затрат на стоимость единицы продукта в зависимости от концентрации отвала.

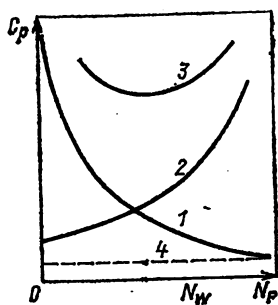
Определение оптимального значения N_W не влияет на конструктивную схему или суммарный поток секции обогащения.

Стоимость единицы обогащенного продукта обычно выражается формулой

$$C_P = (1/P)(C_F F + C_U \Delta U), \quad (2.220)$$

где C_F и C_U — стоимость единицы сырья и единицы работы разделения соответственно. Подставив в это равенство выражения (2.32), (2.33), (2.175), получим:

$$C_P = C_U \left[V'(N_P) + \frac{N_P - N_F}{N_F - N_W} V'(N_W) - \frac{N_P - N_W}{N_F - N_W} V'(N_F) \right] + C_F \frac{N_P - N_W}{N_F - N_W}. \quad (2.221)$$



Поскольку в этом выражении представляет интерес только изотопный состав отвала, наиболее оптимальное значение (N_W^*) можно получить аналитическим путем, если принять $(dC_P/dN_W) = 0$, так что

Рис. 2.13. Влияние изотопного состава отвала на стоимость единицы готового продукта:

1 — стоимость работы разделения; 2 — стоимость питания; 3 — суммарная стоимость; 4 — стоимость работы разделения в секции обогащения

$$C_F = C_U \left[V'(N_F) - V'(N_W^*) - (N_F - N_W^*) \left| \frac{dV'(N)}{dN} \right|_{N_W^*} \right] =$$

$$= C_U \left[(2N_F - 1) \ln \frac{R_F}{R_W^*} - \frac{(2N_W^* - 1)(N_F - N_W^*)}{N_W^*(1 - N_W^*)} \right]. \quad (2.222)$$

В случае разделения изотопов урана зависимость отношения C_F/C_U от значения отвала показана на рис. 2.14. Подставив в (2.221) выражение для C_F (2.222), получим:

$$C_{P(\min)} = C_U \left[(2N_P - 1) \ln \frac{R_P}{R_W^*} - \frac{(2N_W^* - 1)(N_P - N_W^*)}{N_W^*(1 - N_W^*)} \right]. \quad (2.223)$$

Выражение в скобках в последнем уравнении представляет собой работу разделения, необходимую для получения единичного количества обогащенного продукта с концентрацией N_P в каскаде без секции извлечения, питаемом сырьем с концентрацией N_W^* , стоимостью которого равна нулю.

Возвращаясь к рис. 2.13, видим, что, поскольку кривая полной стоимости продукта имеет довольно плоский минимум, разумное отклонение значения отвала от оптимального значения N_W^* не очень сильно сказывается на стоимости обогащенного продукта. Следует также заметить, что это теоретическое значение концентрации отвала ввиду его зависимости от отношения C_F/C_U может к тому же изменяться под влиянием непредвиденных экономических перемен.

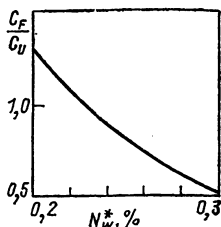


Рис. 2.14. Оптимальный отвал N_W^* как функция отношения C_F/C_U

ГЛАВА 3

ГАЗОВАЯ ДИФфуЗИЯ

Д. Массиньон

Газовая диффузия принадлежит к числу старейших технологий, применявшихся когда-либо для разделения изотопов урана. Несмотря на существование новых методов, она остается наиболее распространенной (свыше 95% производства обогащенного урана).

В основе газодиффузионного метода разделения лежит явление молекулярной диффузии. В закрытом сосуде, находящемся в тепловом равновесии с окружающей средой, все молекулы газовой смеси имеют в среднем одну и ту же кинетическую энергию. Поэтому более легкие молекулы движутся быстрее и ударяются о стенки чаще, чем более тяжелые молекулы. Если в стенке имеется такое малое отверстие, что газ как целое из него не вытекает, то

легкие молекулы будут проникать через него в относительно большей пропорции, чем тяжелые молекулы.

Зависимость молекулярной диффузии через отверстие от молекулярной массы газа впервые была проверена в опытах Грэхема [3.1] с пористыми материалами более ста лет назад и в экспериментах Кнудсена [3.2] с малыми отверстиями и капиллярами. Законы молекулярной диффузии через отверстие дают простую иллюстрацию кинетической теории газов Максвелла [3.3].

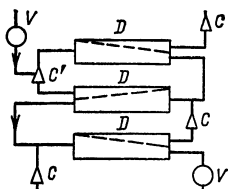


Рис. 3.1. Газодиффузионная ступень: C_1 — компрессор продиффундировавшего потока; C_2 — компрессор обедненного потока; D — делитель; E — теплообменник (на входе в делитель); F — ввод питания в каскад; V — регулирующий клапан (на обедненном потоке)

Пожалуй, раньше всего газовая диффузия через пористую перегородку была применена для разделения компонентов газовой смеси Рамзаем [3.4], когда он открыл гелий земного происхождения в образце газа, извлеченном из уранового минерала клевеита и подвергнутом очистке повторным пропусканием через глиняную трубку.

Разделительный элемент в этой технологии представляет собой диффузионную ячейку, разграниченную на два отделения пористой перегородкой (рис. 3.1). Между ее двумя сторонами создается разность давлений. Газ, продиффундировавший через перегородку, обогащается легким компонентом, а непродиффундировавший газ обедняется им. Диффузионная ячейка имеет по меньшей мере один вход для питания в отделении высокого давления и два выхода в обоих отделениях для обогащенного и обедненного потоков. Поскольку в отдельном разделительном элементе достигается лишь ограниченное разделение, процесс необходимо повторять многократно в каскаде. Простейшая разделительная ступень содержит одну диффузионную ячейку. На входе в ячейку компрессоры поддерживают давление на постоянном уровне, а теплообменник отводит теплоту сжатия технологического газа. На выходе обедненной фракции находится регулирующий клапан, с помощью которого уравнивается поток.

Разделение изотопов методом газовой диффузии в лабораторном масштабе впервые проводили Линдеманы Астон [3.5], чтобы получить изотопные смеси, обогащенные малораспространенными изотопами, для определения масс изотопов и для изучения атомных и молекулярных спектров. Первые результаты по изотопному обогащению методом газовой диффузии получили Астон для изотопов неона [3.6] и Харкинсы для изотопов хлора [3.7] и ртути [3.8]. Герц [3.9], применив вместо повторений элементарного процесса каскад из 24 ступеней, сумел улучшить обогащение ^{22}Ne .

Вслед за тем каскады с числом ступеней от 34 до 48 были применены для обогащения неона ^{22}Ne [3.10], водорода ^2H [3.11], азота ^{15}N [3.12] и метана — ^{13}C [3.13].

Во время второй мировой войны газодиффузионная технология была разработана для крупномасштабного производства урана, высокообогащенного изотопом ^{235}U , в рамках Манхэттенского проекта США [3.14—3.21] и Британского проекта Управления по трубным сплавам [3.22, 3.23]. Объединенные англо-американские исследования после 1942 г. привели к строительству первого газодиффузионного завода США в Ок-Ридже (1945 г.). Изотопной смесью для процесса разделения служил гексафторид урана, так как это единственное соединение урана с моноизотопным элементом (фтором), обладающее достаточно высокой упругостью пара при комнатной температуре.

С 1956 г. уран, обогащенный методом газовой диффузии, начал поставляться для мирных целей США [3.24]. Основные газодиффузионные заводы для промышленного разделения изотопов урана сегодня действуют или строятся: в США (Ок-Ридж, Падьюка, Портсмут), СССР (Урал), Англии (Кейпенхёрст), Китае (вблизи Ланьчжоу) и Франции (Пьерлатт, Трикастен).

В следующих разделах мы рассмотрим физику прохождения газовых смесей через пористые перегородки (фильтры) (разд. 3.1), свойства потока в разделительной ступени (разд. 3.2) и физико-химические свойства гексафторида урана (разд. 3.3). Далее мы обсудим технологические аспекты газодиффузионного завода (разд. 3.4), методы оптимизации (разд. 3.5) и имеющуюся информацию о существующих промышленных заводах (разд. 3.6).

3.1. РАЗДЕЛИТЕЛЬНАЯ ПЕРЕГОРОДКА (ФИЛЬТР)

В газодиффузионном методе разделения к наиболее важным физическим характеристикам пористой перегородки (фильтра) относятся проницаемость и разделительная эффективность; этими двумя величинами вместе определяется общая площадь фильтров и число разделительных ступеней, необходимых для получения продукта заданного обогащения. В этом разделе мы рассмотрим зависимость этих характеристик от физики течения газа с помощью основных моделей, предложенных для описания структуры пористых тел.

3.1.1. Принцип разделения. Молекулярная диффузия через отверстие

Самая простая модель пористой перегородки — отверстие, т. е. маленькая дырка в стенке закрытого сосуда. Когда давление газа P_f в тепловом равновесии внутри сосуда (входное давление) и внешнее давление P_b (выходное давление) будут настолько низкими, что внутри капилляра или около его торцов столкновения молекул друг с другом практически не происходят, то молекулы

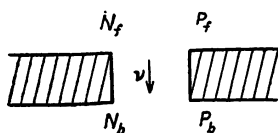


Рис. 3.2. Диффузия через пору

будут диффундировать через капилляр независимо (рис. 3.2). Если на обеих сторонах капилляра поддерживаются различные низкие давления $P_f > P_b$ при одинаковой температуре, то результирующий эффузионный поток i -го компонента газовой смеси через отверстие в установившемся состоянии определяется разностью чисел молекул, ударяющих о

площадь отверстия s_0 с противоположных сторон, т. е. если предполагать справедливость законов идеального газа,

$$J_{0i}s_0 = (\bar{v}_i s_0 / 4) (n_{if} - n_{ib}) = [\bar{v}_i s_0 / (4RT)] (P_{if} - P_{ib}). \quad (3.1)$$

Здесь J_{0i} — поток, моль/с; R — универсальная газовая постоянная; $n = \sum n_i$ — молярная плотность смеси; $n_i = n N_i$ — молярная парциальная плотность; N_i — мольная доля (концентрация); $P_i = P N_i$ — парциальное давление; M_i — масса моля и \bar{v}_i — максвелловская средняя скорость i -го компонента газовой смеси

$$\bar{v}_i = [8RT / (\pi M_i)]^{1/2}. \quad (3.2)$$

Плотность потока J_0 , следовательно, обратно пропорциональна $M^{1/2}$ (второй закон Грэхема [3.1] для диффузии при низком давлении).

Коэффициент разделения. Предположим сначала, что выходное давление можно считать пренебрежимо малым, т. е. что $P_b = 0$, и что газовая смесь содержит два сорта молекул с массами моля $M_2 > M_1$ и концентрациями $N_1 = N$ и $N_2 = 1 - N$. Если N_0 и $1 - N_0$ обозначают концентрации внутри сосуда, то отношение концентраций v и $(1 - v)$ в газовой смеси, прошедшей через отверстие, будет равно отношению плотностей потоков молекулярной эффузии J_{10} и J_{20} , определяемых по формуле (3.1):

$$v / (1 - v) = J_{10} / J_{20} = (\bar{v}_1 / \bar{v}_2) (P_{1f} / P_{2f}) = (M_2 / M_1)^{1/2} [N_0 / (1 - N_0)]. \quad (3.3)$$

Следовательно, идеальный элементарный коэффициент разделения будет иметь значение

$$\alpha_0 = 1 + \epsilon_0 = [v / (1 - v)] (1 - N_0) / N_0 = (M_2 / M_1)^{1/2}. \quad (3.4)$$

Для изотопной смеси ^{235}U и ^{238}U в гексафториде урана $\alpha_0 = 1,00429$; для ^{20}Ne и ^{22}Ne $\alpha_0 = 1,0488$, а для ^{36}Ar и ^{40}Ar $\alpha_0 = 1,0541$. Таким образом, приближение $\alpha_0 - 1 \ll 1$ в теории каскада [см. разд. 2.2.2, уравнение (2.83)] будет справедливым для разделения изотопов урана, а также для изотопов благородных газов (см. разд. 3.4.1).

На практике выходным давлением P_b в диффузионном потоке в общем пренебрегать нельзя. Кроме того, геометрия пор в пористом фильтре не так проста, как в модели отверстий: столкнове-

ния между молекулами различающихся компонентов приводят к выравниванию скоростей этих молекул v_1 и v_2 вследствие передачи импульса вблизи отверстия, тогда как столкновения молекул со стенками пор стремятся восстановить различие в средних скоростях молекул (3.2), обусловленное тепловым равновесием. По этим причинам при заданной концентрации v в выходящем потоке концентрация легкого компонента N_f на отверстии со стороны повышенного давления оказывается выше N_0 , так что реальный элементарный коэффициент разделения

$$\alpha_B = [v/(1-v)](1-N_f)/N_f < \alpha_0 \quad (3.5)$$

ниже идеального, соответствующего формуле (3.4). Коэффициент α_B можно связать с α_0 с помощью разделительной эффективности фильтра.

Разделительная эффективность фильтра определяется как отношение [3.25—3.28] реального обогащения фильтра, соответствующего формуле (3.5), к идеальному, следующему из формулы (3.4):

$$S = (v - N_f)/(v - N_0). \quad (3.6)$$

Из формулы (3.4) имеем:

$$N_0 = v/[v + \alpha_0(1-v)]. \quad (3.7)$$

Далее из формул (3.6), (3.7) находим:

$$S = (v - N_f)[1 + (\alpha_0 - 1)(1 - v)]/[(\alpha_0 - 1)v(1 - v)]. \quad (3.8)$$

Значение S вычислим, исключив N_f из формулы (3.8) с помощью уравнения разделения на фильтре

$$J_1(N_f)/J_2(N_f) = v/(1-v). \quad (3.9)$$

Здесь $J_i(N_f)$ — плотность потока i -го компонента смеси, протифундировавшего через пористый фильтр. Уравнение (3.9) сводится к (3.3), если этот поток молекулярный и если $P_b = 0$.

Реальный коэффициент разделения α_B в соответствии с формулами (3.5), (3.8) определяется соотношением

$$\alpha_B - 1 = (\alpha_0 - 1)S/[1 + (\alpha_0 - 1)(1 - v)(1 - S)], \quad (3.10)$$

правая часть которого примерно равна $(\alpha_0 - 1)S$, если $\alpha_0 - 1 \ll \ll 1$, как это имеет место для UF₆.

Влияние выходного давления. Если $P_b \neq 0$, то эффузионный поток газа с обратной стороны фильтра, где концентрация легкого компонента равна N_b , складывается (алгебраически) с прямым потоком газа со стороны входа, где эта концентрация равна N_f . В установившемся состоянии концентрация v в потоке, прошедшем через отверстие, обычно не совпадает с N_b : в соответствии с формулами (3.1), (4.9) она определяется уравнением

$$\begin{aligned} v/(1-v) &= (M_2/M_1)^{1/2} (P_{1f} - P_{1b})/(P_{2f} - P_{2b}) = \\ &= \alpha_0(N_f - rN_b)/[(1 - N_f) - r(1 - N_b)], \end{aligned} \quad (3.11)$$

где r — отношение давлений:

$$r = P_b/P_f. \quad (3.12)$$

Исключив теперь N_f из уравнений (3.8), (3.11), найдем:

$$S = 1 - r [\alpha_0 N_b (1 - \nu) - \nu (1 - N_b)] / [(\alpha_0 - 1) \nu (1 - \nu)]. \quad (3.13)$$

Если состав смеси на выходе поддерживается таким же, как внутри поры (скрещенные потоки, разд. 3.2), то $\nu = N_b$ и

$$S = 1 - r. \quad (3.14)$$

Влияние столкновений между молекулами. Значение S зависит также от структуры фильтра и от отношения частоты столкновений молекул со стенками пор к частоте столкновений молекул друг с другом (см. разд. 3.1.2), т. е. тем самым от режима газовой диффузии через пористый фильтр (см. разд. 3.1—3.7).

3.1.2. Газовая диффузия через пористый фильтр

Структура фильтра. Пористый фильтр представляет собой перегородку с большим числом маленьких пор. В качестве основных теоретических моделей структуры пористого фильтра используются либо модели капиллярного типа, в которых поры представляются в виде разделенных между собой сквозных каналов, либо модели типа спрессованных твердых порошков, когда поры имеют вид взаимно сообщающихся пустот в пористой среде. В пористых фильтрах, разработанных для газодиффузионного разделения, поры большей частью имеют неправильную форму сечения, отличаются извилистостью и сообщаются друг с другом; по структуре пористая среда похожа больше на слой шариков, чем на пучок капилляров (см. разд. 3.4.1). Однако для капиллярных моделей теории течения газа оказывается более точной и простой. Поэтому простая модель пор в виде пучка одинаковых цилиндрических капилляров круглого сечения, перпендикулярных поверхности фильтра, используется далее в качестве эталонной при рассмотрении физики диффузии через пористые среды.

Для капиллярных моделей используются следующие основные характеристики структуры фильтра [3.29, 3.30]: толщина l (длина поры), площадь сечения поры s_0 или радиус поры a , пористость δ (отношение объема пустот к полному объему) и удельная поверхность S_0 (полная внутренняя поверхность стенок пор в единице объема пористого тела). Например, если поры в фильтре имеют вид пучка параллельных капилляров с круглым сечением $s_0 = \pi a^2$, то

$$\delta = n_0 \pi \int_0^\infty a^2 f(a) da = n_0 \pi \langle a^2 \rangle; S_0 = n_0 2\pi \langle a \rangle. \quad (3.15)$$

Здесь n_0 — число отверстий пор на 1 см² и $f(a)$ — распределение пор по радиусам [3.30, 3.31], которое может быть, например, рас-

пределением Гаусса, Пуассона, Пирсона или « χ -квадрат». Когда все капилляры одинаковы, то $\langle a \rangle = a$ и $S_0 = 2\delta/a$; если $a = 100 \text{ \AA}$ [3.14] и $\delta = 0,1$, то $n_0 = 30$ млрд. пор на 1 см^2 , а $S_0 = 200 \text{ м}^2 \cdot \text{см}^{-3}$. Для описания неупорядоченных структур пор применяются бимодальные распределения. В более сложных капиллярных моделях вводят дополнительно другие характеристики структуры: извилистость $\xi = l_e/l$, в которой используется эффективная длина $l_e > l$ [3.29], или сообщаемость систем капилляров [3.32, 3.33].

Для всех моделей пористых сред можно ввести гидравлический радиус, равный отношению удвоенного объема пустот к смачиваемой поверхности:

$$\bar{a} = 2\delta/S_0. \quad (3.16)$$

Для пучка капилляров $\bar{a} = \langle a^2 \rangle / \langle a \rangle$; если капилляры одинаковы, то $\bar{a} = a$.

Пористая среда, образованная изотропным спрессованным порошком, характеризуется функцией распределения $f(l_w)$ длин отрезков l_w , отсекаемых стенками пор, и средним значением $\bar{l}_w = \lambda_w$. Для слоя одинаковых шариков радиусом R было показано [3.34, 3.35], что

$$S_0 = 3(1 - \delta)R; \quad (3.17)$$

$$\lambda_w = \int_0^\infty dl_w l_w f(l_w) = 4\delta R / [3(1 - \delta)] = 4\delta/S_0 = \bar{a}.$$

Величина $\lambda_w = 2a$ хорошо известна для капилляра круглого сечения радиусом a [3.36].

Дисперсия распределения $f(l_w)$ при заданном значении λ_w заметно влияет на определяемые характеристики потока [3.37]. Следует упомянуть также модель газа пылевых частиц [3.38—3.41], в которой пористая среда рассматривается как система частиц пыли, неподвижно закрепленных в пространстве. В этой модели взаимодействие молекул со стенкой учитывается в рамках кинетической теории, причем частицы пыли — гигантские молекулы с почти бесконечной массой.

Проницаемость фильтров. Проницаемость пористого фильтра G , пропорциональная пористости δ , выражается законом Дарси [3.42] и измеряется в $\text{г} \cdot \text{моль} / (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{Па})$:

$$G = \Sigma \Gamma_i / (A \Delta P) = \delta \sum_i J_i / (\Delta P), \quad (3.18)$$

где Γ_i — поток i -го компонента газовой смеси через полную поверхность фильтра A ; J_i — плотность потока (поток через единичную площадь) и ΔP — разность давлений по обе стороны перегородки. Чтобы получить поток, измеряемый не в молях, а в единицах массы, веса или объема, нужно умножить J_i соответственно на M , Mg или PV . Сравнивая фильтры с различной структурой пор, мы по-

лучаем $J_i = \Gamma_i / A\delta$ для слоя шариков или пучка капилляров и $J_i = \Gamma_i / s_0$ или $\Gamma_i / \pi a^2$ (при $\delta = 1$) для одиночных капилляров. Предположим, что в обоих случаях имеет место постоянный градиент давления

$$\Delta P = P_f - P_b = -l(dP/dx). \quad (3.19)$$

Уравнение (3.19) практически выполняется внутри длинных капилляров или в однородной пористой среде, когда $l \gg \bar{a}$; краевые поправки для коротких капилляров учитываются с помощью эффективной длины, большей l .

Для эффузионной проницаемости отверстия площадью s_0 из формул (3.13), (3.18) получается

$$G_0 = (2\pi RT)^{-1/2} \langle M^{-1/2} \rangle_N, \quad (3.20)$$

где для бинарной смеси

$$\langle M^{-1/2} \rangle_N = N M_1^{-1/2} + (1 - N) M_2^{-1/2}. \quad (3.21)$$

Столкновения молекул со стенками пор. Закон этих столкновений сформулируем, задавая угловое распределение индивидуальных траекторий молекул, отраженных после столкновения от стенки пор (как в методах средней длины свободного пробега), или же вводя значение коэффициента аккомодации для передачи тангенциального импульса (как в методах гидродинамики). В обоих случаях взаимодействие молекул газа со стенками пор представляет затем в виде соответствующего граничного условия на совершенно гладкой геометрической поверхности (плоскости, цилиндре, сфере и т. д.).

Средний тангенциальный импульс падающих молекул, сохраняемый отраженными молекулами, описывают по Максвеллу [3.43, 3.44], предполагая, что некоторая часть молекул $(1 - f)$ испытывает зеркальное отражение от стенки по закону: угол отражения от стенки равен углу падения. Если $f = 1$, то тангенциальный импульс в среднем не сохраняется и отражение происходит «диффузно», т. е. в случайно выбранном направлении. Такое диффузное отражение по закону косинуса аналогично рассеянию света по закону Ламберта в оптике. Оптическая аналогия показывает, что только такое диффузное отражение действительно должно происходить для случая, когда масштаб шероховатости поверхности стенки больше, чем длина волны де Бройля, ассоциированная с импульсом падающей молекулы [3.36, 3.46]. Поскольку процесс диффузии через пору оказывается почти изотермическим, длина этих волн в среднем будет такого же порядка, как амплитуда тепловых колебаний стенки (эффект Дебая — Валлера, приводящий к термической шероховатости $\sim 10^{-9}$ см при комнатной температуре [3.36, 3.46]). Диффузное отражение должно также наблюдаться, если попавшие на стенку молекулы пребывают на ней достаточно долго, так что достигают теплового равновесия, т. е. $> 10^{-12} - 10^{-13}$ с [3.47] (см. разд. 3.1.7). Таким образом, зеркаль-

ное отражение будет происходить только на очень гладких поверхностях, хорошо очищенных от адсорбированных загрязнений.

Экспериментальные данные по рассеянию молекулярных пучков поверхностями подтверждают, что часть тангенциального импульса молекулы после столкновения с гладкими поверхностями сохраняется, но вместе с тем указывают на более сложный характер взаимодействия [3.46, 3.48, 3.49]. Более гибкое феноменологическое описание данных опыта может быть получено при введении коэффициентов аккомодации для передачи импульса и энергии при столкновениях молекул со стенкой [3.45, 3.50, 3.51]:

$$a_{\Phi} = (\Phi_{\text{пад}} - \Phi_{\text{отр}}) / (\Phi_{\text{пад}} - \Phi_0), \quad (3.22)$$

где $\Phi_{\text{пад}}$ и $\Phi_{\text{отр}}$ — значения Φ в падающем и отраженном потоках; Φ_0 — значение Φ при полной аккомодации. Если Φ означает тангенциальный импульс, то $\Phi_0 = 0$. Максвелловскому граничному условию диффузно-зеркального отражения соответствует значение коэффициента аккомодации тангенциального импульса $a_{\Phi} = f$ [3.50]. Формула (3.22) позволяет вводить и другие граничные условия, например, по закону Ламберта, отличающемуся от диффузного отражения, или условие обратного рассеяния, или предложенные в работах [3.52, 3.53] более сложные условия, которые полностью согласуются с данными Хинчена и Фоли [3.48] по рассеянию молекулярных пучков.

Столкновения между молекулами. Средний свободный пробег. Относительная роль столкновений молекул друг с другом и со стенкой проще всего определяется сравнением характерных размеров пор с длиной свободного пробега молекул. Для простого газа, а в первом приближении и для изотопной смеси средний пробег λ , который молекулы совершают в газе за данное время между последовательными столкновениями (или средний свободный пробег по Максвеллу), определяется как результат деления средней скорости \bar{v} на частоту межмолекулярных столкновений ν_r :

$$\lambda = \bar{v} / \nu_r = 1 / n \pi \sigma^2 \sqrt{2} = RT / (P \pi \sigma^2 \sqrt{2}), \quad (3.23)$$

где \bar{v} вычисляется по формуле (3.2), σ — диаметр соударения молекул; $P = nRT$ в соответствии с уравнением состояния идеального газа. Средний пробег, который молекула совершает между данным и ближайшим столкновением, или средний свободный пробег по Тэйтту [3.54], составляет $0,957 \lambda$.

Значения λ и σ в формуле (3.23) нельзя измерить непосредственно; их вычисляют из экспериментальных данных, относящихся к коэффициентам переноса в газе, а именно к коэффициентам вязкости η , самодиффузии D_{11} или теплопроводности K , с помощью соотношений [3.55]:

$$\eta = \frac{1}{3} \bar{\rho} \bar{v} \lambda_0 k_v; \quad D_{11} = \frac{1}{3} \bar{v} \lambda_0 k_d;$$

$$K = \frac{1}{3} n \bar{v} C_v \lambda_0 k_h; \quad \text{Sc} = \eta / (\rho D_{11}) = k_v / (k_d);$$

$$\text{Pr} = \eta C_p / (KM) = \gamma \eta C_v / (KM) = \gamma k_v / k_d, \quad (3.24)$$

где ρ — массовая плотность; C_v и C_p — молярная удельная теплоемкость при постоянном объеме и давлении; $\gamma = C_p / C_v$ — отношение удельных теплоемкостей; Sc и Pr — числа Шмидта и Прандтля, которые можно также определить непосредственно из газодинамических экспериментов. В приближенной элементарной кинетической теории $k_v = k_d = k_h = 1$ и соответствующие произведения $\lambda_0 k_v$, $\lambda_0 k_d$ и $\lambda_0 k_h$ в соотношениях (3.24) равны λ_0 для всех трех коэффициентов переноса. Таким образом, здесь мы имеем значения $\text{Sc} = 1$ и $\text{Pr} = \gamma$, точно не совпадающие с числами Sc и Pr , получаемыми из газодинамических экспериментов.

Более строгая кинетическая теория учитывает межмолекулярную потенциальную энергию $U(r_0)$, где r_0 — расстояние между центрами масс молекул в бинарных столкновениях [3.55]. В этом случае

$$k_v = 15\pi / (32\Omega^{(2,2)*}); \quad k_d = 9\pi / (16\Omega^{(1,1)*});$$

$$k_h = (5/2) [(9\gamma - 5)/10] k_d. \quad (3.25)$$

Здесь введены интегралы столкновений $\Omega^{(s,s)*}$, получаемые в первом приближении при решении уравнения Больцмана по методу Чепмена — Энскога; причем для теплопроводности применена поправка Эйкена для многоатомных молекул [в случае одноатомных молекул $\gamma = 5/3$ и $k_h = (5/2)k_d$].

Для модели взаимодействия молекул в виде упругих твердых шаров [$U(r_0) = 0$ при $r_0 > \sigma$ и $+\infty$ при $r_0 \leq \sigma$] все интегралы $\Omega^{(s,s)*}$ равны единице и $k_v = 15\pi/32 = 1,473$ или с учетом второго приближения по Чепмену — Энскогу $k_v \approx 3/2$ (3.54). В большинстве теоретических работ по газовой диффузии используется длина свободного пробега, соответствующая коэффициенту вязкости по Чепмену:

$$\lambda = \lambda_v = \lambda_0 k_v = 2\eta / \rho \bar{v}, \quad (3.26)$$

где $k_v = 3/2$. Тогда для числа Шмидта имеем $\text{Sc} = 5/6$, а для числа Прандтля получаем $\text{Pr} \approx 4\gamma / (9\gamma - 5)$ в случае многоатомных и $2/3$ в случае одноатомных газов. Если ввести длину свободного пробега, соответствующую самодиффузии или теплопроводности по соотношению $\lambda_d = \lambda_0 k_d$ или $\lambda_h = \lambda_0 k_h$, в (3.24), то они будут связаны с длиной λ , определенной формулами (3.24), (3.26), соотношением $\lambda_d = \lambda / \text{Sc}$ или $\lambda_h = \lambda \gamma / \text{Pr}$. В дальнейшем будет применяться определение λ по формуле (3.26).

В случае модели Леннарда — Джонса (6—12) для межмолекулярного взаимодействия

$$U(r_0) = -4\epsilon [(\sigma/r_0)^{12} - (\sigma/r_0)^6] \quad (3.27)$$

интегралы столкновений $\Omega^{(s,s)*}$ зависят от температуры, входящей в комбинацию ε/RT , где $-\varepsilon$ — энергия притяжения [ккал*/(г·моль)] потенциальной ямы на расстоянии $r_0=1,12\sigma$. Для большинства газов число Шмидта находится в интервале 0,71—0,77, например для инертных газов, O_2 , N_2 [3.55] и UF_6 (см. разд. 3.3.1).

Диффузия через пористый фильтр. Для одномерной диффузии бинарной газовой смеси в свободном пространстве уравнение диффузии Чепмена имеет вид:

$$u_1 - u_2 = -D_{12} \left[\frac{1}{N(1-N)} \frac{dN}{dz} + \frac{\beta}{P} \frac{dP}{dz} + \frac{\beta'_2 F_2 - \beta'_1 F_1}{RT} + \frac{K_T}{N(1-N)} \frac{1}{T} \frac{dT}{dz} \right], \quad (3.28)$$

где локальная скорость диффузии $u_1 - u_2$ равна разности средних скоростей двух компонентов u_1 и u_2 . Эта скорость диффузии состоит из четырех составляющих: молекулярной взаимодиффузии (направленной против dN/dz), бародиффузии (направленной против dP/dz), вынужденной диффузии (под действием внешних сил F_1 и F_2) и термодиффузии (направленной против dT/dz). В уравнении (3.28) D_{12} — коэффициент взаимной диффузии, K_T — отношение коэффициента термодиффузии к D_{12} и β , β'_1 , β'_2 — коэффициенты, описывающие эффекты бародиффузии и вынужденной диффузии [3.54, 3.56, 3.57].

Все эти составляющие скорости диффузии в свободном пространстве обусловлены столкновениями между разнородными молекулами. В пористом фильтре столкновения молекул со стенками дают еще одну составляющую — свободномолекулярную, основанную на сохранении различных максвелловских средних скоростей \bar{v}_1 и \bar{v}_2 при столкновениях молекул со стенками. Если по обе стороны фильтра поддерживается одинаковое давление, эта новая составляющая прибавляется к молекулярной взаимодиффузии (3.28), как только возникает градиент парциальной плотности dN/dz . В процессе газодиффузионного разделения поперек фильтра поддерживается разность давлений, а вдоль обеих его сторон создается постоянное движение газа. Тогда к свободномолекулярному потоку внутри пор добавляется общее течение газовой смеси в целом. В этом общем течении в качестве единственных диффузионных составляющих следует рассматривать молекулярную взаимодиффузию [см. (3.28)] и свободномолекулярную диффузию.

Свойства потоков компонентов бинарной смеси J_i , определяющие проницаемость фильтра ($J_1 + J_2$) и разделительную эффективность (J_1/J_2), зависят от соотношения указанных двух составляющих. Относительная роль межмолекулярных столкновений по сравнению со столкновениями молекул со стенками характеризу-

* 1 ккал = 4,1868 кДж. — Прим. ред.

ется числом Кнудсена $Kn = \lambda/\bar{a}$. В зависимости от этого числа поток газа при газовой диффузии разбивается на три основные области, а именно:

- а) молекулярный поток $Kn \gg 1$, $\lambda \gg \bar{a}$, разд. 3.1.3;
- б) вязкий поток ($Kn \ll 1$, $\lambda \ll \bar{a}$), имеющий вид суммы диффузионного потока скольжения и потока Пуазейля, разд. 3.1.4;
- в) переходный поток ($Kn \approx 1$, $\lambda \approx \bar{a}$), разд. 3.1.3, 3.1.6.

Свойства потока при переходе от молекулярного потока к вязкому будут рассматриваться потому, что они оказываются полезными для понимания зависимости разделительной эффективности и проницаемости фильтра от различных моделей структуры пористого тела. Недавние результаты, полученные с применением уравнения Больцмана к этой области, будут использованы для подтверждения гипотез или результатов.

Режимы потока изменяются, когда роль адсорбции диффундирующего газа на стенках пор возрастает (см. разд. 3.1.7).

3.1.3. Молекулярное течение

Течение простого газа. В интервале очень низких значений давления ($\lambda \gg \bar{a}$, очень высокие числа Kn) плотность изотермического свободномолекулярного потока (или кнудсеновского потока) $J_K = nu$ через пористый фильтр под действием градиента плотности dn/dz и соответствующая проницаемость [3.36] (если справедливы законы идеального газа) имеют вид:

$$J_K = -\frac{2\bar{a}\bar{v}}{3} \beta_K \frac{dn}{dz} + \gamma_K \frac{d^3n}{dz^3} \simeq -\frac{2\bar{a}\bar{v}}{3RT} \beta_K \frac{dP}{dz}; \quad (3.29)$$

$$G_K = -\frac{2\bar{a}\bar{v}}{3RTl} \beta_K \delta = -\frac{8\bar{a}}{3l} \delta \beta_K G_0.$$

В формуле (3.29) значения G_0 и \bar{v} определены соотношениями (3.20), (3.22), а безразмерный множитель β_K выражает влияние геометрии капилляров и закона отражения молекул от стенки. В случае достаточно длинного капилляра круглого сечения ($l \gg a$) и диффузного отражения от стенок ($f=1$) $\beta_K=1$. Из формулы (3.29) следует, что значения J_K и G_K пропорциональны \bar{v} и тем самым обратно пропорциональны корню квадратному из массы моля.

При выводе формулы (3.29) для длинного капилляра Смолуховский [3.58] показал, что результирующий свободномолекулярный поток в произвольном сечении капилляра определяется из баланса импульса, передаваемого стенке молекулами, пересекающими это сечение по всем возможным траекториям после отражения от стенки капилляра. Для $l \gg a$ слагаемое, пропорциональное d^3n/dz^3 , можно не учитывать [3.36].

Если между концами капилляра поддерживается также разность температур, то в формуле (3.29) dP/dz следует заменить на $d(PT^{-1/2})/dz$ [3.44, 3.59].

Влияние геометрии пор. Плотность молекулярного потока через длинные капилляры некруглого сечения [3.29, 3.30, 3.60] с таким же гидравлическим радиусом, как для длинного капилляра круглого сечения, соответствует значениям множителя β_K , несколько большим единицы: $\beta_K=1,11$ для квадратного сечения, 1,15 и 1,47 для прямоугольных сечений с отношением сторон 2 и 10 [3.29]. Для параллельных пластин ($b/a \rightarrow \infty$, $l \gg a$) множитель β_K имеет вид $(3/8)/\ln(l/a)$ [3.29]. Значения множителя β_K для пор с поперечным сечением другой формы (эллиптической, кольцевой и др.) приведены Клаузингом [3.60].

Внутри коротких капилляров градиент давления уже нельзя считать постоянным по всей длине поры, и траектории молекул на выходе расходятся [3.61]; краевые поправки учитываются введением эффективной длины $l + \Delta_K a > l$. Для коротких капилляров круглого сечения

$$\beta_K = l/(l + a\Delta_K) = (3l/8a) Q(l/a), \quad (3.30)$$

где Q — вероятность проникновения через капилляр при свободномолекулярном течении. Для отверстия $Q=1$, так как значение $\beta_K=3l/8a$ преобразует формулу (3.29) в формулу (3.1) для свободномолекулярного потока через отверстие, а для длинного капилляра ($l \gg a$) имеют место значения $Q=8a/3l$ и $\beta_K=1$. Клаузинг [3.60] показал, что

$$Q(l/a) = 1 - (2/a) \int_0^l dx \, v_w(x) v_{w0}(x), \quad (3.31)$$

где плотность столкновений молекул со стенкой определяется решением интегрального уравнения

$$v_w(x) = v_{w0}(x) + \int_0^l dx' K(x', x) v_w(x'), \quad (3.32)$$

ядро которого $K(x', x)$ дает вероятность того, что молекула, вылетевшая со стенки в точке с абсциссой x' , испытывает следующее столкновение со стенкой в точке с абсциссой x ; $v_{w0}(x)$ означает частоту столкновений молекул, испытавших соударение со стенкой в первый раз [эта частота $v_{w0}(x)=0$ в точке, удаленной от концов капилляра, и пренебрежимо мала в длинном капилляре].

Уравнение Клаузинга может быть получено из кинетического уравнения Больцмана [3.53]. Значения $Q(l/a)$ были точно определены решением уравнения (3.32) вариационным методом [3.62, 3.63], а недавно также методом оценок сверху и снизу, сводящихся к решению уравнения [3.64]. Оба эти метода приводят к согласию с экспериментальными данными [3.23, 3.30, 3.64—3.67]. В случае коротких капилляров круглого сечения $\beta_K=0,71, 0,58$ и $0,25$ для $l/a=10, 5$ и 2 соответственно. Множитель β_K вычислен также для случая коротких параллельных пластин [3.68] и хаотической сети каналов [3.69].

Проницаемость фильтров типа спрессованных порошков оказывается меньше, чем проницаемость пучка длинных капилляров круглого сечения, при одинаковых значениях пористости и гидравлического радиуса. В первом случае траектории молекул в среднем будут длиннее, чем во втором, в полтора или два раза в зависимости от коэффициента извилистости [3.29, 3.30, 3.70]; кроме того, частота столкновений молекул со стенками в первом случае будет значительно выше, и, как было отмечено раньше для капилляров, это также приводит к уменьшению вероятности проникновения молекул [3.66]. Из экспериментальных данных для фильтров в виде слоя шариков [3.30] получены значения $\beta_K = 0,35 \div 0,50$. Модель извилистых капилляров, предложенная Хиби и Палем [3.32], также дает $\beta_K = 0,35$. Теоретическая модель в виде слоя шариков приводит большей частью к более высоким значениям β_K : модель броуновского движения Дерягина [3.34], решения уравнения Больцмана [3.39, 3.71—3.73] дают $\beta_K = 9/13$, а решения уравнения Клаузинга (3.32) — еще большие значения [3.62, 3.74]. Бретон, решив обобщенное уравнение Клаузинга для $v(x, \theta)$, где θ — угол между нормалью к поверхности шара и направлением потока газа, показал, что эти высокие значения для

$$\beta_K = [1/(2\lambda_w^2)] \int_0^\infty dl_w l_w^2 f(l_w) - (4/13) \quad (3.33)$$

зависят от выбора закона распределения длин отрезков между сферами в формуле (3.17)

$$f(l_w) = (1/\lambda_w) \exp(-l_w/\lambda_w) \quad \text{или} \quad (4l_w/\lambda_w^2) \exp(-2l_w/\lambda_w). \quad (3.34)$$

Обычно используют (по аналогии с максвелловским распределением длины свободных пробегов в неограниченном газе) первое из распределений (3.34), которое дает $\beta_K = 9/13$. Второе распределение, приводящее к $\beta_K = 23/52$, лучше согласуется с наблюдаемой структурой фильтров из спеченных шариков, а также с измеренным в опытах по течению газов значением $\beta_K = 0,35$ [3.37].

Все эти результаты соответствуют чисто диффузному отражению от стенок.

Влияние закона столкновений молекул со стенкой. Используя граничное условие Максвелла, Смолуховский [3.58] показал, что для капилляров

$$\beta_K = (2 - f)/f, \quad (3.35)$$

где f — коэффициент диффузного отражения (см. разд. 3.12).

Справедливость уравнения (3.35) была доказана также для параллельных пластин [3.60]. Таким образом, значение β_K в формуле (3.29) равно произведению $(2 - f)/f$ на коэффициент β_K , характеризующий геометрию пор. Для упакованных шариков Дерягин получил $\beta_K = 9/(9 + 4f)$ вместо $9/13$ в случае полностью диффузного отражения [3.34, 3.71, 3.72]. Увеличение плотности

молекулярного потока, соответствующее $f < 1$, было обнаружено в экспериментах с тщательно очищенными гладкостенными капиллярами, изготовленными, например, из расплавленных металлов или стекла; для β_K были получены значения до 1,15 (или для f до 0,93) [3.29, 3.30; 3.65, 3.75, 3.76].

Наблюдаемый молекулярный поток обычно оказывается меньше ($\beta_K < 1$), чем для случая, когда отражение от стенок было бы полностью диффузным [3.65, 3.68, 3.76—3.84]. Автор работы [3.77] предположил, что такое уменьшение потока может быть обусловлено рассеянием молекул на неровностях очень шероховатой стенки пор, даже если каждый элемент этих неровностей рассеивает диффузно. Девис и др. [3.81] поддержали эту гипотезу и первую теоретическую модель де Маркуса [3.80], воспроизводящую измеренные плотности потока. Они применили метод Монте-Карло к простым геометрическим моделям капилляров; при размерах внутренней шероховатости до 15% радиуса капилляра плотности молекулярного потока могут быть на 20% меньше, чем в случае диффузного отражения от гладких стенок. Таким образом, тангенциальная составляющая импульса сохраняется в среднем по направлению, противоположному плотности потока. Этот эффект может быть очень существенным внутри малых пор газодиффузионного фильтра. Это кажущееся обратное отражение от очень шероховатых поверхностей может быть представлено в теории молекулярного течения соответствующим граничным условием на гладкой стенке. Такое граничное условие может быть сформулировано с помощью коэффициента accommodation тангенциального импульса, большего единицы [3.52, 3.85], или с помощью коэффициента обратного рассеяния, введенного Берманом [3.82] по аналогии с максвелловским коэффициентом зеркального отражения $1 - f$. Если f' — доля диффузно рассеянных молекул и $1 - f'$ — доля обратного рассеяния, то коэффициент β_K в формуле (3.29) для длинного капилляра круглого [3.82] или кольцевого [3.83] сечения будет

$$\beta_K = f' / (1 - f') < 1 \quad (3.36)$$

Для объяснения того факта, что экспериментальные значения [3.48, 3.76] часто оказываются по меньшей мере на 30% ниже тех, которые получились бы по формулам (3.29) при $\beta_K = 1$, коэффициенту f' приходится приписывать довольно низкие значения — до 0,8. Для слоя шариков Вильямс [3.85] получил формулу $\beta_K = 9 / (18 - 5f')$, которая в верхнем пределе при $f' = 1$ принимает значение Дерягина (9/13), также дает для β_K значения, соответствующие более сложным граничным условиям Черчиньяни [3.53] и Кущера [3.52].

В случае справедливости формул (3.29) произведение $J_K \sqrt{M}$ не должно зависеть от природы газа. Отклонения от этого закона наблюдались еще Кнудсенom [3.2] и Хагиллом [3.78] для H_2 , N_2 и CO_2 . Опыты Бермана и Лунда [3.79] по течению благородных газов через отверстия, капилляры и керамические фильтры пока-

зали, что эти отклонения не связаны с различием формы молекул: отсутствие отклонения от закона $J_K \sqrt{M} = \text{const}$ для отверстия и наличие отклонения в пределах 2—7% для других видов пористых сред указывают на влияние столкновений молекул со стенкой. Было обнаружено, что эти отклонения уменьшаются экспоненциально с увеличением энергии ϵ в модели Леннарда — Джонса для молекулярного взаимодействия (3.66). Проявление этой энергии при столкновениях молекул со стенкой может быть связано с многослойной адсорбцией на поверхности [3.86] (см. разд. 3.1.6).

Поток бинарной смеси. Концентрация легкого компонента v внутри пористого фильтра определяется уравнением (3.9), а для молекулярной (или кнудсеновской) проницаемости из формул (3.18), (3.29) получается

$$G_K = (8\delta/3)(\bar{a}/l) 1/\sqrt{2\pi RT} \langle M^{-1/2} \beta_K \rangle_v, \quad (3.37)$$

где сокращенное обозначение $\langle f \rangle_v$ введено в соответствии с формулой (3.21).

Элементарный коэффициент разделения имеет идеальное значение [3.78, 3.85, 3.87]

$$\alpha_0 = (\sqrt{M_2}/\sqrt{M_1}) (\beta_K)_1/(\beta_K)_2, \quad (3.38)$$

которое сводится к значению (3.7) только в том случае, если коэффициент аккомодации тангенциального импульса будет одинаковым для обоих компонентов смеси [3.58]. Изотопические различия в максвелловском коэффициенте диффузного отражения f наблюдались Леннардом — Джонсом и Девонширом [3.88] для водорода и дейтерия.

3.1.4. Вязкий поток

В капилляре малого радиуса сопротивление потоку препятствует развитию турбулентности и течение остается ламинарным; при малых числах Кнудсена ($\lambda \ll a$) поток под действием градиента давления имеет параболическое распределение скоростей по радиусу [3.89]:

$$u(r') = u_0 - [(a^2 - r')^2/4\eta] (dP/dz), \quad (3.39)$$

где η — коэффициент вязкости (3.26); u_0 — скорость скольжения, введенная Максвеллом для описания скольжения газа на стенке, наблюдавшегося в опытах Кундта и Варбурга [3.90]:

$$u_0 = u(r')|_{r'=a} = -\xi_0 (du/dr')|_{r'=a}, \quad (3.40)$$

где ξ_0 — коэффициент скольжения на стенке. Значения u_0 и ξ_0 определяют, приравнявая касательное напряжение движущегося газа — $\eta(du/dr')$ на стенке ($r'=a$) среднему импульсу, передаваемому стенке. В элементарной кинетической теории [3.43] этот средний импульс для простого газа при граничном условии диф-

фузного отражения составляет $(n\bar{v}/4)2\mu_0$. Отсюда

$$u_0 = -c[a/(Mn\bar{v})](cP/dz); \quad \xi_0 = c\lambda, \quad (3.41)$$

где c — безразмерный множитель. Численное значение c зависит от теории, используемой при выводе формул (3.41): $c=1$ в теории Максвелла [3.43, 3.44].

Как было сказано выше, $c=1,20$ в теории Крамерса [3.91] и $c=4/3$ в теории Презента [3.36] и в других кинетических теориях [3.92—3.94]. С помощью решения кинетического уравнения Больцмана методом БГК (Бхатнагара — Гросса — Крука) [3.95] можно получить значение $c=1,147$ [3.96]. Его следует сравнить с экспериментальными данными, полученными в работах [3.30, 3.45, 3.66, 3.97]; из опытов Лунда и Бермана [3.66] $c=1,26$. В соответствии с (3.41) толщина пограничного слоя в потоке со скольжением равна по порядку величины средней длине свободного пробега в неограниченном пространстве λ (кнудсеновский слой).

При интегрировании распределения (3.39) по поперечному сечению поры можно получить плотность вязкого потока $J_v = \pi u$ в виде суммы потока скольжения J_s и чисто пуазейлевского потока J_p . Для любой геометрии пор этот результат может быть представлен следующими уравнениями:

$$J_v = J_p + J_s; \quad J_p = -[a^2/(8\eta KT)]\beta_p P(dP/dz); \\ J_s = -[a/(M\bar{v})] c\beta_s(dP/cz) = (3/16)c(\beta_s/\beta_K)J_K. \quad (3.42)$$

Безразмерные коэффициенты β_p и β_s здесь учитывают влияние геометрии пор и закона столкновений молекул со стенкой. Для длинного капилляра круглого сечения и полностью диффузного отражения эти коэффициенты равны единице ($\beta_p = \beta_s = 1$). Проницаемость для вязкого течения получается интегрированием уравнений (3.42) по толщине пористого фильтра:

$$G_v = G_s \left[1 + \frac{\bar{a}M\bar{v}}{8c\eta RT} \frac{\beta_p}{\beta_s} \bar{P} \right] = G_K \left[\frac{3\pi c\beta_s}{16\beta_K} + \frac{3\pi}{64} \frac{\beta_p}{\beta_K} \frac{\bar{a}}{\lambda} \right]; \quad \left. \begin{aligned} \bar{P} &= (P_1 + P_2)/2. \end{aligned} \right\} \quad (3.43)$$

Проницаемость для вязкого течения (3.43) зависит линейно от среднего давления \bar{P} и $G(\bar{P}) \rightarrow G_s$ при $\bar{P} \rightarrow 0$.

Экспериментальные данные по проницаемости пористых сред [3.2, 3.29, 3.30, 3.45, 3.66, 3.77, 3.84, 3.98] свидетельствуют о том, что $G(\bar{P})$ линейно зависит от \bar{P} и что для очень коротких капилляров и фильтров из спрессованных порошков значение $G(\bar{P})$ в пределе $\bar{P} \rightarrow 0$ стремится к $G_s = G_K$, т. е. к кнудсеновской проницаемости; однако для длинных капилляров $G_s < G_K$ примерно на 15—20%, а для параллельных пластин — примерно на 50—60%. В последних случаях наблюдаемая проницаемость G уменьшается по сравнению с G_K для $\bar{P} = 0$, проходит через минимум в области чисел Кнудсена $\text{Kn} = 2\eta RT/(M\bar{v}\bar{a}\bar{P})$ от двух до пяти и возрастает при более высоких значениях \bar{P} , асимптотически приближаясь к

значениям, полученным по формулам (3.42) (рис. 3.3). Такое поведение проницаемости $G(\bar{P})$ и его влияние на разделение компонентов смеси будет рассмотрено в разд. 3.1, 3.5, 3.6.

Влияние геометрии пор. Теоретические или экспериментальные данные, относящиеся к коэффициенту потока скольжения β_s в формулах (3.42), остаются неполными. Бэррер и Никольсон [3.30] показали, что коэффициент β_s в зависимости от l/a медленно

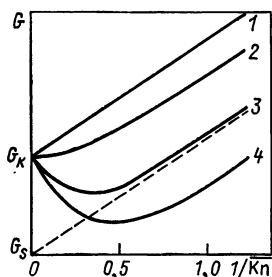


Рис. 3.3. Экспериментальная проницаемость G для основных моделей пористого фильтра:

1 — отверстие, слой шариков; 2 — короткий капилляр ($l=5a$); 3 — длинный капилляр ($l \gg a$); 4 — параллельные пластины; G — в произвольных единицах; $Kn = \lambda/a$ означает число Кнудсена, соответствующее давлению, $\bar{P} = 1/2(P_1 + P_2)$; G_K и G_S — значения проницаемости для потока скольжения

уменьшается для капилляров круглого сечения (β_s изменяется от 1 при $l \rightarrow \infty$ до 0,945 при $l = 10a$), и предположили, что $\beta_s = 1$ для параллельных пластин и капилляров прямоугольного сечения. Для слоя шариков пористостью $\delta < 0,8$ отношение β_s/β_K приближается к $16/(3\pi c)$ [3.30]. Этот результат получается из формул (3.42), в соответствии с которыми теория [3.37] предсказывает для $J_V(0)$ значение плотности потока $J_V(0) = J_s$, тогда как опыт [3.29, 3.37] дает значение, равное молекулярному потоку J_K .

Пуазейлевский коэффициент формы β_P зависит от геометрии пор сильнее, чем β_s . Теоретически были получены следующие значения β_P , подтвержденные опытом: 1,12 для квадрата, 1,05 и 0,75 для прямоугольников с отношением сторон 2 и 10 [3.30].

Короткий капилляр круглого сечения с длиной l имеет такую же проницаемость, как длинный капилляр с эффективной длиной $l + a\Delta_P$, причем

$$\beta_P = l/(l + a\Delta_P) = 8l/(8l + 3\pi a). \quad (3.44)$$

Эта формула для β_P , полученная Вайсбергом и Хенксом [3.94, 3.99], дает значения $\beta_P = 1$ при $l \rightarrow \infty$ (длинный капилляр) и $\beta_P = 8l/3\pi a$ при $l \rightarrow 0$. Последний результат можно также представить значением $\Delta_P = 3\pi/8$ для краевой поправки, полученным Роско [3.100] для отверстия с помощью уравнения Навье — Стокса. Значения β_P , предсказываемые формулой (3.44), были подтверждены экспериментально в работах [3.84, 3.101].

Для щелевого отверстия Роско [3.100] получил значение $\beta_P = \pi l/2a$, также подтверждаемое опытом [3.102]. Для длинных параллельных пластин (длинных в направлении потока) коэффициент β_P равен $2/3$ [3.29, 3.30].

Карман и Козени [3.29] представили экспериментальные данные для пористых сред типа уплотненных слоев, полагая $\beta_P =$

$= 2/(k_0 \xi^2)$, где k_0 — коэффициент формы сечения ($k_0 = 2$ для круга, $k_0 \approx 2 \div 2,5$ для правильной формы) и ξ — коэффициент извилистости ($\xi = 1,5$); найденные таким образом значения β_P для многих уплотненных пористых слоев располагаются в диапазоне от 0,3 до 0,4 в согласии с результатами вычислений [3.30] по элементарной теории Лассеттра [3.75]. Более сложные теории вязкого потока исходят из формулы Стокса для сопротивления сферы при вязком обтекании и поправок к ней Милликена [3.103] и Эпштейна [3.104] в сочетании с решениями кинетического уравнения Больцмана [3.71, 3.72]. Формула Эпштейна также была получена из решения уравнения Больцмана в 13-моментном приближении Града с различными функциями распределения по скоростям для падающих и отраженных молекул [3.105]; теория была проверена на потоках через слои одинаковых спеченных шариков. Эта теория дает значение $\beta_P = 0,35$, найденное также в опытах Бретона [3.37] с пористыми фильтрами такого же типа.

Влияние столкновений молекул со стенкой. Эти столкновения играют большую роль в пограничном слое скольжения. При граничном условии диффузно-зеркального отражения значение коэффициента β_S определяется такой же формулой (3.35), как и значение β_K , для длинных [3.29, 3.30, 3.43, 3.103] и коротких капилляров [3.106]. Однако для данного газа, диффундирующего в данной поре, доля диффузного отражения f совсем не должна быть одинаковой в потоке скольжения и в молекулярном потоке: распределение скоростей в потоке скольжения после столкновения искажается. Для потока скольжения были получены значения f в пределах $0,70 < f < 1$ [3.29, 3.67, 3.68], причем в вычислениях по формулам (3.42) использовали значения β_S , определенные в соответствии с (3.35). В молекулярном потоке для тех же газов и стенок того же типа были получены значения в пределах $0,97 < f < 1$.

Применяя граничное условие обратного диффузного рассеяния, Берман [3.82] получил для потока скольжения вдоль плоской пластины формулу $c\beta_S = f'e[2/\pi + f'/2(2 - f')]$, которая при $f' = 1$ дает значение c , вычисленное Черчиньяни и Пагани [3.96].

Поток бинарной смеси. Проницаемость для вязкого потока зависит от \bar{P} линейно: наклон $G(\bar{P})$ — отношение пуазейлевской проницаемости G_V к \bar{P} , а отрезок на оси ординат дает проницаемость для потока скольжения. Пуазейлевский поток не приводит к разделению, и некоторые авторы полагают, что поток скольжения также не дает разделения, так как оба этих потока составляют вместе поток, вызываемый вязким касательным напряжением (например, это предполагается в теории разделения Маллинга, цитированной Фейном и Брауном [3.76]). Однако плотность потока скольжения пропорциональна $1/\sqrt{M}$, а в кнудсеновском слое преобладают столкновения молекул со стенкой; поэтому поток скольжения должен приводить к разделению, как предполагается в теории разделения Презента — де-Бетюна, модифицированной авторами работы [3.76].

3.1.5. Переходное течение простого газа

В предыдущих главах диффузионный поток через пористое тело, пропорциональный $1/\sqrt{M}$, был рассмотрен в двух предельных случаях: в пределе свободномолекулярного кнудсеновского потока J_K , когда межмолекулярные столкновения отсутствуют, и в пределе потока скольжения J_S в кнудсеновском слое, когда основной вязкий поток создается касательным напряжением. В обоих предельных случаях поток не зависит от давления. Теперь эти два предельных случая будут рассматриваться как единый диффузионный поток, в частности в длинных капиллярах или в зазоре между параллельными пластинами, где существует минимум J в зависимости от P . При этом хорошее приближение может быть получено при рассмотрении самодиффузии газа внутри капилляра при постоянном давлении.

Самодиффузия простого газа внутри капилляра при постоянном давлении. Самодиффузия внутри капилляра при очень низком давлении в отсутствие градиента давления есть не что иное, как взаимная диффузия молекул простого газа внутри капилляра, а потому процесс самодиффузии можно рассматривать как результат сложения процесса самодиффузии в неограниченном пространстве с процессом кнудсеновской диффузии, обусловленной столкновениями молекул со стенками.

Босанке [3.107] рассмотрел такое сложение двух диффузионных процессов с точки зрения броуновского движения молекул. Полная частота столкновений $\nu_M = \bar{v}/\lambda_M$ складывается из частоты столкновений молекул со стенкой $\nu_K = \bar{v}/\lambda_K$ и частоты межмолекулярных столкновений $\nu = \bar{v}/\lambda$ [см. (3.23)], где λ_M , λ_K и λ — соответствующие длины среднего свободного пробега. Поскольку соответствующие им коэффициенты диффузии D_M , D_K и коэффициент самодиффузии в неограниченном пространстве D_{11} пропорциональны ν_M , ν_K и ν (диффузионные уравнения Эйнштейна), то из формулы $\nu_M = \nu_K + \nu$ следует, что коэффициент самодиффузии газа внутри капилляра есть гармоническое среднее из D_K и D_{11} :

$$1/D_M = 1/D_K + 1/D_{11}. \quad (3.45)$$

Поскольку плотности потока J и коэффициенты диффузии D взаимно связаны уравнением Фика [3.108]:

$$-D(dn/dx) = J, \quad (3.46)$$

то из формулы (3.29), имеющей следствием выражение $D_K = 2\bar{a}\bar{v}\beta_K/3$ (в доказательстве Босанке $\beta_K=1$), и, из формул (3.24) для $D_{11} = \bar{v}\lambda_d/3$, где λ_d — средняя длина свободного пробега при самодиффузии, получается

$$D_M = D_K [1 + \beta_K (2\bar{a}/\lambda_d)]^{-1}; \quad J_M = J_K [1 + \beta_K (2\bar{a}/\lambda_d)]^{-1}. \quad (3.47)$$

Если длина свободного пробега λ определяется в соответствии с (3.26), то $\lambda_d = 2\lambda$. Плотность потока самодиффузии J_M внутри

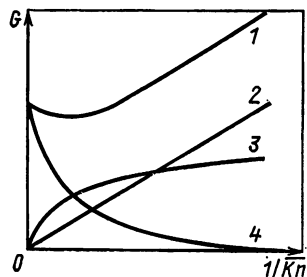
пор уменьшается вместе с λ (и $1/P$) от чисто кнудсеновского значения J_K (в пределе $\lambda \rightarrow \infty$, $P \rightarrow 0$) до 0 (в пределе $\lambda \rightarrow 0$, $P \rightarrow \infty$).

Формула Босанке для самодиффузии оказалась хорошим приближением и при более детальном рассмотрении. Поллард и Презент [3.109] повторили вывод формулы (3.29) по Смолуховскому, но с учетом межмолекулярных столкновений, используя максвелловское распределение свободных пробегов между этими столк-

Рис. 3.4. Переход от свободномолекулярного потока к вязкому потоку в длинном капилляре [3.114]. Плотность потока J зависит от числа

Кнудсена $\overline{Kn} = \lambda/a$:

1 — плотность полного потока $J = J_P + J_S + J_K$; 2 — плотность пуазейлевского потока J_P (a/λ); 3 — плотность потока скольжения J_S (a/λ); 4 — плотность свободномолекулярного потока J_K (a/λ)



новениями; они показали, что формулы (3.47) хорошо воспроизводят зависимость плотности диффузионного потока J_M от давления. Формулы (3.47) были выведены и другими методами [3.34, 3.110, 3.111]. В первом приближении формулу (3.45) можно также получить методами БГК [3.112, 3.113] или решением кинетического уравнения Больцмана в пористом слое шариков, но с различающимися распределениями по скорости в потоках падающих и отраженных молекул [3.37]. В этих теориях коэффициент при a/λ может не совпадать с β_K (0,82 вместо 0,69) [3.72]). Выражения для J_M , аналогичные (3.47), были получены для коротких капилляров [3.30, 3.66, 3.106], щелей [3.30, 3.106] и параллельных пластин [3.29, 3.58, 3.106], для которых Хиби и Паль показали, что поток J_M уменьшается с числом Кнудсена быстрее, чем для длинных капилляров. Эти теории самодиффузии остаются справедливыми для потоков при очень малой разности давлений $\Delta P \ll \bar{P}$ [3.75, 3.110, 3.111]. Опыты Визнера [3.65] по самодиффузии изотопов ксенона в капиллярах подтверждают формулы (3.45), (3.47).

Поток скольжения при низком давлении. Свойства потока через длинный капилляр в переходной области могут быть объяснены гипотезой Вебера [3.114] об аддитивности пуазейлевского потока, потока скольжения и молекулярного потока Босанке (3.47) (рис. 3.4):

$$J(a/\lambda) = J_P + J_S(a/\lambda) + J_M(a/\lambda). \quad (3.48)$$

Вебер заметил, что значение J_S в формулах (3.42) не стремится к нулю, когда $a/\lambda \rightarrow 0$. Для того чтобы ввести зависимость потока J_S от a/λ , следует проанализировать роль отдельных молекул в процессе скольжения. Если все молекулы отражаются от стенок диффузно, то в скольжении могут участвовать только те молеку-

лы, которые до столкновения со стенкой испытали столкновение с другими молекулами. Число таких столкновений в элементе объема длинного капилляра $\pi a^2 dx$ составляет $(n\bar{v}/2\lambda)\pi a^2 dx$, а число столкновений молекул со стенкой при этом равно $(n\bar{v}/4)2\pi a dx$. Таким образом, для потока скольжения получается

$$J_S(a/\lambda) = [(\beta_S a/\lambda)/(1 + \beta_S a/\lambda)] J_S(\infty), \quad (3.49)$$

где $J_S(\infty)$ определяется формулой (3.42), а β_S — коэффициент геометрической формы пор [3.39], введенный в выражение Вебера для длинных капилляров. Поток скольжения J_S принимает предельные значения $J_S(\infty)$ при $a/\lambda \rightarrow \infty$ и 0 при $a/\lambda \rightarrow 0$. Вебер произвел более подробные вычисления и получил выражение для $J(a/\lambda)$, дополнив анализ самодиффузии Презента и Полларда [3.109] предположением о том, что все молекулы, испытавшие первое столкновение с другими молекулами, приобретают добавочную скорость, равную скорости скольжения u_0 . При $J_S = J_S(a/\lambda)$ для потока $J(a/\lambda)$ по формуле (3.40) имеет место теоретический минимум для длинного капилляра. Теория Вебера была применена для коротких капилляров, параллельных пластин и пор других геометрических форм [3.29, 3.66, 3.106]. Гипотезу Вебера об аддитивности потоков продемонстрировал Фрайр [3.92], который подтвердил прежние эмпирические формулы Кнудсена [3.2] и Адзуми [3.98].

Переход от свободномолекулярного потока к вязкому. Бэррер и Никольсон [3.30] проверили гипотезу Вебера об аддитивности потоков, выражаемую формулами (3.48), (3.49), при различных коэффициентах формы пор β_K , β_S и β_P . Они вычислили глубину минимума $\Delta_0 = (J_K - J_{\min})/J_K$ на кривой $J(\bar{P})$ для капилляров круглого или прямоугольного сечения и для параллельных пластин, используя значения коэффициентов β_K , β_S и β_P для указанной выше геометрии пор (табл. 3.1). Их вычисления согласуются с экспериментальными данными. Они подтвердили также отсутствие минимума для коротких капилляров.

Лунд и Берман [3.66] предложили очень точную полуэмпирическую формулу, выражающую многие экспериментальные данные по проницаемости длинных и коротких капилляров круглого сечения в виде суммы диффузионного и дрейфового членов G_V , причем дрейфовый член включает в себя поток скольжения и пуазейлевский поток

$$\left. \begin{aligned} G\left(\frac{a}{\lambda}\right) &= \frac{2a\bar{v}}{3l_{\text{эф}}} \left[1 + \frac{a}{\lambda}\right]^{-1} F\left(\frac{a}{\lambda}, \frac{l}{a}\right) l + G_V\left(\frac{l}{a}\right); \\ l_{\text{эф}} &= l + \frac{\alpha'(a/\lambda)}{1 + \alpha'(a/\lambda)} \Delta_S a + \frac{\Delta_K a}{1 + \alpha'(a/\lambda)} = l + \Delta' a. \end{aligned} \right\} \quad (3.50)$$

В формуле (3.50) в уравнение Босанке (3.47) вводят подгоночную функцию F для совпадения его с более точными выражениями Презента — Полларда и Вебера, а также для применения к капиллярам произвольной длины l .

Таблица 3.1. Теоретические коэффициенты β_K , β_S и β_P для капилляров некоторых геометрических форм и минимум Δ_0 кривой $J(\bar{P})$, найденный по формуле (3.48)

Геометрия капилляров	β_K	β_S	β_P	Δ_0
Капилляры круглого сечения:				
$l \gg a$	1	1	1	0,070
$l=30a$	0,916	0,994	0,963	0,038
$l=20a$	0,821	0,985	0,945	0,02
$l=10a$	0,716	0,945	0,894	Минимум отсутствует
Источник данных	[3.66]	[3.30]	Уравнение [3.44]	[3.30]
Капилляры прямоугольного сечения:				
$l=10a$	1,47	$\lesssim 1$	0,755	0,27
$l=2a$	1,15	$\lesssim 1$	1,030	0,13
Источник данных	[3.29]	[3.30]	[3.29]	[3.30]
Параллельные пластины	$(3/8)[\ln(l/a)]^{-1}$	~ 1	2/3	0,47
Источник данных	[3.30]	[3.30]	[3.29]	[3.30]

Краевую поправку $\Delta'a$ вычисляют как среднее взвешенное по относительным числам столкновений молекул со стенкой и друг с другом значений двух поправок — поправки Δ_{Ka} для свободно-молекулярного потока и поправки Δ_{Sa} для предела высоких a/λ ; величину постоянной α' определяют эмпирически, она составляет 1,4137 по формуле (3.26). Кинг [3.115] показал, что поправка Δ_{Sa} остается для всех (l/a) близкой к величине $\Delta_{Sa} = \pi a/2$, найденной лордом Рэлеем для отверстия [3.116]. Дрейфовый член $G_V(l/a)$ определяется как среднее гармоническое двух значений — для отверстия $G_V(0)$ и для длинного капилляра $G_V(\infty)$.

Переход от вязкого потока к молекулярному для пор некоторых геометрических форм исследовали также Черчиньяни и др. [3.117] с помощью различных решений кинетического уравнения Больцмана, например решения линеаризованного модельного уравнения БГК (для которого число Прандтля $Pr=1$). При этом хорошо согласуются полученные теоретические результаты и собранные Лундом и Берманом [3.66] экспериментальные данные, касающиеся минимума плотности потока $J(\bar{P})$ в длинных капиллярах круглого и кольцевого сечения и в зазоре между длинными параллельными пластинами ($l \gg \bar{a}$). Еще лучше согласуются данные, полученные при использовании линеаризованного уравнения Больцмана более общего по сравнению с линеаризованной моделью БГК вида, которое допускает значение числа Прандтля $Pr=2/3$.

Отсутствие минимума для коротких капилляров с отношением $l/\lambda \approx 2$ было показано Хиби и Палем [3.32] для модели извилистых сообщающихся капилляров. Бретон [3.37] не обнаружил минимума также для потока через слой шариков.

3.1.6. Переходный поток бинарной смеси

Первую удачную теорию разделительной эффективности разработали Презент и Де-Бетюн [3.118] для длинного капилляра. Они предположили, что переходный поток бинарной смеси представляется суммой пуазейлевского потока и потока взаимной диффузии, аналогичного самодиффузионному потоку Босанке [3.107] для простого газа в соответствии с формулой (3.47). Полученные уравнения могут быть распространены на поры другой геометрической формы и на любой закон взаимодействия молекул со стенкой [3.76, 3.87] введением коэффициентов β_K (см. разд. 3.1.3) и β_P (см. разд. 3.1.4). Поток скольжения в этой теории отсутствует, как и в теориях Босанке и Полларда — Презента [3.109] для простого газа; он был введен позднее в других теориях, где предполагался изотермическим.

Теория Презента и Де-Бетюна. Если столкновениями молекул пренебрегать нельзя, то в бинарной смеси происходит обмен импульсом между разнородными молекулами, и легкая молекула в таком столкновении в среднем теряет импульс

$$M_1(u_1 - u_c) = [M_1 M_2 / (M_1 + M_2)] (u_1 - u_2), \quad (3.51)$$

где u_1 и u_2 — средние скорости ($u_i = J_i/n_i$) молекул двух компонентов, а u_c — среднемассовая скорость смеси. Средняя потеря импульса в одном столкновении пропорциональна разности средних скоростей молекул. Презент и Де-Бетюн [3.118] показали, что полный импульс, передаваемый за единицу времени в единичном объеме, также пропорционален $(u_1 - u_2)$ и может быть записан следующим образом:

$$(u_1 - u_2) n_1 n_2 RT / (n D_{12}). \quad (3.52)$$

Здесь D_{12} — коэффициент взаимной диффузии, соответствующий формуле (3.28); его значение можно получить из формул (3.24), (3.25) для D_{11} , если подставить в них $2M_1 M_2 / (M_1 + M_2)$ и $\sigma_{12} = (\sigma_1 + \sigma_2)/2$ вместо M и σ [3.55]. При этом влиянием столкновений молекул одинаковых компонентов на D_{12} можно пренебречь [3.36]. Таким образом, плотность потока легкого компонента удовлетворяет уравнению баланса, в котором учитывается падение давления в капилляре и потеря молекулами импульса на стенке, как в формуле (3.29), и потеря импульса при столкновениях с тяжелыми молекулами по формуле (3.52). Для длинного капилляра получается уравнение

$$\begin{aligned} + \pi a^2 [d(NP)/dz] = & 2\pi a (3\pi/8) M_1 u_1 (n\bar{v}_1/4) + \\ & + \pi a^2 (u_1 - u_2) [n_1 n_2 RT / (n D_{12})]. \end{aligned} \quad (3.53)$$

Аналогичное уравнение имеет место для тяжелого компонента. Прибавляя плотность пуазейлевского потока J_P (3.42), как в уравнении Вебера (3.48), мы находим, что плотность потока легкого компонента для всех чисел Кнудсена будет:

$$J_1 = \frac{8\beta_K}{3\sqrt{2\pi RT M_1}} \left[\frac{\alpha_0}{1+BP} \frac{d(NP)}{dz} + f_0 \frac{NBP}{1+BP} \frac{dP}{dz} + NAP \frac{dP}{dz} \right]. \quad (3.54)$$

Аналогичное уравнение получается для J_2 с заменой N и α_0 на $(1-N)$ и 1. В уравнении (3.54) α_0 — идеальный коэффициент разделения, определенный формулой (3.4), и если ввести обозначение $\langle V\bar{M} \rangle_N$ в соответствии с (3.21), то

$$f_0 = M_2^{1/2} / \langle M^{1/2} \rangle_N, \quad (3.55)$$

$$A = [3\bar{a}/(16\eta\bar{v}_2)] (\beta_P/\beta_K);$$

$$B = \frac{8\bar{a}}{3} \beta_K \sqrt{\frac{kT}{2\pi M_1 M_2}} \frac{\langle M \rangle_N}{PD_{12}}.$$

В первоначальную теорию Презента — Де-Бетюна здесь введены безразмерные коэффициенты β_K и β_P [3.76, 3.87], учитывающие отклонение закона отражения от диффузного и отличие геометрической формы пор от длинного капилляра. В формуле (3.54) содержится предположение, что полный поток каждого компонента смеси через пору представляется в виде суммы диффузионного, т. е. разделяющего, потока, пропорционального градиенту парциального давления $d(NP)/dz$, и неразделяющего потока, пропорционального градиенту полного давления dP/dz . Справедливость этого предположения была установлена также для зазора между параллельными пластинами [3.57] и для слоя шариков [3.37].

Первое слагаемое в формуле (3.54) выражает идеально разделяющий кнудсеновский поток, пропорциональный $1/\sqrt{\bar{M}_1}$. Второе слагаемое не приводит к разделению компонентов и представляет собой потерю импульса в столкновениях между разнородными молекулами. Третье слагаемое дает неразделяющий пуазейлевский поток. Эти три слагаемые пропорциональны соответственно

$$\alpha_0/(1+BP); \quad f_0 BP/(1+BP); \quad AP. \quad (3.56)$$

Отношение B/A имеет вид:

$$B/A = (256/9\pi) (1/Sc) [\langle V\bar{M} \rangle_N \langle M \rangle_N / (V\bar{M}_1 M_2)] \times \\ \times (\beta_K^2/\beta_P) \simeq (64/3\pi) (\beta_K^2/\beta_P). \quad (3.57)$$

Здесь Sc и $\langle M \rangle_N$ определены формулами (3.24), (3.21), причем для изотопной смеси приближенно соблюдается равенство $Sc = 3/4$. В последнем случае относительная роль трех слагаемых формулы (3.54) в длинном капилляре ($\beta_P = \beta_K = 1$) выражается величинами

$$1/[1+(a/\lambda)]; \quad (a/\lambda)/[1+(a/\lambda)]; \quad (3\pi/64) (a/\lambda). \quad (3.58)$$

Рассмотрение величин (3.58) показывает, что при малых значениях a/λ пуазейлевский поток в 6,79 раза меньше, чем неразделяющий поток, обусловленный потерей импульса, и оба потока начинают играть одинаковую роль только при $a/\lambda \approx 5,79$.

Проницаемость фильтра. Сложение J_1 и J_2 и интегрирование суммы по толщине фильтра от входа до выхода дает проницаемость фильтра G для бинарной смеси:

$$G = \frac{\delta}{l} \frac{8}{3} \frac{\bar{a} \beta_K}{\sqrt{2\pi RT}} \frac{1}{\langle \sqrt{M} \rangle_N} + \frac{\delta}{l} \frac{\bar{a}^2 \beta_P}{8\eta RT} \bar{P} = G_K \left(1 + \frac{\bar{P}}{P_0} \right), \quad (3.59)$$

где $\langle \sqrt{M} \rangle_N$ определяется формулой (3.21), а характеристическое давление имеет вид:

$$P_0 = \frac{f_0}{A} = \frac{16\eta \bar{v}_s}{3\bar{a}} f_0 \frac{\beta_K}{\beta_P} \simeq \frac{64}{3\pi} \left(\frac{P\lambda}{\bar{a}} \right) \frac{\beta_K}{\beta_P}. \quad (3.60)$$

Последнее значение характеристического давления P_0 в формуле (3.60) справедливо только для изотопной смеси. В теории Презента — Де-Бетюна проницаемость фильтра зависит от среднего давления \bar{P} линейно; наклон $G(\bar{P})$ равен обратному значению характеристического давления P_0 , а $G(0) = G_K$, т. е. проницаемость в нуле, совпадает с молекулярной проницаемостью. Для изотопной смеси молекулярная проницаемость равна пуазейлевской при $P = P_0$ или при $\lambda = 0,1473(a\beta_P/\beta_K)$.

Линейность $G(\bar{P})$ по формуле (3.59) не учитывает минимум, наблюдаемый для капилляров или параллельных пластин. Фейн и Браун [3.76] заметили, что, если скорости компонентов смеси u_1 и u_2 уменьшить настолько, насколько уменьшается дрейфовая скорость смеси в минимуме $G(\bar{P})$, потеря импульса вследствие столкновений между разнородными молекулами (3.52) уменьшится точно на такое же значение. Переход от скольжения к молекулярному потоку можно представить введением в коэффициент B формул (3.54), (3.55) зависимости от давления таким образом, чтобы он изменялся от свободномолекулярного значения при нулевом давлении до соответствующего скольжению значения при высоком давлении. Это достигается заменой β_K в формуле (3.55) на β'_K :

$$\beta'_K = \beta_K \left(v'_w + \frac{J_S}{J_K} v'_g \right); \quad (3.61)$$

$$v'_w = 1 - v'_g = \left(1 - \frac{\bar{a}}{\lambda} \right) \exp \left(-\frac{\bar{a}}{\lambda} \right) + \left(\frac{\bar{a}}{\lambda} \right)^2 Ei \left(\frac{\bar{a}}{\lambda} \right).$$

Здесь v'_w — доля столкновений со стенкой молекул, прилегающих с другой стенки; v'_g — доля столкновений со стенкой молекул, испытавших столкновение с другими молекулами. Член, содержащий интегральную экспоненту $Ei(\bar{a}/\lambda)$, оказывается малым. Значения J_K и J_S получаются из измерений проницаемости [3.76].

Разделительная эффективность фильтра. Уравнение разделения

(3.9) после подстановки J_1 и J_2 по формулам (3.54) преобразуется к линейному дифференциальному уравнению относительно $(N - v) = y$

$$h_0 P(dy/dP) + [h_0 + (f_0 B + A)P + ABP^2]y + (\alpha_0 - 1)v(1 - v). \quad (3.62)$$

Решение этого уравнения при условиях $N = N_f$ на входе в пору и $N = N_b = v$ на выходе из поры определяет разделительную эффективность фильтра

$$S(P_f, P_b) = \frac{(N_f - v) h_0(v)}{(\alpha_0 - 1)v(1 - v)} = \frac{1}{P_f F_0(P_f)} \int_{P_b}^{P_f} dP F_0(P), \quad (3.63)$$

где

$$F_0(P) = \exp \{ [f_0 B + A]/h_0 \} P + (AB/2h_0) P^2; \\ h_0 = 1 + (\alpha_0 - 1)(1 - v), \quad (3.64)$$

причем f_0 берется из формул (3.55). Уравнение (3.62) можно применять даже для неизотопных смесей, например $H_2 - CO_2$, так как различие между решением (3.62) и точным решением уравнения разделения оказывается пренебрежимо малым для высоких значений разделительной эффективности и остается достаточно малым даже для низких разделительных эффективностей. Для S были получены и приближенные формулы [3.25, 3.26, 3.119].

Разложение функции $F_0(P)$ в формуле (3.64) в ряд по степеням P [3.87, 3.119, 3.120] показывает, что разделительная эффективность S , определенная формулой (3.63), зависит от разности давлений на двух сторонах фильтра

$$S = \frac{\Delta P}{P_f} \left[1 - \frac{\Delta P}{P_c} + \frac{2}{3} \left(1 - \frac{h_0 AB}{(f_0 B + A)^2} \right) \frac{2 + r}{1 - r} \frac{\Delta P^2}{P_c^2} + \dots \right]. \quad (3.65)$$

Здесь $r = P_b/P_f$ [см. (3.12)]; P_c — разделительное характеристическое давление фильтра:

$$P_c = \frac{2 h_0}{f_0 B + A} = \frac{32 \pi \eta \bar{v}_s [1 + (\alpha_0 - 1)(1 - v)]}{\bar{a} \left[3\pi \frac{\beta_P}{\beta_K} + 64 \frac{\langle M \rangle}{\sqrt{M_1 M_2}} \beta_K \right]}. \quad (3.66)$$

Формула (3.64) для S приближенно может быть представлена в виде

$$S \approx S_0 \exp(-\Delta P/P_c) \left[1 + \frac{1}{6} \frac{\Delta P^2}{P_c^2} \left(1 + \frac{4 h_0 AB}{(f_0 B + A)^2} \frac{2 + r}{1 - r} \right) \right] \approx \\ \approx S_0 \exp'(-\Delta P/P_c), \quad (3.67)$$

где $S_0 = 1 - r$ [см. (3.14)], а множитель в скобках близок к единице. Разделительное характеристическое давление P_c может быть, таким образом, измерено по начальному наклону (равному $1/P_c$ для $\Delta P = 0$) кривой, изображающей $S(P_f, P_b)/S_0$ в функ-

ции от $\Delta \bar{P}$. Этот начальный наклон $1/\bar{P}_c$ дает также значение радиуса пор в фильтре \bar{a} , определяемое из опытов по разделению с помощью формулы (3.66) (см. разд. 3.4.2).

В соответствии с формулами (3.60), (3.66) характеристические давления для разделения и проницаемости связаны между собой соотношением

$$P_0 = [f_0(f_0 B + A)/(2h_0 A)] P_c \simeq [1 + 64(\beta_K)^2/(3\pi\beta_P)] (P_c/2). \quad (3.68)$$

Второе выражение для P_0 справедливо только для изотопной смеси. Для длинного капилляра круглого сечения $\beta_K = \beta_P = 1$ и $P_0 = 3,895 P_c$.

Характеристическое давление P_c позволяет ввести безразмерную величину φ , равную отношению давления P к P_c , и привести формулу (3.63) к виду $S(\varphi_f, \varphi_b)$, причем

$$F_c(\varphi) = 2\varphi + D\varphi^2; \quad \varphi = P/P_c; \quad D = 2ABh_0/(f_0 B + A)^2. \quad (3.69)$$

Для изотопных смесей $h_0 \simeq 1$, $f_0 \simeq 1$, а $B = 64A/3\pi$, если число Шмидта $Sc \approx 3/4$, как для неона, аргона [3.55] и UF_6 (см. разд. 3.3.1). Тогда

$$S = (\Delta P/P_f) \exp(-\Delta P/P_c) \{1 + (1/6) (\Delta P^2/P_c^2) \times \\ \times [1 - 0,448(2 + r)/(1 - r)] + \dots\} \simeq (1 - r) \exp(-\Delta P/P_c). \quad (3.70)$$

Множитель в скобках отличается от единицы только в третьем знаке после запятой при $S > 0,50$. Это приближение к формуле (3.65) может быть использовано на практике вместо (3.63) для описания разделительной эффективности фильтров при оптимизации газодиффузионного завода [3.119—3.121], причем характеристическое давление определяется следующим образом:

$$P_c = \frac{32\pi\eta \bar{v}_c}{\bar{a} \left(3\pi \frac{\beta_P}{\beta_K} + 64\beta_K \right)} = \frac{128}{3\pi \frac{\beta_P}{\beta_K} + 64\beta_K} \left(\frac{P\lambda}{\bar{a}} \right). \quad (3.71)$$

Физические свойства разделительной эффективности фильтра демонстрируются формулой (3.67), в которой эффективность S представлена (рис. 3.5, 3.6) как функция давлений P_b , P_f и разделительного характеристического давления P_c , содержащего в себе все другие характеристики потока газа и геометрии пор [3.122]. Остановимся подробнее на следующих свойствах S .

а. При данном отношении давления r S уменьшается экспоненциально с ростом отношения разности давлений ΔP к P_c . Таким образом, значение P_c определяет технологическое рабочее давление газодиффузионного завода.

б. Характеристическое давление P_c обратно пропорционально радиусу пор a . Наиболее эффективный способ увеличения рабочего давления в технологии разделения заключается в применении разделительных фильтров с радиусом пор, настолько малым, насколько это допускается явлениями адсорбции (см. разд. 3.1.7). Для данного значения радиуса пор P_c сильно зависит от геомет-

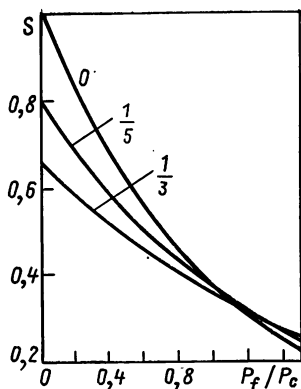


Рис. 3.5. Разделительная эффективность пористого фильтра $S(P_f, P_b)$. На кривых указаны значения отношения $r = P_f/P_b$

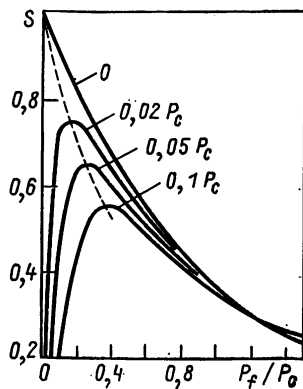


Рис. 3.6. Разделительная эффективность пористого фильтра $S(P_f, P_b)$. На кривых указаны значения обратного давления P_b . Минимум S достигается при $P_f = [P_b + (P_b^2 + 4 P_b P_c)^{1/2}]/2$

рии пор, влияющей на коэффициент β_K ; для коротких капилляров (при значениях l/a в пределах от 1 до 5) P_c в 1,45 раза больше, чем для длинных капилляров (рис. 3.7). Такие короткие капилляры, не имеющие минимума проницаемости $G(\bar{P})$, служат хорошими моделями пористых фильтров.

в. Характеристическое давление P_c растет с температурой технологического процесса пропорционально $\eta \sqrt{T}$. При заданных пористых фильтрах увеличение температуры позволяет увеличить уровень рабочего давления в технологическом процессе.

г. Характеристическое давление P_c обратно пропорционально квадратному корню из молекулярной массы, так что для разделения тяжелых изотопов газовая диффузия оказывается менее эффективной, чем для легких. Для разделения различных изотопных смесей на данном пористом фильтре действует закон подобия

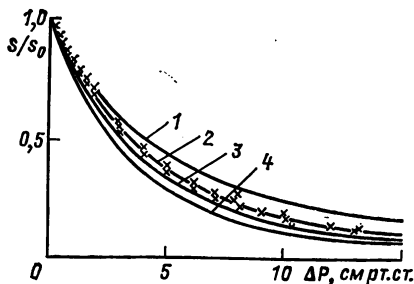
$$P/P_c = \text{const} [P \sqrt{M}/(\eta \sqrt{T})], \quad (3.72)$$

который часто оказывается полезным при испытаниях пористых фильтров (см. разд. 3.4.1).

д. Для неизотопной газовой смеси, например смеси UF_6 с азотом, характеристическое давление P_c зависит от концентрации (мольной доли). Даже в том случае, когда легкий газ присутст-

Рис. 3.7. Разделительная эффективность стеклянного капилляра радиусом 4,907 мкм [3.76]:

× — экспериментальные данные; 1 и 3 — два варианта теории Маллинга; 2 — теория Презента — Де-Бетюна, модифицированная по формуле (3.61); 4 — первоначальная теория Презента — Де-Бетюна



вует в малом количестве, закон подобия (3.72) уже не будет применимым [3.122]: $\langle M \rangle_N$ и $\eta(N)$ будут сохранять значения, соответствующие UF_6 , но значение выражения $[1 + (\alpha_0 - 1)(1 - \nu)] \approx \alpha_0$ в (3.66) будет изменяться в пределах от 1 до 3,6. Кстати, в очистительном каскаде (см. разд. 3.4.4) значения $\langle M \rangle_N$, $\eta(N)$, а с ними и разделительная эффективность S будут также изменяться от ступени к ступени даже в том случае, если все ступени этого каскада будут оснащены одинаковыми пористыми фильтрами и если они будут работать при одних и тех же температуре и давлении.

е. Характеристическое давление $P_c(\beta_k)$ — убывающая функция β_k , пока коэффициент β_k превышает значение $0,38(\beta_p)^{1/2}$, для которого он максимален (изотопный случай); в реальных условиях разделения проницаемость падает, а разделительная эффективность растет с увеличением доли обратного рассеяния; при зеркальном отражении — противоположная ситуация (см. разд. 3.1.7).

ж. Для разделительной эффективности пористого фильтра, например, если $P_b = 0$ [3.118, 3.123],

$$S(\pi_f, 0) = (1 + 0,662\pi_f + 0,338\pi_f^2)^{-1} \simeq 2^{-\pi_f}. \quad (3.73)$$

В формуле (3.73) π_f — другое приведенное давление P_f/P_{50} : P_{50} — давление P_f на входе в фильтр, для которого $S(P_f, 0) = 0,50$. Босанке [3.26, 3.107] предложил для S приближенную формулу, справедливую при $\pi_b \neq 0$:

$$S(\pi_f, \pi_b) \approx (1 - r)/[1 + (1 - r)\pi_f] \approx S_0[1 + (\Delta P/P_{50})]^{-1}. \quad (3.74)$$

Далее, если в формуле (3.54) можно пренебречь неделяющим невязким потоком, то для S получается следующее часто используемое выражение [3.25, 3.26, 3.28, 3.124]:

$$\begin{aligned} S(P_f, P_b) &= (1 - r)/[1 + (1 - r^2)P_f/2P_0] = \\ &= S_0/[1 + (1 + r)\Delta P/2P_0]. \end{aligned} \quad (3.75)$$

Эти выражения для S содержат характеристические давления P_{50} [в (3.73), (3.74)] и P_0 [в (3.75)], отличающиеся от P_c . Например, при разделении изотопной смеси в длинном капилляре круглого сечения с диффузным отражением давление P_{50} равно $0,1834 P_0$ [3.118] или $0,7145 P_c$ в соответствии с формулой (3.68). Начальные наклоны $S(\Delta P)/S_0$ при $\Delta P = 0$ тогда соответственно равны: $0,927/P_c$ в формуле (3.73), $1,400/P_c$ в (3.74) и $0,1284(1 - r)/P_c$ в (3.75). Они существенно отличаются от начального наклона $1/P_c$ в формуле (3.67) для S/S_0 , с высокой точностью аппроксимирующей при низких значениях ΔP теоретическую разделительную эффективность пористого фильтра (3.63) [в соответствии с (3.70) погрешность составляет меньше чем $0,001\%$, если $\Delta P < 0,01 P_c$]. В разд. 3.2.4 будет показано, что формула (3.75) дает значения оптимального давления ступени, сильно расходящиеся со значениями, соответствующими формуле (3.67).

Другие теории разделения. Босанке (3.107) независимо нашел для разделительной эффективности пористого фильтра выражение, аналогичное (3.63), получив сначала формулы для числа столкновений и относительной длины среднего свободного пробега при переносе массы и импульса в длинном капилляре, справедливые в широком диапазоне чисел Кнудсена.

По аналогичному методу Б. В. Дерягин рассматривал переходный поток простого газа через слой шариков [3.34, 3.71]; позднее Бретон и Массиньон [3.72] применили такой же метод к теории разделения изотопов, получив для разделительной эффективности пористого фильтра формулу (3.63) с очень сложной функцией $F_0(P)$ и характеристическим давлением

$$P_c = \frac{P\lambda}{a} \frac{64\mu_c}{9\pi\mu_g} \left[1 + \frac{32(2-3\mu_g)}{9\pi\mu_g} \frac{1+r}{1-r} \right]^{-1}. \quad (3.76)$$

В формуле (3.76) $\mu_c = (1+4f/9)$ означает коэффициент β_K для свободномолекулярного потока при диффузно-зеркальном отражении на стенках слоя шариков, а $1 - \mu_g = 0,586$ — максвелловский коэффициент сохранения скорости [3.54]. Здесь характеристическое давление медленно уменьшается с ростом отношения давлений $r = P_b/P_f$. При полной аккомодации тангенциального импульса на стенке ($f=1$) и $r=0$ формула (3.76) дает $P_c \approx 2,6P\lambda/\bar{a}$, сравнение с формулой (3.71) показывает, что при одинаковом гидравлическом радиусе значение P_c для слоя шариков близко к P_c для коротких капилляров, но в 1,5 раза больше, чем P_c для длинных капилляров. Для высокопористых фильтров ($\delta = 1$) или для низких значений разделительной эффективности ($S < 0,5$) существует слабая зависимость P_c от δ .

Решение кинетического уравнения Больцмана, полученное Бретоном, приводит к более детальному рассмотрению разделения при диффузии через слой шариков, учитывающему структуру пористой среды [3.37, 3.85].

Для разделительной эффективности S получается выражение (3.63) с очень сложной функцией $F(P)$, причем характеристическое давление для изотопной смеси при очень низком относительном давлении определяется формулами:

$$P_c = \frac{P\lambda}{a} \left(\frac{16}{9\pi} \beta_K \xi + \beta_0 + \gamma_0 \right)^{-1};$$

$$\beta_0 = \frac{9}{13} \left(\frac{9\pi}{22} - 1 \right) + \frac{1}{\beta_K} \left[\frac{1}{6} \frac{\overline{l_w^3}}{\lambda_w^3} - \frac{1}{2} \left(\frac{\overline{l_w^2}}{\lambda_w^2} \right)^2 \right]. \quad (3.77)$$

В соответствии с формулой (3.77) характеристическое давление P_c зависит от структуры пористой среды, описываемой коэффициентом β_K , коэффициента извилистости ξ , характеристической длины λ_w и функции распределения пор по размерам $f(l_w)$ (3.34), с которой определяются средние значения $\overline{l_w^3}$ и $\overline{l_w^2}$. Характеристическое давление P_c зависит также от вязкости газа по форму-

ле $P\lambda = 2\eta RT/M\bar{v}$ и от отношения β_P/β_K , входящего в малое слагаемое γ_0 . В случае второго закона распределения $f(l_w)$ (3.34) значения P_c по формулам (3.76), (3.77) почти совпадают при низком давлении (при $S/S_0 > 0,5$). Обе теории сильно усложняются, когда пористость заметно отличается от единицы, например когда $\delta < 0,8$, как это имеет место для пористых фильтров, обладающих механической прочностью, достаточной для промышленного применения.

Для неизотопных смесей Бретон [3.37] показал, что поток через пористый фильтр равен сумме вязкого неделящего потока и разделяющего диффузионного потока. Идеальный коэффициент разделения в объеме движущейся смеси

$$\alpha_0 \simeq [(M_2/M_1) (\sigma_1/\sigma_2)]^{1/2} \quad (3.78)$$

зависит от диаметра σ_1 и σ_2 и массы молекул M_1 и M_2 ; в кнудсовском слое вблизи стенок коэффициент разделения α_0 определяется по-прежнему формулой (3.4) и не зависит от диаметров столкновения σ_1 , σ_2 и σ_{12} , поскольку столкновений в этом слое не происходит. Переход от скольжения к течению Кнудсена происходит путем заполнения объема поры слоем Кнудсена. Эти представления об идеальном разделении и о соответствующем ему характеристическом давлении P_c объясняют наблюдавшееся на опыте разделение изобарных смесей при газовой диффузии через капилляры [3.78] или слои шариков [3.37] в количественном отношении лучше [3.37, 3.113], чем теория Кинча [3.123], в которой величина P_c составляет примерно половину P_c по теории Бретона. Объясняется также наблюдавшееся на опыте изменение во времени парциальной плотности в процессе взаимной диффузии компонентов бинарной смеси в пористой среде при постоянном давлении [3.125, 3.126]; учет размеров молекул (3.78) позволяет ввести поправки в первый закон Грэхема [3.127], согласно которому молекулярная взаимная диффузия должна быть пропорциональной $M^{-1/2}$, а также в другие теории взаимной диффузии [3.39, 3.85, 3.112, 3.128].

Экспериментальные данные по разделению. Известно немного точных и надежных данных по разделительной эффективности пористых перегородок. Для того чтобы иметь возможность сравнить их с теоретическими, они должны быть получены на простых моделях пор. Радиус капилляра или зазор между параллельными пластинами должен быть достаточно малым, чтобы работать при не очень низком давлении. Необходимость отбора проб газа, достаточных для точного определения изменения концентрации, создает технологические проблемы, связанные с изготовлением пучка одинаковых капилляров с хорошо контролируемой поверхностью стенок. Такие же проблемы возникают для пористых сред в виде слоя шариков.

Экспериментальные данные Хагилла [3.78] по разделению бинарных неизотопных смесей ($N_2 - CO_2$, $Ar - CO_2$) и изобарной

смеси $N_2 - C_2H_4$ в длинных капиллярах указывают на аномалии в потоках газа и взаимодействии молекул со стенкой.

Наиболее точный и полный набор экспериментальных данных по разделению бинарных смесей изотопов неона в длинных и коротких капиллярах, а также в параллельных щелях опубликовали Фейн и Браун [3.76]. Они исследовали длинные капилляры в эпоксидной смоле, метилметакрилате и стекле, короткие капилляры из золота и параллельные пластины из стали, причем эффективный радиус пор a_p (см. разд. 3.4.2), определявшийся по проницаемости для вязкого потока, составил 5—25 мкм (табл. 3.2).

Таблица 3.2. Экспериментальные данные Фейна и Брауна [3.76]

Вид материала	Число капилляров	Гидравлический радиус, мкм	Отношение R по сравнению с $\cdot 10^{-4}$ *		β_K	Взаимодействие со стенкой	
			опыт	теория		f зеркальное	f' обратное рассеяние
Длинные капилляры:							
эпоксидная смола	212	24,6	1,038	0,982	0,75	—	0,86
эпоксидная смола	838	12,9	1,036	0,997	0,75	—	0,82
метилметакрилат	926	12,6	1,033	0,994	0,70	—	0,82
стекло	1054	4,9	1,000	1,000	0,75	—	0,86
стекло	64	22,0	1,210	0,994	0,75	—	0,92
Короткие капилляры:							
золотая фольга	10	26,0	0,844	0,550	0,5	—	0,91
Параллельные пластины:							
сталь	—	25,6	1,254	2,202	1,18	0,86	—
сталь	—	10,3	1,171	2,544	1,18	1	—

Примечание. Для пучков длинных капилляров отношение l/\bar{a} составляло 200—900, для короткого капилляра (отверстие) $l/\bar{a} = 4,3$, а для параллельных пластин $l/\bar{a} > 350$. Наименьшее значение доли обратного рассеяния ($1 - f'$) для стекланного образца (64) обусловлено полимеркой его пламенем при 550°C, увеличившей долю зеркального отражения. Наименьший коэффициент аккомодации импульса наблюдался для капилляра стекляннго образца ($\cdot 1054^*$) (имевшего наименьший радиус), как показывает рассмотрение отношений R ; R — отношение начальных наклонов разделительной эффективности двух образцов ($\cdot 212^*$ и $\cdot 1054^*$), деленное на отношение радиусов пор.

С помощью проницаемости G_s , экстраполированной к нулевому давлению, наклона G_p/G_s , молекулярной проницаемости G_K и начального наклона разделительной эффективности (определяющего значение a_s , разд. 3.4.2) можно провести сравнение результатов теории Презента — Де-Бетюна (с коэффициентами формы β_K , β_p и коэффициентами зеркального или обратного отражения f , f'), модифицированной теории Презента — Де-Бетюна [со взвешенным по формуле (3.61) коэффициентом β'_K] и теории разделения бинарных смесей, развитой Маллингом [3.76] на основе уравнения Лунда — Бермана для проницаемости (3.50), учитывающего неразделяющий поток скольжения при вязком течении. Наилуч-

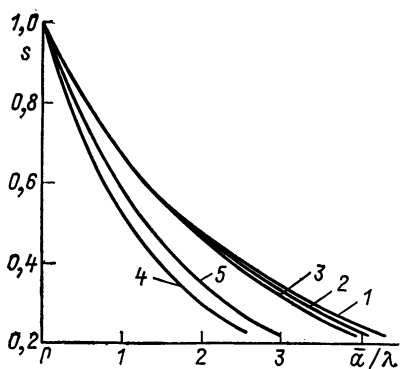


Рис. 3.8. Разделительная эффективность слоя шариков [3.37]:

1 — экспериментальные данные по фильтру из спеченных бронзовых шариков ($a=9,3$ мкм); 2 — то же из спеченных частиц никеля ($a=8,8$ мкм); 3 — теория Бретона со вторым распределением из выражения (3.34); 4 — теория Бретона с первым распределением из выражения (3.34); 5 — теория Презента — Де-Бетюна для длинного капилляра того же гидравлического радиуса

от опытных составляет не более 1% при $S/S_0 > 0,2$ для всех образцов (см. рис. 3.7). Однако при этом приходится предполагать, что теоретические значения Клаузинга (см. разд. 3.1.3) для коэффициентов геометрической формы пор β_K должны быть умножены на 0,75 в случае капилляров и на 0,5 в случае параллельных пластин. В соответствии с формулой (3.66) отношение начальных наклонов кривых разделительной эффективности для двух образцов пор должно быть равно отношению их гидравлических радиусов. Однако табл. 3.2 показывает, что частное этих двух отношений R не равно единице. Отличие от единицы можно было бы приписывать различию коэффициентов accommodation в случае двух длинных капилляров, но не в случае пор разной геометрии, где это отличие слишком велико. Такие аномалии указывают на необходимость лучшего понимания законов рассеяния молекул стенками в порах различной геометрии.

Для пористых сред в виде слоя шариков Бретон [3.37] точно измерил проницаемость и эффективность разделения изотопных (аргон, рис. 3.8) и изобарных (азот — этилен) бинарных смесей, которые соответствовали теории проницаемости и разделения [3.37, 3.125, 3.126]. Опытные значения S/S_0 совпадают в пределах 1% с вычисленными значениями во всей области давлений, в которой $S/S_0 > 0,3$, однако они соответствуют экспериментальному коэффициенту формы для молекулярного потока $\beta_K = 0,35$, что на 20% ниже теоретического коэффициента формы для пористых фильтров, структура которых, как было показано, соответствует второму из распределений $f(l_w)$ (3.34). Различие становится еще более заметным, если коэффициент β_K вычисляется непосредственно из структуры пористого фильтра, наблюдаемой под микроскопом. Эти аномалии имеют сходство с аномалиями, найденными Фейном и Брауном для капилляров. Эксперименты проводили с пористыми фильтрами из спеченных бронзовых и никелевых шариков размером 37—44 мкм, $\lambda_w = 18$ мкм, $\delta = 0,32$ при допущении, что выполняется закон диффузного отражения. Для понимания элементарных процессов газовой диффузии приходится рассматривать большое число моделей и использовать различные теоретиче-

ские приближения, что объясняется чрезвычайной сложностью строения пористых сред; понятно также, насколько трудно построить теорию, охватывающую всю проблему в целом.

3.1.7. Адсорбция и поверхностный поток

Если газ находится в тепловом равновесии со стенками поры, то концентрация молекул в непосредственной близости к стенке поры будет больше, чем вдали от стенки, при условии, что средняя продолжительность жизни молекулы на стенке

$$\tau = \tau_0 \exp(Q_a/RT) \quad (3.79)$$

больше чем $\tau_0 \approx h/kT = 1,3 \cdot 10^{-13}$ с; h — постоянная Планка; k — постоянная Больцмана [3.47, 3.129]. Адсорбция газа на поверхности происходит в изотермических условиях, сопровождаясь соответствующим потерей степеней свободы уменьшением энтропии, которое выражается в формуле (3.79) теплотой адсорбции Q_a (ккал/моль). Такая адсорбция начинается тогда, когда между газом и поверхностью существует частичная аккомодация при передаче импульса и тепла (см. разд. 3.1.2).

Локализованная адсорбция. Хемосорбция приводит к образованию химического соединения сорбируемого газа с материалом поверхности стенки пор. Теплота хемосорбции Q_a равна по порядку величины теплоте химической реакции. По формуле (3.79) теплоте хемосорбции соответствует время жизни, равное несколькими годам и даже более [3.47]. Радиус поры поэтому необратимо сокращается на толщину сорбированного монослоя, если реакция на нем останавливается (пассивация); если же нет, то пора может оказаться закупоренной полностью.

Теплота физической адсорбции Q_a по порядку величины равна теплоте конденсации газа в жидкость Q_L . Процесс физической адсорбции происходит в основном при давлении, близком к давлению насыщенных паров $P_s(T)$, когда могут образоваться полимолекулярные слои адсорбированного вещества. Адсорбционный мономолекулярный или полимолекулярный слой вызывает уменьшение радиуса пор или даже полную закупорку пор в результате капиллярной конденсации, причем этот процесс может идти в обратном направлении, если давление газа станет заметно ниже $P_s(T)$. В случае физической адсорбции действуют силы такого же типа, как при межмолекулярном взаимодействии; они зависят от природы газа и пористого материала [3.130]; между адсорбированным атомом и стенкой поры часто существуют слабые силы Ван-дер-Ваальса, например обусловленные потенциальной энергией Леннарда — Джонса с показателями степени (3—9), которые получаются, если в газе показатели степени обратного расстояния в энергии межмолекулярного взаимодействия равны (6—12) в соответствии с формулой (3.27),

При данной температуре заполнение поверхности [3.47, 3.130, 3.131] определяется по формуле

$$\theta_s = \sigma / \sigma_m, \quad (3.80)$$

где σ — объем молекул, адсорбированных единичным объемом сорбента: σ_m — объем, соответствующий полному мономолекулярному слою. При монослойной адсорбции $\theta_s \leq 1$ означает долю поверхности, заполненной слоем; $\sigma = n\bar{v}\tau V_m/4$ и $\sigma_m = S_0 V_m^{1/3}$, где n , \bar{v} , S_0 , τ определяются формулами (3.1), (3.2), (3.16), (3.79),

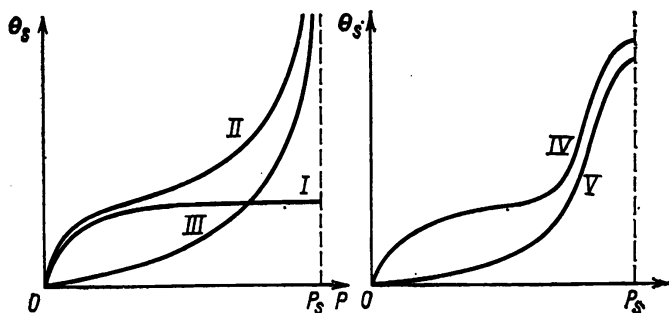


Рис. 3.9. Пять типов изотерм по Брунауэру.

Вертикальная пунктирная линия соответствует $P = P_s$, т. е. давлению насыщающих паров. Тип I соответствует изотерме Ленгмюра для монослойной адсорбции; II и III — изотермам Брунауэра — Эммета — Теллера для многослойной адсорбции соответственно при $c_0 > 2$ и $c_0 < 2$; IV и V ограничиваются для высоких значений θ вследствие капиллярной конденсации, когда

давление паров адсорбата ниже P_s . Для каждого типа изотерм выбран произвольная шкала. При очень низких степенях замещения изотермы оказываются почти линейными (зафон Герри) [3.131]

а V_m — объем сорбированной молекулы. Заполнение поверхности θ_s как функция давления определяется изотермой адсорбции газа на пористом материале (рис. 3.9), например изотермой Брунауэра — Эммета — Теллера [3.131] для свободной плоской поверхности

$$\theta_s = c_0 x / [(1 - x)(1 - x + c_0 x)]; \quad x = P/P_s. \quad (3.81)$$

В уравнении (3.81) P_s означает давление насыщающих паров и

$$c_0 = \exp [-(Q_a - Q_L)/RT], \quad (3.82)$$

где Q_a и Q_L — теплота адсорбции молекул в первом и последующих слоях, причем Q_L предполагается равной теплоте конденсации. Структура адсорбированных слоев сильно зависит от значения c_0 [3.131]. Если $c_0 > 100$ ($Q_a < Q_L$), то заполненная часть поверхности больше 0,9 при $\theta_s = 1$; при адсорбции формируется мономолекулярный слой на поверхности вплоть до высоких значений отношения P/P_s (см. рис. 3.9), изотерма типа II в этом случае остается близкой к изотерме Ленгмюра I. В то же время, если $c_0 < 0,01$ ($Q_a > Q_L$), то заполненная часть поверхности оказывается меньше 0,1 при $\theta_s = 1$; адсорбция будет многослойной даже при низких значениях отношения P/P_s , и это обстоятельство может быть существенным в сужениях пор, где может начинаться капиллярная конденсация (тогда давление паров адсор-

бата P_a становится ниже давления насыщающих паров P_s вследствие отрицательного гидростатического давления, создаваемого компонентами напряжений искривленных менисков, образующихся в сужениях пор [3.130].

Пока процесс адсорбции считается локализованным, его влияние на диффузионные фильтры выражается, во-первых, в уменьшении радиуса пор или закупорке пор, что влияет сильнее на поры меньшего радиуса, и, во-вторых, в изменении коэффициента аккомодации (см. разд. 3.1.3; [3.132]) вследствие отклонения траекторий сталкивающихся со стенкой молекул в поле сил с измененной потенциальной энергией, если $Q_L \neq Q_a$ [см. формулу (3.82)]. В результате эти два эффекта приводят к изменению проницаемости пористых фильтров в противоположных направлениях: проницаемость уменьшается из-за уменьшения радиуса пор, но увеличивается на 30—40% для кнудсеновского потока, или для потока в слое Кнудсена, из-за сокращения доли обратно отраженных молекул (см. разд. 3.1.3). Второй из этих эффектов не зависит от радиуса поры; его наблюдали Фейн и Браун [3.76] в опытах по разделительной эффективности случайно загрязненного масляной пленкой стеклянного капилляра. Увеличение коэффициента β_k привело к уменьшению характеристического давления P_c , определенное формулой (3.66).

Наличие градиента давления или температуры вызывает переход от локализованной к подвижной адсорбции или поверхностной диффузии, которая также может сильно увеличивать проницаемость очень тонких пор и заметно влиять на разделительную эффективность пористых фильтров.

Поверхностная диффузия. В процессе поверхностной диффузии существенную роль играет энергия теплового движения адсорбированных молекул в сравнении с энергетической неоднородностью поверхности сорбента. Предположим, что все места локализации адсорбируемых молекул обладают одинаковой потенциальной энергией Q_a и что они разделены энергетическим барьером с энергией $E < Q_a$. В этой простой модели имеют место два случая: а) если $E < RT$, то адсорбированные молекулы ведут себя как двумерный газ, скользящий по поверхности, независимо от того, как высока энергия Q_a ; б) если $E > RT$, то преобладает процесс перескока между местами локализации сорбируемых молекул, причем энергия активации этого процесса равна E [3.133].

а. Двумерный газ адсорбированных молекул при малых степенях заполнения поверхности ведет себя в соответствии с кинетической теорией аналогично трехмерному газу. При малых степенях заполнения поверхности, когда действует закон Генри (см. рис. 3.9), коэффициент поверхностной диффузии D_s , связывающий плотность поверхностного потока J_s с градиентом поверхностной плотности $d\sigma/dx$ по закону Фика (3.46), определяется равенством [3.134]

$$D_s = (1/2) \bar{v} \lambda_s, \quad (3.83)$$

аналогичным равенству (3.24) для коэффициента самодиффузии D_{11} . Таким образом, коэффициент поверхностной диффузии D_s обратно пропорционален \sqrt{M} ; поверхностная диффузия приводит к разделению, и плотность поверхностного потока пропорциональна плотности газофазного кнудсеновского потока J_K [3.135, 3.136]. Такой разделяющий поверхностный поток увеличивает молекулярный поток через пористый фильтр.

В обратном случае высоких коэффициентов заполнения поверхности адсорбированные молекулы ведут себя как пленочный слой, скользящий по поверхности под действием градиента двумерного давления, связанного с градиентом давления поперек пористого фильтра. В работе Джиллиленда и др. [3.137] было показано, что в этом случае поверхностная проницаемость пористого фильтра определяется уравнением

$$G_s \Delta P = - \int_{P_b}^{P_f} dP \frac{\sigma^2}{P} \frac{RT\rho(1-\theta)^2}{\eta' S_0 l \xi^2}, \quad (3.84)$$

где $\sigma = \sigma_m \theta_s$ дается формулой (3.80), а S_0 — формулой (3.13); η' означает двумерный коэффициент вязкости; ξ — коэффициент извилистости. Такой поверхностный поток не приводит к разделению.

б. Процесс перескока в поверхностной диффузии был рассмотрен Хигаши и др. [3.138] в теории разделения бинарной смеси с учетом поверхностной диффузии и газофазного кнудсеновского потока через длинный капилляр. Полная плотность потока i -го компонента ($i=1, 2$) дается равенством

$$J_i = J_{Ki} + J_{si} = [2a\bar{v}_i / (3RT)] (dP/dz) - (2/a) D_s (d\sigma/dz), \quad (3.85)$$

где D_s — возрастающая функция коэффициента заполнения θ_s , определенного формулой (3.81):

$$D_s = [1/(1-\theta_s)] D_{s0}; \quad D_{s0} = (L^2/4\tau) v \xi_0 \exp[-E/(RT)]. \quad (3.86)$$

Значение D_{s0} в (3.86) получено из соотношения Эйнштейна для броуновского движения [3.47]; L — расстояние между соседними местами локализации сорбируемых молекул; время жизни τ определено Хиллом [3.133]; ξ_0 — число ближайших мест локализации; v — колебательная частота связи, удерживающей молекулу в месте локализации. Множитель $1/(1-\theta_s)$ получается из-за выбранного здесь вида процесса перескока (молекула может совершать прыжок в любое место, свободное или занятое; если место локализации занято, молекула претерпевает изотропное рассеяние и продолжает совершать прыжки, пока не найдет свободного места) в отличие от процесса Хилла (молекула может совершать прыжки только на свободные места). При выводе формул (3.86) предполагалось отсутствие заметной многослойной адсорбции. Плотность поверхностного потока оказывается обратной пропорциональной радиусу, тогда как плотность газофазного

молекулярного потока прямо пропорциональна радиусу; относительная роль поверхностного потока возрастает с уменьшением радиуса пор.

Уравнение разделения (3.9) после подстановки потоков J_1 и J_2 , определенных равенством (3.85), приводит к очень сложному выражению для разделительной эффективности. В предельном случае $P_f \rightarrow 0$, $P_b = 0$ получается

$$\left. \begin{aligned} S &= \frac{1 + \beta(\alpha_{s0} - 1)/(\alpha_0 - 1)}{1 + \beta}; \\ \beta &= 3RT \frac{\sigma_m}{a^2} \frac{(D_{s0})}{v_s} \langle c_0 P_s^{-1} \rangle_v, \end{aligned} \right\} \quad (3.87)$$

где \bar{v}_2 , α_0 , \bar{a} , $\langle \rangle_v$, σ_m , P_s , c_0 и D_{s0} даются формулами (3.2), (3.4), (3.16), (3.21), (3.80) — (3.82), (3.86), а идеальный коэффициент разделения при поверхностной диффузии имеет вид:

$$\alpha_{s0} = D_{s1}/D_{s2} = \sqrt{M_2/M_1} \exp[(E_2 - E_1)/RT] \simeq \sqrt{M_2/M_1}, \quad (3.88)$$

поскольку колебательная частота ν , соответствующая энергии связи молекулы с местом локализации, пропорциональна $M^{-1/2}$. Таким образом, при достаточно малом заполнении поверхности, когда многослойная адсорбция еще не наступила, роль поверхностной диффузии в разделении изотопов оказывается сравнимой с ролью молекулярного потока в газовой фазе.

Опыты с изотопными смесями подтверждают теорию Хигаши [3.138, 3.139], более того, они демонстрируют падение разделительной эффективности при увеличении заполнения поверхности [3.140] даже до возникновения неразделяющего потока [3.141]; иногда на опыте обнаруживается перемена направления разделения на обратное, обусловленная, возможно, другим процессом разделения, например дистилляцией, когда становится существенной капиллярная конденсация [3.142].

Модель Хигаши была видоизменена с целью учесть многослойную адсорбцию и скорректировать слишком быстрое возрастание D_s с θ_s Янг и др. [3.143]; ввели силу притяжения между перескакивающей молекулой и занятым местом локализации, что привело к появлению второго времени жизни $\tau' = \nu' \exp(-E'/RT)$, причем время перехода между пустыми местами локализации стало отличаться от нуля. Соответственно формула (3.86) будет иметь вид:

$$D_s = D_{s0} [1 - \theta_s + \theta_s (\tau/\tau')]^{-1}. \quad (3.89)$$

Модифицированная таким образом теория лучше согласуется с опытами Хигаши. К аналогичным выводам приводят и многие другие варианты теории, предложенные для объяснения процесса перескока [3.143]; в частности, было предложено ввести в ядро интегрального уравнения Клаузинга (3.33) поправки, учитывающие поверхностную диффузию [3.144].

Теперь мы распространим это сравнение между кнудсеновским потоком в газе и поверхностным потоком также и на переходный

поток, рассмотренный в разд. 3.1.6; при увеличении заполнения поверхности характеристическое давление $P_c(T)$ падает и оказывается меньше, чем полученное по формуле (3.66). Падение ускоряется при возникновении капиллярной конденсации в самых тонких порах и в сужениях пор вблизи обращенной в сторону высокого давления поверхности пористого фильтра, где в соответствии с формулой (3.81) происходит наибольшее заполнение.

Небольшой градиент температуры между концами закрытого капилляра создает внутри него сильное противоточное движение: поверхностный поток направляется от холодного конца к горячему, а в противоположном направлении идет молекулярный поток в газовой фазе [3.145]. Этот противоток совершенно аналогичен противотoku между поверхностной диффузией и газофазным потоком, переносящему тепло в тепловых трубках [3.146].

Важное значение поверхностной диффузии в фундаментальной и прикладной физике показывает разнообразие областей ее применения за пределами разделения газов — гетерогенный катализ, образование месторождений нефти и руд, их добыча. Но до сих пор еще не существует теории, которая объясняла бы все накопленные экспериментальные данные [3.147, 3.148].

3.1.8. Композитные пористые фильтры

Оптимальные пористые фильтры газодиффузионного завода должны иметь близкую к единице разделительную эффективность при высоком уровне рабочего давления и по возможности наивысшую проницаемость. Если требуется сделать пористые фильтры с очень маленьким радиусом пор, то, как показывает формула (3.59), получить высокую проницаемость можно единственным способом: увеличивая отношение пористости δ к толщине фильтра l до предела, определяемого механической прочностью, необходимой для строительства и эксплуатации завода. Решение этой проблемы обеспечивается композитными многослойными пористыми фильтрами [3.122], соединяющими механическую прочность твердого макропористого несущего слоя с разделительными качествами микропористого слоя, который может быть сделан чрезвычайно тонким, так как он уже не должен противостоять разности давлений. Характеристики структуры простейшей модели двухслойного композитного пористого фильтра, сделанного из пучков капилляров, и основные характеристики потока бинарной смеси изображены на рис. 3.10.

Результирующая разделительная эффективность двухслойного композитного пористого фильтра получается [3.122] из решения двух уравнений разделения (3.9). Диффузионные потоки компонентов бинарной смеси через микропористый делящий слой и через макропористый несущий слой должны быть равны: $J_1(m) = J_1(s)$, $J_2(m) = J_2(s)$, так что уравнения разделения (3.9) для делящего и несущего слоев имеют вид:

$$J_1(m)/J_2(m) = J_1(s)/J_2(s) = v/1' - v. \quad (3.90)$$

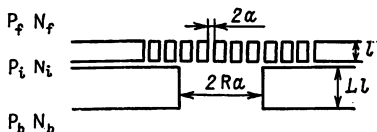
Интегрирование уравнения разделения (3.62) дает для каждого слоя:

$$\begin{aligned} v - N &= \{\epsilon_0 v(1 - v)/[1 + \epsilon_0(1 - v)]\} S(\varphi, \varphi_0) \quad (\text{делящий слой}); \\ v - N &= \{\epsilon_0 v(1 - v)/[1 + \epsilon_0(1 - v)]\} S(R\varphi, R\varphi_b) \quad (\text{несущий слой}). \end{aligned} \quad (3.91)$$

В формулах (3.91) $S(\varphi, \varphi_0)$ и $S(R\varphi, R\varphi_b)$ определяются с помощью формул (3.69), в которых приведенное давление φ — отношение P/P_c для однородного пористого фильтра с тем же харак-

Рис. 3.10. Композитный двухслойный пористый фильтр.

Переменные, характеризующие структуру: a — радиус и l — толщина разделяющего слоя; Ra — радиус и Ll — толщина несущего слоя. Характеристики потока: давления P_f, P_i и P_b , концентрации N_f, N_i и N_b соответственно на входе в разделяющий слой, на границе двух слоев и на выходе из несущего слоя



теристическим давлением P_c , какое имел бы изолированный делящий слой, а φ_0 — постоянная интегрирования. Отношение R равно отношению радиусов пор (в случае длинных капилляров, см. рис. 3.10) делящего и несущего слоев или же отношению характеристических давлений изолированных делящего и несущего слоев (в случае пор более общей структуры). Если N_i — концентрация на границе между делящим и несущим слоями, то обогащение $(v - N_i)$ при диффузии через несущий слой получают путем приравнивания N и N_i во втором из уравнений (3.91). Обогащение $(v - N_f)$ и $(v - N_i)$ при диффузии через делящий слой и после делящего слоя находят, принимая $N = N_f$ и $N = N_i$ в первом из уравнений (3.91). Значение φ_0 получается, если приравнять друг другу оба выражения для $(v - N_i)$:

$$S(\varphi_i, \varphi_0) = S(R\varphi_i, R\varphi_b) \quad (3.92)$$

Отсюда для обогащения бинарной смеси на композитном пористом фильтре получается

$$v - N_f = \{\epsilon_0 v(1 - v)/[1 + \epsilon_0(1 - v)]\} S_{eff}(\varphi_f, \varphi_b), \quad (3.93)$$

где разделительная эффективность композитного пористого фильтра имеет вид:

$$S_{eff}(\varphi_f, \varphi_b) = S(\varphi_f, \varphi_i) + S(R\varphi_i, R\varphi_b) [\varphi_i F(\varphi_i)]/[\varphi_f F(\varphi_f)]. \quad (3.94)$$

В формуле (3.94) S и $F(\varphi)$ определяются по формулам (3.69), примененным к изолированному делящему слою, а промежуточное приведенное давление есть

$$\varphi_i = \varphi_b + (\varphi_f - \varphi_b) [G/G(s)] = \varphi_b \{1 + [(1 - r)/r] [G/G(s)]\}. \quad (3.95)$$

Здесь G и $G(s)$ — проницаемость композитного пористого фильтра и несущего слоя соответственно. Уравнение (3.95) получается

непосредственно из уравнения непрерывности для потоков через композитный фильтр и несущий слой в установившемся состоянии

$$G(\varphi_f - \varphi_b) = G(s)(\varphi_l - \varphi_b). \quad (3.96)$$

Аналогично формуле (3.67) для однородного пористого фильтра применяется также приближенная формула [3.122]

$$S_{eff}(\varphi_f, \varphi_b) = \mu(1 - r) \exp(-\Delta P/P_c). \quad (3.97)$$

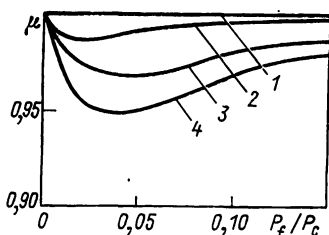


Рис. 3.11. Структурная эффективность композитного пористого фильтра μ [3.122]:

1 — предел, $\mu=1$ (однородный пористый фильтр); 2 — $R=500$, $L\xi=20$; 3 — $R=100$, $L\xi=10$; 4 — $R=100$, $L\xi=15$

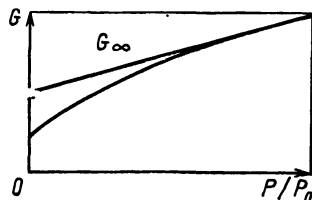


Рис. 3.12. Проницаемость композитного пористого фильтра.

График проницаемости асимптотически приближается к прямой $G=G_\infty$ с наклоном $1/P_0$, которая для значений $R=500$ и $L\xi>200$ практически совпадает с кривой проницаемости делящего слоя (единицы произвольны)

В этой формуле P_c означает характеристическое давление для делящего слоя, а коэффициент μ выражает структурную эффективность композитного пористого фильтра:

$$\mu \simeq 1 - [G/G(s)] \exp(-\Delta\varphi)[1 - \exp(R\Delta\varphi G/G(s))]. \quad (3.98)$$

Структурная эффективность μ может быть очень близкой к единице, если соответствующим образом подобрать прозрачность фильтра ξ_L , отношение характеристических радиусов R (или $1/P_c$) и толщину делящего и несущего слоев с учетом рабочих давлений газодиффузионного завода (рис. 3.11). В этом предельном случае композитный пористый фильтр оказывается эквивалентным одному делящему слою.

Проницаемость композитного пористого фильтра G очень сложным образом зависит от проницаемости $G(m)$ и $G(s)$ и от других характеристик делящего и несущего слоев [3.122]. Проницаемость G здесь уже не будет линейной функцией среднего давления и лишь при предельно высоком давлении (рис. 3.12) асимптотически приближается к величине

$$G_\infty = G_K \frac{(R^2/L\xi)^2 + (R/L\xi)}{(1 + R^2/L\xi)^2} \left[1 + \frac{\bar{P}}{P_0} \frac{R(1 + R^2/L\xi)}{1 + S^2/L\xi} \right], \quad (3.99)$$

где G_K и P_0 — кнудсеновская проницаемость и характеристическое давление для проницаемости делящего слоя в соответствии с формулой (3.60). Такую нелинейность G также заметили Бэррер

и Никольсон [3.149] в аналогичной модели, предложенной ими для структуры однородного пористого фильтра.

3.2. РАЗДЕЛИТЕЛЬНАЯ СТУПЕНЬ

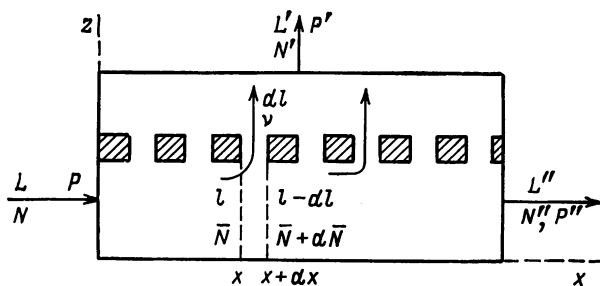
В этом разделе мы рассмотрим соотношение между обогащением легкого компонента бинарной смеси, т. е. разностью концентраций ($N' - N$), после прохождения через диффузионную ступень и локальным обогащением на пористом фильтре ($v - \bar{N}$) [3.25—3.28]. Это соотношение зависит от свойств и относительного расположения потоков газа, текущих на каждой стороне пористого фильтра.

3.2.1. Характеристики ступени

Предположим сначала, что разделительная ступень состоит из одного диффузионного делителя, в котором содержится один единственный пористый фильтр и имеется три отверстия: входное

Рис. 3.13. Параметры газодиффузионной ступени.

Для потока, концентрации и давления применяются соответственно обозначения: L, N, P — на входе потока питания; L', N', P' — на выходе обогащенной (легкой) фракции; L'', N'', P'' — на выходе обедненной (тяжелой) фракции; $l(x), N(x), P(x)$ — в потоке газа через сечение x канала высокого давления, перпендикулярное направлению потока: $dl(x), v(x), P'(x)$ — в газе, прошедшем через пористый фильтр между сечениями $x, x+dx$ канала высокого давления.



для питающего газа и два выходных для газа, обогащенного или обедненного легким компонентом. Переменные, характеризующие ступень, показаны на рис. 3.13. Значения концентрации легкого компонента N, N', N'' и соответствующие потоки L, L', L'' удовлетворяют уравнениям сохранения (см. разд. 2.1.2):

$$L = L' + L''; \quad LN = L'N' + L''N'', \quad (3.100)$$

или, если ввести коэффициент деления потоков $\theta = L'/L$,

$$L' = \theta L; \quad L'' = (1 - \theta)L; \quad N = \theta N' + (1 - \theta)N''. \quad (3.101)$$

Соответствующие давления удовлетворяют неравенствам $P > P'' > P'$; их значения поддерживаются на постоянном уровне с помощью одного или двух компрессоров. Температура в диффузионной ячейке T_D также поддерживается постоянной с помощью системы теплообмена (см. разд. 3.2.6, 3.4.4). Отделение высокого давления, изображенное в верхней части рис. 3.13, может быть, например, внутренностью цилиндра с пористыми стенками, или

зазором между пористой пластиной и непористой стенкой, или зазором между двумя пористыми пластинами, или зазором между двумя коаксиальными цилиндрическими трубками с пористыми стенками. Обычно диффузионный делитель делается из большого числа таких элементов, включенных параллельно и последовательно.

Пусть во всех этих конфигурациях D означает длину диффузионного фильтра в направлении вдоль потока высокого давления, а p — периметр сечения пористых фильтров, перпендикулярного этому потоку. Поток высокого давления $l(x)$ уменьшается от $l(0) = L$ на входе до $l(D) = L'' = (1 - \theta)L$ на выходе обедненной фракции. Тогда поток газа, продиффундировавшего через пористый фильтр между сечениями x и $x + dx$, будет:

$$dl(x) = p dx G(x) \Delta P(x), \quad (3.102)$$

где $G(x)$ — проницаемость и $\Delta P(x)$ — разность давлений поперек пористого фильтра в сечении диффузионного делителя x (3.19).

Здесь используются коэффициенты разделения ступени q и легкой фракции α^* , определенные формулами (2.23)

$$\alpha^* = N'(1 - N)/[(1 - N')N] = 1 + \varepsilon^*;$$

$$q = N'(1 - N'')/[(1 - N')N''] = 1 + g, \quad (3.103)$$

причем коэффициенты обогащения ступени g и легкой фракции ε^* связаны между собой соотношением (2.17)

$$\varepsilon^* = (1 - \theta)g/[1 + \theta g(1 - N')] \simeq (1 - \theta)g. \quad (3.104)$$

Последнее выражение справедливо для случая малого обогащения UF_6 при газовой диффузии. Коэффициент разделения легкой фракции α^* не совпадает с коэффициентом разделения на пористом фильтре α_R , определенным формулой (3.5), так как концентрации $N(x, z)$ и $N'(x, z)$ в двух отделениях диффузионного делителя нельзя считать постоянными.

Изменение концентрации $N(x, z)$ внутри отделения высокого давления от N на входе до N'' на выходе происходит вследствие обогащения легкого компонента потока, прошедшего через фильтр, причем по меньшей мере в двух направлениях — в направлении вдоль потока высокого давления x и в направлении z , перпендикулярном поверхности фильтра.

а. В данном сечении (x) диффузионного делителя слой газа высокого давления, примыкающий к поверхности фильтра, частично обедняется легкими молекулами, так как легкие молекулы диффундируют через фильтр в большем количестве, чем тяжелые, по отношению к их начальной концентрации. В установившемся состоянии значение этой концентрации изменяется, как показано на рис. 3.14, а в слое газа вдоль всей поверхности фильтра соблюдаются неравенства

$$N_f < \bar{N}(x) < v(x). \quad (3.105)$$

В этом пограничном слое массопередачи концентрация N_f будет меньше, чем средняя концентрация $\bar{N}(x)$ в сечении диффузионного делителя x , которая в свою очередь ниже концентрации легко компонента $v(x)$ в газе, диффундирующем внутрь пористого фильтра. Коэффициент перемешивания в потоке высокого давления диффузионного делителя определяется по формуле

$$Z(x) = (v - \bar{N}(x)) / (v - N_f). \quad (3.106)$$

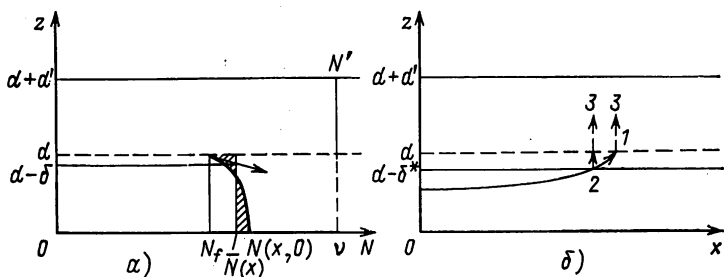


Рис. 3.14. Диффузионный делитель со скрещенными потоками:

a — профиль концентраций потока высокого давления в сечении диффузионного делителя с абсциссой x . Профиль концентрации в потоке низкого давления плоский ($N' = v$). Обогащение диффузионного делителя $v - \bar{N}(x)$ оказывается меньше обогащения на пористом фильтре $v - N_f$. Толщина пограничного слоя $\delta(x)$ (3.109) определяется ординатой $d - \delta$ точки пересечения вертикали $N = \bar{N}(x)$ с касательной к профилю $N(x, z)$ при $z = d$; b — линии тока в потоке высокого давления вблизи пористого фильтра (1); в потоке высокого давления в предположении, что существует неподвижный диффузионный слой толщиной δ^* (2); в потоке низкого давления (3)

Значение $Z(x)$ близко к единице в случае эффективного перемешивания потока высокого давления в пограничном слое массопередачи при оттоке его через пористую стенку (см. разд. 3.2.2).

б. В направлении потока высокого давления средняя концентрация в этом потоке $\bar{N}(x)$ уменьшается от N на входе потока питания до N'' на выходе обедненной фракции (см. разд. 3.2.3).

Изменение концентрации в потоке низкого давления $N'(x, z)$ зависит от расположения потоков высокого и низкого давления внутри диффузионной ячейки. Для противоточного и прямоточного течения существенное значение имеет коэффициент перемешивания в потоке низкого давления $Z'(x)$ и распределение концентрации в нем.

3.2.2. Коэффициент перемешивания

Коэффициент перемешивания в потоке высокого давления зависит от рода процессов перемешивания в этом потоке.

Полное перемешивание. В этом идеальном предельном случае $Z = 1$.

Перемешивание путем молекулярной диффузии. В случае ламинарного течения перемешивание в потоке высокого давления происходит в результате процесса молекулярной взаимной диффу-

зии. Если v_a — скорость оттока смеси ($\text{см} \cdot \text{см}^{-1}$) через пористый фильтр, то полный поток легкого компонента диффундирующего газа $n\nu(x)v_a$ для любого значения z складывается из гидродинамического потока $nN(x, z)v_a$ и диффузионного потока — $nD_{12}\partial N/\partial z$, направленного против градиента концентрации,

$$n\nu(x)v_a = nN(x, d)v_a - nD_{12}(\partial N/\partial z)_{z=d}, \quad (3.107)$$

где $N(x, d) = N_f$. Далее [3.119, 3.150], из формул (3.106), (3.107) следует:

$$Z(x) = 1 - v_a \delta / D_{12}, \quad (3.108)$$

где $\delta(x)$ — толщина пограничного слоя массопереноса в присутствии оттока газа через пористую стенку (см. рис. 3.14, а), причем

$$\delta(x) = [\bar{N}(x) - N(x, d)] / [-(\partial N/\partial z)_{z=d}] = d / \text{Sh}(x). \quad (3.109)$$

Здесь d — гидравлический диаметр канала высокого давления и Sh — число Шервуда для ламинарного потока. Гидравлический диаметр определяется как отношение учетверенной площади поперечного сечения канала к смачиваемому периметру сечения; d — удвоенный радиус круглого сечения, удвоенное расстояние между параллельными пластинами или разность диаметров кольцевого сечения. Число Шервуда $\text{Sh}(x)$ уменьшается с удалением от входа и становится постоянным в полностью развитом пограничном слое ($x \geq 30d$). Так, для щели между пористой пластиной и сплошной стенкой имеем $\text{Sh} = 70/13$ [3.151]; для щели между двумя пористыми пластинами $\text{Sh} = 70/17$ [3.26, 3.151]; для цилиндрического канала с пористыми стенками $\text{Sh} = 48/11$ [3.152]. Из формулы (3.108) следует, что коэффициент перемешивания $Z \rightarrow 1$, когда скорость оттока $v_a \rightarrow 0$ (т. е. когда диффузия через пористый фильтр отсутствует).

Формула (3.108) для коэффициента перемешивания $Z(x)$ часто заменяется экспоненциальной функцией $\exp(-v_a \delta^* / D_{12})$ [3.26, 3.120, 3.121, 3.124, 3.153]; тогда δ^* — толщина диффузионного слоя, если вблизи пористой стенки он неподвижен (см. рис. 3.14, б). Экспоненциальная функция представляет собой лишь приближение к формуле (3.108) [3.119].

Турбулентное перемешивание. Турбулентность в потоке газа увеличивает эффективность перемешивания; к молекулярной диффузии прибавляется еще и турбулентная. Толщина турбулентного пограничного слоя также определяется формулой (3.108); она получается в результате решения уравнения конвективной диффузии

$$\text{div } \Gamma = 0, \quad (3.110)$$

где Γ — вектор полного потока легкого изотопа, получаемый сложением конвективного потока nNV (V — векторное поле скоростей в потоке высокого давления) и диффузионного потока — $nD_{12} \nabla N$:

$$\Gamma = nNV - nD_{12} \nabla N. \quad (3.111)$$

Совместно с уравнением (3.110) должны быть заданы соответствующие граничные условия. На пористой стенке нормальная компонента вектора полного потока Γ должна быть равна скорости оттока легкого изотопа

$$\Gamma_n = n v v_a. \quad (3.112)$$

Второе граничное условие зависит от геометрии канала высокого давления. Например, если вторая стенка щелевого канала будет сплошной, то нормальная к ней компонента вектора Γ должна обращаться в нуль, т. е. производная концентрации N по нормали должна равняться нулю.

Важный случай цилиндрического пористого фильтра был рассмотрен Коантиком и др. [3.154, 3.155]. В этом случае из симметрии поля концентраций относительно оси цилиндра следует граничное условие на оси, требующее обращения там в нуль производной концентрации по радиусу. Далее излагается метод решения уравнения (3.110) и приводятся основные результаты для случая трубки с пористыми стенками.

В установившемся турбулентном потоке поле скоростей и концентрации обычно расщепляется на постоянную во времени часть и пульсации около нее. Уравнения (3.110), (3.111) можно написать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} (Nu) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rNv) = D_{12} \left[\frac{\partial^2 N}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial N}{\partial r} \right) \right] - \\ - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \overline{rN'v'} - \frac{\partial}{\partial x} \overline{N'u'}. \end{aligned} \quad (3.113)$$

В уравнении (3.113) введены следующие обозначения: x и r — аксиальная и радиальная координаты ($0 < x < D$, $0 < r < d/2$); u , v — аксиальная и радиальная компоненты скорости; u' , v' , N' — пульсации u , v , N ; черта сверху означает усреднение по времени.

Граничное условие на пористой стенке (3.112) несколько видоизменяется путем замены концентрации на выходе из пористого фильтра v ее значением из формул (3.7.8), выраженным через концентрацию на входе $N(x, d/2)$ и разделительную эффективность пористого фильтра S (см. разд. 3.1.1):

$$D_{12} (\partial N / \partial r) (x, d/2) + v_a \epsilon_0 S N (x, d/2) [1 - N (x, d/2)] = 0. \quad (3.114)$$

Цилиндрическая симметрия определяет граничное условие на оси

$$r = 0, \quad \partial N / \partial r = 0. \quad (3.115)$$

Наконец, на входе в цилиндр радиальный профиль концентрации задан как функция радиуса:

$$x = 0, \quad N = N_0(r). \quad (3.116)$$

Например, если начало пористого фильтра ($x=0$) совпадает с истинным входом в ячейку, $N_0(r) = \text{const}$ (плоский профиль). Уравнения (3.113) — (3.116) составляют основную математиче-

скую модель поля концентраций внутри цилиндрического пористого фильтра.

Эти уравнения упрощаются в том случае, когда можно пренебречь молекулярной и турбулентной диффузией. Введем турбулентную вязкость ν^* , турбулентное число Шмидта Sc' и переменную поля $n(x, r)$, связанную с локальной концентрацией $N(x, r)$:

$$\nu^* (\partial u / \partial r) + \overline{u'v'} = 0; \quad (3.117)$$

$$Sc' = (\nu^* / D'_{12}), \quad D'_{12} (\partial N / \partial r) + \overline{N'v'} = 0;$$

$$\epsilon_0 S Ra Sc (1 - \bar{N}_0) n(x, r) = 2 [N(x, r) / \bar{N}_0 - 1];$$

$$\bar{N}_0 = \left[\int_0^{d/2} N(0, r) u(r) r dr \right] / \left[\int_0^{d/2} u(r) r dr \right].$$

Далее для $n(x, r)$ и $n_0 = n(0, r)$ будет использоваться такое же среднее значение, как для N_0 . В уравнениях (3.117) введены следующие величины: $Ra = dv_a / \nu^*$ — число Рейнольдса для скорости оттока через фильтр, $\nu^* = \eta / \rho$ — обычная кинематическая вязкость и $Sc = \eta / \rho D_{12}$ — обычное число Шмидта. Подстановка этих величин в уравнения (3.113) — (3.116) после сохранения членов первого порядка по ϵ_0 дает упрощенные уравнения:

$$\begin{aligned} ru \frac{\partial n}{\partial x} + rv \frac{\partial n}{\partial r} &= \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\frac{\nu^*}{Sc} + \frac{\nu^*'}{Sc'} \right) \frac{\partial n}{\partial r} \right]; \\ \frac{d}{2} \frac{\partial n}{\partial r} \left(x, \frac{d}{2} \right) + 1 &= 0; \quad \frac{\partial n}{\partial r} (x, 0) = 0; \\ n(0, r) &= n_0(r). \end{aligned} \quad (3.118)$$

В уравнении (3.118) $n_0(r)$ получается из радиального профиля, заданного на входе в ячейку (причем $\bar{n}_0 = 0$). Решение уравнений (3.118) дает для толщины турбулентного диффузионного пограничного слоя, определенной формулой (3.109), следующее выражение:

$$\delta(x)/d = 1/Sh(x) = [\bar{n} - n(x, d/2)]/2. \quad (3.119)$$

Это значение $\delta(x)$, а тем самым, как следует из формул (3.106), (3.108), и значение коэффициента перемешивания в турбулентном потоке $Z(x)$ зависят тогда от компонент скорости $u(x, r)$ и $v(x, r)$, турбулентной вязкости $\nu^*(x, r)$ и турбулентного числа Шмидта Sc' , т. е. от всех величин, необходимых для решения уравнения (3.118). Для ламинарного потока, когда $(\nu^*'/Sc') = 0$, поле скоростей было рассмотрено Берманом [3.156], получившим решение уравнения Навье — Стокса. Решение уравнения (3.118) с использованием этого рассмотрения для случая ламинарного потока было найдено в работе [3.152]; оно дает результаты, изложенные выше в разд. 3.2.2. Случай турбулентного потока был рассмотрен полуэмпирически; Массиньон и др. [3.155] предложили для поля скоростей в трубе с пористыми стенками формулу, аналогичную формуле Рейхардта [3.157] для универ-

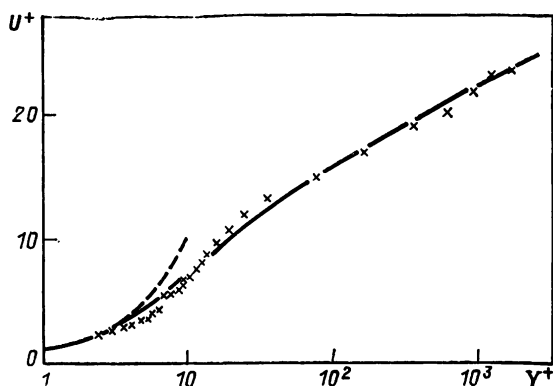
сального профиля скоростей, но с модифицированными параметрами (рис. 3.15), чтобы лучше согласовать их с экспериментальными данными Вайсберга [3.158] для пористой трубы с малой скоростью оттока $A_0 = v_a/u_0$ (в диапазоне $\theta < A < 5 \cdot 10^{-3}$). Из полученной таким образом формулы для поля скоростей была определена турбулентная вязкость. Что касается турбулентного числа Шмидта Sc' , то ввиду отсутствия экспериментальных данных было принято, что $Sc' = Sc$.

Рис. 3.15. Универсальный профиль скоростей внутри пористой трубки:

— — — эмпирический профиль Рейхардта [3.157], модифицированный Массиньоном и др. [3.155];
 - - - - $u^+ + y^+$; × — экспериментальные данные Вайсберга [3.158] для скорости оттока $A_0 = 0,65 \cdot 10^{-3}$.

Здесь $u^+ = u/u_\tau$ и $y^+ = \frac{d}{2} \left(1 - \frac{2r}{d}\right) \times$

$\times \frac{u_\tau}{d}$, $u_\tau = \bar{u} (Cf/2)^{1/2}$, а Cf — коэффициент трения



Уравнение (3.118) было затем решено с этими значениями v^{**} и Sc' для случая малой скорости оттока A_0 . Для асимптотической толщины диффузионного слоя, которая достигается теоретически при $x \rightarrow \infty$, а практически при $2x/d > 30$, была найдена формула

$$\delta/d = \delta_0/d + (\delta_1/d) A_0(2x/d) + (\delta_2/d) A_0. \quad (3.120)$$

Вычисленные в диапазоне $20\,000 < Re_0 < 80\,000$ значения слагаемых в правой части этой формулы приведены в табл. 3.3 [$Re_0 = Re(0)$ — число Рейнольдса в потоке высокого давления на входе в диффузионную ячейку].

Рассмотрим каждое из трех слагаемых δ_0 , δ_1 и δ_2 в отдельности.

Таблица 3.3. Зависимость трех слагаемых формулы (3.120) для толщины турбулентного пограничного слоя $\delta(x)$ от числа Рейнольдса в потоке высокого давления при условии $Sc' = Sc = 0,75$ [3.155]

Re_0	$10^3 \delta_0/d$	$10^3 \delta_1/\delta$	δ_2/d	Re_0	$10^3 \delta_0/d$	$10^3 \delta_1/\delta$	δ_2/d
20 000	15,98	22,19	—1,108	60 000	7,108	11,07	—0,774
30 000	11,98	17,40	—1,011	70 000	6,301	9,897	—0,707
40 000	9,693	14,53	—0,926	80 000	5,672	8,939	—0,648
50 000	8,184	12,55	—0,847				

а. Слагаемое δ_0 есть не что иное, как предельное значение δ для скорости оттока $A_0 \rightarrow 0$. Значения δ_0 в табл. 3.3 могут быть представлены эмпирической формулой

$$Sh_0 = d/\delta_0 = 0,0385 Re_0^{0,746}. \quad (3.121)$$

Представляет интерес сравнение формулы (3.121) с другими формулами, встречающимися в литературе по аналогичным явлениям (табл. 3.4). Наибольшие отклонения от формулы (3.121)

Таблица 3.4. Сравнение формулы (3.121) с литературными данными

Основное явление	Источник	Формула	Отклонение от формулы (3.121)
Перенос импульса	Аналогия Рейнольдса	$Sh_0 = \frac{1}{2} Re_0 Cf = 0,395 Re_0^{0,75}$	Меньше на 6%
Теплопередача	Диттус и Бельтер [3.159]	Число Нуссельта $Nu_0 = 0,0217 Re_0^{0,8}$	В пределах 1%
Массопередача на испаряющейся пленке	Джиллиленд и Шервуд [3.160]	$Sh_0 = 0,0201 Re_0^{0,83}$	Меньше на 25%

Примечание. Sh_0 , Re_0 и Nu_0 — входные числа Шервуда, Рейнольдса и Нуссельта; Cf_0 — коэффициент сопротивления в отсутствие потока сквозь стенку.

дает эмпирическая формула Джиллиленда и Шервуда [3.160], обычно используемая в расчетах по оптимизации процесса газовой диффузии [3.120, 3.121, 3.153, 3.161]. Это объясняется тем, что она получена из экспериментов по массопередаче в процессе испарения пленки на сплошной пластине, т. е. в процессе, сильно отличающемся от газовой диффузии через пористый фильтр.

Для изучения влияния обычного числа Шмидта значения δ_0 были также вычислены в диапазоне $0,5 < Sc < 1,2$ при постоянном турбулентном числе Шмидта $Sc' = 0,75$. Результаты могут быть описаны эмпирическим уравнением

$$Sh_0 = 0,046 Sc^{0,62} Re_0^{0,746}. \quad (3.122)$$

б. Второе слагаемое δ_1 в правой части формулы (3.120), положительное по знаку, увеличивает толщину диффузионного слоя. Это становится понятным, если принять во внимание, что локальное число Рейнольдса $Re(x) = Re_0 [1 - 4A_0 x/d]$ уменьшается, когда произведение δ_1 на $A_0(2x/d)$ увеличивается. Прибавление второго слагаемого δ_1 к первому δ_0 дает такой же результат, какой получился бы при вычислении δ_0 с локальным, а не с входным числом Рейнольдса. Вычисления показывают, что с точностью до очень малых поправок справедливо следующее уравнение:

$$\delta_0/d + (\delta_1/d) A_0(2x/d) = 1/\{0,046 Sc^{0,62} [Re(x)]^{0,746}\}. \quad (3.123)$$

Уравнение (3.123) можно сравнить с формулами, приведенными

в табл. 3.4, но написанными при локальных значениях $Re(x)$, $Nu(x)$ и $Cf(x)$ вместо Re_0 , Nu_0 и Cf_0 .

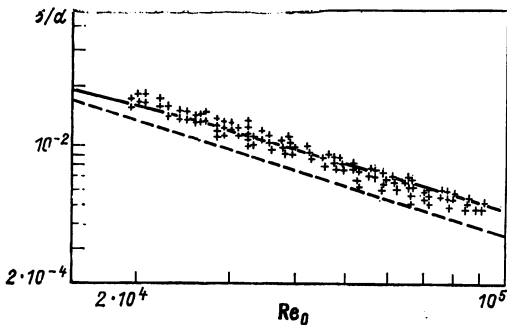
в. Третье слагаемое δ_2 , отрицательное по знаку, действует на толщину диффузионного слоя в обратном направлении, чем предыдущее слагаемое. Мы нашли, что практически выполняется соотношение

$$(\delta/d)^{-1} - [\delta_0/d + A_0(2x/d)(\delta_1/d)]^{-1} \simeq 0,25 Ra, \quad (3.124)$$

где Ra — число Рейнольдса для скорости оттока, равное v_{ad}/v .

Рис. 3.16. Сравнение измеренной толщины пограничного слоя δ/d с теоретической формулой (3.125):

— формула (3.125); — — — формула Джиллиленда и Шервуда [3.160]; × — экспериментальные данные [3.155]. Здесь Re_0 означает число Рейнольдса на входе, а число Рейнольдса для оттока $Ra=10$



Наконец, комбинируя формулы (3.123), (3.124), получаем для толщины диффузионного слоя приближенную формулу

$$\delta(x) = d/Sh(x) = d/\{0,046 Sc^{0,62} [Re(x)]^{0,746} + 0,25 Ra\}. \quad (3.125)$$

Таким образом, коэффициент турбулентного перемешивания определяется формулой (3.108) с коэффициентами взаимной диффузии D_{12} , так как даже при турбулентном течении вблизи стенки существует ламинарный подслой. Формула (3.125) подтверждается экспериментальными данными по массопередаче, полученными при измерениях коэффициента обогащения легкой фракции (см. разд. 3.4.2) изотопов аргона на пористом фильтре [3.155]. На рис. 3.16 показана зависимость отношения δ/d от входного числа Рейнольдса Re_0 для значения числа Рейнольдса в оттоке через фильтр $Ra=10$.

Формула (3.125) хорошо согласуется также с результатами опытов Эллена [3.162] по теплопередаче через пористую трубку с оттоком через стенку. Уравнения теплопередачи аналогичны уравнениям массопередачи (3.118), (3.119), а выполнить измерения радиального профиля температуры легче, чем измерения радиального распределения концентрации. Более того, при малых числах Рейнольдса для оттока формула (3.125) сводится к формуле (3.122), которую можно сравнить с соотношениями, приведенными ниже:

$$\delta(x)/d \simeq 2/[Re(x) Cf(x)]; \quad Cf(x) = Cf_0(1 + \alpha' \bar{A}). \quad (3.126)$$

Здесь \bar{A} — среднее относительное значение оттока вдоль трубы Ra/Re_0 , Cf_0 — коэффициент сопротивления в отсутствие оттока через стенку, равный $0,0791 Re^{-0,25}$ (профиль Блазиуса); $\alpha' > 0$ — численный множитель, который равен 116 в экспериментах Вайсберга [3.158] и 91 в опытах Орейля [3.163] по переносу импульса через пористую стенку с оттоком. Такое совпадение заслуживает внимания, хотя уравнения переноса импульса далеко не аналогичны уравнениям (3.118), (3.119) ввиду того, что импульс имеет векторный характер, а масса и теплота — величины скалярные.

Изложенная теория коэффициента перемешивания может быть обобщена на каналы с пористыми стенками другой геометрии. Для толщины пограничного слоя с оттоком через стенки были получены аналогичные формулам (3.125), (3.127) выражения для случая, когда канал высокого давления диффузионного делителя представляет собой щель между параллельными пористыми пластинами или кольцевой зазор между коаксиальными цилиндрическими пористыми фильтрами, а также для случая, когда одна из стенок сплошная. Тогда d в формуле (3.125) приобретает смысл гидравлического диаметра, числа Sc , $Sh(x)$, $Nu(x)$ и $Re(x)$ относятся к этому гидравлическому диаметру, причем их показатели степени остаются прежними, а численный множитель 0,046 изменяется. В частности, введение гладкой сплошной пластины в середину щели между параллельными пористыми пластинами или гладкой сплошной цилиндрической трубки внутрь цилиндрического пористого фильтра уменьшает толщину пограничного слоя $\delta(x)$ почти вдвое. Однако это улучшение условий перемешивания достигается ценой увеличения потерь на трение вследствие сужения канала. Результаты экспериментов по теплопередаче с оттоком через стенку [3.164], проведенных для плоской пластины (Веролле и др.) и кольцевого канала (Шове и Дюма), показывают, что толщина пограничного слоя выражается формулой, аналогичной (3.125).

Для чисел Рейнольдса в потоке высокого давления, лежащих в диапазоне 10^3 — 10^4 , опыты Петерса [3.165] по переносу импульса показали, что переходный между турбулентным и ламинарным режим течения осуществляется в виде случайного чередования полос двух режимов; толщина пограничного слоя при этом равна средневзвешенному по этим перемежающимся полосам значению толщины ламинарного слоя (3.109) и турбулентного слоя (3.125). Отток через стенку способствует затуханию турбулентности.

При заданном диаметре пористого фильтра турбулентная диффузия обеспечивает более эффективное перемешивание, чем молекулярная диффузия [3.153].

3.2.3. Эффективность диффузионного делителя

Обогащение в диффузионном делителе зависит также от относительного расположения потоков высокого и низкого давления. Можно различать пять простых случаев [3.166, 3.168]: полное перемешивание в потоках высокого и низкого давления, скрещен-

ные потоки, полное перемешивание в потоке низкого давления, противоточное и прямоточное расположение потоков. В простейшем случае коэффициент обогащения ступени по легкой фракции имеет вид $\epsilon^* = (\alpha^* - 1)$, а разделительная мощность ступени, определяемая формулой (2.174) для малого обогащения, выражается равенством

$$\delta U = (1/2)L\theta(1-\theta)g^2 = (1/2)L[\theta/(1-\theta)]\epsilon^{*2}, \quad (3.127)$$

где L — поток питания ступени, для которого в гл. 2 применялось обозначение G . В равенстве (3.127) g и ϵ^* определены формулами (3.103), (3.104).

Полное перемешивание в потоках высокого и низкого давления. В этом случае $N(x, z) = N''$ и $N'(x, z) = v = N'$, так что обогащение ступени в соответствии с формулой (3.101) имеет вид:

$$N' - N = (N' - N'')(1 - \theta) = (1 - \theta)(v - N_f). \quad (3.128)$$

Отсюда с учетом формул (2.28) и (3.6) получаем:

$$\epsilon^* \simeq (1 - \theta)\epsilon_0 S. \quad (3.129)$$

Эта формула справедлива только для изотопных смесей ($\alpha_0 - 1 \ll 1$); при $\theta = 1/2$ $\alpha^* - 1 \approx 0,5(\alpha_0 - 1)S$.

Скращенные потоки. В этом случае $N'(x, z) = v(x)$ вдоль всего пористого фильтра, и в каждом сечении x происходит полное перемешивание всего продиффундировавшего газа, эффективность перемешивания в потоке низкого давления равна единице ($Z' = 1$). С учетом сохранения легкого компонента в сечении $(x, x+dx)$ диффузионного делителя (см. рис. 3.13) найдем [3.119]:

$$l(x)d\bar{N}(x) = (v - \bar{N})dl. \quad (3.130)$$

Исключив v и $v - N_f$ с использованием формул (3.8), (3.106), (3.130), получим для $\bar{N}(x)$ вдоль фильтра дифференциальное уравнение [3.122]

$$\begin{aligned} & \epsilon_0(1 - SZ)[l(d\bar{N}/dl)]^2 = \\ & = [1 + \epsilon_0(1 - \bar{N} - SZ + 2\bar{N}SZ)]l(d\bar{N}/dl) - \epsilon_0 SZ\bar{N}(1 - \bar{N}). \end{aligned} \quad (3.131)$$

Квадратное относительно $l(d\bar{N}/dl)$ уравнение (3.131) имеет только один корень, удовлетворяющий условию

$$l(d\bar{N}/dl) < 1 - \bar{N}. \quad (3.132)$$

которое следует из (3.130), поскольку $v < 1$. Таким образом, для $\bar{N}(x)$ получается дифференциальное уравнение

$$\frac{d\bar{N}}{dY} = - \frac{1 + f(\bar{N}) - [1 + 2f(\bar{N}) + \epsilon_0^2(\bar{N} - \xi)]^{1/2}}{2\epsilon_0\xi(1 - Y)}, \quad (3.133)$$

где введены сокращенные обозначения:

$$\Delta P(x) = P(x) - P'(x);$$

$$\xi = 1 - SZ;$$

$$\bar{f}(\bar{N}) = \varepsilon_0(\xi - 2\xi\bar{N} + \bar{N}); \quad (3.134)$$

$$Y(x) = 1 - l(x)/L = \theta \int_0^x dx G(x) \Delta P(x) / \int_0^D dx G(x) \Delta P(x).$$

В соотношениях (3.134) концентрация \bar{N} в потоке высокого давления зависит от переменной $Y(x)$, которая равна отношению потока, продиффундировавшего через пористые стенки между сечениями диффузионного делителя 0 и x , к потоку питания L ; Y возрастает от 0 на входе до $(1 - \theta)$ на выходе потока высокого давления. Значение Y определяется проницаемостью пористого фильтра G и профилем разности давлений ΔP в направлении потока высокого давления.

Уравнение (3.133) имеет аналитическое решение в двух важных случаях.

а. В случае изотопных смесей [3.122], когда $\varepsilon_0 \ll 1$, уравнение (3.133) при произвольных значениях \bar{N} принимает вид:

$$d\bar{N}/dY = -\varepsilon_0 SZ \bar{N} (1 - \bar{N}) / (1 - Y). \quad (3.135)$$

Интегрируя это уравнение с разделяющимися переменными в интервале $0 < Y < \theta$, находим:

$$\ln(\alpha^*/q) = -\varepsilon_0 \int_0^\theta [SZ dY / (1 - Y)] = -\varepsilon_0 \overline{SZ} \ln [1/(1 - \theta)] = -\varepsilon_0 I. \quad (3.136)$$

Здесь \overline{SZ} — среднее значение произведения SZ , вычисленное вдоль пористого фильтра [3.134, 3.136]. Отсюда

$$\left. \begin{aligned} \alpha^* &= 1 + \varepsilon_0 F(\theta) \overline{SZ}; \quad F(\theta) = [(1 - \theta)/\theta] \ln [1/(1 - \theta)]; \\ N' - N &\simeq \varepsilon_0 \overline{SZ} N (1 - N) F(\theta), \end{aligned} \right\} \quad (3.137)$$

где $F(\theta)$ часто называется коэффициентом рэлеевской дистилляции [3.19, 3.124]. Для $\theta = 1/2$ имеем $F(\theta) = 0,693$, так что диффузионный делитель со скрещенными потоками оказывается более эффективным, чем делитель с полным перемешиванием, где этот коэффициент равен 0,5.

Второй множитель в формуле (3.136), как нетрудно видеть из соотношений (3.102), (3.134), представляет собой интеграл I , зависящий от локальной проницаемости пористого фильтра $G(x)$, входящей в определение $Y(x)$. Заменяя в формуле (3.136) переменную интегрирования Y на переменную x , интеграл I можно записать в виде

$$I = \int_0^D \mathcal{L}(Y, Y', x) dx, \quad (3.138)$$

где Y' — производная dY/dx , а \mathcal{L} — функционал

$$\mathcal{L} = S(x)Z(Y, Y', x)Y'. \quad (3.139)$$

Максимальному значению коэффициента разделения ступени α^* соответствует экстремум I , который определяется классическим вариационным методом, приводящим к уравнению Эйлера — Лагранжа

$$\partial \mathcal{L} / \partial Y - d(\partial \mathcal{L} / \partial Y') / dx = 0 \quad (3.140)$$

с соответствующими граничными условиями ($x=0, Y=0$ и $x=D, Y=\theta$).

Решение уравнения (3.140) совместно с определением $Y(x)$ (3.134) дает оптимальный профиль проницаемости $G(x)$. Например, если $S=\text{const}$ вдоль пористой стенки и если в формуле (3.125) можно пренебречь числом Рейнольдса для скорости оттока Ra , то уравнение (3.140) будет иметь вид:

$$2Y''(1-Y) + 0,254Y'^2 = 0. \quad (3.141)$$

Уравнение (3.141) имеет решение

$$\left. \begin{aligned} x/D &= [1 - (1-Y)^{0,127}] / [1 - (1-\theta)^{0,127}]; \\ \frac{G(x)}{\bar{G}} &= \frac{1}{0,127\theta} (1-Y)^{0,873} [1 - (1-\theta)^{0,127}]. \end{aligned} \right\} \quad (3.142)$$

Здесь \bar{G} — средняя проницаемость (рис. 3.17). Соответствующий максимум α^* оказывается пологим.

б. Бинарная смесь с малой концентрацией легкого компонента ($\bar{N} \ll 1$). Примером могут служить легкие примеси (воздух, HF и др.), содержащиеся в UF_6 на газодиффузионном заводе, или изотопные смеси аргона или неона, применяемые при испытаниях пористых фильтров. Если в уравнении (3.133) можно отбросить члены, квадратичные или более высокой степени относительно \bar{N} , то оно может быть написано в виде [3.122]

$$-d\bar{N}/dY = [\epsilon_0 S Z / (1-Y)] \nu(1-\nu) / [1 + \epsilon_0(1-\nu)]. \quad (3.143)$$

Решение уравнения (3.143) имеет вид:

$$N' - N = \epsilon_0 \{N'(1-N') / [1 + \epsilon_0(1-N')]\} \bar{S} Z F(\theta). \quad (3.144)$$

Здесь $F(\theta)$ определяется формулой (3.137). В частном случае изотопов аргона с помощью формул (3.103), (3.144) можно показать, что с относительной погрешностью меньше $2 \cdot 10^{-4}$ при условии $\theta < 0,2$ имеет место равенство (см. разд. 3.4.2):

$$[(\alpha^* - 1)/\alpha^*][(1 + \epsilon_0)/\epsilon_0] = \bar{S} Z F(\theta). \quad (3.145)$$

Полное перемешивание в потоке низкого давления. В этом случае $N'(x, z) = \nu(x) = N'$ в потоке низкого давления диффузионно-

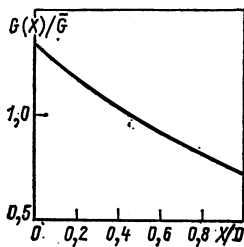


Рис. 3.17. Оптимальный профиль проницаемости для диффузионного делителя с коэффициентом деления потоков $\theta=0,5$

го делителя, и коэффициент перемешивания в этом потоке равен единице ($Z'=1$). Такой диффузионный делитель обладает меньшей эффективностью, чем делитель со скрещенными потоками, и разница между ними тем больше, чем выше отношение давлений $r=P_b/P_f$ [3.166].

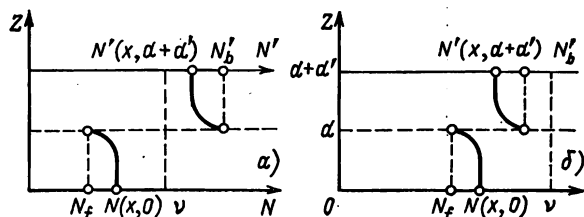


Рис. 3.18. Профили концентраций в потоке высокого и низкого давления $N(x, z)$ и $N'(x, z)$ в сечении противоточного и прямоточного диффузионных делителей:

a — противоточный делитель: обогащение на пористом фильтре $v - N_f$ примерно равно обогащению делителя $\bar{N}' - \bar{N}$; b — прямоточный делитель: обогащение на пористом фильтре $v - N_f$ больше, чем обогащение делителя $\bar{N}' - \bar{N}$

Противоточный делитель. Переменные, характеризующие этот делитель, показаны на рис. 3.18. В потоке высокого давления коэффициент перемешивания Z по-прежнему определяется формулой (3.106), а продиффундировавший через пористую стенку поток дается соотношением (3.130), но концентрация в потоке низкого давления $N'_b(x, d)$ уже не будет совпадать с концентрацией продиффундировавшего газа в отличие от диффузионного делителя со скрещенными потоками или с полным перемешиванием [3.25, с. 166—168]. Поэтому интегрирование уравнения разделения (3.62) относительно $(N - v)$ должно производиться при граничных условиях $N = N_f$ при $P = P_f$ и $N = N'_b \neq v$ при $P = P_b$. В результате формула (3.8) преобразуется в следующее выражение [3.169]:

$$v - N_f = \varepsilon_0 S v (1 - v) / [1 + \varepsilon_0 (1 - v)] + (P_b/P_f) (v - N'_b) \exp \left[- \int_{P_b}^{P_f} (dP/h_0) (A + B + ABP) \right]. \quad (3.146)$$

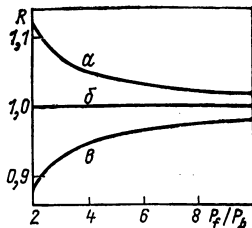
В формуле (3.146) первое слагаемое соответствует соотношению (3.8) со значением (3.63) для разделительной эффективности пористого фильтра S , во втором слагаемом, пропорциональном разности $(v - N'_b)$, постоянные A и B определяются формулами (3.55), а h_0 — второй из формул (3.64).

Коэффициент перемешивания в потоке низкого давления Z' определяется уравнением, аналогичным (3.106):

$$Z' = (v - N'_b) / (v - \bar{N}') < 1. \quad (3.147)$$

Однако толщина пограничного слоя здесь берется для обтекания сплошной стенки, а не для стенки с оттоком. Система уравнений

Рис. 3.19. Отношение R коэффициента разделения ступени для противоточного (а) и прямоточного (б) диффузионных делителей к коэффициенту разделения ступени, имеющей делитель со скрещенными потоками (в), при $\theta=1/2$ и $Z=Z'=1$ [3.124, 3.166]



(3.146), (3.147) должна быть дополнена локальным уравнением баланса потоков высокого и низкого давления в каждом сечении (х) диффузионного делителя

$$-\bar{N}(x)[L'' - l(x)] = \bar{N}(x)l(x) - N''L''. \quad (3.148)$$

Коэффициент разделения α в противоточном делителе получается выше, чем в делителе со скрещенными потоками. В предельном случае, когда разделительная эффективность пористого фильтра $S=1$ и перемешивание в обоих потоках полное ($Z=Z'=1$), выигрыш в коэффициенте разделения составляет 5% при $\theta=1/2$ и значениях $r=P_b/P_f=1/4$, близком к оптимальному по потреблению энергии [см. (3.157) и рис. 3.19, а]. Однако этот несомненный выигрыш получается ценой дополнительных затрат энергии, необходимых для достижения высокого коэффициента перемешивания [3.124].

Прямоточный делитель [3.166—3.168]. В этой геометрии делителя имеем $v \neq N_b$ и значения коэффициентов перемешивания Z и Z' меньше единицы. В частном случае $Z=Z'=1$ и $\theta=1/2$ (рис. 3.19, б) при $r=1/4$ коэффициент разделения ступени оказывается на 5% меньше, чем в диффузионном делителе со скрещенными потоками [3.124].

3.2.4. Характеристики ступени

Наиболее важное значение для проектирования каскадов и эксплуатации завода имеют следующие характеристики ступени: разделительная мощность ступени δU , определенная формулой (3.127); удельное потребление энергии ступенью $L/\delta U$; удельный объемный расход на всасывании компрессора $V/\delta U$; удельная площадь пористых фильтров $A/\delta U$. Оптимальные значения этих характеристик ступени неявно, через коэффициент разделения или обогащения ступени α^* или g , зависят от параметров пористых фильтров (G, P_c), от величин, характеризующих гидродинамику ступени $[\theta, Z, F(\theta)]$, и от переменных P, P', P'', T . Они зависят также от места ступени в каскаде и являются результатом экономического компромисса в методах оптимизации стоимости (см. разд. 3.5), о степени которого можно судить по различиям в требованиях, возникающих при оптимизации каждой из этих характеристик в отдельности. Эти требования мы рассмотрим на простом примере диффузионного делителя со скрещенными потоками, работающего с коэффициентом деления потоков $\theta=1/2$ на технологическом газе UF_6 при $T=65^\circ C$, причем коэффициент обогащения ступени g

дается формулой (3.104) с численными значениями $Z=1$, $F(\theta)=1,3863$, $\varepsilon_0=0,004289$, $g=0,005946 S$.

Межступенный поток. Из формулы (3.127) при δU полный межступенный удельный поток при $\theta=1/2$ получается в виде

$$L/\delta U = 8/g^2 = [8/(\varepsilon_0^2 Z^2 F^2)] \{ \exp [2(1-r)\varphi] / (1-r)^2 \}. \quad (3.149)$$

Это выражение имеет минимум при $r \approx 2P'/(P+P'')=0$ и $\varphi = (P+P'')/2P_c=0$; отсюда для $P_c=\infty$ (истечение в вакуум, идеальный пористый фильтр, $S=1$) имеем:

$$(L/\delta U)_{\min} = 2,262 \cdot 10^5 \text{ кг } U/\text{кг } \text{EPP}, \quad (3.150)$$

или $3,347 \cdot 10^5 \text{ кг } \text{UF}_6/\text{кг } \text{EPP}$ при $238/352=0,676 \text{ кг } U/\text{кг } \text{UF}_6$. Такое высокое минимальное значение $L/\delta U$ получается из-за низкого коэффициента обогащения.

Потребление энергии. Все необратимые процессы разделения характеризуются большим потреблением энергии E , минимум которого выражается соотношением [3.26]

$$(E/\delta U)_{\min} = 4RT/g^2. \quad (3.151)$$

В газодиффузионном методе изотермическое падение давления от P до P' на пористом фильтре увеличивает потери энтальпии или свободной энергии Гиббса [3.121, 3.170], так что минимальное потребление энергии будет выше, чем по соотношению (3.151). Изотермическому падению давления в процессе диффузии при температуре T_D соответствует работа

$$W_{\text{изотерм}} = RT_D L' \ln(P/P');$$

$$\left(\frac{W_{\text{изотерм}}}{\delta U} \right) = \frac{4RT_D}{g^2} \ln \frac{P}{P'} \simeq \frac{4RT_D}{\varepsilon_0^2 Z^2 F^2} \left[\frac{\exp [2(1-r)\varphi]}{(1-r)^2} \ln \frac{1}{r} \right]. \quad (3.152)$$

Минимальное потребление энергии получается при $\varphi=0$ ($P_c=\infty$, идеальный пористый фильтр) и при $r=P'/P=0,285$, когда выражение $(1-r^2)^{-1} \ln(1/r)$ имеет минимум, равный 2,455 (рис. 3.20, а). Отсюда

$$(W_{\text{изотерм}}/\delta U)_{\min} = 5,11 RT_D / (M \varepsilon_0^2) = 912 \text{ кВт} \cdot \text{ч}/\text{кг } \text{EPP}, \quad (3.153)$$

причем $R=8,3144 \text{ Дж/моль}$, $RT_D=2811,7 \text{ Вт} \cdot \text{с/моль}$ при $338,16 \text{ К}$ [3.170] или $RT_D/M=3,282 \text{ Вт} \cdot \text{ч}/\text{кг } U$, поскольку 1 моль UF_6 соответствует 0,238 кг U .

Другой способ оценки минимального потребления энергии исходит из рассмотрения работы адиабатического сжатия компрессора:

$$W_{\text{адиаб}} = RT_1 L' [\gamma/(\gamma-1)] \{ 1 - (P'/P)^{(\gamma-1)/\gamma} \}; \quad T_1 = T_0 (P/P')^{(\gamma-1)/\gamma}, \quad (3.154)$$

где T_0 и P' — температура и давление на входе в компрессор; T_1 и P — температура и давление на выходе; $\gamma=C_p/C_v$ — отношение теплоемкостей UF_6 . Значение $E/\delta U$ зависит от того, какая из температур, T_0 или T_1 , отождествляется с температурой изотер-

Рис. 3.20. Удельные изотермические потери энthalпии на ступени $W_{\text{изотерм}}/\delta U$ при температуре T_0 и удельная работа адиабатического сжатия $E_{\text{адиаб}}/\delta U$ (кВт·ч/кг ЕРР) при начальной температуре $T_1 = T_D$:

а — $W_{\text{изотерм}}/\delta U$ как функция отношения (r) давления на выходе обогащенной фракции P' к входному давлению делителя P при различных значениях P/P_c ; минимум достигается при $r=0,285$; *б* — $E_{\text{адиаб}}/\delta U$ как функция отношения давлений на входе в компрессор P' и на выходе из него P для нескольких значений P/P_c ; минимум получается при $r=0,266$

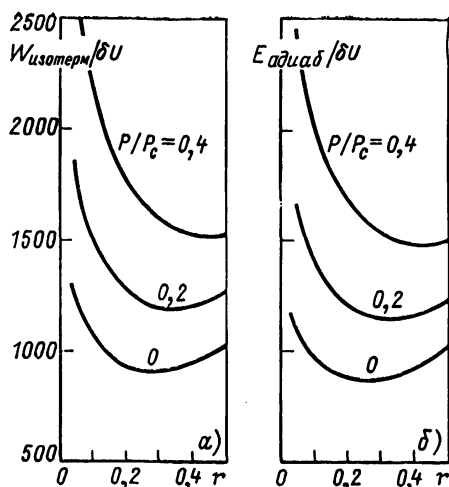
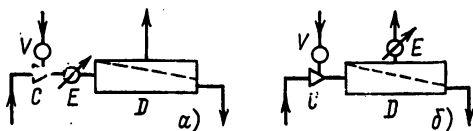


Рис. 3.21. Положение теплообменника ступени *Е*:

а — на входе в делитель *Д* со стороны высокого давления (в потоке питания); *б* — на выходе низкого давления из делителя (в потоке обогащенной фракции); *С* — компрессор; *В* — регулирующий дроссельный вентиль



мической диффузии T_D . Если $T_0 = T_D$, т. е. если теплообменник размещается между выходом из компрессора и входом питания делителя (рис. 3.21, *а*), то соответствующее потребление энергии будет:

$$\left(\frac{E_0}{\delta U}\right)_{\text{адиаб}} = \frac{4RT_0}{\varepsilon_0^2 F^2} \frac{\gamma}{\gamma-1} \left\{ \frac{\exp[2(1-r)\varphi]}{(1-r)^2} \left[\left(\frac{1}{r}\right)^{\gamma-1/\gamma} - 1 \right] \right\}. \quad (3.155)$$

Тогда при $\gamma = 1,067$, $T_0 = T_D = 65^\circ\text{C}$ (разд. 3.3.1) минимальное значение

$$(E_0/\delta U)_{\min} = 5,312RT_D/(M\varepsilon_0^2) = 948 \text{ кВт·ч/кг ЕРР} \quad (3.156)$$

получается при $\varphi = 0$ ($P_c = \infty$, идеальный пористый фильтр) и $r = = P'/P = 0,303$; в этом случае $T_1 = 91,3^\circ\text{C}$ в соответствии с формулами (3.154). Наоборот, если температура диффузии T_D равна T_1 [3.171], т. е. если теплообменник располагается между выходом из диффузионного делителя по легкой фракции и входом в компрессор, то минимальное потребление энергии будет меньше (рис. 3.20, *б*):

$$(E_1/\delta U)_{\min} = 4,91RT_D/(M\varepsilon_0^2) = 876 \text{ кВт·ч/кг ЕРР}, \quad (3.157)$$

причем $\varphi = 0$ (т. е. $P_c = \infty$, идеальный пористый фильтр) и $r = = P'/P = 0,266$ при $\gamma = 1,067$, $T_1 = T_D = 65^\circ\text{C}$, $T_0 = 38^\circ\text{C}$ в соответствии с формулами (3.154).

В реальных условиях эффективное удельное потребление энергии оказывается более высоким, чем дает формула (3.152) или (3.155) для минимальных значений. Давления P и P' на входе в компрессор и выходе из него в действительности не равны давлениям на входе и выходе из него. Полные потери энтальпии на ступени оценивают, прибавляя к соответствующим формуле (3.153) потерям вследствие изотермической диффузии $W_{\text{изотерм}}$ (неизбежным в газодиффузионном методе) все прочие потери энтальпии в узлах и деталях ступени; эти потери должны поддерживаться на таком низком уровне, на каком это возможно. Потери в компрессоре обусловлены неэффективностью лопаток и подшипников, а также трением на стенках, и они проявляются в том, что выходящий газ приобретает температуру, более высокую, чем при адиабатическом сжатии. Все другие потери W_f обусловлены внутренним трением в потоке газа; эти потери равны просто мощности, необходимой для перекачки газа, и по Эбелю и Паскье [3.121] их можно записать в виде

$$W_{fi} = \Gamma_i \Delta P_i / \rho_i; \quad \Gamma_i = A_i (2\rho_i \Delta P / k_i)^{1/2}, \quad (3.158)$$

где A_i , Γ_i , ρ_i , ΔP_i и k_i — соответственно площадь поперечного сечения канала, расход газа, входная плотность, падение давлений и коэффициент потерь для i -го компонента ступени.

Коэффициент потерь в канале высокого давления диффузионного делителя для турбулентного течения с оттоком через стенки [3.163] в случае цилиндрической формы пористого фильтра ($A_i = \sigma$, $\Gamma_i = L$) определяется формулой

$$k = (1/d) \int_0^D (P/P(x)) Y^2(x) [4Cf(x) - 16A(x)] dx, \quad (3.159)$$

где P и $P(x)$ — давления на входе и в сечении x канала высокого давления; $Cf(x)$ и $A(x)$ — локальный коэффициент трения и скорость оттока. В предположении о постоянстве Cf [3.121] интеграл в этой формуле для k может быть найден следующим образом:

$$k = (4D/d) (1 - \theta + \theta^2/3) Cf - 4\theta (1 - \theta/2), \quad (3.160)$$

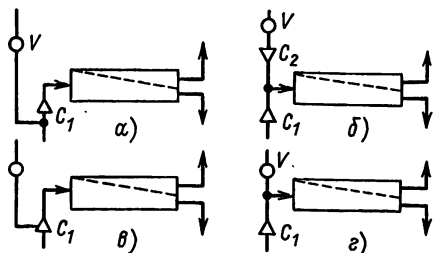
где $Cf(x)$ — коэффициент трения, определенный формулой (3.126), которая связывает коэффициент перемешивания с потерями энтальпии на газодиффузных пористых фильтрах. Отток через стенки уменьшает коэффициент потерь k , но увеличивает коэффициент трения Cf . Потери энтальпии можно представить в виде $W_f = \rho_0 L^3 k / 2\sigma^2$, поскольку в канале высокого давления диффузионного делителя $\Gamma = L$ и $\Delta P = kL^2 / 2\rho_0 \sigma^2$.

Другой способ вычисления эффективного потребления энергии состоит в том, что работа сжатия $E(P'', P)$ потока обедненной фракции $(1 - \theta)L$ складывается с работой сжатия $E(P', P)$ потока обогащенной фракции θL , определяемой по формуле (3.155), и с потерями энтальпии в межступенных коммуникациях и в си-

стеме теплообменника. Значение $\dot{E}(P'', P)$, вычисляемое по формуле (3.155) путем подстановки P'' вместо P' , зависит от способа сжатия (см. разд. 3.2.6): если поток обедненной фракции направляется во вспомогательный компрессор C_2 (см. рис. 3.1 или 3.22, б) или на боковой вход главного компрессора (рис. 3.22, в), то P'' следует считать равным соответствующему входному давлению; если поток обедненной фракции смешивается с потоком

Рис. 3.22. Циркуляция обедненного потока (см. рис. 3.1):

а — поток дросселируется через регулирующий вентиль до низкого давления обогащенного потока; б — подкачивается вспомогательным компрессором C_2 ; в — направляется через боковой вход в компрессор C_1 ; г — направляется через эжектор в поток, выходящий из компрессора легкой фракции C_1



обогащенной фракции через эжектор (рис. 3.22, г), то к $E(P', P_0)$ должна быть прибавлена энергия $\dot{E}(P'', P_0)$, где $P_0 < P$ — давление на выходе из эжектора; если же давление в потоке обедненной фракции дросселируется до P' , то энергия сжатия $E(P', P)$ сообщается потоку питания L (а не $L\theta$).

Следует учитывать также потери на смешивание в местах соединения межступенных потоков в каскаде, приводящие к уменьшению разделительной способности ступени на величину [3.121]:

$$-\delta U_{\text{смеш}} = \frac{1}{2} L\theta'(1-\theta') \{ (N'_- - N''_+)/N(1-N) \}^2, \quad (3.161)$$

где $\theta' = L'/(L'_- + L''_+)$; индексом « $-$ » обозначается приходящий снизу поток обогащенной фракции L'_- с концентрацией N'_- , тогда как индекс « $+$ » относится к приходящему сверху потоку обедненной фракции L''_+ с концентрацией N''_+ . Для прямоугольного каскада $\theta' = \theta$ в соответствии с формулой (3.101); для идеального каскада $\delta U_{\text{смеш}} = 0$.

Термодинамический КПД. Указанные значения потребления энергии E при необратимом процессе значительно превышают необходимую для обратимого разделения компонентов [3.26] энергию, которая определяется изменением свободной энергии

$$E_{\text{обр}} = \delta F = T\delta S_{\text{обр}} = RT\delta U N(1-N), \quad (3.162)$$

где $\delta S_{\text{обр}}$ — обратимое увеличение энтропии смешения;

$$S_{\text{обр}} = -R [N \ln N + (1-N) \ln(1-N)]. \quad (3.163)$$

Поскольку $E_{\text{обр}} < RT\delta U/4$, то из формул (3.153), (3.162) следует, что термодинамический коэффициент полезного действия газодиффузионной ступени составляет:

$$E_{\text{обр}}/E < 0,9 \cdot 10^{-6}. \quad (3.164)$$

Такой низкий термодинамический КПД характерен для необратимого процесса разделения. Предельное значение термодинамического КПД газовой диффузии через пористые фильтры может быть получено с помощью термодинамики необратимых процессов Онсагера [3.172] аналогично тому, как это делается для термодиффузии в газе [3.173].

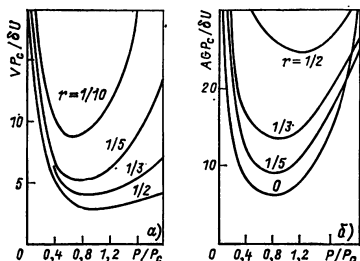


Рис. 3.23. Удельный объемный расход на всасывании компрессора ступени $V/\delta U$ и удельная площадь пористых фильтров (при постоянном давлении в потоке высокого давления):

а — $V/\delta U$ — функция давления на выходе из компрессора P ; минимум достигается при $r=P'/P=0,5$ и $P=P_c$; б — $A/\delta U$ — функция входного давления делителя P ; минимум — при $r=P'/P=0$ и $P=P_c$

Объемный расход компрессора. Удельный объемный расход компрессора, необходимый для сжатия продиффундировавшего потока от давления P' до P , пропорционален $L'=\theta L=L/2$:

$$\frac{V}{\delta U} = \frac{RT_0 L'}{P' \delta U} = \frac{4RT_0}{\varepsilon_0^2 Z^2 F^2} \frac{1}{P_c} \left[\frac{\exp [2(1-r)\varphi]}{r\varphi(1-r)^2} \right]. \quad (3.165)$$

Минимальное значение $V/\delta U$ достигается при $\varphi=1$ (т. е. $P=P_c$) и $r=0,5$ (т. е. $P'=0,5P_c$) (рис. 3.23, а):

$$(V/\delta U)_{\min} = 45,3 RT_0 / (\varepsilon_0^2 P_c) = (2,9/P_c) 10^5 \text{ м}^3 \text{ UF}_6/\text{кг EPP}, \quad (3.166)$$

где объем всасывания приводится к атмосферному давлению при 65°C ; характеристическое давление P_c формулы (3.166) измеряется также в атмосферах, и предполагается, что технологический газ UF_6 подчиняется уравнению состояния идеального газа $PV=RT_0$.

Площадь пористых фильтров. Удельная площадь пористых фильтров также зависит от проницаемости фильтров G :

$$\frac{A}{\delta U} = \frac{4}{g^2 G \Delta P} = \frac{4}{\varepsilon_0^2 Z^2 F^2} \frac{1}{G P_c} \frac{\exp [2(1-r)\varphi]}{\varphi(1-r)^2}, \quad (3.167)$$

так как $L'=AG\Delta P$ и $L'=(L/2)=4\delta U/g^2$ в соответствии с формулами (3.101), (3.127). Минимальное значение $A/\delta U$ получается при $\varphi=(P+P'')/2P_c=0,5$ [т. е. $(P+P'')/2=0,5P_c$] и $r=0$ (т. е. $P'=0$):

$$(A/\delta U)_{\min} = 11,32 / (\varepsilon_0^2 G P_c) = [6,15 / (G P_c)] 10^5 \text{ м}^2/\text{кг EPP}, \quad (3.168)$$

где P_c измеряется в атмосферах, а G — в $\text{кг U м}^{-2} \cdot \text{атм}^{-1}$ (см. рис. 3.22, б).

Газонаполнение ступени, время задержки и объем ступени. Газонаполнение ступени h определяется количеством UF_6 , содер-

жащимся в ступени в условиях установившейся эксплуатации; оно равно произведению $h = \rho_0 V_0$ внутреннего объема V_0 , занимаемого в ступени технологическим газом, на плотность $\rho_0 \approx RT P_0 / M$ в условиях, когда ступень заполнена газом, но еще не пущена ($P > P_0 > P'$). Отношение газонаполнения ступени h к межступенному потоку L называется временем пребывания газа в ступени (временем задержки) $t_0 = h/L$. Удельное газонаполнение ступени $h/\delta U$ при $\theta = 1/2$ определяется формулой

$$h/\delta U = \rho_0 V_0 / \delta U = 8 t_0 / g^2. \quad (3.169)$$

Поскольку известно, что удельное газонаполнение газодиффузионного завода не превышает 0,1 кг U/кг ЕРР/год ([3.174] и разд. 3.5.2), удельный объем ступени $V_0/\delta U$ может быть сделан меньше $9,4 \cdot 10^{-3}$ ($T/273 P_0$) м³/кг ЕРР/год (давление P_0 измеряется в атмосферах). Кроме того, из формулы (3.169) следует, что в примере, приведенном в этом разделе, время задержки в ступени не может быть больше 14 с. Удельное газонаполнение имеет минимум при $P/P_c = 0$, $r = 0$ (идеальные пористые фильтры, истечение в вакуум).

Оптимальные давления. Минимальные значения для $W_e/\delta U$, $E/\delta U$, $V/\delta U$ и $A/\delta U$, полученные по формулам (3.152), (3.155), (3.166), (3.168), приведены в табл. 3.5, где они сопоставлены с данными Бенедикта [3.25], вычисленными с применением аппроксимации разделительной эффективности фильтра по формуле (3.75) вместо экспоненциальной функции (3.67). В этих двух случаях минимальные значения достигаются при совершенно раз-

Таблица 3.5. Оптимальные давления P и P' для газовой диффузии

Критерий	$(E_1/\delta U)_{\text{мин}}$	$(W_{1s}/\delta U)_{\text{мин}}$		$(V/\delta U)_{\text{мин}}$		$(A/\delta U)_{\text{мин}}$	
	Э. Ф.	Д. Б.	Э. Ф.	Д. Б.	Э. Ф.	Д. Б.	Э. Ф.
P/P_c	0	0	0	1,207	1	1	0,5
P'/P_c	0	0	0	0,5	0,5	0	0
$r = P'/P_c$	0,266	0,285	0,285	0,414	0,5	0	0
S	0,734	0,715	0,715	0,293	0,303	0,500	0,607
$(\epsilon_0^2/RT) (W_{1s}/\delta U)$	5,12	5,11	5,11	21,4	22,7	∞	∞
$(\epsilon_0^2/RT) (E_1/\delta U)$	4,91	—	4,92	—	21,7	—	∞
$(\epsilon_0^2 P_c/RT) (V/\delta U)$	∞	∞	∞	48,5	45,3	∞	∞
$(\epsilon_0^2 P_c G) (A/\delta U)$	∞	∞	∞	34,4	45,3	8,33	11,32

Примечание. Минимальные значения $W_{1s}/\delta U$, $V/\delta U$, $A/\delta U$ и соответствующие значения S в столбце Д. Б. (данные Бенедикта) вычислены с помощью формулы (3.75) для разделительной эффективности пористых фильтров (3.125). Минимальные значения указанных величин и соответствующие им значения S в столбце Э. Ф. (экспоненциальная функция), вычисленные с помощью экспоненциальной функции (3.67) для S , ранее были приведены в формулах (3.153), (3.157), (3.166), (3.168).

личных давлений. Зависимость $W_e/\delta U$, $E/\delta U$, $V/\delta U$ и $A/\delta U$ от P/P_c и от $r=P'/P$ показана на рис. 3.20, 3.22. При конструировании ступени значения этих характеристик ступени следует учитывать наряду с технологическими и экономическими ограничениями (см. разд. 3.5.1).

3.2.5. Многокомпонентные смеси

До сих пор рассматривались только бинарные смеси. В газодиффузионных заводах представляют интерес и процессы в смесях, содержащих более двух компонентов, например: перемещение легких неконденсируемых примесей в каскаде к его хвостовой части (извлечение примесей, очистка), распределение концентрации ^{234}U по заводу при использовании питания природного состава, распределение концентрации ^{236}U и даже ^{237}U на заводе, использующем питание, получаемое при регенерации топливных элементов (когда присутствуют изотопы U с малой концентрацией).

При молекулярной эффузии через отверстие отношения потоков J_i/J_k для всех пар компонентов выражаются формулой (3.29), которая позволяет определить соответствующие коэффициенты разделения на пористом фильтре $\alpha_{0\,ik} = (M_k/M_i)^{-1/2}$, и эти значения $\alpha_{0\,ik}$ удовлетворяют соотношениям (3.4), (3.10) с концентрациями N_i , N_k при условии $\sum N_i = 1$. Таким образом, рассматривая одни только кнудсеновские потоки, мы делаем первый шаг в теории разделения многокомпонентных смесей. Этот простейший закон разделения обеспечивает возможность обобщить на многокомпонентные смеси такие понятия теории ступени и каскада, как функция ценности [3.175], идеальные каскады [3.176], прямоугольные каскады [3.177, 3.178], прямоугольно-ступенчатый каскад с несколькими отборами продукта [3.177].

Второй шаг мы делаем, учитывая в потоке каждого компонента смеси J_i составляющие, возникающие в результате взаимной диффузии всех компонентов [3.37], с соответствующими коэффициентами аккомодации на стенках пор [3.52, 3.53]. Таким способом получается система $n(n-1)/2$ уравнений разделения $J_i/J_k = v_i/v_k$ для всех пар компонентов, содержащая члены, пропорциональные градиентам парциальных давлений $P N_i$ и градиенту полного давления смеси P . В первом приближении, справедливом при удовлетворительных значениях эффективности S_{ij} , каждая пара компонентов удовлетворяет уравнению разделения, аналогичному (3.63), или для изотопов — (3.67), с соответствующими значениями характеристического давления.

3.2.6. Устройство ступени

Компрессоры. В принципе на каждой ступени имеются два компрессора, восстанавливающих давление питания P при сжатии потоков обогащенной и обедненной фракций, извлекаемых из

делителя при давлениях \bar{P}' и $P'' < P$. Поскольку компрессоры представляют собой дорогостоящую часть оборудования ступени, следует рассмотреть некоторые возможности использования на каждой ступени только одного компрессора, предназначенного для повторного сжатия потока обогащенной фракции (см. рис. 3.22).

а. Обедненный поток может смешиваться с обогащенным потоком перед входом в компрессор после дросселирования давления P'' до P' в регулирующем вентиле (см. рис. 3.22, а). Потеря энтальпии (3.152) в этом случае будет пропорциональной полному потоку L , а не $L' = L/2$, как в первом случае. Такое решение может быть принято для хвостовых ступеней каскада очень высоко-го обогащения, в которых межступенные потоки будут сравнительно малыми, так что увеличение потребления энергии будет стоить не слишком дорого [3.179].

б. В том же случае может быть принято решение установить два компрессора (см. рис. 3.22, б, где C_2 — подкачивающий вспомогательный компрессор).

в. Обедненный поток питает непосредственно боковой вход компрессора, производящего сжатие от P' до P'' (рис. 3.22, в). Потребление энергии будет минимальным (3.158), но с более сложным компрессором. Это решение выбирается для больших ступеней завода слабого обогащения [3.179—3.181].

г. Поток обедненной фракции смешивается с потоком обогащенной фракции после ее выхода из компрессора через эжектор. Потери энтальпии и разделительной мощности компенсируются экономией в стоимости благодаря применению одного перекачивающего компрессора вместо компрессора двойного потока, как предложено в недавних американских проектах (см. разд. 3.6.2, рис. 3.22, г).

Система охлаждения. Теплообменник, помещенный на входе питания делителя, как на рис. 3.13, 3.21, а, служит для охлаждения полного потока ступени. Однако потребление энергии будет меньше в том случае, когда теплообменник размещается на выходе обогащенной фракции из делителя, причем значения $L/\delta U$, $A/\delta U$ и $V/\delta U$ также будут меньше [3.28]. Это второе решение представляет интерес в зависимости от соотношения между этими выгодами и увеличенными расходами на изготовление более сложного теплообменника низкого давления (см. рис. 3.21, б).

Делители. Выбор схемы диффузионного делителя — противоточной или со скрещенными потоками — определяется оптимальным отношением давлений, потерями энтальпии вследствие трения внутри делителя и сравнительной сложностью конструкции каждого делителя.

Как в случае скрещенных потоков, так и в противоточном делителе локальное обогащение $v(x) - \bar{N}(x)$ уменьшается вдоль пористого фильтра в направлении потока высокого давления x , так как средняя концентрация в этом потоке $\bar{N}(x)$ уменьшается от N до N'' . Для того чтобы свести потери разделительной мощ-

ности до минимума, отделение низкого давления в диффузионном делителе можно разделить по меньшей мере на две части перегородками, установленными перпендикулярно направлению потока высокого давления, с целью уменьшить потери разделительной мощности из-за смешивания фракций различного состава. Однако извлекаемые в отдельности обогащенные фракции следует направлять в различные ступени каскада. Такой картине межступенных потоков соответствует несимметричный каскад (см. разд. 2.3), уже применявшийся Герцем [3.9] в его первой газодиффузионной лабораторной установке. Эти каскады оказываются зна-

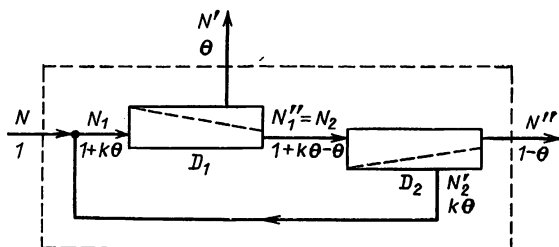


Рис. 3.24. Ступень с двумя делителями D_1 и D_2 : показаны концентрации легкого компонента и значения потоков

чительно сложнее простого симметричного каскада (см. рис. 3.1), и в них должны существовать потери разделительной мощности из-за смешивания, аналогичные потерям, выражаемым формулам (3.161), так как смешивание может быть исключено не во всех узлах (т. е. местах соединения потоков) каскада. Несимметричные каскады в газовой диффузии представляют интерес главным образом с точки зрения сокращения числа ступеней в каскаде вследствие увеличения коэффициента обогащения ступени.

В частности, диффузионный делитель может состоять из двух отдельных делителей, причем на питание делителя D_2 поступает поток обедненной фракции из делителя D_1 , а на вход питания делителя D_1 подается обогащенная фракция из делителя D_2 (рис. 3.24). Такое распределение потоков может быть реализовано в одной ступени в форме внутренней рециркуляции, и каскад из таких ступеней тогда будет симметричным [3.28, 3.182—3.184]. В такой ступени концентрации легкой фракции определяются путем решения системы семи уравнений: двух уравнений сохранения, аналогичных (3.100), (3.101), одного уравнения разделения, аналогичного (3.137), для каждого из делителей D_1 и D_2 , и одного уравнения сохранения для внутреннего узла между D_1 и D_2 , а именно:

$$\begin{aligned}
 (N' - N_1)/(1 + k\theta - \theta) &= (N' - N_2)/(1 + k\theta) = \\
 &= (N_1 - N_2)/\theta; \\
 N' - N_1 &= DF [\theta/(1 + k\theta)]; \\
 (N'_2 - N_2)/k\theta &= (N'_2 - N'')/(1 + k\theta - \theta) = \\
 &= (N_2 - N'')/(1 - \theta); \\
 N'_2 - N_2 &= DF [k\theta/(1 + k\theta - \theta)]; \\
 N_1(1 + k\theta) &= N + k\theta N'_2.
 \end{aligned}
 \quad (3.170)$$

Здесь $D = \varepsilon_0 \overline{SZ} N(1 - N)$ и $F(\theta)$ определены формулами (3.137), а концентрации N , N_1 , N'_2 и коэффициенты деления k , θ показаны на рис. 3.24. Величина обогащения ступени $N' - N$ получается исключением других концентраций из этих семи уравнений. В случае $\varepsilon_0 \ll 1$ коэффициент обогащения ступени с делителем по схеме скрещенных потоков имеет вид:

$$\alpha - 1 = \varepsilon_0(1 - \theta) \left[\frac{1}{\theta_1} (\overline{SZ})_1 \ln \frac{1}{1 - \theta_1} + (\overline{SZ})_2 \ln \frac{2}{1 - \theta_2} \right], \quad (3.171)$$

где коэффициенты деления потоков в делителях D_1 и D_2 равны соответственно $\theta_1 = \theta/(1 + k\theta)$ и $\theta_2 = k\theta/(1 + k\theta - \theta)$. Разделительная мощность ступени складывается из разделительных мощностей двух делителей, δU_1 и δU_2 , за вычетом потерь на смешивание во внутреннем узле; значения δU и коэффициента обогащения ступени $(\alpha - 1)$, определяемого формулой (3.171), связаны между собой обычным соотношением (3.127). По сравнению со ступенью без внутренней циркуляции при тех же потоках питания L обогащенной $L\theta$ и обедненной $L(1 - \theta)$ фракций коэффициент обогащения ступени с циркуляцией увеличивается на 37,5%, а разделительная мощность на 89%, если $k = 1$ и $\theta = 1/2$. Однако возрастает и работа сжатия, так как поток питания и внутренний поток легкой фракции умножаются соответственно на $1 + k\theta = 1,5$ и $1 + k = 2$ при таком же потоке тяжелой фракции. Ступень с внутренней циркуляцией может представлять интерес, если выигрыш в коэффициенте обогащения дает преимущества, несмотря на увеличение работы сжатия и усложнения коммуникаций ступени. Исследование уравнений стоимости (см. разд. 3.5) делителя, компрессора и системы теплоотвода показывает, что схема с внутренней циркуляцией лучше подходит для ступеней средней и высокой концентраций в каскаде.

Приведенные примеры показывают, как влияют характеристики ступени на выбор оптимальной конструкции диффузионной ступени, при котором следует учитывать также ограничения, накладываемые свойствами технологического газа UF_6 (см. разд. 3.3), соответствующую газодиффузионную технологию (разд. 3.4) и экономические соображения (разд. 3.5).

3.3. СВОЙСТВА ГЕКСАФТОРИДА УРАНА

В этом разделе дается краткий обзор основных физических и химических свойств гексафторида урана, существенных для оп-

тимизации конструкции и изготовления оборудования завода для разделения изотопов.

3.3.1. Физические свойства

Физические свойства UF_6 были рассмотрены в обзорах Каца и Рабиновича [3.18], де Витта [3.185] и Шателе [3.186], в которых содержится большая часть данных, опубликованных до 1976 г.

Молекулярные и оптические свойства При комнатной температуре и атмосферном давлении UF_6 представляет собой бесцветное твердое вещество. Монокристаллы UF_6 относятся к ромбической (ортогональной) системе. Их решетка принадлежит пространственной группе симметрии D_{2h}^{16} с постоянными решетки $a = 99,0 \text{ \AA}$, $b = 89,6 \text{ \AA}$ и $c = 52,1 \text{ \AA}$; элементарная ячейка содержит четыре молекулы UF_6 . Октаэдрическая структура молекулы в ней несколько искажена, и положения атомов фтора не эквивалентны. Это искажение обусловлено тем, что в кристаллическом поле молекулы обмениваются своими атомами фтора; это подтверждается данными по ядерному магнитному резонансу (ЯМР) [3.187]. Искажение уменьшается с ростом температуры.

В газовой фазе гексафторид урана не ассоциирован. Молекула UF_6 по структуре принадлежит точечной группе симметрии O_h и имеет форму октаэдра, в котором длина каждой из связей $U-F$ одинакова и равна 0,2 нм, что следует из данных по колебательным спектрам, диэлектрической проницаемости, электронной дифракции в паровой фазе, а также из согласия результатов определения термодинамических свойств по спектроскопическим данным и теплоемкости.

В жидкой фазе октаэдрическая симметрия, по-видимому, не нарушается. Однако в пластической фазе, промежуточной между жидким и твердым состояниями, нарушение симметрий существует, как показывают данные по ЯМР и рамановским спектрам для UF_6 и других гексафторидов [3.188].

В колебательном спектре молекул UF_6 из шести фундаментальных частот точечной группы O_h две относятся к активным инфракрасным колебаниям ($\nu_3 = 623$, $\nu_4 = 181 \text{ см}^{-1}$), три — к комбинационным (рамановским) колебаниям ($\nu_1 = 637$, $\nu_2 = 535$ и $\nu_5 = 202 \text{ см}^{-1}$) и одна — к неактивным колебаниям ($\nu_6 = 140 \text{ см}^{-1}$). В видимой и ультрафиолетовой областях спектра имеется много электронных уровней.

Критические потенциалы ионизации располагаются в диапазоне от 15,5 В для UF_5^+ до 50,3 В для U^+ .

Гексафторид урана в газообразном состоянии парамагнитен. Как показывают точные измерения диэлектрической проницаемости ϵ , сделанные Магнусоном [3.189], гексафторид урана не имеет постоянного электрического дипольного момента: $(\epsilon - 1)$ изменяется от $3,815 \cdot 10^{-3}$ при $28,2^\circ\text{C}$ до $3,226 \cdot 10^{-3}$ при $53,1^\circ\text{C}$.

Коэффициенты переноса в газовой фазе. Коэффициент вязкости газообразного UF_6 был измерен методом капилляра при числах Рейнольдса меньше 100 во избежание турбулентности; результаты Майерсона и Эйхера [3.190] были представлены Мартенссоном [3.120] в виде эмпирической формулы (вязкость измеряется в мкпз *)

$$\eta = 0,893T^{0,933}. \quad (3.172)$$

В формуле (3.172) применяется коэффициент 0,893 вместо коэффициента 0,6163 [3.185], признанного неправильным Брауном и Мэрфи [3.191], которые предложили заменить его на 0,865, а показатель степени T — на 0,928.

Ранние измерения Левеллина [3.192] приводили к формуле $\eta = 167 \pm 0,44 (T - 273)$ мкпз, что соответствует значению 0,779 для показателя степени T [3.193]. В эти значения следует внести некоторую поправку, чтобы объяснить новые измерения вязкости азота, который используют как калибровочный газ [3.194]. Недавние данные по вязкости UF_6 [3.195] подтверждают такую поправку к данным Майерсона и Эйхера. Зависимость от T оказывается сильнее, чем в элементарной кинетической теории (где показатель степени T равен 0,500).

В соответствии со сказанным значения проницаемости пористых фильтров по формуле (3.59) и характеристические давления P_0 и P_c , определенные формулами (3.60), (3.66), в случае модели длинных капилляров круглого сечения имеют для UF_6 следующий вид (см. также разд. 3.4.2):

$$\left. \begin{aligned} G &= 6,22 \cdot 10^{-6} (a\delta/l) T^{-1/2} (1 + P/P_0); \\ P_0 &= 17,2 (T^{1,433}/a); \quad P_c = 66,8 (T^{1,433}/a). \end{aligned} \right\} \quad (3.173)$$

В формулах (3.173) G измеряется в моль/(с·см²), ΔP — в единицах CGS, P_0 и P_c — в мм рт. ст. **, радиус пор a — в Å ***. Значения характеристического давления P_c для пористого фильтра в виде слоя упакованных твердых частиц будет в полтора раза выше, если в качестве a берется гидравлический радиус поры, определенный формулами (3.71), (3.76).

Измерения коэффициента самодиффузии, выполненные Брауном и Мэрфи [3.191], дают для интервала 0—70 °C эмпирическую формулу (где результат дается в мкпз):

$$\rho D_{11} = 1,117T^{0,925} \pm 3,5\%. \quad (3.174)$$

Эта формула дает при 30 °C значение на 6% ниже измеренного Неем и Армистидом [3.196]; для числа Шмидта из нее получается независимо от T $Sc = \eta/\rho D_{11} = 0,78$ вместо 0,73 по Нею и Армистиду. Недавние измерения [3.197] подтверждают формулу (3.174).

* 1 мкпз = 0,1 мкПа·с. — Прим. ред.

** 1 мм рт. ст. = 133,322 Па. — Прим. ред.

*** 1 Å = 0,1 нм. — Прим. ред.

Коэффициент теплопроводности UF_6 , как показали измерения, представляется формулой [где результат дается в кал*/(см \times \times с \cdot °C)]

$$K = 1,45 [1 + 0,0045 (T - 273)] \cdot 10^{-5}. \quad (3.175)$$

Это значение K согласуется со значением коэффициента вязкости, измеренным Майерсоном и Эйхером, и теплоемкостью C_P (см. ниже). Оно приводит к значению числа Прандтля $Pr = \eta C_P / K = 0,95$, близкому к значению 0,93, вычисленному с поправкой Эйкена по формуле (3.25).

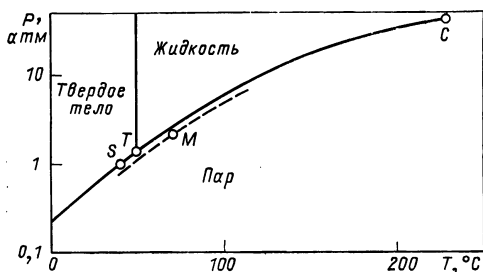


Рис. 3.25. Фазовая диаграмма UF_6 [3.185, 198]. Критическая точка C: $p_c = 1,37$; $T_c = 230^\circ C$; $p_c = 45,5$. Точка сублимации S: $T_s = 56,5^\circ C$; $p_s = 1$ атм. Тройная точка T: $T_p = 64,05^\circ C$; $p_T = 1,50$ атм; M — рабочая точка, безопасная по отношению к конденсации UF_6 .

Эмпирические значения длины свободного пробега в гексафториде урана, вычисленные из экспериментальных данных по вязкости [3.190], теплопроводности [3.185] и самодиффузии [3.191], соответственно равны: $\lambda_v = 2,31$, $\lambda_t = 2,70$ и $\lambda_d = 2,98 \cdot 10^{-6}$ см при $0^\circ C$ и атмосферном давлении. Средняя длина свободного пробега зависит от P^{-1} линейно, а от T при заданном значении P по степенному закону с показателем степени 1,433, тогда как в элементарной кинетической теории этот показатель равен единице. Таким образом, характеристические давления пористых фильтров P_0 и P_c , определенные формулами (3.60), (3.66), зависят от T по степенному закону (3.173).

Термодинамические свойства. Фазовая диаграмма гексафторида урана показана на рис. 3.25. Недавние измерения критических параметров [3.198] подтвердили более ранние данные [3.185].

Плотности жидкой и твердой фаз при $65^\circ C$ равны соответственно 3,624 и 4,87 г/см 3 .

Плотность газовой фазы несколько отличается от плотности идеального газа, так как измерения диэлектрической проницаемости, выполненные Магнусоном [3.189] в интервале температур 60—140 $^\circ C$, дают для UF_6 следующее уравнение состояния:

$$PV (1 + AP) = RT, \text{ или } n = [P/(RT)] (1 + AP), \quad (3.176)$$

где $A = 1,233 \cdot 10^6 T^{-3}$ атм $^{-1}$ **.

* 1 кал = 4,1868 Дж. — Прим. ред.

** 1 атм = $1,013 \cdot 10^5$ Па. — Прим. ред.

В уравнении (3.176) $MP/(RT) = 4,291 P/T$ для UF_6 . При $65^\circ C$ коэффициент отклонения от уравнения состояния идеального газа при $P=1$ атм составляет 1,032. Наилучшее согласие между спектроскопическими и термодинамическими данными, полученными до 1959 г., получается при более высоком значении второго вириального коэффициента $A = 1,377 \cdot 10^6 T^{-3}$ [3.199] и при увеличенном до 1,037 коэффициенте отклонения от идеальности при $65^\circ C$ и $P=1$ атм. Недавние измерения второго вириального коэффициента UF_6 , выполненные Моризо и др. [3.195, 3.197], подтверждают это более высокое значение A , тогда как измерения В. В. Малышева [3.200] и Хейнца и др. [3.201] говорят в пользу значения A в уравнении (3.176), найденного Магнусоном.

Постоянные в потенциальной энергии межмолекулярного взаимодействия $U(r)$ для гексафторида урана могут быть определены из этих экспериментальных данных с помощью статистической формулы для второго вириального коэффициента при умеренной температуре

$$A = [2\pi N_0/(RT)] \int_0^\infty \{1 - \exp[-U(r)/2kT]\} r^2 dr, \quad (3.177)$$

где N_0 — число Авогадро — Лошмидта. В случае, когда $U(r)$ берется в форме модели (12—6) Леннарда — Джонса (3.27), Моризо и др. [3.195] нашли $\epsilon/k = 430$ К, $\sigma = 0,524$ нм. Эти значения можно сравнить с величинами $\epsilon/k = 439$ К и $\sigma = 0,522$ нм, вычисленными де Маркусом и Старнсом [3.194] из измерений вязкости, проведенных Майерсоном и Эйхером. Если для $U(r)$ берется модель Леннарда — Джонса более общего вида, то для отталкивающего потенциала получаются показатели 13,6 и 6 [3.201], причем $\epsilon/k = 617$ К и $\sigma = 0,530$ нм. Постоянные, входящие в потенциальную энергию, были вычислены также для модели Букингема, Сюзерленда и простого отталкивательного потенциала [3.185, 3.201].

Диаметр молекулы UF_6 оценивается из этих данных равным примерно 0,55—0,6 нм, так что площадь, занимаемая адсорбированной на поверхности молекулой, составляет 0,3—0,35 нм².

Измерения теплоемкости C_P и энтропии S при атмосферном давлении приводят к следующим формулам [в которых эти величины выражаются в кал/(моль · К)] [3.186]:

$$\left. \begin{aligned} C_P &= 32,43 + 7,936 \cdot 10^{-3}T - 32,0680 \cdot 10^4 T^{-2}; \\ S &= 74,69 \ln T + 7,935 \cdot 10^{-3}T + 16,034 \cdot 10^4 T^{-2} - 98,05. \end{aligned} \right\} \quad (3.178)$$

Зависимость всех термодинамических величин гексафторида урана от температуры и давления может быть также найдена из вириального уравнения состояния (3.176). Паркс и Бертон [3.202] вычислили таблицы для уравнения состояния Магнусона. Из этих таблиц для отношения теплоемкости $\gamma = C_P/C_V$ при $65^\circ C$ получа-

ется (P — давление, атм):

$$\gamma = 1,0659 + 0,0068P \quad (3.179)$$

и для скорости звука при 65 °C

$$V_s = (\gamma RT/M)^{1/2} = 92,25 \text{ м/с.} \quad (3.180)$$

Эти значения согласуются с результатами непосредственного измерения сжимаемости и скорости звука.

Энтропия сублимации составляет 35 кал при 56,5 °C и 33,2 кал в тройной точке, где энтропия парообразования равна 20,1 кал.

Давление сублимирующих паров [3.186] в интервале 0—64 °C с точностью до 0,05% воспроизводится формулой (где P выражено в мм рт. ст.)

$$\lg P_s = 6,38363 + 0,0075377t - 942,76/(t + 183,416). \quad (3.181)$$

Давление паров над жидкостью [3.186] в интервале 64—116 °C с точностью до 0,03% дается формулой

$$\lg P_s = 6,99464 - 1,126296/(t + 221,963), \quad (3.182)$$

а между 116 и 230 °C (с погрешностью до 0,3%) формула приобретает вид:

$$\lg P_s = 7,69069 - 1,683165/(t + 302,148). \quad (3.183)$$

Эти данные по давлению паров считаются надежными [3.186].

Скрытая теплота сублимации Q_s составляет 11,5 ккал/моль вблизи тройной точки. Скрытая теплота парообразования Q_L изменяется от 6,8 ккал/моль в тройной точке примерно до 5,6 ккал/моль при 140 °C.

3.3.2. Химические свойства

Обстоятельный обзор данных, полученных ранее 1951 г., был сделан Кацем и Рабиновичем [3.18], а более поздние работы вплоть до 1967 г. рассмотрены в обзоре Шателе [3.186].

Энтальпия образования UF_6 очень высока: $\Delta H = -522,6$ (кристалл), или $-510,7$ ккал/моль (газ); UF_6 не диссоциирует до очень высокой температуры.

Гексафторид урана обладает весьма высокой химической активностью. Он проявляет себя как чрезвычайно сильный фторирующий агент даже при комнатной температуре. Поскольку гексафторид урана на практике представляет собой единственное химическое соединение, обладающее большим давлением паров при комнатной температуре, то все его реакции восстановления приводят не только к потерям UF_6 , но и к образованию твердых соединений урана, вызывающих накопление отложений и коррозию в трубопроводах завода, а также забивающих поры в диффузионных фильтрах.

Среди этих твердых соединений урана имеются другие фториды урана. Диаграмма фазового равновесия для фторидов урана

UF₆, UF₅ (α и β), U₂F₉, U₂F₁₇ и UF₄ была опубликована Агроном [3.203]. Эти фториды могут образовывать комплексные соединения с другими химическими веществами, например комплексы MUF₆, M₂UF₇ или M₃UF₈ с M=Li, Na, K, Cs, Rb, NH₄, Ag, Tl, NO...

Гидролиз в присутствии воды происходит мгновенно и обычно приводит к образованию аэрозолей, состоящих из UO₂F₂, HF и H₂O, с энтальпией реакции ΔH=50,2 ккал/моль. Если образовавшийся таким образом фтористый водород HF контактирует с окислами, то вода регенерируется, начиная новый цикл разложения UF₆.

Водород восстанавливает UF₆, и эта реакция применяется в промышленности для получения из UF₆ твердого тетрафторида урана UF₄ («зеленой соли») при 350 °С. При комнатной температуре эта реакция протекает крайне медленно, но может быть ускорена катализаторами [3.204] с образованием HF.

Реакция между UF₆ и углеродом имеет более сложный характер из-за присутствия сорбированной воды. Гексафторид урана медленно проникает в графит, образуя слоистые отложения. Углеводороды подвергаются воздействию гексафторида урана с образованием UF₄, HF и UO₂F₂, если они были окислены или гидратированы. Потребность в смазках и эластичных материалах для уплотнений и прокладок в каналах привела к бурному развитию химии фторуглеродных и хлоруглеродных соединений.

Большинство окислов подвергается коррозии, за исключением чистой окиси алюминия. В отсутствие HF гексафторид урана реагирует со стеклом очень медленно. Стекланные контейнеры перед наполнением должны быть полностью осушены от адсорбированной влаги.

Большинство металлов также подвергается коррозии. Никель пассивируется слоем хемосорбированного фторида никеля, а алюминий — пленкой окиси алюминия, оба металла и их сплавы (монель, инконель, легкие сплавы) оказались превосходными конструкционными материалами для оборудования заводов. Малоуглеродистые стали, медь, золото, серебро, платина и индий в этом отношении были бы посредственными материалами. На газодиффузионных заводах малоуглеродистые стали (в случае их применения) покрываются слоем никеля (электролитически или химически) на всех поверхностях, контактирующих с гексафторидом урана. Загрязнения типа осадков сульфидов, силикатов или карбидов реагируют с гексафторидом урана и газообразными продуктами его разложения — F₂ и HF в первую очередь [3.14, 3.18, 3.205].

3.4. ГАЗОДИФфуЗИОННАЯ ТЕХНОЛОГИЯ

Газодиффузионный завод состоит из одного или нескольких прямоугольных каскадов (см. разд. 2.6). Каждый каскад делается из одинаковых ступеней, чтобы реализовать преимущества,

вытекающие из более низкой стоимости при массовом производстве. Ступени каскада группируются в блоки, представляющие собой наименьшие группы ступеней, оборудованные блочными клапанами и байпасными линиями. Поэтому они могут быть легко демонтированы из каскада для ремонта или других целей. На существующих заводах блок содержит 5 [3.206], 8, 10 [3.207], 16 [3.208, 209] или 20 [3.181] ступеней.

Газодиффузионный завод содержит следующие основные составные элементы:

а. Стандартные элементы каждого каскада, к которым относятся: делители, содержащие диффузионные фильтры, компрессоры и трубопроводы внутренних и внешних коммуникаций ступени, моторы, приводящие в действие компрессоры, теплообменники и система охлаждения для отвода теплоты сжатия, регулирующие и блочные клапаны.

б. Коммуникации между концевыми ступенями двух соседних каскадов, обеспечивающие ввод питающего газа, удаление потоков отбора и отвала в головной или хвостовой части завода, очистку от легких примесей в головной части завода.

в. Системы технологического контроля завода, собирающие информацию о давлениях, температурах и концентрациях технологического газа, а также рабочих характеристиках оборудования в каскадах.

г. Производственное здание завода и установки для пусковых и аварийных ситуаций для ремонта блоков или завода в целом.

3.4.1. Разновидности пористых фильтров

Объем контура с технологическим газом внутри газодиффузионного завода, спроектированного для заданной производительности, определяется уровнем давления газа внутри контура и полной площадью пористых фильтров. При заданной конфигурации и заданном КПД ступени уровень давления определяется значением характеристического давления P_c (3.66), обратно пропорциональным среднему радиусу пор \bar{a} . Полная площадь пористых фильтров обратно пропорциональна проницаемости фильтров (3.18), которая в свою очередь пропорциональна $\bar{a}d/l$, т. е. отношению произведения \bar{a} на d к толщине фильтра l . Хорошие пористые фильтры должны поэтому иметь противоречивые характеристики: очень малый радиус (10 нм или меньше) [3.14, 3.182, 3.210], по возможности самую высокую пористость и самую малую толщину, достаточную механическую прочность и чрезвычайно низкую химическую активность. Все эти характеристики необходимы, так как после установки пористых фильтров в диффузионный делитель внутренняя поверхность пор должна противостоять годами воздействию постоянного потока коррозионно-агрессивного гексафторида урана при наличии большого перепада давлений поперек фильтра. Пористый материал должен иметь геометрию хорошего катализатора, будучи химически инертным.

Такие строгие требования серьезно ограничивают выбор пористых материалов.

Пористые фильтры играют ключевую роль в технологии. Методы их изготовления и рабочие характеристики остаются в высшей степени засекреченными. Однако некоторые сведения о пористых фильтрах, созданных во время второй мировой войны в США [3.14, 3.20, 3.21] и Великобритании [3.23], были опубликованы, равно как и сведения о пористых фильтрах, разработанных позднее в пилотном или лабораторном масштабе во Франции [3.182], в Италии [3.211], Японии [3.212] и Швеции [3.213].

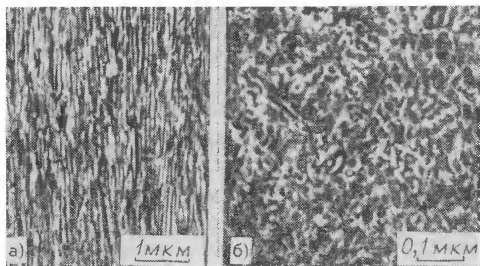
В качестве пористых материалов рассматривались металлы (Au, Ag, Ni, Al, Cu), окислы металлов (Al_2O_3 , керамика), фториды (CaF_2) или нитриды (Ni) и фторопласты (тефлон) (см. разд. 3.3.2).

В зависимости от структуры пористые фильтры можно подразделить на два вида: пленочные, в которых поры протравливаются в первоначально непористой фольге, и агрегатные, в которых поры представляют собой пустоты, остающиеся при спрессовывании под давлением тонких порошков или спекании их при соответствующей температуре.

В пористых фильтрах пленочного типа поры могут образовываться в результате удаления одного из компонентов мелкодисперсного сплава. Один из первых пористых фильтров с радиусом пор около 10 нм и плотностью пор 10^9 см^{-2} был получен в США [3.14] путем вытравливания Zn соляной кислотой из сплава AgZn. Хорошие пористые фильтры получаются вытравливанием Ag азотной кислотой из сплава 40—60 AuAg [3.182, 3.184]; этот способ применяется с XVII в. при изготовлении ювелирных изделий из золота.

Другой метод создания пор заключается в электролитическом травлении тонкой алюминиевой фольги (15—20 мкм) в сернокислотной ванне [3.182, 3.213, 3.215]; при этом получают пористые фильтры из окиси алюминия (рис. 3.26). В этих фильтрах получают прямые цилиндрические поры, очень похожие на теоретическую модель длинных капилляров. Прочность может быть увеличена путем формировки алюминиевой фольги таким образом, чтобы при окислении в ней оставалось нечто вроде проволоочной

Рис. 3.26. Поперечный срез пористого фильтра, полученного при окислении в электролитической ванне анода из алюминия. Поры имеют форму параллельных цилиндрических каналов, перпендикулярных поверхности (а). Параллельный поверхности срез пористого фильтра, полученного при спекании никелевых порошков. Поры имеют форму пустот, образовавшихся вдоль границ зерен никеля (б)



сетки, на которой удерживается разделяющий слой из окиси алюминия.

Пористые фильтры пленочного типа оказываются очень хрупкими; крупные поры и трещины вдоль границ зерен в металлических сплавах уменьшают разделительную эффективность, а микроструктура зерен в прокатанных металлических местах подвержена коррозии в среде гексафторида урана [3.14, 3.21]; пористые фильтры из анодированного алюминия также получаются очень хрупкими.

Пористые фильтры агрегатного типа могут быть получены при спекании порошков. Первые газодиффузионные фильтры, которые выпускались в США в промышленном масштабе, имели, по-видимому, форму трубок, сделанных из спеченных никелевых порошков [3.20, 3.21, 3.23]. Пористые фильтры на эксплуатируемых в настоящее время газодиффузионных заводах США имеют форму спеченных никелевых трубок, устанавливаемых с помощью трубных досок в цилиндрическом делителе так, что они образуют пучки трубок [3.124]. В других странах были опубликованы отчеты об исследовательских работах по пористым фильтрам из спеченного никеля [3.182, 3.212, 3.213, 3.215]. Рассматривались также пористые фильтры из спеченных порошков окиси алюминия [3.182, 3.212, 3.215]. Гомогенные фильтры агрегатного типа также оказываются хрупкими; трещины в них могут появляться вдоль прежних границ между частицами порошка. Наличие в исходном порошке наряду с прочими зерен большего размера или образование сгустков во время спекания может привести к увеличению размера пор [3.21]. Неполное удаление связывающих веществ во время изготовления пористых фильтров может привести к коррозии.

Как возможное решение рассматривались сетки или решетки из тонких проволок, получаемые методом литографии или гальванопластики [3.23]. Такие сетки применялись главным образом для упрочнения структуры спеченных или прокатанных пористых фильтров. Сообщалось также о нанесении на проволочную сетку окиси или нитрида алюминия, распыляемых в электрическом разряде [3.213]. Исследовалась также холодная прокатка политетрафторэтиленового (тефлонного) порошка, смешанного со связывающим агентом и нанесенного на проволочную сетку [3.182, 3.212].

Разделяющий слой и опорный слой композитных пористых фильтров (см. разд. 3.1.8) изготавливаются из тех же материалов, которые применяются для производства гомогенных фильтров.

3.4.2. Исследования пористых фильтров

Исследования пористых фильтров проводят для разработки таких пористых фильтров, которые имели бы наивысшую проницаемость G и разделительную эффективность S при условии, что они удовлетворяют требованиям крупномасштабного промышлен-

ного производства и многолетней эксплуатации на разделительном заводе. Эти требования касаются механической прочности, устойчивости против коррозии, надежности и воспроизводимости результатов, и все они должны контролироваться путем соответствующих испытаний. Определение характеристик пористых фильтров производится обычными экспериментальными методами физики и химии пористых сред [3.29, 3.148]. Обзор основных методов, применяемых при проверке качества прототипов пористых фильтров, был сделан Шарпенем и др. [3.215].

Структура. Обзор структурных характеристик пористого фильтра был сделан в гл. 3.1.2. Пористость δ , удельная поверхность S_0 и гидравлический радиус пор $\bar{a} = 2\delta/S_0$ могут быть измерены методами адсорбции по Брунауэру, Эммету и Теллеру [3.131] с применением азота или ксенона. Распределение пор по радиусам может быть найдено некоторыми дополнительными методами: с помощью изотермы адсорбции Баррета — Джойнера — Халенды для конденсируемого газа [3.216], с помощью продавливания ртути, когда измеряются силы поверхностного натяжения, препятствующие проникновению в поры жидкой ртути [3.215, 3.217], и с помощью измерения потоков [3.218]. Структуру пор и распределение их по радиусам можно также анализировать на поверхностях фильтров или срезах (изломах или микроразрезах) с помощью сканирующего или обычного микроскопа и дифракции рентгеновского излучения при малых углах падения; соответствующие изображения или дифференциальные картины дают информацию о структурном коэффициенте (3.35), о распределении сужений пор и о наличии слепых пор. Эта информация имеет существенное значение для сравнения реальных пористых фильтров с теоретическими моделями (см. разд. 3.1.2), а также для предсказания эффектов поверхностной диффузии (см. разд. 3.1.7).

Проницаемость. Измерения проницаемости пористых фильтров для газовой фазы производятся или стационарными методами, в которых давления P и P' (см. разд. 3.21) поддерживаются постоянными [3.76, 3.219], или же нестационарными методами, в которых разность $P - P' = \Delta P$ меняется со временем [3.76, 3.220, 3.221]. Результаты измерений проницаемости пористых фильтров в широком интервале давлений и температур дают информацию о свойствах фильтра в различных режимах течения газа (см. разд. 3.2). Эти свойства можно сопоставлять со структурой фильтра, вводя эффективные радиусы пор [3.31], с помощью которых наблюдаемые характеристики фильтра в данном режиме течения сравниваются с теоретическими характеристиками некоторого идеального фильтра, в котором поры имеют форму длинного капилляра круглого сечения с диффузным отражением молекул от стенки. Например, эффективные радиусы пор для кнудсеновского (a_K) и пуазейлевского потока (a_P) в соответствии с формулами (3.37), (3.43) будут иметь вид:

$$a_K = \bar{a}\beta_K; \quad a_P^2 = \bar{a}^2\beta_P. \quad (3.184)$$

Пуазейлевский эффективный радиус a_p обычно дает наиболее надежное представление о радиусе пор при измерении проницаемости на моделях пор [3.78].

В формулах (3.184) для идеального фильтра выполняются равенства $a_K = a_p = \bar{a}$, где гидравлический радиус \bar{a} совпадает с обычным радиусом a (см. разд. 3.1.2). Эффективный радиус переходного потока a_T определяется по наклону кривой проницаемости $G(\bar{P})$ в зависимости от \bar{P} , если она линейна (как для всех промышленных пористых фильтров) [3.31]. Поскольку этот наклон $1/P_0$ в соответствии с формулой (3.60) пропорционален $\bar{a}\beta_p/\beta_K$, то

$$a_T = \bar{a}\beta_p/\beta_K = a_p^2/a_K. \quad (3.185)$$

Если проницаемость $G(\bar{P})$ не линейна относительно \bar{P} , то значение $a_T = \bar{a}\beta_p/\beta_K$ будет определяться наклоном асимптоты к $G(\bar{P})$ при $\bar{P} \rightarrow \infty$. Радиус a_T , определенный из проницаемости, следует подставлять в формулу для P_0 (3.173) вместо обычного радиуса a , если пористый фильтр отличается от модели длинных капилляров. Указанные выше эффективные радиусы пор вместе с другими эффективными радиусами, получаемыми методами адсорбции измерения пористости, рентгеновской дифракции и электронной микроскопии, могут быть использованы для определения структуры при испытаниях качества прототипов пористых фильтров. Они могут быть использованы для предсказания результатов опытов по разделению.

Разделительная эффективность. Значения разделительной эффективности и соответствующего ей эффективного радиуса пор вычисляются по формуле (3.103) для коэффициента разделения ступени α^* , его значение α^* измерено в опытах по обогащению [3.124, 3.153, 3.222, 3.223]. Концентрации N и N' или лучше N и N'' , газовой смеси на входе в диффузионный делитель, содержащий фильтр, и на выходе из него измеряются с помощью масс-спектрометра (для изотопной смеси) или с помощью фракционной конденсации (для смеси $N_2 - CO_2$ или $H_2 - CO_2$). Если испытываемый диффузионный делитель изготовлен по схеме со скрещенными потоками, то измеренный коэффициент обогащения ступени ($\alpha^* - 1$) [см. (3.137, 3.145)] будет пропорционален разделительной эффективности пористого фильтра S . Для того чтобы исключить коэффициент рэлеевской дистилляции $F(\theta)$ и коэффициент перемешивания Z , коэффициент обогащения ($\alpha^* - 1$) необходимо измерять при нескольких значениях коэффициента деления потоков в делителе θ и при нескольких значениях расхода питания L ; затем значение ($\alpha^* - 1$) экстраполируется к $\theta = 0$ и $Z = 1$ [3.222]. Обе экстраполяции можно производить одновременно [3.223] для заданных значений T , P и P' при изменении одного только потока L , для которого задается несколько фиксированных значений L_k . Соответствующие им измеренные значения коэффициента деления потоков θ_k (причем все $\theta_k < 0,1$) и измеренные значения

$(\alpha_k^* - 1)$ используются для вычисления ψ_k , определенных формулой (3.145)

$$\psi_k = [(\alpha_k^* - 1)/(\alpha_0 - 1)] [(\alpha_0/\alpha_k^*)] |1/F(\theta_k)| = \overline{ZS} \simeq \overline{S} - C\overline{S}X_k, X_k = (\text{Re}_k)^{-0.746}. \quad (3.186)$$

В соответствии с уравнением (3.186) ψ_k — линейная функция X_k , и средняя разделительная эффективность фильтра \overline{S} определяется отрезком, отсекаемым на оси ординат кривой $\psi(X)$ на графике, изображающем ψ_k как функцию X_k . Уравнение (3.186) — простое следствие из формул (3.108), (3.128) для коэффициента перемешивания и формулы (3.145) для коэффициента разделения, потому что число $\text{Ra} \simeq \theta d \text{Re}/4D$ мало при малых θ , среднее значение \overline{ZS} может быть приближенно заменено значением ZS на полудлине фильтра ($x = D/2$), а число Рейнольдса в формуле (3.125)

$$\text{Re}(D/2) = (1 - \theta/2) \text{Re}_0. \quad (3.187)$$

В соответствии с формулой (3.125) C означает постоянный множитель, который может быть определен из графика (X, ψ) .

Наклон кривой, изображающей S/S_0 как функцию переменного давления P , дает затем в соответствии с формулой (3.67) значение характеристического разделительного давления пористого фильтра P_c , а тем самым значение гидравлического радиуса пор в фильтре \bar{a} по теоретическим уравнениям (3.66), (3.71), (3.76), (3.77) или (3.173) для гексафторида урана.

В соответствии с уравнением (3.71) для изотопной смеси (с числом Шмидта $\text{Sc} = 3/4$), выведенным для испытываемого фильтра и длинного капилляра, можно ввести эффективный радиус пор для разделения изотопов a_s , используя наклон $1/P_c$ графика разделительной эффективности S

$$a_s = \bar{a} [3\pi(\beta_P/\beta_K) + 64\beta_K]/(3\pi + 64) = (3\pi a_T + 64a_K)/(3\pi + 64). \quad (3.188)$$

Таким образом, разделительный радиус a_s теоретически имеет вид линейной комбинации радиусов a_T и a_K , измеренных по проницаемости. Уравнение (3.188) можно использовать для установления соответствия между результатами измерения разделительной эффективности и проницаемости. Разделительный радиус a_s следует подставлять в формулу (3.173) для P_c вместо a , если пористый фильтр по структуре отличается от длинных капилляров.

Наблюдаемые для заданного пористого фильтра значения P_c или a_s на практике зависят от выбора газовой смеси, даже с учетом закона подобия (3.72). Если применяется газовая неизотопная смесь, например $\text{N}_2 - \text{CO}_2$ [3.123, 3.138, 3.215], причиной этой зависимости может быть различие диаметров молекул [см. (3.78) или коэффициентов аккомодации [см. (3.38)]. Мартенссон [3.222] показал, как следует определять a_s в этом случае. Независимо от того, какая применяется смесь — изотопная или нет, на результаты может повлиять поверхностная диффузия.

Разделительная эффективность пористых фильтров должна быть, конечно, проверена в опытах по изотопному разделению гексафторида урана. Поскольку обогащение при этом мало, необходимо изготовить небольшие каскады, работающие в безотборном режиме (см. разд. 2.2.1), для умножения обогащения, получаемого на одной ступени. В печати сообщалось, что лабораторные пилотные каскады для испытания пористых фильтров работают в США [3.14, 3.21] (12 ступеней), Франции [3.153, 3.224, 3.225] (каскад из 16 ступеней), Японии [3.212] (каскад из 13 ступеней).

Ввиду того что испытания пористых фильтров на UF_6 достаточно сложны и потому их проводят лишь в последнюю очередь, прототипные пористые фильтры испытывают на изотопных смесях благородных газов, например на смеси изотопов неона ^{20}Ne и ^{22}Ne [3.76] или аргона ^{36}Ar и ^{40}Ar [3.223]. Простое соотношение пропорциональности (3.137) между коэффициентом обогащения ступени ($\alpha^* - 1$) и разделительной эффективностью пористых фильтров S здесь неприменимо, так как идеальный коэффициент разделения α_0 (3.4) в этом случае недостаточно близок к единице. Поэтому вместо (3.137) должно применяться уравнение (3.145). Критерии подобия для давлений P , P' и температуры в случае работы на аргоне и гексафториде урана приведены в соотношении (3.72).

3.4.3. Компрессоры

Для работы на гексафториде урана были созданы или разработаны насосы и компрессоры различного типа.

а. Одной из простейших перекачивающих систем для очень низких расходов может быть установка с замкнутым контуром, в которой используется конденсация и испарение гексафторида урана; она подходит для лабораторных исследований проницаемости пористых фильтров или коррозии образцов материалов [3.215]. Поршневые насосы с сильфонным [3.14, 3.23, 3.153, 3.224] или мембранным уплотнением хорошо работают при несколько более высоких расходах, применяемых при определении качества пористых фильтров и при испытаниях приборов [3.14]. Они работают в широком интервале степеней сжатия (от 1 до 15 и более).

б. Для малых расходов, например, в головной части высокого обогащения используют герметичные компрессоры со специальными газовыми подшипниками для UF_6 [3.179, 3.226]. Они могут быть снабжены центробежным рабочим колесом и ротором, приводимым в действие извне [3.14].

в. Для умеренных расходов газа во время второй мировой войны были разработаны [3.21, 3.23] и использованы на первом Ок-Риджском заводе [3.227] довольно сложные многоступенчатые центробежные компрессоры. Для сжатия обедненного потока предлагалось использовать вентиляторы [3.14]. Центробежные дозвуковые компрессоры применяют также в очистительных каскадах и

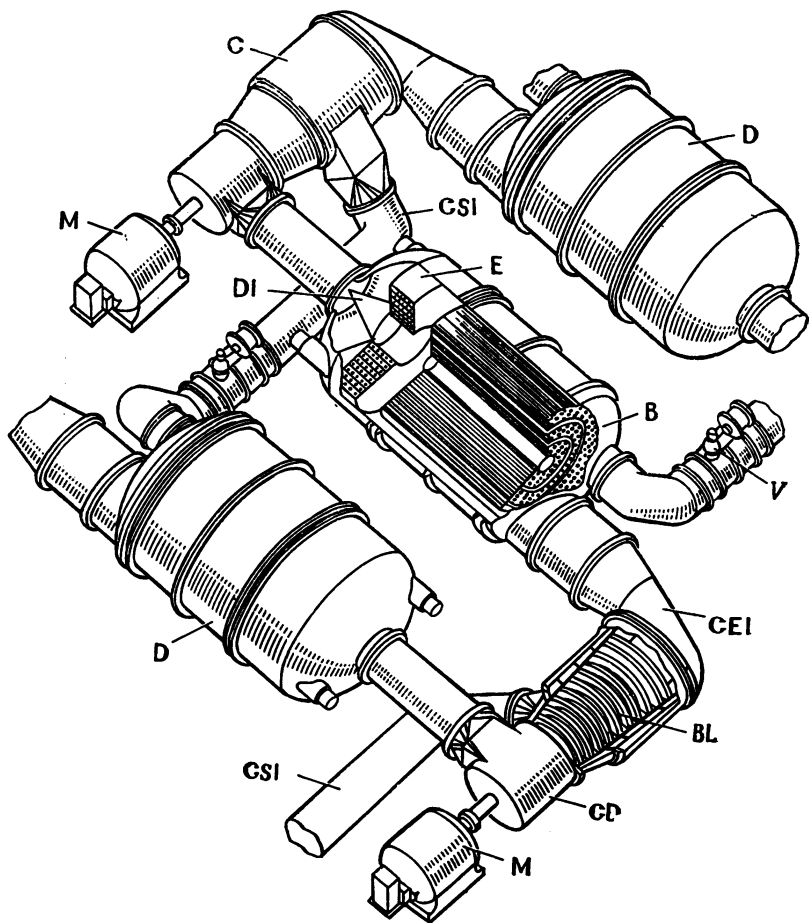


Рис. 3.27. Составные элементы большой ступени действующего завода США [3.230]:

B — пористые трубчатые фильтры длиной 2,95 м; *BL* — лопатки компрессора; *C* — компрессор; *CD* — выход из компрессора; *CEI* — вход низкого давления в компрессор (обогащенный газ); *CSI* — боковой вход в компрессор (обедненный газ); *D* — делитель; *DI* — вход в делитель; *E* — теплообменник; *M* — электродвигатель компрессора; *V* — регулирующий клапан

на ступенях среднего размера на американских заводах [3.227]. Во Франции изучали машины с двойным всасыванием [3.228]. Центробежные сверхзвуковые компрессоры [3.229] имеют степень сжатия, равную восьми, с одним рабочим колесом [3.183].

Полного отделения гексафторида урана от смазки подшипника можно достичь при подаче азота под избыточным давлением вдоль вала компрессора и между валом и масляным подшипником, а также с помощью специального вращающегося уплотнения [3.228], ограничивающего натекание азота в гексафторид урана до величины менее 10^{-4} г/с [3.182, 3.225].

Рис. 3.28. Ступень европейского завода в Трикастене:

C — компрессор; *D* — делитель; *E* — теплообменник и вход в делитель; *F* — выход обогащенного и обедненного потоков; *M* — электродвигатель компрессора; *S* — бетонный фундамент ступени [3.181]

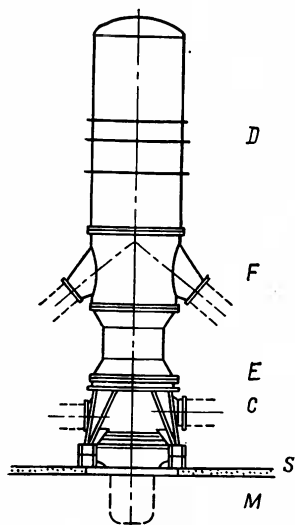
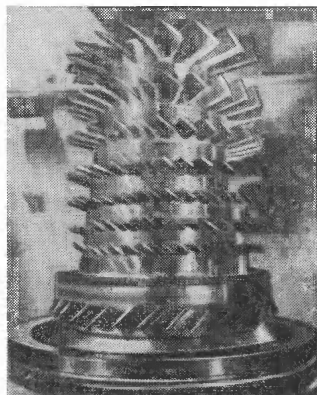


Рис. 3.29. Ротор осевого компрессора, применяемого на европейском заводе в Трикастене



г. При очень высоких расходах газа, например, в ступенях больших заводов используют более эффективные многоступенчатые осевые компрессоры. Вал ротора может быть горизонтальным (рис. 3.27) или вертикальным (рис. 3.28, 3.29), так что конструкция диффузионной ступени зависит от этого выбора. Коэффициент полезного действия самого компрессора может быть больше 0,75 [3.121] или даже больше 0,85, а КПД двигателя можно повысить до 0,96 [3.228]. Защиту технологического газа от натекания можно обеспечить с помощью специального вращающегося уплотнения [3.228] с долгоживущей специальной прокладкой (ресурс свыше 50 000 ч [3.230, 3.231]). Контур с технологическим газом на время замены прокладки может быть изолирован извне с помощью затвора. Фирма ЕВРОДИФ выбрала сверхзвуковые осевые компрессоры ввиду их более высокого объемного расхода, несмотря на то что дозвуковые осевые компрессоры имеют несколько больший КПД [3.181].

Степени сжатия для обогащенного и обедненного потоков газодиффузионной ступени P/P' и P/P'' сильно различаются. Для потока обогащенной фракции принципиально необходимо использовать компрессор с высокой степенью сжатия. Давление же обедненного газа P'' можно повысить до более высокого давления на питании с помощью вентилятора или эжектора [3.183]. Оно может также быть понижено до P' , соответствующего обогащенной фракции, дросселированием газа через дроссельный клапан (который одновременно может выполнять функцию регулирования)

[3.25]; такое решение удваивает потребление энергии и может применяться только в головных ступенях каскада высокого обогащения [3.179].

Для сжатия как обогащенного, так и обедненного потока в больших ступенях каскада применяют только один компрессор с двумя отдельными входами всасывания. Эти входы всасывания располагаются на различных ступенях сжатия; в осевом компрессоре вход всасывания обедненного газа расположен сбоку, после первого рабочего колеса [3.227]. Регулирующий клапан на потоке обедненного газа может быть встроен в компрессор в виде специальных направляющих лопаток для избежания тепловыделения в дросселирующем вентиле при пропуске очень большого потока газа [3.181]. В секции высокого обогащения на заводе в Портсмуте [3.206] и в недавних американских проектах [3.208, 3.232] применяется компоновка в виде групп из трех или четырех ступеней внутри блока из 12 (или 16) ступеней, причем в каждой группе имеется только один компрессор с двумя входами всасывания и один компрессор полного расхода (см. рис. 3.2, в); циркуляция обогащенного потока в остальных двух (или трех) ступенях обеспечивается компрессорами с одним входом всасывания, обедненный же поток примешивается (см. рис. 3.22, г) к соответствующему обогащенному потоку (блочно-групповая схема).

Компрессоры для межкаскадных коммуникаций должны отличаться от компрессоров ступеней, имеющих два входа всасывания. Компрессор ступени в секции обогащения должен пропускать полный расход $L = 2L' - P$ при коэффициенте деления потоков $\theta = L'/L = 1/(2 - P/L') \approx 1/2$. Компрессор головной ступени каскада *A*, расположенный рядом с коммуникацией, идущей на каскад *B*, пропускает полный расход $L = (L'_A + L'_B - P)$ при коэффициенте деления потоков $\theta = L'_B/(L'_A + L'_B - P) \approx 1/3$ (если межступенный поток в каскаде *B* вдвое меньше, чем в каскаде *A*). Аналогично, компрессор хвостовой ступени в каскаде *B* должен работать с таким же полным расходом $(L'_A + L'_B - P)$, но при коэффициенте деления потоков $L'_A/(L'_A + L'_B - P) \approx 2/3$. Поэтому более простым решением здесь может быть применение двух отдельных подкачивающих компрессоров на обеих фракциях — обогащенной и обедненной [3.206].

3.4.4. Другие компоненты заводов

Делитель. По своей конструкции делитель, содержащий пористые фильтры (см. рис. 3.27), имеет сходство с хорошо известным теплообменником — трубчатые или плоские пористые фильтры располагаются в делителе совершенно таким же образом, как трубки или пластины в теплообменнике [3.225, 3.227].

Система теплоотвода. Конструкция холодильника или теплообменника должна обеспечивать отвод теплоты адиабатического сжатия либо из потока питания при высоком давлении (как в существующих промышленных заводах [3.181, 3.227]), либо из по-

тока обогащенного газа при низком давлении (как в проектах новых заводов [3.209, 3.232]) (см. рис. 3.22). В обоих случаях низшая температура T_0 должна быть достаточно высокой во избежание опасности конденсации UF_6 , точка P , (T_0) на диаграмме состояния гексафторида урана должна располагаться значительно ниже кривой давления пара $P_v(T_0)$ (см. рис. 3.25).

На всех заводах США [3.15, 3.206, 3.227] в качестве хладагента применяется фреон R-114 (тетрафтордихлорэтан, $CClF_2$ — $CClF_2$), который имеет точку кипения $3^\circ C$ при атмосферном давлении. Поскольку давление паров хладагента всегда находится на уровне нескольких атмосфер, гексафторид урана не проникает в холодильник. Хладагент фреон R-114, будучи инертным, не реагирует с UF_6 и с конструкционными материалами контура технологического газа; течь из холодильника не может повредить гексафториду урана или пористым фильтрам. Теплота, передаваемая от сжатого газа, вызывает кипение хладагента. Пары охлаждающей жидкости отводятся по трубкам через ловушку к установленному наверху конденсатору, где их теплота передается охлаждающей воде, а сконденсировавшийся жидкий хладагент возвращается в газоохладитель под действием силы тяжести [3.207]. Вода направляется в обычную градирню. Такая система охлаждения с двойным контуром преследует и другую цель: она предотвращает опасность самопроизвольной цепной реакции в тех секциях завода, в которых имеется высокая концентрация ^{235}U . Фреон-114 не содержит водорода в отличие от воды и поэтому не будет замедлять нейтроны при случайном смешивании технологического газа с хладагентом. Вторичный контур водяного охлаждения используется также для отвода тепла из системы масляного охлаждения двигателей компрессора [3.206, 3.233].

На заводе ЕВРОДИФ [3.181] (см. гл. 3.6) для охлаждения применяют воду. Конструкция холодильника исключает возможность протекания воды в технологический контур через дефектные сварные швы. Нагретая вода также направляется на градирни. Охлаждающие трубы холодильника могут быть биметаллическими, как в нефтяной промышленности: стальная со стороны воды трубка изнутри покрыта легким сплавом со спиральными канавками, так что со стороны гексафторида урана эффективная поверхность ее больше [3.234], поскольку UF_6 имеет довольно низкую теплопроводность. Такая конструкция предохраняет от возникновения самопроизвольной цепной реакции при случайном смешивании воды с гексафторидом урана; другая мера предосторожности состоит в добавлении к охлаждающей воде соли бора, эффективно поглощающей нейтроны.

На заводах США делитель и холодильник размещены в одном корпусе [3.206, 3.227, 3.232] (см. рис. 3.27).

Система подачи и извлечения UF_6 . Гексафторид урана поставляется заводами по его производству в цилиндрических контейнерах. Контейнер нагревается в десублимационном блоке, который представляет собой автоклав, работающий при температуре

выше тройной точки; после расплавления твердого UF_6 блок подключается к выходу питания завода. Жидкий гексафторид урана испаряется, и скорость испарения регулируется с помощью дроссельного вентиля. На заводе работают поочередно два автоклава, поскольку в трассу питания желательно подавать непрерывный поток [3.207].

Установки для извлечения отборного и отвального продукта в основном одинаковы. Технологический газ направляется из каскада в конденсатор с помощью ряда центробежных компрессоров, осуществляющих сжатие, и ожигается при температуре выше тройной точки. Жидкий гексафторид урана затем переливается из конденсатора в контейнер, который подвергается охлаждению, чтобы перевести UF_6 в твердое состояние. Несконденсировавшиеся газы в потоке отбора (или отвала) либо возвращаются в каскад [3.207], либо выбрасываются вакуумными механическими насосами в атмосферу через химические ловушки с активированной окисью алюминия, поглощающей фтористые соединения [3.225, 3.233, 3.234]. Эти установки контролируются таким образом, чтобы они работали непрерывно.

Аналогичные установки сооружаются для эпизодической подачи и извлечения UF_6 на уровне блоков. Они используются при пуске завода, при ремонте блоков и при некоторых изменениях программ производства, связанных с включением нескольких потоков питания или отбора [3.234].

Очистка от примесей легких газов. Технологический газ может содержать газообразные легкие примеси, которые концентрируются в головной части каскада в результате газодиффузионного разделения. Надежное удаление этих примесей достигается с помощью очистительного каскада [3.209]. Гексафторид урана освобождается от легких примесей при диффузии через очистительные ступени и затем возвращается в газовой фазе в каскад завода. В США очистительные каскады содержат 78 ступеней в Ок-Ридже и по 60 ступеней в Падьюка и Портсмуте [3.206, 3.227]. Они расположены на отборе головного технологического каскада и оборудованы центробежными компрессорами нескольких типов, приспособленными для работы при показателе адиабаты γ от 1,067 (UF_6) до 1,4 (воздух). На отборе заводов Франции очистка производится с помощью частичной конденсации. При этой очистке гексафторид урана в потоках отбора и отвала конденсируется в твердое и жидкое состояние, а затем испаряется и возвращается в технологический каскад.

Неконденсируемые примеси, удаляемые из технологического каскада, в основном содержат азот из уплотнений компрессоров. Они выбрасываются в атмосферу после очистки от фтористых соединений в химических ловушках [3.17].

Конструкционные материалы завода и требования к условиям эксплуатации. Материалы должны быть устойчивыми против коррозионного воздействия фторирующих агентов. При комнатной

температуре можно применять низколегированные стали (в контейнерах для гексафторида урана), при умеренной температуре — нержавеющей сталь [3.235]. Отличную стойкость при более высокой температуре имеют сплавы никеля (монель [3.209, 3.224]), большинство сплавов меди и легких сплавов, богатых алюминием [3.236]. Легкие сплавы широко использовались на заводе в Пьерлатте [3.228]. Однако для оборудования больших размеров более дешевыми могут оказаться стали с покрытием из никеля или алюминия. В США применяется гальваническое никелирование [3.21, 3.207], а в Трикастене (Франция) работает большой завод, производящий химическое никелирование [3.181, 3.228]. К хорошим материалам относятся также сильно фторированные пластики, например тефлон (политетрафторэтилен) или политрифторметан [3.225].

Поверхность деталей оборудования должна подвергаться полировке и тщательной очистке, чтобы уменьшить эффективную площадь контакта с UF_6 и удалить следы смазки или других примесей. Здание для очистки и дезактивации оборудования [3.209, 3.237] содержит установки для химической очистки всех материалов перед их применением, а также установки для извлечения и регенерации радиоактивных материалов из оборудования, демонтированного с завода.

Одна из наиболее важных проблем, возникающих при проектировании и строительстве газодиффузионного завода, связана с необходимостью обеспечить почти полное устранение натечки воздуха внутрь оборудования. Необходимо проверять на вакуумную плотность каждый элемент оборудования, а также каждую ступень или каждый блок после сборки. Испытания на вакуумную плотность производятся методом гелиевой масс-спектрометрии, разработанным для обнаружения течей на гексафторидных заводах [3.17] в начале 1940-х годов. Например, гелий вводится в испытуемый элемент оборудования изнутри, и течь обнаруживается благодаря появлению линии гелия в масс-спектре внешней атмосферы [3.234]. Используются и другие методы поиска течей [3.235]. При испытаниях на вакуумную плотность необходимо производить откачку установок мощными диффузионными насосами, работающими на фторированных маслах. Измерения вакуумной плотности элемента оборудования после его откачки производятся путем периодической регистрации приращения давления пробного газа, просачивающегося туда извне. Поскольку для данной течи это приращение давления обратно пропорционально внутреннему объему испытуемого элемента, то единицу натекания, которая не зависит от этого объема, можно определить как приращение в единицу времени произведения внутреннего объема на измеряемое давление [3.28]. Единицей натекания служит $\text{мкм рт. ст.} \cdot \text{л. с.}$ [или $\text{мм рт. ст.} \cdot \text{л. с.}$]. К вакуумной плотности всех узлов контура с технологическим газом предъявляются очень жесткие требования, а именно натечка воздуха не должна превышать 10^{-4} $\text{мкм рт. ст.} \cdot \text{л. с.}$ до монтажа и нескольких

единиц, умноженных на 10^{-4} мкм рт. ст. л. с., для контура в целом [3.17, 3.28, 3.236].

Такие низкие скорости натекания достигаются благодаря применению специальных уплотнений между фланцами монтируемого оборудования [3.228]. Композитные металлические уплотнения, разработанные для завода в Трикастене, изготавливаются в виде твердого сердечника тороидальной спиральной пружины, покрытого тонкой мягкой оболочкой из меди и алюминия [3.228]. Такая оболочка обеспечивает желаемую степень уплотнения между тороидальным сердечником и двумя фланцами при сжатии. Мелкие трещины на поверхностях фланцев заполняются при деформации оболочки. Вакуумная плотность таких уплотнений соответствует скорости натекания воздуха не более 10^{-5} мкм рт. ст. л. с. [3. 234]. Такие уплотнения позволяют получать вакуумно-плотное по отношению к гелию соединение металлов различной природы, таких как сталь и легкий сплав, которые могут иметь различную шероховатость поверхности.

Все элементы оборудования завода должны быть изготовлены в натуральную величину и проверены в работе перед их промышленным производством [3.234]. Единственным смелым и удачным исключением из этого правила был первый завод в Ок-Ридже, который строился в условиях недостатка времени [3.14, 3.20, 3.21].

Меры ядерной безопасности. При проектировании каждого элемента оборудования завода для разделения изотопов урана или пристроенного к нему завода необходимо выбирать геометрическую форму и размеры таким образом, чтобы предотвратить возникновение самопроизвольной цепной реакции как в рабочем состоянии, так и при остановке [3.228]. Критическая масса не должна образовываться нигде как для смесей UF_6 с замедлителем нейтронов (например, с водой), так и для конденсированного чистого UF_6 . Требования безопасности по отношению к возникновению критической массы не накладывают особенно обременительных ограничений на элементы оборудования (за исключением системы теплоотвода) разделительного завода, спроектированного для получения урана сравнительно низкого обогащения, используемого в качестве топлива ядерных реакторов.

Временное хранение гексафторида урана. Для перекачки технологического газа из диффузионных блоков в большие емкости, где он может конденсироваться и вновь испаряться, необходимы специальные установки.

Для обслуживания или ремонта ступени применяются подвижные установки откачки и хранения; блок сначала изолируется от каскада и перед вскрытием системы из него удаляются малейшие следы UF_6 с помощью повторения цикла операций откачки и напуска сухого воздуха [3.207]. Таким способом предотвращаются потери технологического газа, образование порошкообразных фторидов урана и забитие пористых фильтров.

Необходимо также предусматривать меры на случай возникновения критических ситуаций, например частичного или полного

прекращения работы разделительного завода при внезапном отключении электроэнергии [3.232]. На этот случай вдоль каскада должно быть установлено достаточное количество емкостей, чтобы можно было избежать слишком больших потерь работы разделения вследствие смешивания газа с различным изотопным составом и чтобы откачать технологический газ из блоков прежде, чем он сконденсируется в порах фильтров. Решение о том, строить или не строить такие громоздкие аварийные установки, принимается с учетом местных условий надежного снабжения электроэнергией, например наличия построенных в данном месте электростанций [3.181], или наличия поблизости мощной энергетической сети [3.181], или заключения надежных контрактов с соседними энергетическими предприятиями на первоочередное снабжение в случае отключения электроэнергии [3.209].

Другие вспомогательные установки завода [3.207, 3.209, 3.225, 3.236]. На площадке газодиффузионного завода предусматривается также место для установок и зданий, обеспечивающих технологический процесс. К ним относятся: административные здания, электрические подстанции и распределительные щиты, установки для химической очистки оборудования перед его монтажом, для дезактивации изъятых из технологической линии оборудования и регенерации радиоактивных продуктов, помещения для оснащения делителей пористыми фильтрами и испытаний собранных делителей, установки для получения сухого газообразного азота (применяемого в уплотнениях компрессоров и при производстве жидкого азота) и сухого воздуха (применяемого при испытаниях и монтаже элементов оборудования), установки для ремонта оборудования, система оборотного водоснабжения, установка водоподготовки, паропроизводящая установка (для нагревания технологического оборудования перед пуском и для других целей), установки для сбора обогащенных продуктов, склады оборудования, площади для переработки отходов (отстойные пруды, места захоронения, система ливневой канализации).

Для нового завода США с разделительной мощностью $8,75 \cdot 10^6$ кг ЕРР/год [3.223] предусматриваются следующие ресурсы: 2400 МВт электрической энергии, 55 000 т/год угля (паропроизводящая установка), 680 м³/год газолена, 3400 м³/год воды (700 для охлаждения и 2700 для получения пара).

3.4.5. Технологический контроль на заводе

Пуск. Новый завод вводится в действие постепенно, блок за блоком. Перед пуском блок и межблочные коммуникации до ближайших отсекающих блочных клапанов проверяются на вакуумную плотность. Блок нагревается до температуры, достаточно высокой (см. рис. 3.18), чтобы устранить опасность конденсации UF₆ внутри технологического контура, который пассивируется фторированным газом (фтором или трифторидом хлора) [3.153, 3.234]. Затем блок заполняется гексафторидом урана до уровня, соответ-

ствующего установившемуся режиму, и двигатели компрессоров запускаются на полную мощность [3.234].

Внутри блока стационарное распределение давлений в ступени устанавливается всего за несколько минут. Время установления стационарного распределения давлений определяется временем задержки ступени, которое равно среднему времени прохождения через ступень каждой отдельной молекулы гексафторида урана и которое может быть также вычислено по величине газонаполнения (или газосодержания) ступени в стационарном состоянии [3.239].

Время установления стационарного профиля концентраций изотопов в блоке [3.240] оказывается значительно больше, и в действительности именно оно определяет продолжительность пуска завода. Бенедикт [3.241] описывает процедуру пуска, имеющую целью свести к минимуму пусковой период завода, в течение которого завод достигает стационарного состояния (время установления равновесия, см. разд. 2.5): 1) сначала завод заполняется технологическим газом в количестве, соответствующем стационарному состоянию; 2) затем завод начинает работать в безотборном режиме (см. разд. 2.2.1) без подачи питания или извлечения газа до тех пор, пока концентрация хвостовой ступени завода не упадет до значения N_w , предусмотренного схемой эксплуатации; 3) включается питание завода и выводится отвалный продукт с концентрацией N_w без вывода отборного продукта до тех пор, пока в головной секции завода не установится стационарное распределение; 4) отбор продукта начинается только через некоторое время, соответствующее установлению равновесного состояния завода.

Другой анализ пускового периода был проделан Коэном [3.19]. Переходный процесс в блоке во время пуска можно использовать также для экспериментального определения коэффициента разделения ступени [3.161].

При удельном газосодержании ниже 0,1 кг U EPP/год [3.174] (см. разд. 3.2.4) и времени задержки ступени меньше 10 с [3.239] длительность пускового периода газодиффузионного завода, производящего из природного сырья уран, обогащенный до 4% по ^{235}U и отвал с концентрацией 0,25%, составляет 1—2 мес. [3.239].

Стационарная эксплуатация. Цель технологического контроля состоит в поддержании качества запланированной продукции при минимальных потерях работы разделения вследствие случайного смешивания и тем самым при минимальных эксплуатационных расходах.

Для достижения этой цели полные потоки P и W обогащенного и обедненного урана через головную и хвостовую ступени должны поддерживаться на их оптимальном уровне. Это осуществляется с помощью одновременного поддержания постоянства распределения концентраций изотопов, газонаполнения завода и количества UF_6 , вводимого на завод и выводимого из него. Такое

поддержание постоянства достигается регулированием потоков [3.242]. Межблочные потоки поддерживаются с помощью регулирования давления перекачивающего компрессора. Поскольку время установления равновесных концентраций в блоке значительно превосходит время задержки блока, газодинамические возмущения устраняются указанным способом прежде, чем успевают накопиться значительные отклонения концентрации изотопов.

Новая программа. Если изменяется производственная программа, то должно установиться и новое распределение концентраций изотопов. Переход к нему на действующем заводе осуществляется введением в блоки или отбором из блоков в соответствующих каскадах завода обогащенного гексафторида урана в необходимом количестве и с необходимой концентрацией [3.242], т. е. использованием в полной мере гибкости завода (см. разд. 3.5.3).

Аварийные ситуации. Система технологического контроля должна также справляться с непредвиденными событиями. Оператор узнает о нарушениях с помощью информации, приходящей на щиты контрольного помещения от контрольных приборов ступени, блока и каскада, а также с помощью извещений по телефонной сети завода. Например, «пульсация» компрессора может быть обнаружена по быстрым изменениям давления газа и нагрузки двигателя, а также по звуку — перемежающемуся пронзительному визгу, отличающемуся от звуков при пуске и торможении [3.207].

Необходимость остановки блока может возникнуть из-за ремонта или по другим причинам. В этих случаях блок изолируют от каскада блочными клапанами, а непрерывность межблочных потоков в каскаде обеспечивают открыванием байпасных задвижек на связывающих трубопроводах. Газ, содержащийся в блоке, на время отключения ступени переводят в запасной ресивер, где его хранят до следующего пуска [3.243]. Если газ остается в блоке, то это не влияет на давление в каскаде, но распределение концентраций изотопов в каскаде начинает испытывать возмущения вследствие некоторого увеличения смешивания и сокращения числа работающих блоков.

Если одна из установок, питающих завод или извлекающих из него отбираемый продукт, должна быть выключена, то все другие такие установки также должны быть отключены и работа завода должна продолжаться в безотборном режиме, с медленным нарастанием концентрации ^{235}U в головной секции.

В случае загрязнения технологического газа в результате течи необходимо улавливать легкие примеси, возможно, в блоке, расположенном ближе к головной части каскада. Затем этот блок изолируют, очищают и ремонтируют.

Описанные ситуации возникают очень редко, так как элементы оборудования газодиффузионного завода отличаются очень высокой надежностью. В табл. 3.6 приведены данные по заводам США [3.230]. Полупериоды жизни элементов оборудования определяют методами статистического анализа отказов [3.231].

Охрана окружающей среды. Газообразные, жидкие и твердые

Таблица 3.6. Надежность газовой диффузии [3.230].
Данные об отказах элементов оборудования действующих заводов С Ш А

Элемент оборудования	Среднее время работы между отказами, год	Скорость замены, %/год	Элемент оборудования	Среднее время работы между отказами, год	Скорость замены, %/год
Компрессоры:			Блочные задвижки	100	1
осевые	30	3	Регулирующие кла-	250	0,4
центробежные	50	2	паны		
Делители	250	0,4	Газохолодильник	350	0,3
Двигатели	60	1,7	Конденсаторы	60	1,7
Уплотнения валов	9	11	хладоагента		

отходы газодиффузионного завода при нормальной его эксплуатации подвергают тщательному контролю на возможное присутствие в них урана, а также фторсодержащих соединений и других химикатов. Изучают последствия аварий всех элементов оборудования завода и возможных случайностей (землетрясения, падения самолета и т. д.). После подробного изучения национальными властями были изданы и введены в действие строгие постановления по охране окружающей среды [3.206, 3.233, 3.237, 3.244, 3.245].

3.5. ЭКОНОМИКА И ПРОЕКТИРОВАНИЕ ГАЗОДИФфуЗИОННОГО ЗАВОДА

Проектирование нового завода (разд. 3.5.1), оценка стоимости производства продукции (разд. 3.5.2), оптимальное использование существующих заводов (разд. 3.5.3), проектирование наращивания мощностей (разд. 3.5.4) — экономические проблемы, решение которых следует искать с помощью соответствующих методов оптимизации.

Основная производственная программа разделительного завода задается значениями потоков отбора P , питания F и отвала W вместе с их концентрациями N_P , N_F и N_W . Из этих шести внешних переменных независимы только четыре, поскольку в бинарной смеси должны выполняться два уравнения сохранения компонентов:

$$F = P + W; \quad FN_F = PN_P + WN_W. \quad (3.189)$$

Хорошо известное уравнение стоимости

$$PC_P = FC_F + \Delta U C_\Delta, \quad (3.190)$$

которое в применении к идеальному каскаду принимает вид:

$$C_P = C_F [(N_P - N_W)/(N_F - N_W)] + C_\Delta \{V_P + [(N_P - N_F)/(N_F - N_W)] V_W - [(N_P - N_W)/(N_F - N_W)] V_F\}, \quad (3.191)$$

зависит от масштаба производства лишь в неявной форме, через удельные стоимости C_P , C_F и C_Δ отборного продукта P , питания F и работы разделения ΔU . В уравнении (3.191) значения V_P , V_W и V_F получаются при подстановке концентраций отбора, отвала и питания в формулу (2.178) для потенциала разделения $V(N)$. Если имеется несколько потоков питания и отбора, то в уравнении (3.189) P , F , PN_P и FN_F и в уравнении (3.190) PC_P и FC_F следует заменить на ΣP , ΣF , ΣPN_P , ΣFN_F , ΣPC_P и ΣFC_F соответственно.

Уравнение стоимости (3.190) долгое время применяли как шкалу цен услуг по обогащению, представляемых США [3.180, 3.209, 3.227, 3.246, 3.247], с фиксированной удельной стоимостью C_Δ независимо от конфигурации и разделительной мощности разделительного завода.

В этом случае уравнение (3.190) точно не отражает истинную стоимость обогащения при оптимизации схемы газодиффузионного завода главным образом по двум причинам [3.120, 3.248].

1. В соответствии с предположением о фиксированном значении C_Δ завод должен быть построен по схеме идеального каскада, которая обеспечивает минимальный межступенный поток, а тем самым минимальное потребление энергии и минимальный объем оборудования, необходимого для выпуска заданного количества обогащенного урана. Однако все ступени идеального каскада должны иметь различные размеры. Поскольку затраты на изготовление единицы оборудования уменьшаются, когда число изготавливаемых единиц возрастает, то полные капитальные затраты будут ниже в том случае, если в схеме завода будут применены большие количества одинаковых ступеней. Поэтому газодиффузионный завод строится по схеме прямоугольно-ступенчатого каскада: несколько типов различных по размеру ступеней группируются в прямоугольные каскады из одинаковых ступеней. При построении завода по такой схеме можно распоряжаться большим числом свободных параметров, чем в случае идеального каскада (разд. 3.5.1).

2. Кроме того, если в уравнении (3.190) C_P и C_Δ будут иметь фиксированные постоянные значения, то невозможно объяснить влияние масштабов производства на стоимость. Стоимость единицы работы разделения C_Δ уменьшается, когда разделительная мощность завода увеличивается, как показано Фрежаком и Галлеем на примере четырех прямоугольных каскадов из ступеней различного размера (завод в Пьерлатте [3.248]).

3.5.1. Оптимизация схемы завода

Разделительный завод рассчитан на выполнение основной программы производства, определяемой значениями всех независимых внешних переменных, за исключением одной. Этими независимыми переменными могут быть, например, P , N_P и F , если в программе производства предусматривается отбор продукта толь-

ко одного состава при питании также одного состава. Процедура оптимизации стоимости состоит в определении значения одной оставшейся внешней переменной совместно со значениями независимых конструктивных и рабочих параметров завода с целью сделать себестоимость производства минимальной. При оптимизации необходимо также учитывать граничные условия, накладываемые свойствами технологического газа и ограничениями технологии. Слабая чувствительность завода к отклонениям от оптимальных условий обеспечивает широкое поле для варьирования производственной программы без значительных потерь работы разделения (см. разд. 3.5.3).

Свободно выбираемые переменные. Перечислим на уровне завода, каскада и ступени схемные и эксплуатационные переменные газодиффузионного завода, построенного из ступеней ν типов размеров, сгруппированных в $2\nu - 1$ прямоугольных каскада.

а. Переменные завода: концентрация отвала N_w и $2\nu - 2$ промежуточных концентраций N_j на стыках между каскадами. Вместо концентраций N_j переменными могут служить также числа ступеней (или блоков) в каскаде (j).

б. Переменные каскада: ν межступенных потоков L_ν для ступеней различного размера.

в. Переменные ступени. Мартенссон [3.120, 3.249] использует следующие пять переменных ступени: толщину пористого фильтра l , средний радиус пор a , давления на входе в ступень P_f и на выходе легкой фракции P_b , температуру диффузии T_D . Как показано в разд. 3.1 и 3.4.1, другим набором независимых конструктивных переменных, более доступных для экспериментального определения, чем толщина пористого фильтра и средний радиус пор, могут быть характеристическое давление пористого фильтра P_c и проницаемость G . При оптимизации конструкции ступени можно использовать другие независимые переменные: рабочую длину D и толщину d отделения высокого давления в делителе, профиль проницаемости $G(x)$ (см. разд. 3.2.1), параллельное и последовательное размещение элементарных пористых фильтров внутри делителя (см. разд. 3.2.2) и коэффициент рециркуляции ступени с внутренней циркуляцией (см. разд. 3.2.6). Таким образом, к пяти переменным Мартенссона можно добавить четыре или более новых независимых переменных ступени; некоторые из них могут быть дискретными. Кроме того, оптимальные значения переменных ступени могут быть различными для ступеней каждого размера [3.250]. Поэтому число переменных ступени на заводе из ν типов может значительно превышать 5ν .

Указанные переменные связаны друг с другом уравнениями теории каскадов (см. гл. 2), уравнениями завода (2.108), (2.109), (2.175) и уравнениями прямоугольного каскада (см. разд. 2.2.3), а также уравнениями ступени (см. разд. 3.2).

В соответствии с этим при оптимизации завода из ступеней ν типов размеров должны быть определены значения не менее чем $8\nu - 1$ свободно выбираемых переменных, т. е. для завода из сту-

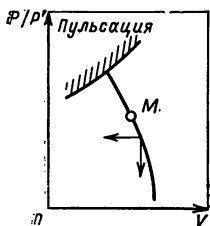


Рис. 3.30. Типичная характеристика компрессора
Степень сжатия P/P' изображена как функция объемного расхода на всасывании V . M — рабочая точка, достаточно удаленная от запрещенной области, в которой компрессор начинает испытывать пульсации [3.121, 207]

пеней трех типов — значения по меньшей мере 23 переменных.

Граничные условия. Наиболее сильные ограничения на диапазон изменения свободно выбираемых переменных накладываются условиями, следующими из физических и химических свойств гексафторида урана, а также из характеристик технологического оборудования завода [3.120]. Например, значение отношения давлений на ступени P'/P или объемного расхода на всасывании компрессора [3.207] должно быть достаточно большим, чтобы избежать пульсаций, угрожающих ресурсу компрессора (рис. 3.30). Наивысшее значение рабочего давления $P(T_0)$ при самой низкой температуре в пределах ступени (на входе в компрессор) должно всегда быть ниже давления паров $P_s(T_0)$, причем настолько, чтобы гарантировать работу ступени без конденсации UF_6 (см. рис. 3.25).

Соответственно температуру диффузии T_D следует выбирать достаточно высокой, чтобы обеспечить возможность работы при повышении давления до значений, позволяющих полностью использовать характеристическое давление пористых фильтров P_c . В то же время наивысшая температура в ступени T_1 (на выходе из компрессора) должна быть ограничена таким образом, чтобы предотвратить опасные последствия коррозии для наиболее чувствительных к гексафториду урана элементов оборудования, например падение проницаемости пористых фильтров вследствие забития пор частицами пыли, образующимися при коррозии оборудования, или прямое химическое воздействие на стенки некоторых пор.

Проницаемость пористых фильтров G следует увеличивать до значений, совместимых с потерями на трение, но это можно делать только при увеличении их пористости δ или (и) уменьшении их толщин l . Однако изменения δ и l должны удовлетворять требованиям достаточно высокой механической прочности пористых фильтров и условию обеспечения достаточно близких к единице значений коэффициента перемешивания (3.106).

Технологические ограничения возникают также из условий изготовления элементов оборудования. Всякое техническое решение при разработке оборудования будет эффективным только для ограниченного интервала соответствующих конструктивных параметров, в частности, стоимость элемента оборудования может изменяться скачкообразно, если ввиду увеличения размеров приходится искать другое техническое решение (см. разд. 3.4.3).

Оптимизация стоимости для прямоугольно-ступенчатого каскада. Оптимизация газодиффузионного завода представляет собой

очень сложную комплексную проблему [3.19, 3.25—3.28, 3.120, 3.121, 3.161, 3.241, 3.243, 3.249—3.254], решение которой находят обычно с помощью математических моделей, программируемых для расчетов на ЭВМ [3.253, 3.254]. Предположим, что завод выпускает только один обогащенный продукт P .

а. Оптимизация концентрации отвала N_w производится с помощью условия $dC_P/dN_w=0$ (см. разд. 2.6.3), которое приводит к соотношению

$$C_F/C_\Delta = (V_F - V_w) - (N_F - N_w)V'_w, \quad (3.192)$$

где V'_w — первая производная потенциала разделения при $N = N_w$. Значение N_w , удовлетворяющее соотношению (3.192), обеспечивает наилучший компромисс между заданными удельными стоимостями C_F и C_Δ (см. рис. 2.14). Поскольку значение C_Δ должно быть получено в процессе оптимизации, то оптимальное значение N_w относится к проектным характеристикам завода. Оптимизация стоимости работы разделения $C_\Delta \Delta U$ эквивалентна оптимизации стоимости продукции $C_P P$, так как из формул (2.109), (2.175), в которых вместо C_Δ применяется обозначение C_U , следует:

$$\Delta U = P \{ V_P + [(N_P - N_F)/(N_F - N_w)] V_w - [(N_P - N_w)/(N_F - N_w)] V_F \}. \quad (3.193)$$

Оптимальное значение N_w определяет дифференциальные постоянные, используемые при эксплуатации разделительного завода. Например, изменения dP потока отбираемого продукта P вследствие изменения разделительной мощности $d(\Delta U)$ или небольшого дополнительного потока отбора dE при концентрации E определяются соотношениями:

$$dP = [dP/d(\Delta U)] d(\Delta U); \quad dP = (dP/dE) dE. \quad (3.194)$$

В соотношениях (3.194) дифференциальные постоянные имеют вид [3.239]:

$$\begin{aligned} dP/d(\Delta U) &= [V_P - V_w - (N_P - N_w)V'_w]_{\text{opt}}^{-1}; \\ dP/dE &= -\{[V_E - V_w - (N_E - N_w)V'_w]/[V_P - V_w - (N_P - N_w)V'_w]\}_{\text{opt}}. \end{aligned} \quad (3.195)$$

б. Оптимизацию свободно выбираемых переменных завода проводят путем определения значений переменных N_j , L_j и Λ_{ji} , соответствующих минимальному значению стоимости работы разделения $C_\Delta \Delta U$, всех сразу или поочередно. Контроль за процессом оптимизации можно облегчить, если полную оптимизируемую систему разбить на несколько подсистем различного уровня, которые оптимизируются в отдельности с применением методов, наиболее соответствующих их природе. Подсистемы данного уровня затем подвергают проверке и согласованию на очередном более высоком уровне, и процесс продолжается, пока не будет достигнута под-

система самого высокого уровня, на которой выбирают решения, соответствующие оптимуму полной системы. Оптимизация стоимости при расчете газодиффузионного завода была проведена Гэ [3.254] на трех уровнях: на уровне завода, каскада и ступени, причем он использовал три иерархических уравнения стоимости работы разделения для C_{Δ} , $C_{\Delta j}$ и $C_{\delta j}$, а именно уравнение (3.193) и следующие уравнения:

$$C_{\Delta} = \left(\sum_j C_{\Delta j} \Delta U_j + PC \right) / \Delta U; \quad (3.196)$$

$$\Delta U_j = \varphi_j [V_{j+1} - V_j + (N_j^* - N_{j+1}) V'_{j+1} - (N_j^* - N_j) V'_j]; \quad (3.197)$$

$$C_{\Delta j} = (s_j C_{\delta j} \delta U_j + CC_j) / \Delta U_j; \quad (3.198)$$

$$\delta U_j = \frac{1}{2} L_j g_j^2 (1 - \theta_j) \theta_j; \quad (3.199)$$

$$C_{\delta j} = C_I (I_j / \delta U_j) + C_W (W_{ej} / \delta U_j) + OC_j. \quad (3.200)$$

В уравнении стоимости (3.196) для уровня завода $2v - 1$ разделительных мощностей значения ΔU_j зависят от размещения каскада на заводе: в уравнении (3.197) потоки φ_j и их концентрации N_j^* принимают значения P и N_P в секции обогащения и $-W$ и N_W в секции извлечения. Затраты PC означают годовые расходы завода в целом, не распределяемые по каскадам; эти накладные расходы включают затраты на исследования, оплату техники, вспомогательных зданий и капитальные затраты на общую территорию. Стоимость единицы работы разделения каскада $C_{\Delta j}$ получается на уровне каскада в зависимости от фиксированных значений N_j и затем оптимизируется на уровне завода.

В уравнении стоимости на уровне каскада (3.198) значения разделительной способности ступени δU_j зависят от переменных ступени; межступенных потоков L_j , коэффициентов деления потоков в ступени θ_j (см. разд. 3.2). Затраты CC_j означают годовые расходы всего каскада, не распределяемые по ступеням, например затраты на межкаскадные коммуникации, на электроэнергию для вспомогательных устройств каскада [3.254] или для аппаратуры контроля. Стоимость разделительной мощности ступени $C_{\delta j}$ получается на уровне ступени в виде функций фиксированных значений $L_j g_j$ и оптимизируются на уровне каскада.

На уровне ступени стоимость разделительной мощности ступени $C_{\delta j}$ в уравнениях (3.198), (3.200) оптимизируется при заданных значениях $L_j g_j$ как функции переменных ступени с помощью характеристик ступени $I / \delta U$ и $W_e / \delta U$. В формуле (3.200) I_j — часть капитальных затрат завода, отнесенная к ступени; C_I — годовая норма возмещения капитала, зависящая от периода амортизации и процентной ставки; W_e — годовое потребление электроэнергии ступенью; C_W — стоимость 1 кВт·ч электроэнергии; OC_j — прочие эксплуатационные расходы на ступень, включая заработную плату персонала.

Оптимизацию производят теперь от уровня ступени к уровню завода. На уровне ступени значения $C_{\Delta j}$ минимизируются по переменным Λ_{ji} для каждого произвольно выбранного значения $L_j g_j$; в результате получаются функции $C_{\Delta j}(L_j g_j)$. Эти функции $C_{\Delta j}(L_j g_j)$ используют как исходные данные на уровне каскада, где значения $C_{\Delta j}$ минимизируются относительно переменных $L_j g_j$ для произвольно выбранных значений N_j . Полученные при этом функции $C_{\Delta j}(N_j)$ являются исходными на уровне завода, где значения $C_{\Delta j}$ минимизируются по отношению к N_j . Полученную функцию $C_{\Delta}(N_w)$ используют для оптимизации изотопного состава отвала N_w . Цель такого иерархического процесса оптимизации заключается в упрощении задачи путем обособленного рассмотрения переменных ступени.

При оптимизации по критерию стоимости или по другим критериям для свободно выбираемых переменных получаются различающиеся оптимальные значения. Например, если никаких ограничений на размеры ступени не существует, то минимизация суммы всех межступенных потоков приводит к идеальному каскаду с хорошо известным распределением ступени по размерам (см. разд. 2.2.2), тогда как оптимизация мощности по критерию стоимости обычно дает совсем другое распределение ступеней по размерам. Оба распределения станут идентичными только тогда, когда денежные расходы на ступень будут строго пропорциональными потокам ступени [3.254].

Оптимизация потребления электроэнергии прямоугольным каскадом. При оптимизации стоимости разделительной мощности каскада $C_{\Delta j}$ предполагалось, что значение межступенного потока L_j постоянно (см. рис. 3.32) во всем прямоугольном каскаде. Для дальнейшего уменьшения $C_{\Delta j}$ можно ввести запланированное изменение электрической мощности на валу компрессора W_{ej} в s_j ступенях каскада. Такое изменение W_{ej} имеет следствием изменение межступенного потока L_j [3.243, 3.250] на всех ступенях каскада, которое можно представить формулой

$$L_j(N) = \pi(a + b\pi) + f, \quad (3.201)$$

где $\pi(N)$ — мощность на валу компрессора ступени или давление на входе в делитель ступени P . В последнем случае вследствие того, что поток L_j равен деленному на коэффициент деления ступени θ потоку легкой фракции L'_j , множители $a = AG_K(1 - r)/\theta_j$ и $b = a/P_0\theta_j$ в формуле (3.201) соответствуют полному потоку через пористые фильтры делителя в виде суммы кнудсеновского и пуазейлевского потоков по формулам (3.18), (3.29), (3.42), (3.59), а $f = 0$. Зависимость значений a и b от концентрации в ступени N содержится в переменной $\pi(N)$ [и в площади пористых фильтров $A(N)$] (см. разд. 3.6.1). Интервал изменения N ограничивается значениями концентрации N_j на входе в каскад и N_{j+1} — на выходе из каскада.

Оптимизация электрической мощности каскада сводится тогда к задаче оптимального регулирования, определяемого минимумом

интеграла [3.254]

$$C_{\Delta j} = (1/\Delta U_j) \left[\int_{N_j}^{N_{j+1}} C_{sj}(N) \delta U_j(N) (ds/dN) dN + CC_j \right]. \quad (3.202)$$

В интеграле (3.202) номер ступени в каскаде рассматривают как непрерывную переменную, а ds/dN определяют из дифференциального уравнения Коэна [3.19] для распределения концентраций в каскаде [см. (2.48)], если $L'' = L/2$ и каскад расположен в обогащательной части завода:

$$dN/ds = gN(1 - N) - (2P/L)(N_p - N). \quad (3.203)$$

Если каскад расположен в части извлечения, то вместо P и N_p в это уравнение следует подставить — W и N_w .

КПД завода ρ служит мерой отличия прямоугольно-ступенчатого каскада от идеального. Его определяют как отношение полезной работы разделения в единицу времени к установленной раздельной мощности, а его значение можно получить интегрированием КПД ступени по всем ступеням каскада

$$\rho_j = (1/\Delta U_j) \sum_j \int_{N_j}^{N_{j+1}} \rho_j(N) \delta U_j(N) (ds/dN) dN. \quad (3.204)$$

Коэффициент полезного действия ступени определяют [3.255] по формуле

$$\rho_j(N) = [L_j^*(N)/L_j(N)] \{2 - L_j^*(N)/[L_j(N)]\}. \quad (3.205)$$

Формула (3.205) учитывает потери работы разделения при смешивании [см. (3.161)], а $L_j^*(N)$ — межступенный поток в идеальном каскаде, имеющем раздельную мощность ΔU_j . Максимальное значение $\rho = 1$ достигается для идеального каскада. Для прямоугольно-ступенчатого каскада, составленного из прямоугольных участков, значения $L_j(N) = L_j$ постоянны на каждом участке. Процесс оптимизации с использованием уравнений (3.192) — (3.200) дает для завода, составленного из одного, двух и трех прямоугольных участков, максимальный КПД $\rho = 0,77, 0,90$ и $0,94$ (уравнение стоимости Мартенссона [3.249]) и несколько отличающиеся значения коэффициента в случае уравнений стоимости, полученных на основании данных США [3.255, 3.209]. Зависимость локальной стоимости единицы работы разделения ступени C_δ от концентрации N изображена на рис. 3.31; локальная стоимость существенно зависит от положения ступени в каскаде.

Оптимизация потребления электроэнергии прямоугольным каскадом улучшает максимальный КПД завода, сохраняя в то же время небольшое число типоразмеров оборудования, выгодное с точки зрения промышленного изготовления. Проблема оптималь-

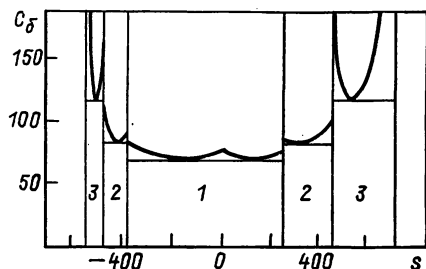


Рис. 3.31. Зависимость разделительной мощности C_δ от положения ступени в прямоугольно-ступенчатом каскаде из трех типоразмеров ступеней [3.255].

Значения C_δ (в долларах по курсу 1975 г.) вычислены при $c_w = 1$ цент/(кВт·ч) и $c_I = 0,15$ для капитальных затрат завода разделительной мощностью 16,2 млн. кг ЕРР/год, аналогичного заводу, указанному в табл. 3.7

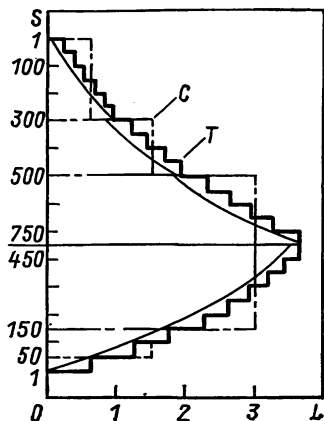


Рис. 3.32. Сужение прямоугольно-ступенчатого каскада согласно Хигаши и Минамото [3.256]. Прямоугольные каскады C оптимизированы по потреблению электроэнергии с шагом T , равным 50 ступеням; эта оптимизация повышает разделительный КПД с 0,937 до 0,97. Номер ступени S отложен по оси ординат, значение потока L (10^9 кг У/год) — по оси абсцисс

ного регулирования, сводящаяся к отысканию минимального значения интеграла (3.202), может быть решена вариационным методом, а в случае дискретного изменения потоков L_j в зависимости от N — методами динамического программирования. Оптимизация потребления электроэнергии дает возможность сузить межступенные потоки в прямоугольном каскаде [3.209], чтобы приблизить их к экономически оптимальному распределению $L(N)$. Поэтому она позволяет увеличивать КПД прямоугольно-ступенчатого завода. Хигаши [3.256] показал, что при сужении потока через каждые 50 ступеней КПД (3.204) завода, состоящего из трех прямоугольных участков, увеличивается от 0,937 до 0,97 (рис. 3.32); при сужении потока с шагом на уровне технологического блока (8—20 ступеней) КПД завода возрастает до 0,98—0,99. Сужение потока будет выравнивать значения C_δ для ступеней одного прямоугольного участка. Но вблизи головной и хвостовой части каскада потери работы разделения неизбежны.

Таким образом, оптимизация потребления электроэнергии прямоугольными каскадами позволяет получать экономию при оптимизации схемы завода по критерию стоимости. Она приносит пользу и в том случае, когда изменяется производственная программа на уже существующем заводе, поскольку регулирование потребления электроэнергии позволяет сводить эксплуатационные расходы к минимуму при полном использовании возможностей, предоставляемых гибкостью схемы завода (см. разд. 3.5.3).

3.5.2. Стоимость производства

При экономической оптимизации необходимо учитывать влияние соответствующих затрат на свободно выбираемые переменные. Всякое изменение уравнений стоимости влечет за собой изменение системы оптимальных значений свободно выбираемых переменных. Составление эмпирических уравнений стоимости вместе с определением входящих в них числовых постоянных представляет собой трудоемкую, но необходимую задачу. Для того чтобы определить с большей точностью стоимостные характеристики каждого элемента оборудования и его модификаций, необходимо проводить опыты на натурных образцах и при условиях, соответствующих условиям эксплуатации на заводе.

Уравнение стоимости Фрежака и Галле [3.248]. Это уравнение дает стоимость работы разделения для прямоугольного каскада

$$C_{\Delta j} \Delta U_j = s_j (C_w W_{ej} + C_I I_j + OC'_j). \quad (3.206)$$

В уравнении (3.206) стоимость запасных частей для ремонта включена в капитальные затраты, а все общекаскадные годовые расходы [уравнения (3.198), (3.200)] отнесены к ступени. Влияние размера ступени на различные расходы в уравнении (3.206) учитывается в виде зависимости стоимости от межкаскадного потока; капитальные затраты, расходы на ремонт и рабочую силу зависят от L_j по степенному закону с показателем 0,38, а расходы на электроэнергию, потребляемую двигателями компрессоров, зависят от L_j линейно:

$$C_I I_j = 319 L_j^{0,38}; \quad C_w W_{ej} = 3,17 \cdot 10^{-4} L + 3 \cdot 10^3. \quad (3.207)$$

Другие расходы на электроэнергию и общекаскадные затраты не зависят от размера ступеней. В формулах (3.207) стоимость дана в франках в год (франк по курсу 1964 г. составляет около 0,22 долл.), а межступенные потоки L_j должны быть выражены в кг У/год. Предполагается, что годовая норма возмещения капитальных затрат составляет $C_I = 0,1030$ (период амортизации 15 лет при учетной ставке 6 %) и что $C_w = 0,025$ фр/(кВт·ч) [около 0,55 цент/(кВт·ч)]. Сильная зависимость стоимости единицы работы разделения от размера ступени обусловлена низким значением (0,38) показателя степени L_j в формулах (3.207).

Уравнения Мартенссона для капитальных затрат [3.120, 3.249]. Детализируя анализ стоимости, проведенный Фрежаком и Галле, Мартенссон исследовал степенную зависимость стоимости от размера для основных элементов оборудования завода. Эти элементы разбиваются на пять групп в соответствии с основными параметрами потока, зависимость которых от стоимости изготовления подчиняется степенному закону. Такими параметрами потока Q_j оказываются: а) объемный расход L на входе в делитель со стороны трубопроводов и вентилей высокого давления; б) объемный расход L' на выходе низкого давления для компрессоров на стороне трубопроводов низкого давления; в) полная пло-

щадь пористых фильтров A для делителя и системы сухого воздуха; г) теплота сжатия W_e для теплообменника, системы электрообеспечения и системы охлаждения. Стоимость изготовления приборов и некоторых других средств контроля не будет зависеть от размера. Для каждого узла (i) ступени, имеющей размер (j), стоимость изготовления зависит от размера неявно, через чувствительный к размеру параметр потока Q_j в степени k_i :

$$C_{ij} = A_j Q_j^{k_i}, \quad (3.208)$$

так что стоимость изготовления ступени I_j будет равна сумме всех C_{ij} . Показатели степени k_i , указанные в табл. 3.7 (столбец 7), и коэффициенты A_i не зависят от размера ступени. Стоимость некоторых узлов зависит от нескольких параметров потока. Например, стоимость изготовления теплообменника (группа г) будет различной для случаев, когда он размещается на входе в делитель со стороны высокого давления или на выходе из делителя в потоке низкого давления. При оптимизации ступени стоимость этого узла зависит также от параметров потока, относящихся к группам а и б.

Значения показателей k_i и коэффициентов A_i для каждого узла ступени были вычислены Мартенссоном на основании данных, относящихся к промышленности Швеции.

Капитальные затраты для заводов, планируемых в США [3.209]. В 1972 г. Комиссия по атомной энергии США опубликовала данные по двум планируемым по схеме из трех типов ступеней газодиффузионным заводам разделительной мощностью 8,75 и $17,5 \cdot 10^6$ кг ЕРР/год. Капитальные затраты в 1,2 и 1,9 млрд. долл. не включают капиталовложения на производство пористых фильтров и строительство испытательных установок (примерно 80 млн. долл. для меньшего завода). В этих данных приведено процентное распределение капитальных затрат меньшего завода по трем каскадам (j) и по основным узлам ступени для каждого типоразмера. Приведены также данные о процентном распределении разделительной мощности завода ΔU по трем каскадам и о мощности на валу электродвигателей компрессора для ступени каждого типа.

По этим данным можно рассчитать полные капитальные затраты ступени I_j и коэффициенты стоимости основных узлов C_{ij} для ступени каждого размера (табл. 3.7, столбцы 2—4). Следовательно, показатели степени k_i для узлов группы г по Мартенссону могут быть рассчитаны из уравнения (3.208) по формуле

$$k_i = \ln(C_{i1}/C_{i2}) / \ln(Q_1/Q_2), \quad (3.209)$$

в котором C_{i1} , C_{i2} — коэффициенты стоимости узла (i) ступеней двух размеров $j=1, 2$ (столбцы 2—4 табл. 3.7), а Q_1 , Q_2 — соответствующие значения характеристик потока.

В таблице приведены значения только одной из характеристик потока по Мартенссону Q , а именно теплоты сжатия W_e , поскольку

Таблица 3.7. Стоимость основных элементов ступени

Элемент ступени	ΔU 8,75·10 ⁶ ЕРР/год					Мартенссон		Два завода США	
	малый	средний	большой	показатель k при W_e	показатель k при δU^*	показатель k при Q	параметр Q	показатель k при W_e	показатель k при ΔU
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Стоимость, %:	20	23	57						
10 ⁶ долл.	240	276	684						
ΔU , %	9	20	71						
10 ⁶ кг ЕРР/год	0,787	1,75	6,213						
Ступени:									
число	340	240	550						
стоимость, 10 ⁶ долл.	0,706	0,952	1,244						
мощность на валу, л. с.*	1250	2200	4050						
δU^* , кг ЕРР/год	2320	6030	11300						
Стоимость элементов, 10 ³ долл.:									
делителя	43,1	76,1	126,9	0,92	0,68	1,00	A	0,98	0,94
компрессора	74,8	114,0	166,7	0,68	0,51	0,75	L'	0,83	0,80
электродвигателя	38,8	66,6	105,7	0,85	0,63	0,75	L'	1,30	1,25
системы электроснабжения	97,4	128,5	158	0,41	0,31	0,60	W_e	0,45	0,44
системы охлаждения	24,0	40,0	59,7	0,78	0,58	0,83	W_e	0,79	0,76
трубопроводов, клапанов	72,0	81,8	85,9	0,15	0,11	0,86; 0,97	L', L''	0,20	0,19
технологического здания	41,7	64,7	95,8	0,71	0,53	0,52	A	0,77	0,74
приборов	23,2	23,8	22,7	0	0	0,28	L	0,05	0,05
различных систем	27,5	29,5	29,9	0,07	0,05	—	L	0,27	0,26
пуска завода	9,2	9,5	8,7	0	0	—	L	0,23	0,22
обеспечивающих установок	84,0	84,7	80,9	0	0	0,21	L	0,33	0,32

Примечание. Показатели стоимости k вычислены по формуле (3.209) (столбцы 5 и 6), по данным США (столбцы 2—4) для меньшего из планируемых новых заводов [3.209] и сопоставлены с данными Мартенссона [3.180] (столбцы 7 и 8) и с показателями k , найденными из данных для двух планируемых новых заводов США [3.203] (столбцы 9 и 10).

* 1 л. с. — 735,499 Вт.—Прим. ред.

ку она почти пропорциональна мощности на валу электродвигателя, указанной для ступеней каждого типа. Если формула (3.208) выполняется, то три значения k_i , рассчитанные этим способом попарно для ступеней малого и среднего, среднего и большого, малого и большого размеров, должны быть близкими друг к другу. Например, стоимости электродвигателей компрессора трех размеров составляют соответственно 38 800, 66 000 и 105 700 долл. (см. табл. 3.7), а значения k_i , рассчитанные по формуле (3.209) попарно для малого и среднего, среднего и большого, малого и большого размеров, равны соответственно 0,96, 0,76 и 0,85. Поскольку эти значения весьма чувствительны к распределению капитальных затрат завода по каскадам, небольшое изменение этих процентов, например замена тройки 20—23—57 на 20,4—22,6—57 в пределах погрешности округления [3.209], позволяет получить для k_i более близкие значения, а именно 0,87, 0,79 и 0,83. Значения показателей k_i , рассчитанные по формуле (3.208) для узлов группы г по Мартенсону, исходя из пары ступеней малого и большого размера, приведены в столбце 5. Различия между этими значениями совершенно естественны, так как компоненты этих узлов также изменяются с размерами ступени. Оптимизация потребления электроэнергии очень слабо влияет на эти показатели. Если учесть различия между данными США и Мартенссона, относящимися к распределению стоимости оборудования ступени по ее узлам, то значения показателей $k_i=0,85$ для электродвигателей компрессора, 0,41 для систем электроснабжения и 0,78 для системы теплоотвода (столбец 5) следует считать достаточно близкими к значениям Мартенссона 0,75, 0,60 и 0,83 (столбец 7).

Значения других параметров потока по Мартенсону — A , L' и L (последний параметр используется также Фрежаком и Галле) не могут быть рассчитаны из данных США без дополнительных предположений о характеристиках пористых фильтров, о рабочем давлении и температуре и о конструкции ступени. Тем не менее, если эти переменные имеют одинаковые значения во всех трех каскадах, общей характеристикой размера для всех узлов может быть теплота сжатия W_e . Показатели k_i , рассчитанные для всех основных узлов по данным США с помощью формулы (3.209) при условии $Q=W_e$, также помещены в столбце 5 табл. 3.7. Большая часть их согласуется с показателями, данными Мартенссоном для основных узлов (столбец 7).

Существенной характеристикой размера служит разделительная мощность ступени δU_j . Однако данные США [3.209] содержат только три отношения $\Delta U_j/\Delta U$, где ΔU_j определяется формулой (3.197). Отсюда следует, что ΔU_j связано с δU_j равенством

$$\Delta U_j = \rho_j s_j \delta U_j, \quad (3.210)$$

если прямоугольный каскад не подвергается сужению, или же равенством

$$\Delta U_j = \sum_n \rho_{jn} s_{jn} \delta U_{jn}(\pi), \quad (3.211)$$

если он подвергается сужению по параметру π , оптимизирующему размеры (см. разд. 3.5.1). Здесь ρ_j — КПД прямоугольного каскада из ступеней размером j ; s_{jn} — число ступеней ($\sum_n s_{jn} = s_j$); ρ_{jn} — разделительный КПД ступени на n -м шаге сужения (см. рис. 3.32). Каскады США подвергнуты сужению [3.209], однако значения ρ_{jn} и s_{jn} неизвестны, так же как и параметр (или параметры) сужения.

Несмотря на это, показатели k_i и коэффициенты A_i были рассчитаны Мартенссоном [3.257], а также Аочи и др. [3.212] с помощью характеристики размера $Q = \delta U^*$, определенной значениями $Q_j = \delta U_j^* = \Delta U_j / s_j$. Это значение $(\delta U_j)^*$ совпадает с разделительной мощностью ступени только в том случае, если все ρ_{jn} равны единице. Указанные показатели k_i при δU_j получены по формуле (3.209) для парного сочетания больших и малых по размеру ступеней (табл. 3.7, столбцы 2—4, 6). Они систематически оказываются ниже k_i в столбце 5, рассчитанных для $Q = W_e$, и также хуже согласуются со значениями Мартенссона [3.120, 3.249], приведенными в столбце 7. Такие низкие значения k_i получаются вследствие зависимости от КПД ρ_{jn} суженного прямоугольного каскада на оптимизированном прямоугольно-ступенчатом заводе; в этом случае коэффициенты ρ_{jn} уменьшаются с ростом δU [3.255].

Показатели степени при $Q = \delta U_j^*$ также можно вычислить по формуле (3.209), с помощью данных табл. 3.7 (столбцы 2—4) для капитальных затрат на ступень I_j . Найденное при этом значение показателя, равное 0,36, также оказывается слишком низким. Очевидное согласие со значением Фрежака и Галле, равным 0,38 [3.207], объясняется общей тенденцией для всех показателей k_i , хорошо известной в химической технологии: капиталовложения увеличиваются с ростом производственной мощности с показателем 0,3—0,4 для малых заводов (таких, как рассмотрены Фрежаком и Галле) и с показателями 0,6—0,7 для очень больших заводов.

Выводы из уравнений, полученные при анализе уравнения для капитальных затрат на ступень I_j и на ее основные узлы, подтверждаются при сравнении с представленным в работе [3.209] распределением полных капитальных затрат по каждому из узлов ступени для двух проектируемых в США больших заводов разделительной мощностью 8,75 и $17,5 \cdot 10^6$ кг ЕРР/год. Показатель при ΔU для полных капитальных затрат I по формуле (3.209) получается равным 0,66. Показатели k_i при мощности на валу компрессора ступени W_e , вычисленные по данным двух заводов для основных узлов ступени (столбец 9 табл. 3.7), отлично согласуются с значениями k_i , рассчитанными по данным о ступенях малого и большого размеров на меньшем из заводов, за исключением показателей для электродвигателей компрессора (что может быть обусловлено различиями в их конструкции). Значения по-

казателей k_i , рассчитанные по формуле (3.209) для двух заводов с использованием ΔU_i как характеристики размера (столбец 10), систематически превосходят значения, вычисленные по данным для малого и большого каскадов меньшего завода; эти расхождения объясняются тем же, что и значения показателей для ΔU для I в случае малых и больших заводов.

Данные табл. 3.7 позволяют также вычислить значения коэффициентов A_i , необходимые для использования уравнений стоимости (3.208) в процессе оптимизации.

Уравнения капитальных затрат с указанными значениями коэффициентов A_i и показателей k_i могут быть использованы в процессе оптимизации, чтобы определить основные особенности проекта завода [3.120, 3.121, 3.212, 3.255]. Однако при выборе программы исследований и разработок конструкции какого-нибудь частного узла и технологии изготовления узлов требуется применение более детализированных уравнений стоимости. Эти уравнения можно получить, если разбить каждый узел на комплектующие части со своими собственными уравнениями стоимости, соответственно рассматриваемым изменениям в конструкции или в технологии изготовления. Значения всех постоянных A_i и k_i можно затем определить только из полномасштабных экспериментов [3.210, 3.248, 3.258], так как газодиффузионная технология и технология гексафторида урана не имеют промышленных аналогий в прошлом. Результаты экспериментов на существующих небольших установках и на первых полномасштабных заводах также следует время от времени сопоставлять с оценками стоимости, предпринимаемыми изготовителями [3.209, 3.259], так как на этих оценках отражается процесс инфляции.

В планируемом заводе США 24,4% всех капиталовложений в сумме 1,2 млрд. долл. составляют фиксированные затраты вспомогательного характера: 3,4% на инженерные сооружения, 9,2% на выплату процентов в период строительства и 11,8% на непредвиденные расходы. Расходы на запасные части составляют 2—5% стоимости основного оборудования (от 18 до 45 млн. долл.). Электродвигатели компрессоров потребляют 95—97% из 2430 МВт электрической мощности завода.

Годовые отчисления на капитал. Цены на оборудование отражают довольно медленный рост стоимости в металлургической и энергетической промышленности, и учетная процентная ставка кредита также растет умеренно. В 1964 г. Фрежак и Галле использовали для коэффициента возмещения капитала значение $C_I = 0,1030$ [3.248]. Для планируемых новых заводов США использовались значения $C_I = 0,1457$ (период амортизации 10 лет при учетной ставке 7,5%) в 1972 г. [3.209], а в последующие годы $C_I = 0,1627$ (период амортизации 10 лет при учетной ставке 10%) [3.260, 3.261].

Стоимость питания. Цена единицы питания C_F складывается из стоимости желтой окиси U_3O_8 , стоимости U_3O_8 в UF_6 и стоимости доставки UF_6 на газодиффузионный завод. Цена питания

по прејскуранту США снизилась от 39,26 долл. в 1956 г. [3.246] до 23,46 долл. в 1962 г. [3.262], а закупочная цена США в этот период составляла для U_3O_8 8 долл/фунт. Обе цены сохранялись до начала 1970 г. [3.180, 3.227, 3.263]. Поскольку цена 8 долл/фунт U_3O_8 соответствует 20,82 долл/кг U, главную часть C_F составляет стоимость U_3O_8 , а на перевод и доставку тратится всего 2,64 долл/кг U. Начиная с 1975 г. [3.264] цена U_3O_8 увеличилась для новых контрактов на немедленные или краткосрочные поставки и превысила 40 долл/фунт U_3O_8 (104 долл/кг U [3.265], тогда как цены поставок по старым долгосрочным контрактам остались на более низком уровне.

Стоимость электроэнергии. Стоимость электроэнергии также повысилась, и ее значения составляли $C_w = 3,7$ милл*/(кВт·ч) в 1967 фин. году, 4,1 в 1971 г. [3.263], 5 в 1972 г. [3.227], 10,1 милл/(кВт·ч) в 1975 г. [3.260, 3.266], 1,5 милл/(кВт·ч) в 1977 г. [3.261] и даже 17,7 милл/(кВт·ч) в 1979 г. [3.267] для расширения существующих и планирования новых заводов США.

Прочие эксплуатационные расходы. Расходы на ремонт и заработную плату теперь почти не зависят от размера завода. Их доля в годовых затратах завода резко сократилась, когда газодиффузионные заводы стали в высшей степени автоматизированными и надежными (коэффициент использования установленной мощности равен 99,5 % [3.209, 3.227]. Эта тенденция свидетельствует, что газодиффузионная технология разделения достигла зрелости.

Расходы на ремонт оценить по данным об отказах, представленным в табл. 3.6, и по стоимости оборудования, указанной в табл. 3.7. Расходы на запасные части узлов оборудования (таких, как компрессоры, электродвигатели, делители и др.), перечисленных в этих таблицах, составляют лишь несколько процентов капитальных затрат. Поэтому стоимость запасных частей обычно включается в капитальные затраты [3.209, 3.248].

Годовые расходы на заработную плату оцениваются в 7,7 и 7,9 млн. долл. для новых заводов разделительной мощностью 8,75 и $17,5 \cdot 10^6$ кг ЕРР/год; эти расходы распределяются примерно поровну между службами эксплуатации и ремонта. Полная численность персонала газодиффузионного завода в Ок-Ридже сократилась с 11 000 чел. в 1945 г. в первых корпусах К-25/К-27 [3.268] до 900 чел. в 1972 г. на всем заводе [3.227]. Полная численность персонала на будущем заводе США разделительной мощностью $8,75 \cdot 10^6$ кг ЕРР/год составит также 900 чел. [3.209], а на строящемся в Трикастене (Франция) заводе разделительной мощностью $10,8 \cdot 10^6$ кг ЕРР/год — 950 чел.

Еще одну важную статью эксплуатационных расходов составляет текущая стоимость урана, содержащегося в каскаде; для двух проектируемых заводов США она оценивается соответственно в 1,6 и 3,1 млн. долл/год [3.209]. При цене питания $C_F = 23,46$ долл/кг U и при таком же, как для капиталовложений в

* 1 милл.=0,1 цента=0,001 долл. — Прим. ред.

завод, коэффициенте возмещения капитала $C_I=0,1457$ приведенная выше текущая стоимость урана в каскаде $C_I C_F H$ соответствовала бы полному газосодержанию $468 \cdot 10^3$ кг U/год и удельному газосодержанию $H/\Delta U=0,050$ кг U/год для завода раздельной мощностью $8,75 \cdot 10^6$ кг ЕРР/год по проекту 1972 г.; однако если для газосодержания завода используется более низкий коэффициент возмещения капитала, например $C_I=0,055$ [3.180], то указанные значения H и $H/\Delta U$ следует удвоить.

Полные эксплуатационные расходы в проектах 1972 г. были оценены для двух заводов соответственно в 13,9 и 15,8 млн. долл./год [3.209].

Структура стоимости продукции. Распределение стоимости продукции по статьям: расходов на питание, капитальных затрат, потребления электроэнергии и других эксплуатационных расходов новых заводов США по проекту 1972 г. [3.209] показано в табл. 3.8 для концентрации обогащенного продукта 4% и концентрации отвала 0,25%.

Таблица 3.8. Распределение стоимости продукции

Статья	Технология 1970 г. ($\Delta U=8,75$)		Технология усовершенствования. ($\Delta U=8,75$)		Технология 1970 г. ($\Delta U=17,5$)	
	млн. долл.	%	млн. долл.	%	млн. долл.	%
Питание	332	52,0	332	55,5	664	56,1
Капитал	175	27,5	153	25,6	175	23,3
Электроэнергия	117	18,3	99	16,6	228	19,2
Прочие расходы	14	2,2	14	2,3	16	1,4
Всего	638	100	598	100	1183	100

Примечание. Номинальная раздельная мощность заводов $8,75$ и $17,5 \cdot 10^6$ кг ЕРР/год по проекту США 1972 г. (доллары по курсу июня 1972 г.) [3.209], вычислена при $C_F=23,46$ долл./кг U, $C_I=0,1457$ и $C_W=5,5$ милл/(кВт·ч).

Процентное распределение стоимости продукции зависит от размера завода и от выбранной технологии. Рассматривались две технологии: «технология 1970 г.», использующая полностью успехи, достигнутые при разработке пористых фильтров, компрессоров и газодинамики ступени по программе исследований и разработок, и «усовершенствованная технология», основанная на прогрессе, который можно предвидеть в ближайшем будущем. Этим двум технологиям соответствует удельное потребление электроэнергии 2440 и 2050 кВт·ч/кг ЕРР, тогда как действовавшие в 1972 г. заводы потребляли 3080 кВт·ч/кг ЕРР [3.227] (разд. 3.6.1). При стабильных экономических условиях стоимость питания составляет более 50% стоимости продукции, а доля капитальных затрат и расходов на электроэнергию сокращается по мере совершенствования технологии.

С увеличением масштабов производства экономические показатели газодиффузионного завода улучшаются. Когда разделительная мощность возрастает вдвое, от $8,75$ до $17,5 \cdot 10^6$ кг ЕРР/год, стоимость продукции уменьшается на 9%, а доля стоимости питания увеличивается от 51,1 до 56,3%. Как показали Фрежак и Галле в 1964 г. [3.248], для газодиффузионных заводов меньшей мощности влияние масштаба производства будет еще заметнее. Например, при удвоении первоначальной разделительной мощно-

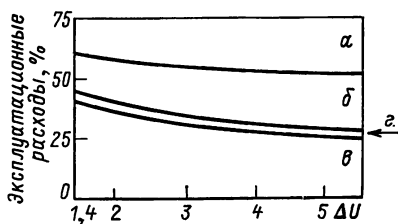


Рис. 3.33. Распределение эксплуатационных расходов для газодиффузионного завода «среднего размера». Разделительная мощность (10^6 кг ЕРР/год) вычислена на основании данных Фрежака и Галле [3.248] по методу работы [3.209]:

а — стоимость питания; б — капитальные затраты, с учетом расходов на ремонт; в — стоимость электроэнергии; г — прочие эксплуатационные расходы

сти завода от $2,8 \cdot 10^6$ кг ЕРР/год до $5,6 \cdot 10^6$ кг ЕРР/год стоимость продукции уменьшается на 14%. Процентное распределение стоимости продукции по статьям расходов (на питание, капитальные затраты, электроэнергию и прочие эксплуатационные затраты) при этом изменяется аналогично распределению для двух более мощных заводов США — от 44—33—20—3 до 48—26—23—3 (рис. 3.33). Это сопоставление остается справедливым и при учете различий в исходных данных при оценках стоимости для заводов Франции в 1964 г. и США в 1972 г.: проектной концентрации обогащенного продукта 3% и концентрации отвала 0,32% вместо 4,0 и 0,25%, $C_I = 0,1030$ вместо 0,1457, $C_F = 26$ долл/кг U вместо 23,46 долл/кг U. Для экономики нового завода представляет интерес рост стоимости после начала 70-х годов, поскольку проект завода отражает относительные расходы на питание, капитальные затраты и расходы на электроэнергию, которые могут возрастать с течением времени различным образом. Капитальные затраты возрастают умеренно в соответствии с тенденцией удорожания строительства и ростом учетной процентной ставки. В противоположность этому расходы на электроэнергию и питание увеличались соответственно втрое и всемеро за пять лет.

Потребление энергии на газодиффузионном заводе может быть сокращено при частичном использовании энергии, переходящей в теплоту, которая составляет 90% всей энергии на входе. На заводах США температура кипящего фреона R-114 достаточно высока для того, чтобы вращать турбину, механическая энергия которой в свою очередь может быть применена непосредственно или через электрический генератор для привода в действие компрессоров ступеней; это позволило бы сократить потребление электроэнергии на 4% [3.267]. Температура охлаждающей воды (60 — 65°C) не-

достаточно высока для производства электроэнергии, однако до 40 % ее «низко потенциальной теплоты» могло бы быть использовано [3.267] на пивоваренных заводах, текстильных фабриках, в теплицах или для отопления городского района [3.237, 3.267].

Потребление сырья, идущего на питание завода, может быть сокращено уменьшением концентрации отвала. В США концентрация отвала постепенно повышалась и возросла с 0,2531% в 1962 г. до 0,30% в начале 70-х годов [3.263]. В 1975 г., когда заводы США продолжали работать при концентрации отвала 0,30%, возможная концентрация отвала для поставок по долгосрочным соглашениям оценивалась на 1982 г. в 0,29% в случае повторного использования плутония и в 0,37% без использования плутония, причем предполагалось, что в США будут завершены программы увеличения разделительной мощности газодиффузионных заводов путем усовершенствования каскадов (CIP) и форсирования энергопотребления каскадами (CUP) (см. разд. 3.6.2), а также что запасы обогащенного урана, созданные в США, будут истощены. В настоящее время вследствие возможного недостатка запасов недорогих урановых руд концентрация отвала снижается до 0,18% [3.270] или еще ниже.

3.5.3. Гибкость регулирования завода

Процесс оптимизации стоимости, изложенный в разд. 3.5.1 и 3.5.2, дополняет два уравнения сохранения (3.189) для шести переменных завода P , F , W , N_P , N_F и N_W третьим уравнением. Это уравнение характеризует свойства газодиффузионной технологии и экономически оптимальные условия эксплуатации завода. Три оставшиеся независимые переменные используются при эксплуатации завода для согласования производства и спроса. Такое согласование требует нахождения новых оптимальных условий работы завода, удовлетворяющих установленному выше уравнению завода. Увеличение стоимости продукции ΔC_P зависит от различия между новой производственной программой и номинальной программой, на которую завод был рассчитан. Например, если независимыми являются переменные P , N_P , F , характеризующие обогащенный продукт и питание, то способность завода к регулированию в соответствии с изменением производственной программы или экономических условий эксплуатации характеризуется при оптимизации стоимости дифференциальными коэффициентами стоимости, такими как dC_P/dP в зависимости от N_P и F или как dC_P/dN_P в зависимости от P и N_F . Эти дифференциальные коэффициенты стоимости служат характеристиками газодиффузионного завода [3.239].

Способность завода к регулированию работы при изменившихся потребностях в обогащении можно пояснить, используя опубликованные данные по эксплуатации заводов США [3.227, 3.230]. Сокращение потребностей вследствие уменьшения военных программ и одновременное удовлетворение растущих потре-

грамм развития ядерной энергетики после 1964 г. привело к резкому снижению потребления электроэнергии [3.271] от 6080 до 2000 МВт в 1967 г. и в последующие годы [3.272]. Этот меньший уровень мощности соответствует, по-видимому, низшему предельному значению дифференциального коэффициента стоимости $\Delta C_P / \Delta P$ по отношению к потоку обогащенного продукта P , так как по формуле (3.193) поток P пропорционален ΔU , а $W_e / \Delta U$ уменьшается между указанными двумя уровнями мощности незначительно, от 3080 до 2700 кВт·ч/кг ЕРР. Однако раздельная мощность $6,3 \cdot 10^6$ кг ЕРР/год, соответствующая уровню потребления электроэнергии 2000 МВт, в 60-е годы еще значительно превышала существовавшие потребности. Руководство заводами, чтобы не останавливать ни один из каскадов со ступенями большого размера, использовало избыточную раздельную мощность для создания запасов обогащенного урана нескольких концентраций.

Возрастание потребности в 70-е годы сначала сопровождалось увеличением потребления электроэнергии. Например, в 1975 г. заводы работали с потреблением электроэнергии на уровне 3485 МВт и производили 10,1 млн. кг ЕРР/год при полной установленной раздельной мощности 17,23 млн. кг ЕРР/год. Питание заводов обеспечивалось частично поставками природного урана с массовой концентрацией 0,711%, частично запасами предварительно обогащенного урана, а частично снижением концентрации отвала с 0,3 до 0,25% в течение года. Тогда же были сделаны прогнозы о дальнейшем возрастании потребности в размерах, превышающих возможности заводов при максимальном уровне потребления электроэнергии 6080 МВт, что приводило к необходимости расширения раздельных мощностей (см. разд. 3.5.4).

Изложенные выше методы регулирования работы заводов в зависимости от потребности можно применить также в случае производственной программы с несколькими потоками обогащенного продукта, имеющими различную концентрацию. Наибольшая гибкость регулирования достигается при совместной работе трех заводов [3.227, 3.230, 3.243]. Работа комплекса из трех заводов с «частичным перекрытием» (рис. 3.34) дает экономию в себестоимости продукции, равную 1% [3.277].

Перевод завода на новую производственную программу производится увеличением или уменьшением потребления электроэнергии двигателями компрессоров. Например, на заводе раздельной мощностью $8,75 \cdot 10^6$ кг ЕРР/год, состоящем из ступеней трех типов, по проекту 1972 г. номинальные значения электрической мощности на валу должны быть равны соответственно 930, 1630 и 3020 кВт, тогда как минимальные и максимальные уровни мощности предусматриваются в интервале от 300 до 3100 кВт. Минимальное значение 300 кВт соответствует предельному сужению прямоугольно-ступенчатого завода при оптимизации потребления электроэнергии. В проекте завода раздельной

ной мощностью $17,5 \cdot 10^6$ кг ЕРР/год регулирование потребления электроэнергии в диффузионной ступени предусматривается в интервале 375—6100 кВт.

Когда достигнут предел регулирования, для дальнейшего снижения мощности завода требуется частичная остановка завода. Так, во время недавней забастовки на угольных шахтах зимой 1977—1978 гг. потребление электроэнергии на трех заводах США было сокращено с 5042 до 2530 МВт в январе и до 1585 МВт в феврале 1978 г., чтобы сохранить угольные запасы США [3.273].

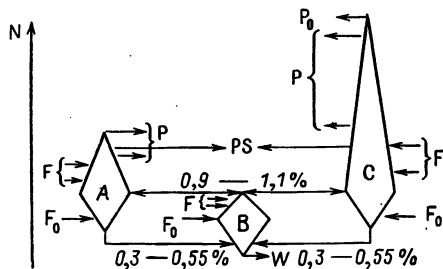


Рис. 3.34. Совместная эксплуатация комплекса газодиффузионных заводов США в Ок-Ридже (А), Падьюка (В) и Портсмуте (С) [3.230]

Концентрация (в мас. %): $N_{F_0} = 0,711$ (природный уран); $N_{P_0} = 97,65$; N_W от 0,25 до 0,30; PS — направление продукции на склад или подпитку завода со склада. Точки питания F и выдачи продукта P предусмотрены для различных изотопных составов

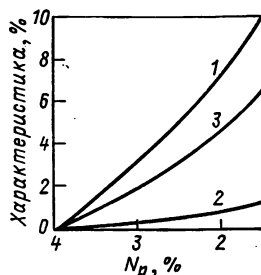


Рис. 3.35. Влияние изменений концентрации отбора N_F на характеристики завода с раздельной мощностью $8,75 \times 10^6$ кг ЕРР/год [3.209]:

1 — удельные капиталовложения $I/\Delta U$; 2 — удельное потребление электроэнергии $W_e/\Delta U$; 3 — стоимость единицы работы разделения C_Δ в зависимости от концентрации отбора N_D (мас. %)

Влияние изменений концентрации обогащенного продукта N_P на характеристики завода $I/\delta U$ и $W_e/\delta U$ после повторной оптимизации изображено на рис. 3.35, на котором показан также график соответствующего дифференциального коэффициента стоимости $\Delta C_P/\Delta N_P$ [3.239]. Завод, спроектированный на выпуск обогащенного продукта с концентрацией 4% при концентрации отвала 0,25%, при работе на номинальном уровне потребления электроэнергии потеряет не более 5% разделительной мощности, если он будет производить обогащенный продукт в интервале концентраций 2—6% (при концентрации отвала 0,25%) или обедненный продукт в интервале концентраций 0,2—0,4% (при концентрации обогащенного продукта 4%) [3.209].

Другой пример регулируемости газодиффузионного завода относится к случаю изменения экономических условий. Влияние изменений стоимости электроэнергии C_w и нормы возмещения капитала C_I на удельные капиталовложения $I/\Delta U$ и удельное потребление электроэнергии $W_e/\Delta U$ показано на рис. 3.36 и 3.37 вместе с

соответствующими дифференциальными коэффициентами стоимости $\Delta C_{\Delta}/\Delta C_W$ и $\Delta C_{\Delta}/\Delta C_I$ [3.209]. Увеличение стоимости электроэнергии на 0,2 цент/(кВт·ч) привело бы к возрастанию C_{Δ} для проектируемого нового завода на 20%. Это было подтверждено на существующих заводах в 1975 финансовом году, когда увеличение стоимости электроэнергии $\Delta C_W = 1,2$ милл/(кВт·ч) привело к росту себестоимости продукции на 24% [3.266].

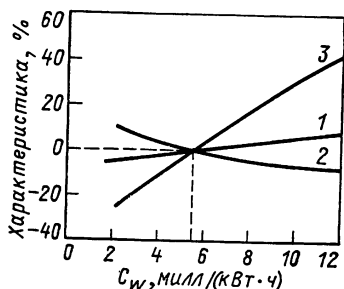


Рис. 3.36. Влияние стоимости электроэнергии C_W на характеристики газодиффузионного завода с разделительной мощностью $8,75 \cdot 10^6$ кг ЕРР/год:

1 — удельные капиталовложения $I/\Delta U$; 2 — удельное потребление электроэнергии $W_e/\Delta U$; 3 — стоимость единицы работы разделения C_{Δ} в зависимости от стоимости электроэнергии C_W

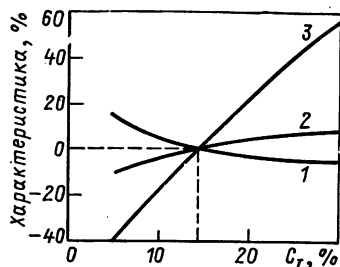


Рис. 3.37. Влияние нормы возмещения капитала C_I на характеристики газодиффузионного завода с разделительной мощностью $8,75 \cdot 10^6$ кг ЕРР/год [3.209]:

1 — удельные капиталовложения $I/\Delta U$; 2 — удельное потребление электроэнергии $W_e/\Delta U$; 3 — стоимость единицы работы разделения C_{Δ} в зависимости от нормы возмещения капитала C_I

3.5.4. Нарращивание разделительной мощности

Номинальная разделительная мощность завода может оказаться недостаточной для обеспечения максимальной потребности в работе разделения. Эксплуатация завода существенно характеризуется соотношением между разделительной мощностью и уровнем потребления электроэнергии, как указано Стоуном и др. [3.272]. Знание такого соотношения необходимо для полного использования регулируемой мощности завода или определения стратегии создания дополнительной разделительной мощности.

Стоимость дополнительной работы разделения. Для действующих газодиффузионных заводов США Стоун и др. предложили следующее эмпирическое уравнение, связывающее разделительную мощность завода и соответствующий ей уровень потребления электроэнергии:

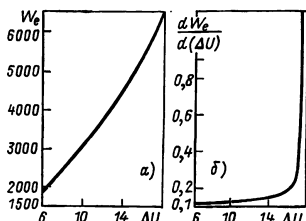
$$W_e = 5138 + 0,275 \Delta U - 540 \ln(18,322 - \Delta U). \quad (3.212)$$

Здесь W_e измеряется в мегаваттах, а ΔU — в 10^3 кг ЕРР/год. Уравнение (3.212) составлено в соответствии с кривой на рис. 3.38, а, изображающей наблюдаемое изменение ΔU по от-

ношению к W_e . Первая производная W_e по ΔU , $dW_e/d\Delta U$ изображена графически на рис. 3.38, б; она очень медленно увеличивается от ΔU до $\Delta U=16\,000$ и затем возрастает очень круто, когда ΔU превышает 17 000. Производная стоимости работы разделения на существующих заводах США, которая совпадает также с производной стоимости дополнительной работы разделения

Рис. 3.38. Характеристическая кривая $W_e(\Delta U)$ и производная $dW_e/d(\Delta U)$ для существующего комплекса трех газодиффузионных заводов [3.272]:

а — зависимость потребления электроэнергии W_e (МВт) от разделительной мощности (10^6 кг ЕРР/год); б — зависимость производной потребления электроэнергии по разделительной мощности $dW_e/d(\Delta U)$ [МВт · (10^6 кг ЕРР/год) $^{-1}$ · год] от разделительной мощности ΔU (10^6 кг ЕРР/год)



$dC_{\Delta}/d\Delta U$, пропорциональна производной потребления электроэнергии

$$dC_{\Delta}/d\Delta U = C_W (dW_e/d\Delta U) = C_W (0,275 + 540/(18,232 - \Delta U)). \quad (3.213)$$

Здесь C_W — цена электроэнергии. Производная стоимости дополнительной работы разделения $dC_{\Delta}/d\Delta U$ определяется как стоимость приращения работы разделения $d\Delta U$, произведенной с помощью дополнительного потребления электроэнергии dW_e . Если эта предельная стоимость работы разделения становится выше значения C'_{Δ} , с которым работа разделения может быть произведена на новом заводе, наращивание уровня потребления электроэнергии следует прекратить, и разделительная мощность существующего завода не должна превышать ΔU_{\max} , которое получается приравниванием C'_{Δ} и производной $(dC_{\Delta}/d\Delta U)_{\max}$

$$\Delta U_{\max} = 18,232 - 540/[(C'_{\Delta}/C_W) - 0,275]. \quad (3.214)$$

Например, если $C_W = 35\,040$ долл/(МВт · год) [или около 4 милл/(кВт · ч)] и $C'_{\Delta} = 25$ долл/кг U, $\Delta U_{\max} = 17\,000 \cdot 10^3$ кг ЕРР/год [3.272]. Значение $\Delta U_{\max} = 17\,230 \cdot 10^3$ получается при том же значении C_W , если предельная стоимость будет $C'_{\Delta} = 28,5$ долл/кг ЕРР, и $C_W = 5,25$ милл/(кВт · ч), если $C_{\Delta} = 37,29$ долл/кг ЕРР [3.246, 3.262], что соответствует предельному потреблению электроэнергии $W_e = 6145$ МВт, немного превышающему номинальный уровень 6060 МВт для существующих заводов (см. разд. 3.6.1).

Стратегия создания дополнительной разделительной мощности. Для наращивания разделительной мощности можно использовать по меньшей мере шесть различных способов, как показано Стоу-

ном и др. [3.272], Коутсом и др. [3.274] и в работе [3.251]. Выбор одного из этих способов зависит от изменений производной стоимости дополнительной разделительной мощности $dC_{\Delta}/d\Delta U$ и от технологических или финансовых ограничений.

1. Увеличение уровня давления на существующем заводе. При сохранении в ступени объемных потоков (и тем самым оптимизированных значений свободно выбираемых переменных) массовые потоки возрастают пропорционально увеличению уровня давлений. Поскольку коэффициент разделения пористых фильтров уменьшается, приращение ΔU отстает от приращения уровня давлений. Основными узлами ступени, подлежащими модернизации, в этом случае будут электродвигатели компрессоров и системы теплоотвода и электроснабжения, которым соответствует лишь 1/4 капитальных затрат (см. табл. 3.8). Этот способ можно применять для низких приращений разделительной мощности.

2. Усовершенствование пористых фильтров, компрессоров и газодинамики на существующем заводе. Получаемое при этом увеличение коэффициента обогащения ступени g и разделительной способности $\delta U = Lg^2\theta(1 - \theta)/2$ с точки зрения процесса оптимизации равносильно увеличению пропускной способности ступени Lg и эффективного числа ступеней sg . Для такого усовершенствования необходимо вложить около половины капитальных затрат завода, а для полного использования преимуществ усовершенствованной газодиффузионной технологии требуется повышение уровня потребления электроэнергии. С точки зрения предельной стоимости работы разделения имеется возможность увеличить на 60% разделительную мощность существующих заводов США с помощью соответствующих программ CIP и CUP (см. разд. 3.6.2). При этом можно использовать уравнения (3.213), (3.214), если заметить в них ΔU на $\Delta U/f$, где f — коэффициент достигнутого расширения разделительной мощности [3.272].

3. Изготовление новых ступеней, идентичных наибольшим ступеням существующих заводов. Выгоды от добавления большого числа уже оптимизированных (а тем самым и недорогих) ступеней уменьшаются из-за потерь вследствие возрастающего отклонения схемы завода от идеального каскада. Приращение продукции определяют соотношением

$$\Delta P \simeq dP/d(\Delta U) [sL(g^2/8)], \quad (3.215)$$

где дифференциальный коэффициент $dP/d(\Delta U)$ вычисляют по формуле (3.195) [3.124]. Этот способ был применен на европейском заводе в Трикастене (см. разд. 3.6.4), когда первоначально планировавшаяся разделительная мощность $9 \cdot 10^6$ кг ЕРР/год [3.269] была увеличена до $10,8 \cdot 10^6$ кг ЕРР/год добавлением 120 больших ступеней к первоначальным 1280 [3.258].

4. Изготовление усовершенствованных и форсированных по потреблению электроэнергии ступеней такого же размера, как наибольшие существующие ступени, и размещение их в центральной части каскада с целью приблизить распределение ступеней по

размерам на расширенном заводе к распределению для идеально-го каскада. Эта цель достигается, если при строительстве завода центральные ступени будут изготавливаться в последнюю очередь, чтобы обеспечить полное использование новейших усовершенствований технологии.

5. Строительство нового каскада из ступеней большего размера в центральной части завода. Эти ступени должны быть оптимизированы по конструкции, и поэтому капитальные затраты на них будут выше. Этот способ применяется тогда, когда все возможности использования уже оптимизированных ступеней исчерпаны; примером может служить планируемый дополнительный газодиффузионный завод США в Портсмуте ([3.206], разд. 3.6.3).

6. Строительство обособленных новых заводов, которые могут работать совместно с существующими заводами; примерами могут служить планировавшиеся в 1972 и 1975 гг. новые газодиффузионные заводы США разделительной мощностью 8,75 или $17,5 \cdot 10^6$ кг ЕРР/год [3.209, 3.233] и завод КОРЕДИФ во Франции [3.270] (см. разд. 3.6.4). Новые заводы могут эксплуатироваться независимо, как частный завод, планируемый Объединенным товариществом обогащения (США) [3.232] (см. разд. 3.6.3).

3.6. ПРОМЫШЛЕННЫЕ ЗАВОДЫ

3.6.1. Действующие заводы США

Данные о капиталовложениях в технологические здания и о потреблении электроэнергии для трех существующих заводов США приведены в табл. 3.9, 3.10 [3.180, 3.227].

Ок-Ридж. Первый газодиффузионный завод, построенный в 1943—1945 гг. и расположенный в U-образном здании К-25, производил уран, обогащенный ^{235}U более чем до 90 %. Его разделительная мощность была повышена в 1946 г. вводом в действие здания К-27. В обоих зданиях были установлены центробежные компрессоры.

Осевые компрессоры, работающие теперь в больших ступенях зданий К-31 и К-35, были испытаны в здании К-29. Все эти здания, связанные между собой трубопроводами, образуют объединенный завод из 5100 ступеней, способный производить конечный продукт с концентрацией 97,65 % по ^{235}U . В дополнение к этим технологическим зданиям, предназначенным для процесса разделения, в Ок-Ридже имеется завод для изготовления пористых фильтров, а также осуществляется анализ эксплуатации и основная часть исследований и разработок для всего газодиффузионного комплекса США. Часть завода, расположенная в зданиях К-25 и К-27, была закрыта. Завод в Ок-Ридже эксплуатируется компанией «Юнион Карбайд» для правительства США.

Портсмут. Этот газодиффузионный завод, который эксплуатируется для правительства США компанией «Гудьер Атомик», является теперь единственным заводом, способным производить высокообогащенный продукт ($N_P = 97,65$ % по ^{235}U). Подробное описание всего завода и его очистительных сооружений недавно было опубликовано Администрацией энергетических исследований и разработок США [3.206] (в настоящее время Министерство энергетики США — ред.).

Таблица 3.9. Данные о технологических зданиях существующих газодиффузионных заводов США [3.227]

Завод	Здание	Число ступеней	Площадь		Год завершения
			полная, га	ступени, м ²	
Ок-Ридж	K-25 ^{1,2}	3024	16,2	54	1945
	K-27	540	3,5	64	1946
	K-29	300	2,7	90	1951
	K-31	600	6,9	115	1951
	K-33	640	13,1	205	1954
Падьюка	C-310 ²	60	0,5	87	1953
	C-331	400	4,7	117	1953
	C-333	400	4,7	117	1954
	C-335	480	10,0	208	1953
	C-337	472	10,0	208	1954
Портсмут	X-326 ^{1,2}	2340	11,0	47	1956
	X-330	1100	13,0	118	1955
	X-333	640	13,3	208	1955
Всего		10996	109,8		

Примечания: 1. Здания K-25 и X-326 содержат ступени нескольких размеров. Другие здания содержат ступени одного размера, причем ступени двух наибольших размеров одинаковы на всех трех заводах [3.28, 3.233].

2. Здания, содержащие очистительные каскады из 78 (K-25) или 60 ступеней (C-310, X-326) [3.206].

Таблица 3.10. Потребление электроэнергии W_e (МВт), разделительная мощность ΔU (млн. кг ЕРР/год), удельное потребление электроэнергии $W_e/\Delta U$ (кВт·ч/кг ЕРР), капиталовложения I (млн. долл.), удельные капиталовложения $I/\Delta U$ [долл./кг ЕРР/год] и число ступеней для трех действующих газодиффузионных заводов США (за исключением зданий K-25 и K-27) [3.227]

Завод	W_e	ΔU	$W_e/\Delta U$	I	$I/\Delta U$	s
Ок-Ридж	1650	4,73	3045	529	112	1618
Падьюка	2550	7,31	3050	791	106	1812
Портсмут	1860	5,19	3140	767	148	4080
Всего	6060	17,23	—	2087	—	7500
Среднее	—	—	3083	—	121	—

В разделительных ступенях завода используется основное разделительное оборудование (компрессоры и делители) пяти размеров (табл. 3.11). Технологическое оборудование размещено в трех двухэтажных зданиях со стальным каркасом. Блоки содержат следующие числа ступеней: 5 (очистительный каскад), 10 (ступени размера X-31) и 12 (ступени размеров X-25 и X-27). Группировка

**Таблица 3.11. Каскады газодиффузионного завода США
в Портсмуте [3.206, 3.280]**

Здание	Размер ступеней	Число ступеней	Число блоков	Электрическая мощность на валу компрессора ступени, л. с.
X-326	Очистительные ступени	60	12	—
	X-25	1560	130	—
	X-27	720	60	—
X-330	X-29	600	60	300—700
	X-31	500	50	1700
X-333	X-33	640	80	3490—4200

блоков в секции обеспечивает дополнительную возможность регулирования с помощью вспомогательных систем обслуживания.

В технологическом здании X-333, содержащем самые большие ступени, делители вместе с газовыми теплообменниками помещаются внутри цилиндрических корпусов, плакированных никелем, длиной 5,8 м и диаметром 3,4 м [3.268]; пористые фильтры имеют форму трубок длиной 2,75 м [3.208] (рис. 3.27). Обмотка электродвигателей, первоначально рассчитанная на 1600 кВт [3.268], была перемотана с расчетом на 3130, 2690 и 2600 кВт [3.206]. Для оптимизации каскада более мощные электродвигатели устанавливаются в средних секциях, а менее мощные электродвигатели — в секциях на концевых потоках технологического здания.

В технологическом здании X-330 ступени двух типов X-29 и X-31 имеют делители и компрессоры одного и того же размера; однако площадь пористых фильтров меньше в делителях типа X-29. Осевые компрессоры с боковым входом имеют некоторые отличия во внутренних узлах, обусловленные различием межступенных потоков. Электродвигатели на ступенях X-31 имеют мощность 1270 кВт, а мощность электродвигателей на ступенях типа X-29 изменяется от 520 до 220 кВт в обогащательной части каскада. Для регулирования давления в межступенных потоках используются створчатые регулирующие клапаны типа крыльев бабочки с гидравлическим приводом, которые устанавливаются на трассе тяжелой фракции.

Для передачи соответствующего потока на стыках ступеней различного размера применяют подкачивающие устройства, компенсирующие разность давлений на конечных ступенях каскада и потери на трение в длинных подогреваемых трубопроводах, соединяющих между собой технологические здания (рис. 3.39). На каждом стыке устанавливают два одинаковых подкачивающих узла (когда один из них работает, другой стоит в резерве), которыми являются центробежные компрессоры с одним входом, сконструированные для раздельной подкачки потоков легкой и тяжелой фракций, передаваемых между технологическими зданиями.

В технологическом здании X-326 на ступенях установлены центробежные компрессоры, а холодильник вынесен из делителя. Блоки в этом здании имеют свою структуру. Ступени группируются по три в блоки из 12 ступеней по блоч-

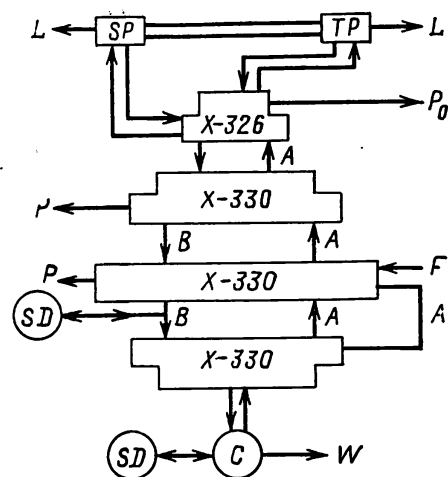


Рис. 3.39. Схема потоков технологического газа на газодиффузионном заводе в Портсмуте:

↑ ↓ — технологические трубопроводы; А — подкачивающий компрессор обогащенного потока; В — подкачивающий компрессор обедненного потока; С — стабилизирующие и хвостовые компрессоры; F — испарительные автоклавы питания; L — вывод легких примесей в атмосферу через ловушки с окисью алюминия; P, P₀ — точки отбора продукта; SD — стабилизирующие ресиверы; SP — промежуточная очистка; TP — конечная очистка; W — точка извлечения отвала

имеет два типа ступеней: X-25 и X-27. Делитель типа X-27 имеет большую площадь пористых фильтров, чем делитель X-25. Компрессоры различаются размерами и характеристиками.

Стабилизирующие системы с большими запасными емкостями и подкачивающими устройствами защищают нижнюю ступень здания X-330 от случайных колебаний выходного отвального потока и верхнюю ступень здания X-330 от колебаний потока тяжелой фракции, приходящего из нижней ступени здания X-330.

Для оптимизации завода связи между участками каскада могут перестраиваться: с помощью соответствующих вентилей обогащенный поток из 640 самых больших ступеней может быть направлен в первую ступень секций 2, 3 или 4, оснащенных ступенями типа X-31. Обедняющая часть каскада содержит одну секцию ступеней X-29 и одну секцию X-31 (см. рис. 3.39).

В каждом здании имеются очистительные и откачивающие установки для подготовки блоков к ремонту. В здании X-330 для откачки технологического газа и примесей используются три двухскоростных центробежных компрессора, которые работают соответственно с низкой и высокой скоростью вращения при мощности на валу 700 или 100 кВт.

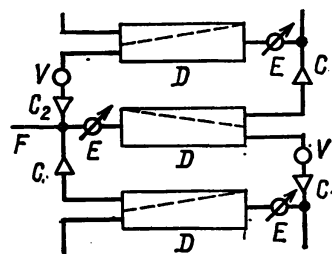


Рис. 3.40. Схема группы из трех ступеней на газодиффузионном заводе в Портсмуте [3.280]:

С — компрессор с одним входом на всасывание; C₂ — компрессор с двумя входами на всасывание; D — делитель; V — регулирующий клапан

Очистительный каскад из 60 ступеней в здании X-326 разделен на две секции по 30 ступеней — секции промежуточной и конечной очистки. Поток обогащенного газа из верхней ступени X-27 подается на промежуточную очистку, из которой до 90 % легких примесей выбрасывается в атмосферу. Очищенный таким образом поток подается на нижнюю ступень X-25. Обогащенный продукт из верхней ступени X-25 подается на конечную очистку. Проницаемость пористых фильтров подбирается так, чтобы облегчить отделение легких примесей от UF₆. Вблизи верхней ступени очистительных каскадов установлены охлаждаемые хладагентом R-114 ловушки для отделения гексафторида урана, проскочившего через фильтры.

Извлечение отвального продукта производится из нижней ступени типа Х-29 через два замкнутых контура, позволяющих получать отвал двух различных концентраций одновременно. В каждом контуре установлены три центробежных компрессора. Для конденсации гексафторида урана применяется хладагент С-816 (перфтордиметилциклогексана) или С-437 (трихлорепентафторбутан). Для стабилизации давления на извлечении продукта используется стабилизирующая система с двумя ресиверами по 310 м³. В трех зданиях предусмотрена возможность извлечения нескольких продуктов различного изотопного состава.

Падьюка. Этот завод эксплуатируется, как и завод в Ок-Ридже, компанией «Юнион Карбайд» для административных энергетических исследований и разработок США. Он состоит из двух одинаковых заводов, занимающих по два здания каждый, и очистительного каскада, содержащего 60 ступеней. В этих зданиях ступень занимает такую же площадь, как в зданиях ступеней самого большого размера заводов в Портсмуте и Ок-Ридже (см. табл. 3.9), построенных в то же время. Блоки, возможно, также имеют аналогичное устройство. Завод в Падьюка был спроектирован для совместной работы с заводами в Портсмуте и Ок-Ридже, но он может работать и отдельно, производя обогащенный уран с концентрацией 1—5 % без существенной потери разделительной мощности [3.227]. Когда завод эксплуатируется совместно с заводами в Портсмуте и Ок-Ридже как часть комплекса, он производит обогащенный уран с концентрацией 1,1 %.

Эксплуатация комплекса из трех заводов. Три промышленных завода эксплуатируются в комплексе [3.230], схематически изображенном на рис. 3.34, более 10 лет (см. рис. 3.34). Здания К-25 и К-27 в Ок-Ридже были закрыты [3.180, 3.227], и комплекс из 7500 ступеней имеет максимальное потребление электроэнергии 6060 МВт (см. табл. 3.10), разделительную мощность 17,23 млн. кг ЕРР/год и удельное потребление электроэнергии на полной мощности 3080 кВт·ч/кг ЕРР [3.227], или показатель использования электроэнергии (ПИЭ) 7,8 кг ЕРР/(МВт·сут). Независимая эксплуатация трех заводов привела бы к потере 1 % разделительной мощности. Уровень потребления электроэнергии комплекса уменьшился с 2700 МВт в 1967 г. до 2000 МВт в 1969 г. и в последующие годы часть продукции отправлялась на склад при концентрации 2,1 %. В настоящее время уровень потребления электроэнергии увеличивается. Производится также расширение разделительной мощности комплекса (см. разд. 3.6.2).

Рабочее давление поддерживается на уровне ниже атмосферного давления [3.268]. Когда заводы эксплуатируются при таком низком уровне потребления электроэнергии, как 2000 МВт, уровень давлений внутри контура с технологическим газом также понижается, а разделительная эффективность пористых фильтров увеличивается. Удельное потребление электроэнергии падает (см. рис. 2.37) до 2700 кВт·ч/кг ЕРР (ПИЭ 8,9) [3.227]. Более старые данные [3.241, 3.275] давали для $W_e/\Delta U$ даже еще меньшие значения. Использование предварительно созданных запасов обогащенного урана в качестве питания также понижает себестоимость продукции.

3.6.2. Модернизация заводов США: программы СІР и СUP

В течение 15 лет между 1969 и 1975 гг. [3.208, 3.261] на трех заводах США было вложено около 183 млн. долл. (распределенных по годам) в исследования и разработки по модернизации газодиффузионной технологии. Текущие программы модернизации — программа усовершенствования каскадов (СІР) и програм-

ма форсирования потребления электроэнергии каскадами (CUP) — используют для увеличения разделительной мощности этих заводов усовершенствованные пористые фильтры и улучшенную конструкцию компрессоров. В результате уменьшаются потребности в капитальных затратах на новые заводы или каскады.

Программа усовершенствования каскадов (CIP). Эта программа имеет целью улучшение эффективности оборудования существующих каскадов при сохранении уровня потребления электроэнергии. Усовершенствованная «технология 1970 года» проверяется с 1973 г. на первых ступенях, модернизированных по программе CIP; ожидается, что ее реализация приведет к увеличению разделительной мощности на 4,75 млн. кг ЕРР/год. Успехи, достигнутые с 1973 г. в разработке пористых фильтров и повышении КПД компрессора, привели к созданию «технологии 1975 года», с помощью которой можно увеличить приращение разделительной мощности до 5,76 млн. кг ЕРР/год [3.260], а возможно, и до 6 млн. кг ЕРР/год [3.261]. По программе CIP из 5200 ступеней 3000 ступеней будут подвергнуты полной, 1000 ступеней — лишь частичной модернизации, а 1200 ступеней останутся прежними. Новые и более эффективные пористые фильтры устанавливают в увеличенные делители (диаметром 4 м [3.208, 3.261] вместо 3,4 м [3.268]), в которых площадь пористых фильтров наращивается до пределов, допускаемых условием сохранения существующих границ между блоками; в компрессоры устанавливают новые рабочие колеса для повышения их КПД; улучшают общую газодинамическую эффективность трубопроводов и рассматривают систему технологического контроля и регулирования, чтобы свести к минимуму потери энергии [3.260, 3.268]. В ступенях, подвергаемых частичной модернизации, теплообменник устанавливается в потоке низкого давления (на легкой фракции, прошедшей через пористые фильтры), а не в потоке высокого давления на питании [3.208, 3.232]. Блок отключается для частичной модернизации всего на шесть или семь дней. Замена старых блоков новыми, начатая в 1973 г., завершена в 1981 финансовом году [3.261] (рис. 3.41).

Программа форсирования потребления электроэнергии каскадами (CUP). Для полного использования возможностей, предоставляемых усовершенствованием пористых фильтров и компрессоров по программе CIP, следует увеличить массовые потоки гексафторида урана. Для этого необходимо повысить мощность электродвигателей компрессоров. Например, мощность электродвигателя на валу компрессора ступени самого большого размера должна быть увеличена от 1600 [3.268] до примерно 3100 кВт [3.276]. При таком увеличении потребляемой мощности необходимо форсировать систему электропитания (кабели, трансформаторы), системы теплоотвода (градири, вентиляцию) и технологическое оборудование (например, приборы, электродвигатели и валы компрессоров), т. е.

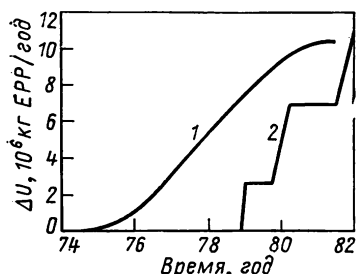


Рис. 3.41. Графики строительства новых разделительных мощностей:

1 — дополнительная разделительная мощность США по программам CIP—CUP [3.260, 3.261]. Модернизация 3167 ступеней и форсирование потребления электроэнергии 4140 ступеней производится поочередно, с 1974 по 1981 г. [3.277]; 2 — европейский завод в Трикастене [3.181, 3.284]. Номинальная разделительная мощность $10,8 \cdot 10^6$ кг ЕРР/год будет построена в три очереди: сначала здания каскадов из ступеней малого и среднего размеров и затем, поочередно, два здания каскадов из ступеней большого размера

все оборудование и все системы с увеличенной нагрузкой [3.208, 3.260, 3.261]. Программа CUP будет касаться 4000 ступеней, т. е. практически всех ступеней, модернизированных по программе CIP, а замена блоков будет производиться для одновременного осуществления программ CIP и CUP, чтобы уменьшить простои оборудования до минимума. Уровень потребления электроэнергии повысится на 1320 МВт (с 6060 до 7380 МВт), а дополнительное приращение разделительной мощности составит $4,8 \cdot 10^6$ кг ЕРР/год [3.261] или $4,6 \cdot 10^6$ кг ЕРР/год в соответствии с недавно опубликованной оценкой [3.277].

Разделительная мощность усовершенствованного и форсированного по потреблению электроэнергии комплекса из трех газодиффузионных заводов США должна достичь $27,7 \cdot 10^6$ кг ЕРР/год (табл. 3.12) при $W/\Delta U = 2340$ кВт·ч/кг ЕРР (или $\text{ПИЭ} = 10,3$). По оценке 1978 г. [3.277] эти данные несколько изменились: $27,2 \cdot 10^6$ кг ЕРР/год и 2370 кВт·ч/кг ЕРР. Начиная с 1981 г. (см. рис. 3.41) указанная полная разделительная мощность заводов США будет способна

Т а б л и ц а 3.12. Программы модернизации каскадов CIP и CUP по „технологии 1975 года“ [3.254]

Завод	ΔU	W_e	$W_e/\Delta U$	I	$I/\Delta U$	C'_Δ
Действующие заводы	17,23	6060	3080	2087	121	39,3
CIP	5,76	0	0	1021	177	(29)
CUP	4,75	1320	2435	460	97	(52)
Модернизированные заводы	27,74	7380	2340	3568	(129)	(56)

П р и м е ч а н и е. ΔU выражена в млн. кг ЕРР/год, W_e — в МВт, $W_e/\Delta U$ — в кВт·ч/кг ЕРР, I — в млн. долларов, $I/\Delta U$ — в долл (кг ЕРР)⁻¹·год; себестоимость работы разделения C'_Δ (долл/кг ЕРР) рассчитана при $C_W = 15$ милл/(кВт·ч) и $C_I = 0,1627$. Для модернизированных заводов капиталовложения подсчитаны как суммы капитальных затрат на действующие заводы (в долларах по курсу года их реализации) и капитальных затрат на планируемое наращивание разделительной мощности (в долларах 1977 финансового года), а расходы на электроэнергию вычислены для полной мощности при $C_W = 15$ милл/(кВт·ч).

обеспечивать ядерные электростанции мощностью 329 000 МВт по долгосрочным контрактам с внутренними (208 000 МВт) и внешними потребителями, если предполагать, что концентрация отвала составляет 0,30 % и что в топливном цикле повторно используется 60 % плутония [3.278]. Таким образом, при этих предположениях потребление электроэнергии на уровне 7380 МВт заводами, модернизированными по программам CIP и CUP, составит всего 2,25 % электроэнергии, производимой на атомных электростанциях. Выполнение программ CIP и CUP соответствует плану [3.277].

3.6.3. Проекты новых заводов США, «присоединенный» и «отдельный» заводы

Распределение расходов на новых заводах разделительной мощностью 8,75 и 17,5 млн. кг ЕРР/год по проектам 1972 г. было рассмотрено в разд. 3.5. После 1975 г. была произведена новая оценка стоимости этих проектов с учетом

достижений в проектировании завода, в разработке пористых фильтров и улучшении характеристик компрессоров [3.208]. Новые проекты могут быть использованы для создания дополнительной мощности на существующем заводе (присоединенный завод) или для строительства независимого завода (отдельный завод).

Присоединенный завод в Портсмуте. Разделительная мощность трех существующих газодиффузионных заводов, которая достигнет 27,2 млн. кг ЕРР/год [3.277] после завершения модернизации по программам СІР и СUP, позволит полностью обеспечить снабжение топливом ядерных реакторов по долгосрочным контрактам. По прогнозам Министерства энергетики США дополнительная разделительная мощность позволит поддерживать концентрацию отвала на уровне 0,20 % (при повторном использовании Р_и и U) или 0,25 % (без повторного использования Р_и и U) вместо 0,29 или 0,37 % в отсутствие этой мощности (см. разд. 3.5.2). Эксплуатация комплекса разделительных заводов при концентрации отвала в интервале 0,20—0,25 % обеспечивает более экономичное равновесие между питанием и работой разделения, позволяя сохранять ресурсы урана и уменьшать ущерб, наносимый окружающей среде добычей и переработкой урановых руд.

Вначале предполагалось, что дополнительная разделительная мощность будет обеспечена строительством каскада из 272 ступеней, имеющих размер на 50 % больше, чем самые большие из существующих ступеней [3.279]. Этот новый каскад прибавил бы около 4,5 млн. кг ЕРР/год к существующей разделительной мощности завода в Портсмуте, равной 5,19 млн. кг ЕРР/год, и ее приращению в результате модернизации по программам СІР и СUP в размере 3,24 млн. кг ЕРР/год, так что полная разделительная мощность будет увеличена еще на 4,5 млн. кг ЕРР/год [3.260].

По данным работы [3.280], планировавшееся приращение разделительной мощности на 8,8 млн. кг ЕРР/год потребовало бы подвода электроэнергии мощностью 2700 МВт, которая могла бы быть обеспечена электростанциями мощностью 3900 МВт, работающими на угле. Капитальные затраты составили бы 3,1 млрд. долл. (по курсу 1978 финансового года), т. е. удельные капитальные затраты $I/\Delta U$ были бы равны 350 долл (кг ЕРР)⁻¹·год, а эксплуатационные расходы, включая стоимость электроэнергии, достигали бы 680 млн. долл. в год.

Это приращение увеличит полную разделительную мощность газодиффузионного комплекса США до 36,8 млн. кг ЕРР/год. Такая мощность позволит обеспечивать услугами по обогащению урана ядерные электростанции мощностью 333 000 МВт при концентрации отвала 0,20 % (или 0,28 %) [3.280], причем полное потребление электроэнергии комплексом на уровне около 10 000 МВт будет соответствовать примерно 3 % электроэнергии, производимой на АЭС [3.206, 3.268]. Это приращение приведет также к более экономичной эксплуатации АЭС и позволит экономить ежегодно 15 900 т природного урана.

Присоединенный завод должен состоять из 528 ступеней одного размера, имеющих разделительную мощность на 40—50 % больше, чем самые большие из существующих ступеней в Портсмуте. Ступени конструируют таким образом, чтобы обеспечить дополнительную потребность в уране, обогащенном до 4 %. Их разместят в четырех зданиях Х-340 площадью около 18 га, соединенных с зданием Х-330 вблизи точки подачи питания природного состава. Компоновка оборудования в блоке будет другой, чем в существующих блоках, и каждый

электродвигатель будет обслуживать два компрессора. Это приведет к сокращению расходов на системы вентиляции и электропитания двигателя, а также обеспечит возможность более плотного размещения оборудования и более легкого ремонта. Делители этих ступеней также будут значительно больше по размерам [3.261], чем делители самых больших ступеней после модернизации по программе CIP (диаметр 4,8 м вместо 4 м, длина 8,9 м), так как их размеры не ограничиваются условием размещения в пределах существующих блоков. Другое существенное отличие нового завода состоит в том, что его корпуса будут одноэтажными (а не двухэтажными), имеющими повышенную сейсмическую стойкость; большая часть оборудования систем смазки электродвигателей и систем обеспечения температурных условий ступеней будет размещаться во вспомогательном здании.

Регулирование газосодержания обеспечивается двумя системами: первая из них представляет собой группу из 10 цилиндрических ресиверов вместимостью по 850 м³ (для хранения гексафторида урана, извлеченного из оборудования блока), а вторая содержит на каждой группе из 33 блоков конденсационно-испарительную установку емкостью около 6800 кг сконденсированного гексафторида урана. Вторая система позволяет быстро регулировать газосодержание в соответствии с уровнем потребления электроэнергии. Промежуточная система стабилизации с двумя ресиверами по 850 м³ защищает оборудование ступеней здания X-333 от случайных колебаний отвального потока, идущего из каскадов X-340.

В присоединенном заводе будут использованы многие обеспечивающие и вспомогательные установки существующего завода, например очистительный каскад.

Отдельные заводы. После опубликования в 1972 г. проектов заводов разделительной мощностью 8,75 и 17,5 млн. кг ЕРР/год [3.209], рассмотренных в разд. 3.4.4 и 3.5.2, в 1975 г. [3.233] и 1977 г. [3.232] появились сообщения о проектах заводов с меньшей разделительной мощностью. При этом главное отличие от предыдущих проектов, а также от проектов модернизации по программам CIP и CUP заключается в новой компоновке оборудования внутри блоков; каждый электродвигатель приводит в действие два осевых компрессора (как на присоединенном заводе), а ступени группируются по четыре в блоках из 16 ступеней по схеме «блок из групп» (аналогичной схеме, уже применяемой в секции высокого обогащения на заводе в Портсмуте, см. рис. 3.40); в таком блоке упрощаются системы электропитания и охлаждения и облегчаются работы по уходу за электродвигателем.

Этот новый проект может быть применен при строительстве независимого (отдельного) завода разделительной мощностью 8,75 млн. кг ЕРР/год, эксплуатируемого для правительства США [3.233] в Падьюка или Портсмуте. Он может быть также использован на частном заводе, например, разделительной мощностью 9 млн. кг ЕРР/год, для которого Объединенными членами товарищества по обогащению (UEA) во главе с компанией «Бектел» [3.232] были выполнены технико-экономические исследования. Предполагается, что завод можно построить в штате Алабама (вблизи Готана). Капиталовложения в размере 2,75 млрд. долл. (по курсу 1976 г.) предполагается финансировать на 85 % в кредит и на 15 % из собственных средств; при этом ожидается $C_{\Delta} = 73$ долл./кг ЕРР. Завод из 1152 ступеней, рассчитанный на получение обогащенного продукта с концентрацией 3,2 % при концентрации отвала 0,25 % (рис. 3.42), будет

потреблять электроэнергию мощностью 2400 МВт; таким образом, удельное потребление электроэнергии составит $W/\Delta U = 2340 \text{ кВт} \cdot \text{ч/кг ЕРР}$, а показатель использования электрической мощности будет равен $10,3 \text{ кг ЕРР/(МВ} \cdot \text{сут)}$, как на заводах, модернизированных по программам CIP и CUP, или на новых заводах, проектируемых Министерством энергетики США. Выбор места строительства завода связан с тщательным изучением источников электроэнергии. Главные отличия от проектов Министерства энергетики США [3.208, 3.233] заключаются в том, что на этом заводе предусматривается детально проработанная аварийная система удаления из каскада избыточного газосодержания при возможном отключении электроснабжения с коротким временем предупреждения и что подача воды в систему теплоотвода должна производиться по каналу,

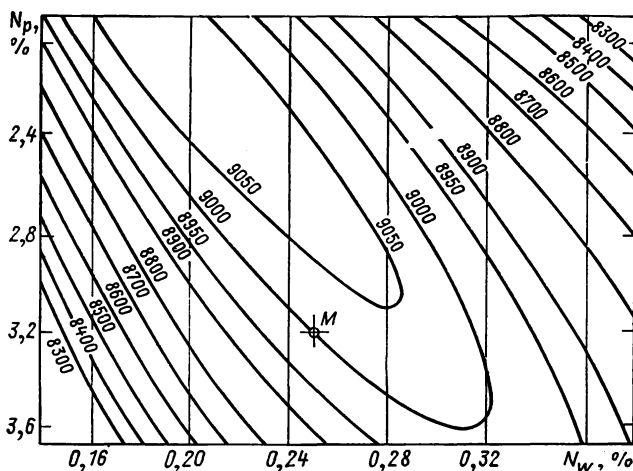


Рис. 3.42. ΔU , 10^3 кг ЕРР/год , как функция N_p и N_w для завода с разделительной мощностью $9 \cdot 10^6 \text{ кг ЕРР/год}$, оптимизированного консорциумом UEA (США)

проходящему под технологическими корпусами. Капиталовложения распределяются следующим образом: 44 % — составные части завода, 43 % — система разделения и охлаждения, 4 % — освоение местности и 9 % — обеспечивающие установки. Результирующая стоимость работы разделения $C_{\Delta} = 73 \text{ долл/кг ЕРР}$ (по курсу 1976 г.) имеет следующую структуру: 43,5 % — капитальные затраты, 35 % — расходы на электроэнергию, 15 % — налоги и арендная плата за землю, 6,5 % — расходы на управление.

Все эти проекты новых газодиффузионных заводов США заморожены после недавних решений об использовании на планируемом присоединенном заводе в Портсмуте (1977 г.) технологии центрифугирования и об отсрочке его строительства (1978 г.).

3.6.4. Заводы во Франции

В Пьерлатте с 1967 г. работает на полную мощность газодиффузионный завод для военных целей, а в Трикастене фирмой ЕВРОДИФ ведется строительство европейского промышленного завода для гражданских целей.

Пьерлатт. Исследования в области разделения изотопов урана методом газовой диффузии были начаты в 1953 г. Строительство завода из четырех каскадов началось в 1961 г.; на полную мощность он введен в марте 1967 г. Концентрация обогащенных продуктов в каждом из четырех каскадов составляет соответственно 2, 7, 25 и свыше 90 % [3.179]. С 1967 г. весь завод эксплуатируется с коэффициентом использования оборудования свыше 98 % [3.210]. На больших ступенях используются сверхзвуковые центробежные компрессоры с одним рабочим колесом [3.281], а в головном каскаде — полностью герметизированные компрессоры [3.179, 3.226]. Данные о разделительной мощности завода не опубликованы, однако по оценкам Бенедикта [3.276, 3.282] она составляет от 0,4 до 0,6 млн. кг ЕРР/год. Все четыре здания занимают площадь около 11 га [3.281]. Оборудование ступени и каскада изготовлено из сплавов алюминия, нержавеющей стали и медных сплавов [3.435, 3.281].

В Пьерлатте размещаются также исследовательские и опытно-конструкторские установки, на которых производились испытания в натуральных условиях узлов ступеней, разработанных для крупного промышленного завода в Трикастене.

Трикастен. Финансирование капиталовложений в завод разделительной мощностью 10,8 млн. кг ЕРР/год на сумму 9,55 млрд. французских франков (по курсу 1974 г.) осуществляется Международным консорциумом ЕВРОДИФ [3.181]: Бельгия — 11,1 %, Испания — 11,1 %, Италия — 25 %, СОФИДИФ — 25 % (40 % — Иран, 60 % — фирма КОГЕМА, Франция) и Франция — 27,8 %. Комиссариат по атомной энергии Франции несет ответственность за технологический процесс, узлы оборудования изготавливаются промышленностью стран-участниц. Разделительная мощность 9 млн. кг ЕРР/год, установленная первоначально проектом 1973 г., по новым требованиям стран-участниц была увеличена до 10,8 млн. кг ЕРР/год [3.258] путем добавления 120 ступеней большого размера к первоначальным 1280 ступеням. На заводе применяются ступени трех различных размеров с мощностью на валу соответственно 630, 1530 и 3350 кВт, т. е. они аналогичны ступеням США, модернизированным по программе CUP. Снабжение электроэнергией (3100 МВт — по проекту [3.181], а теперь уменьшенной до 3000 МВт [3.284]) обеспечивается в целях надежности линиями электропередачи на 220 кВ от четырех АЭС с реактора PWR по 925 МВт, построенными там же компанией «Электрисите де Франс» [3.285]. В случае необходимости оно может также обеспечиваться линиями на 400 кВ Объединенной национальной электрической сети. Удельное потребление электроэнергии по технологии 1973 г. составляет около 2450 кВт·ч/кг ЕРР. Технологические блоки насчитывают 20 ступеней. Теплообменник охлаждает поток низкого давления, прошедший через пористые фильтры, как в новых проектах США (см. разд. 3.6.2), но охлаждение производится непосредственно водой, а не фреоном-114. Вертикальное расположение осей компрессора и делителя (см. рис. 3.28) позволило сделать конструкцию каскадов более компактной: технологические здания получились более высокими и меньшими по площади (18 га), чем в случае горизонтального расположения. Ступени самого большого размера размещены в двух отдельных технологических зданиях, ступени среднего и наименьшего размера занимают по одному технологическому зданию.

Строительство завода по плану рассчитано на 7 лет, с конца 1974 г. до конца 1981 г. (см. рис. 3.41). Сначала в конце 1979 г. должны были работать одни каскады ступеней малого и среднего размеров [3.181, 3.270], выдавая обо-

гашенный уран с концентрацией 3 % [3.284]: вследствие низкого КПД (см. разд. 3.5.2) разделительная мощность составила 2,6 млн. кг ЕРР/год [3.286] вместо расчетных 3 млн. кг ЕРР/год на полностью завершеном заводе [3.181]. Номинальная разделительная мощность 10,8 млн. кг ЕРР/год достигнута к концу 1981 г. путем последовательного ввода в эксплуатацию двух зданий со ступенями большого размера.

Проект нового газодиффузионного завода разделительной мощностью 10 млн. кг ЕРР/год рассматривается Международным консорциумом КОРЕДИФ (51 % — ЕВРОДИФ, 29 % — КОГЕМА, Франция, 20 % — Иран) [3.270, 3.283]. На этом заводе будет использована технология, разработанная КАЭ Франции и промышленностью Европы. Завод КОРЕДИФ рассчитан на строительство из модулей, вводимых в строй в соответствии с потребностями и эксплуатируемых совместно с заводом в Трикастене. Предполагается, что разделительная мощность достигнет 2—4 млн. кг ЕРР/год в 1986 г. и 10 млн. кг ЕРР/год в 1990 г. [3.270, 3.287] в соответствии с возможными планами производства.

3.6.5. Другие газодиффузионные заводы и проекты

Британский газодиффузионный завод в Кейпенхерсте был построен в начале 50-х годов [3.22, 3.23] и затем эксплуатировался до 1962 г. в военных целях. Данные о разделительной мощности этого завода не опубликованы, но по оценке Бенедикта [3.276, 3.282] она составляет от 0,4 до 0,6 млн. кг ЕРР/год. После временного периода работы с пониженной производительностью и осуществления программы исследований и разработок технологии самые большие ступени завода были подвергнуты модернизации и с 1967 по 1971 г. их разделительная мощность была увеличена [3.251] с тем, чтобы шаг за шагом обеспечить гражданские потребности в слабо обогащенном уране по британской программе усовершенствованных графитовых реакторов. Эти ступени еще эксплуатируются, но мало что известно об их характеристиках и технологии разделения.

Исследования и разработки в области газодиффузионной технологии велись в Швеции [3.289] и Японии [3.212]. Они еще продолжаются в Италии [3.211].

3.6.6. Будущее газодиффузионной технологии

Ныне газовая диффузия стала вполне зрелой промышленной технологией разделения изотопов урана, и метод газовой диффузии принимается в качестве прототипа при сравнении с любым другим конкурирующим методом. Исход будущего соревнования с другими методами разделения будет зависеть от прогресса технологии, эволюции гражданских потребностей энергетики, от изменения стоимости, от зрелости различных методов и от соображений, относящихся к нераспространению ядерного оружия.

Прогресс технологии. Наиболее существенных успехов следует ожидать в области разработки пористых фильтров в конструкции компрессора и в газодинамике ступени.

Показатель качества пористых фильтров, установленный КАЭ США, увеличился от 1 в 1946 г. до 23 в 1974 г. [3.290]. Было показано, что улучшение

качества пористых фильтров только на 20 % [3.209] после повторной оптимизации завода при постоянной разделительной мощности позволит уменьшить удельные капитальные затраты $I/\Delta U$ на 28 %, удельное потребление электроэнергии $W/\Delta U$ на 12 % и результирующую стоимость единицы работы разделения C_Δ на 22 % (рис. 3.43).

Показатель качества компрессоров по КАЭ США увеличился от 1 в 1946 г. до 7 в 1974 г. [3.290]. Было показано [3.209], что улучшение качества компрессоров на 20 % при указанных выше условиях позволит уменьшить $I/\Delta U$ на 6 %, $W/\Delta U$ — на 17 % и C_Δ на 10 % (рис. 3.44).

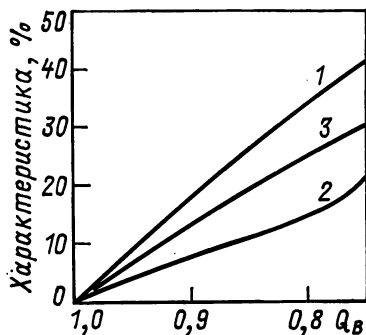


Рис. 3.43. Влияние качества пористых фильтров на характеристики газодиффузионного завода с разделительной мощностью $8,75 \cdot 10^6$ кг ЕРР/год [3.209]:

1 — удельные капиталовложения $I/\Delta U$; 2 — удельное потребление электроэнергии $W_e/\Delta U$; 3 — стоимость единицы работы разделения C_Δ в зависимости от показателя качества пористых фильтров Q_B

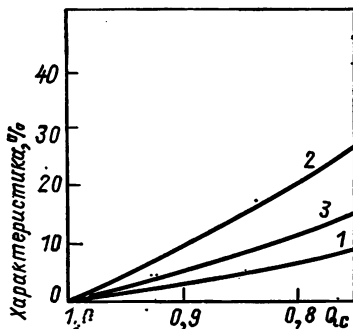


Рис. 3.44. Влияние качества компрессоров на характеристики газодиффузионного завода с разделительной мощностью $8,75 \cdot 10^6$ кг ЕРР/год [3.209]:

1 — удельные капиталовложения $I/\Delta U$; 2 — удельное потребление электроэнергии $W_e/\Delta U$; 3 — стоимость единицы работы разделения C_Δ в зависимости от показателя качества компрессоров Q_c

Эволюция потребностей и стоимости. Происходящее теперь замедление строительства новых АЭС приводит к отсрочке решения о строительстве новых разделительных мощностей.

Влияние недавнего увеличения стоимости на перспективы газодиффузионной технологии оказывается различным для капитальных затрат, потребления электроэнергии и снабжения исходным питанием.

Увеличение капитальных затрат говорит в пользу газовой диффузии, которая отличается низкими удельными капиталовложениями, например $350 \text{ долл} \times (\text{кг ЕРР})^{-1} \cdot \text{год}$ (по курсу 1978 финансового года) для присоединенного завода в Портсмуте [3.280], $305 \text{ долл} \cdot (\text{кг ЕРР})^{-1} \cdot \text{год}$ (по курсу 1975 финансового года) для частного завода UEA [3.232, 3.282] и $200 \text{ долл} \cdot (\text{кг ЕРР})^{-1} \cdot \text{год}$ (по курсу 1974 финансового года) для европейского завода в Трикастене [3.181, 3.282] выглядят лучше, чем $480 \text{ долл} \cdot (\text{кг ЕРР})^{-1} \cdot \text{год}$ (по курсу 1978 финансового года) для дополнительного завода с газовыми центрифугами в Портсмуте [3.280]; все указанные заводы имеют примерно одинаковую разделительную мощность (8,8—10,8 млн. кг ЕРР/год). Капитальные затраты присоединенного

газодиффузионного завода в Портсмуте составляют [3.276] только 5,5 % полных капиталовложений в АЭС с реакторами LWP, которые будут работать на производимом этим заводом обогащенном уране, вместо 8 % для присоединенного завода с газовыми центрифугами [3.280].

Рост удельной стоимости электроэнергии представляется существенным, так как уровень потребления электроэнергии на газодиффузионном заводе остается высоким. Для разделительной мощности 9 млн. кг ЕРР/год требуется электроэнергия до 2400 МВт в случае газодиффузионного завода вместо 250 МВт [3.282] или даже 105 МВт [3.280] в случае завода с газовыми центрифугами, не считая энергии, потребляемой при изготовлении запасного оборудования. Однако значение потребления электроэнергии не следует переоценивать, пока ядерная энергия остается самым дешевым источником электроэнергии. Потребление электроэнергии для обогащения урана газовой диффузией составляет в этом случае лишь малую долю (3 %) всей электроэнергии, вырабатываемой при использовании обогащенного урана, производимого на заводе [3.268, 3.280, 3.284]. Следовательно, 97 % произведенной при этом электрической энергии остается в распоряжении внешних потребителей.

Еще одно существенное для газовой диффузии обстоятельство связано с задержкой получения лицензии на строительство новых ядерных реакторов вблизи газодиффузионного завода, необходимых для независимого и надежного снабжения его электроэнергией. Если эта задержка велика, то промежуток времени между обращением за лицензией и вводом в строй этих реакторов может оказаться больше 7 лет, необходимых для строительства газодиффузионного завода.

Быстрый рост стоимости питающего сырья, которая в 1978 г. составляла уже половину стоимости обогащенного урана с концентрацией 3,2 %, привел к необходимости новой оптимизации концентрации отвала.

Решение 1977 г. о строительстве «присоединенного» завода США приведет к снижению концентрации отвала до 0,25 % (при повторном использовании плутония и урана) или 0,20 % (без повторного использования плутония) [3.280], тогда как в 1975 г. предсказывалось, что без этого строительства концентрация отвала должна быть равной 0,37 или 0,29 % [3.269]. В будущем при добавлении к существующему газодиффузионному заводу дешевых ступеней большего размера (см. рис. 3.31) можно снизить концентрацию отвала до 0,18 % [3.270] или до еще меньшего значения.

Промышленная зрелость. Постоянное совершенствование газодиффузионной технологии гарантирует малую степень риска при выборе метода для расширения разделительных мощностей [3.291]. Каждый элемент оборудования подвергался испытаниям в течение многих лет в условиях промышленной эксплуатации, время его жизни велико и хорошо известно. Очень высокий коэффициент использования оборудования (свыше 99 % [3.268, 3.292]) был продемонстрирован в течение более чем 10 лет. Календарные сроки строительства дополнительной разделительной мощности также хорошо известны. Можно было бы, например, в 1979 г. принять решение о дополнительном увеличении разделительной мощности на 9 млн. кг ЕРР/год, которая была бы полностью введена в строй в 1986 г. В случае новой технологии сроки такого строительства пришлось бы увеличить на несколько лет.

Нераспространение ядерного оружия и международный контроль. Газодиффузионная технология разделения была использована пятью постоянными

членами Совета Безопасности ООН для производства высокообогащенного ^{235}U , необходимого для обеспечения их национальных программ безопасности. И хотя условия такого производства теперь хорошо известны, из всех технологий, имеющих время установления равновесия, достаточно короткое для того, чтобы из природного урана получить не больше, чем за год, обогащенный до необходимых для военных целей концентраций уран, газовая диффузия продолжает быть одной из таких технологий разделения, которые обеспечивают наименьшую опасность распространения ядерного оружия. Поскольку элементарный коэффициент обогащения очень мал, для создания каскада высокого обогащения требуется несколько тысяч ступеней, и такой каскад будет стоить очень дорого даже при низкой годовой производительности. При проектировании и строительстве газодиффузионного завода для производства урана, обогащенного более чем до 90 %, требуются длительные и напряженные исследовательские и опытно-конструкторские разработки. Для эксплуатации и содержания такого завода требуется также опыт, приобретаемый только в результате длительного обучения. При этом технологические проблемы даже обостряются, когда производительность завода понижается. Головные ступени должны быть таких небольших размеров, что они не могут быть получены перестройкой схемы завода, спроектированного для производства слабообогащенного урана, поскольку этот завод состоит из ступеней крупного размера. Кроме того, газодиффузионную ступень нельзя разделить на работающие параллельно разделительные элементы меньшего размера, которые можно перестраивать в каскад высокого обогащения простым видоизменением их коммуникаций. Поэтому международный контроль за газодиффузионным заводом, спроектированным для производства слабообогащенного урана, осуществляется легче, чем в случае некоторых других методов разделения. Возможность контроля за обогащением урана на газодиффузионном заводе неразрушающими методами без доступа к самому потоку газообразного гексафторида урана и без знания условий эксплуатации всех заводов была исследована с точки зрения инспектирующего персонала [3.293]. Если разрешается доступ к извлекаемым потокам, то можно также оценивать газосодержание завода [3.294].

При сравнении газовой диффузии с другими методами разделения изотопов в связи с необходимостью обеспечивать прогнозируемые потребности ядерной энергетики следует полностью учитывать все указанные выше технические, экономические и политические факторы.

ГЛАВА 4

ЦЕНТРИФУГИРОВАНИЕ

Суббарамайер

Идея использования гравитационного или центробежного поля для разделения смеси газов с различной молекулярной массой возникла давно: эксперименты с этой целью были выполнены Бредигом в Германии еще в 1895 г. [4.1a]. Сразу же после открытия существования изотопов было предложено применить этот метод для их разделения. В 1919 г. Астон и Линдеман [4.16] предполо-

жили, что в пробах неона, взятых на уровне земли и на высоте 30 км в атмосфере, изотопный состав будет существенно различаться. Через 15 лет Бимс продемонстрировал в университете Виргинии действующую центрифугу и вскоре после этого успешно разделил изотопы хлора. Первая попытка использования газовой центрифуги для разделения изотопов урана была предпринята в США во время второй мировой войны в целях производства высокообогащенного урана в рамках программы создания атомного оружия. Хотя отдельные центрифуги были разработаны, изготовлены и успешно функционировали, технологии изготовления высокоскоростных вращающихся машин соответствующего уровня в то время не было, и в 1943 г. от центробежного метода отказались в пользу газовой диффузии. Тем не менее основы теории газовой центрифуги были разработаны именно в этот период. Обратив внимание на математическое подобие центрифуги и дистилляционной колонны, Коэн в 1940 г. распространил на газовую центрифугу теорию термодиффузионной колонны, разработанную Ферри, Джонсом и Онсагером.

После второй мировой войны исследования и разработки центробежного метода разделения продолжались в ряде стран уже для других целей, в частности для производства ядерного топлива для реакторов с водяным охлаждением. Гротом в Германии была создана центрифуга с усовершенствованной геометрией, повышенной скоростью и производительностью, на которой он в 1958 г. осуществил обогащение изотопов аргона. В это же время Циппе, проводивший аналогичные эксперименты в СССР, США и Германии, разработал легкую и прочную конструкцию центрифуги, которая лежит в основе современных аппаратов. Современное состояние центробежного метода обсуждается Виллани в гл. 1.

Одно из главных достоинств центробежного метода — коэффициент разделения в этом процессе зависит от разности молекулярных масс двух изотопов, а не отношения $\Delta M/M$ или $\Delta M/M^2$, как в некоторых других методах. Следовательно, он наиболее пригоден для разделения изотопов тяжелых элементов. Однако сооружение крупномасштабного завода для обогащения урана с использованием центробежного метода сопряжено с необходимостью решения множества новых и трудных задач, относящихся к машиностроению, технологии и экономике. В этой главе подобные проблемы не затрагиваются, а рассматриваются лишь теоретические вопросы газовой центрифуги. В разд. 4.1 кратко изложены основные понятия, касающиеся коэффициента разделения и противоточного течения; разд. 4.2 посвящен гидродинамическому анализу, который проводят для определения поля скорости газа внутри ротора. В разд. 4.3 вычисленное поле скорости используют для анализа процесса разделения. Этот анализ позволяет определить поле концентраций, устанавливающихся под действием противоточной циркуляции газа и центробежной силы, ответственной за первичный эффект разделения.

4.1. ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ И ОБЗОР

4.1.1. Элементарный коэффициент разделения

В газовом центробежном процессе, применяемом для обогащения урана, используется различие в поведении изотопов под действием интенсивного гравитационного поля. Такое поле создается внутри цилиндра радиусом a и высотой Z_n , быстро вращающегося вокруг своей оси с угловой скоростью Ω . Цилиндр заполняется газообразным гексафторидом урана (UF_6), фактически представляющим собой бинарную смесь $^{235}UF_6$ (молярная масса $M_1=349$ г) и $^{238}UF_6$ (молярная масса $M_2=352$ г). Под действием центробежной силы тяжелая фракция $^{238}UF_6$ перемещается преимущественно к периферии, создавая частичное разделение изотопов урана в радиальном направлении. Чтобы вычислить элементарный коэффициент разделения, предположим сначала, что во вращающемся цилиндре находится моноизотопный идеальный газ. Результирующим движением газа будет хорошо известное изотермическое квазитвердое вращение или круговое движение.

Газ, вращающийся как твердое тело, имеет следующие компоненты скорости:

$$V_z = 0; \quad V_r = 0; \quad V_\theta = \Omega r. \quad (4.1)$$

Термодинамические переменные p (давление), ρ (плотность) и T (температура) определяются радиальной компонентой уравнения движения и уравнением состояния газа:

$$\begin{aligned} dp/dr &= \rho \Omega^2 r; \\ p &= (R/M) \rho T; \quad T = T_0, \end{aligned} \quad (4.2)$$

где r — радиальная координата; R — универсальная газовая постоянная, $R=8,314$ Дж/(моль·К); M — молярная масса.

Исключив из первого уравнения (4.2) ρ и проинтегрировав его по r от 0 до a , получим:

$$p(a)/p(0) = \exp(M\Omega^2 a^2/2RT_0). \quad (4.3)$$

Если привести во вращение два газа с молярными массами M_1 и M_2 , то их парциальные давления p_1 и p_2 будут:

$$\left. \begin{aligned} p_1(a)/p_1(0) &= \exp(M_1 \Omega^2 a^2/2RT_0); \\ p_2(a)/p_2(0) &= \exp(M_2 \Omega^2 a^2/2RT_0). \end{aligned} \right\} \quad (4.4)$$

Распределение легкого и тяжелого изотопов в центрифуге показано на рис. 4.1. Парциальные давления p_1 и p_2 связаны с мольными долями (концентрациями) легкого изотопа N и

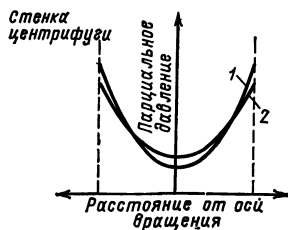


Рис. 4.1. Распределение тяжелых (1) и легких (2) молекул в центрифуге

Таблица 4.1. Элементарный коэффициент разделения q_0 изотопов урана и отношение давления UF_6 для различной окружной скорости ($T_0' = 310$ K)

Окружная скорость, м·с ⁻¹	q_0	Отношение давления на стенке и на оси
400	1,0975	$5,5 \cdot 10^4$
500	1,156	$2,5 \cdot 10^7$
600	1,233	$4,6 \cdot 10^{10}$
700	1,329	$3,3 \cdot 10^{14}$

тяжелого изотопа ($1 - N$) соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} p_1 &= (p_1 + p_2) N; \\ p_2 &= (p_1 + p_2) (1 - N). \end{aligned} \right\} \quad (4.5)$$

Используя выражения (4.4) и (4.5), получаем элементарный коэффициент разделения q_0 :

$$\begin{aligned} q_0 &= (N/(1 - N))_0 / (N/(1 - N))_a = \\ &= \exp [(M_2 - M_1) \Omega^2 a^2 / 2RT_0]. \end{aligned} \quad (4.6)$$

Таким образом, коэффициент разделения зависит от квадрата окружной скорости и разности молекулярных масс разделяемых фракций. Коэффициент разделения зависит также от температуры и уменьшается с ее ростом. В то же время на него не влияют свойства химических соединений элементов, изотопы которых разделяются. Все эти характеристики специфичны для центрифугирования. В табл. 4.1 приведены коэффициенты разделения q_0 изотопов урана ($M_2 - M_1 = 3$ г), полученные для различной окружной скорости при температуре 310 K.

В таблице показано также отношение давления UF_6 на стенке и на оси ротора. Это отношение очень сильно зависит от окружной скорости.

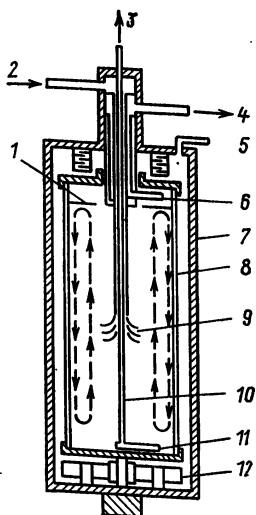
4.1.2. Умножение элементарного эффекта разделения в противоточном течении. Типы возбуждения потока и принцип суперпозиции

Элементарный эффект разделения может быть существенно увеличен наложением осевого противоточного движения на круговое движение газа внутри ротора. При наличии противотока отдельная центрифуга подобна миниатюрному каскаду, и благодаря этому достигается значительный эффект разделения в осевом направлении. Аналогия, существующая между каскадом и дистилляционной колонной, весьма полезна для анализа разделительного процесса.

Следует различать два класса противоточного движения: внутренний термомеханический противоток (циркуляция) и противоток с внешним возбуждением. Схематически центрифуга с циркуляцией изображена на рис. 4.2. Газообразный гексафторид урана вводят внутрь ротора через тонкую трубку на оси. Это дает возможность изменять осевое расположение точки питания, перемещая трубку в вертикальном направлении. Обогащенный и обедненный потоки выводят вблизи концов ротора через два отборника, которые имеют сходство с небольшими трубками Пито, расположенными в плоскости, перпендикулярной оси ротора. Отборник на обогащенном конце заключен в узкую камеру, с одной

Рис. 4.2. Схематическое изображение противоточной газовой центрифуги:

1 — диафрагма; 2 — линия питания UF_6 ; 3 — линия отбора обедненного UF_6 ; 4 — линия отбора обогащенного UF_6 ; 5 — вакуумная система; 6 — отборник обогащенной фракции; 7 — корпус; 8 — ротор; 9 — питание UF_6 ; 10 — штанга; 11 — отборник обедненной фракции UF_6 ; 12 — двигатель



стороны ограниченную крышкой ротора, а с другой — диафрагмой с центральным отверстием, которая позволяет отбирать газ и в то же время препятствует взаимодействию отборника с потоком внутри ротора. Совершенно иная ситуация имеет место на отборнике обедненной фракции. Он играет двоякую роль: служит для вывода обедненного потока и, взаимодействуя с вращающимся газом, возбуждает циркуляционное течение, восходящее по оси ротора и нисходящее вдоль стенки. Аналогичное противоточное течение может возбуждаться также при соответствующих температурных условиях: незначительный нагрев нижней крышки (обедненный конец), охлаждение верхней крышки (обогащенный конец) в сочетании с линейным распределением температуры на боковой стенке.

В общем же случае внутренний термомеханический противоток может устанавливаться при совместном действии четырех элементарных источников возбуждения:

1) возбуждение отборником: противоток возникает из-за тормозящего действия отборника, расположенного на обедненном конце;

2) тепловое возбуждение крышками: циркуляция возбуждается температурными граничными условиями (рис. 4.3, а);

3) тепловое возбуждение стенками: на рис. 4.3, б показаны температурные граничные условия, возбуждающие этот тип противотока;

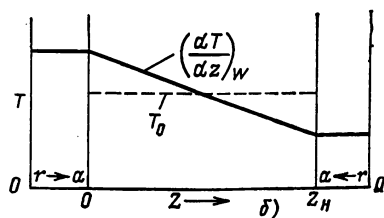
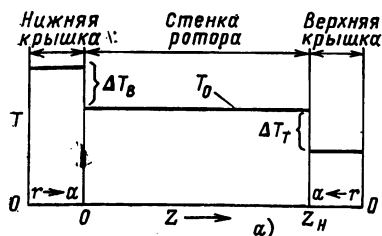
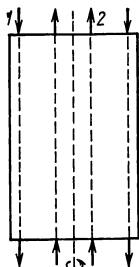


Рис. 4.3. Температурные граничные условия, возбуждающие внутренний противоток:

а — тепловое возбуждение крышками; б — тепловое возбуждение стенкой

Рис. 4.4. Схематическое изображение центрифуги с четырех-
полюсным внешним противотоком:

1 — внешний слой; 2 — внутренний слой



4) возбуждение потоками: течение возникает из-за наличия одного источника (точка питания внутри ротора) и двух стоков (извлечение отбора и отвала на концах ротора).

В дальнейшем мы примем очень существенное допущение, что циркуляционное течение можно рассматривать как малое возмущение квазитвердого вращения. Как следствие этого допущения вытекает принцип суперпозиции.

Если несколько источников возбуждения действуют одновременно, то результирующее поле плотности осевого потока получается суммированием четырех полей осевых массовых скоростей, соответствующих каждому источнику возбуждения в том случае, когда действовал бы только он один. Обозначив плотность осевого потока ρV_z , в соответствии с принципом суперпозиции получим:

$$\rho V_z = (\rho V_z)_{\text{возбуждение отборником}} + (\rho V_z)_{\text{термовозбуждение крышками}} + (\rho V_z)_{\text{термовозбуждение стенок}} + (\rho V_z)_{\text{возбуждение потоками}} \quad (4.7)$$

Иную природу имеет противоток с внешним возбуждением. На рис. 4.4 показана центрифуга с четырехполюсным противотоком такого типа. Здесь противоток формируется потоками, входящими и выходящими через отверстия в торцах ротора на различных радиусах, причем течение поддерживается насосами, расположенными вне ротора. В этом случае принцип суперпозиции заключается в том, что можно исследовать течение, создаваемое каждым слоем в отдельности, а затем складывать полученные два поля осевых массовых скоростей.

Большинство исследований посвящено внутренней циркуляции, однако гидродинамический анализ противотока с внешним возбуждением приводит к интересным результатам в случае центрифуг, вращающихся с очень высокой скоростью.

4.1.3. Обзор главы

Все страны, развившие производство обогащенного урана в крупных масштабах, принимали те или иные меры засекречивания, определяемые, главным образом, двумя понятными причинами. Во-первых, обогащенный уран все еще применяется в военных

целях. Во-вторых, сведения о капиталовложениях и конкретных способах увеличения разделительной способности — даже на несколько процентов — представляют значительную коммерческую ценность. Поэтому здесь не затронуты многие проблемы, практическое значение которых не обсуждается в открытой литературе. К ним относятся выбор материала, механическая стойкость, конструкция ротора, экономические показатели, в частности потребляемая мощность, капитальные вложения, стоимость обслуживания и др. Точно так же не обсуждаются экспериментальные результаты, полученные на современных центрифугах. По иной причине в данной главе отсутствуют технологические расчеты, относящиеся к компоновке центрифуг в каскады, способные производить требуемое количество уранового топлива с необходимой степенью обогащения. Такие расчеты можно выполнить достаточно просто, используя общую теорию каскадов, рассмотренную в гл. 2.

Настоящая глава посвящена теоретическому анализу процессов в газовой центрифуге, описываемых уравнениями гидродинамики и диффузии.

Анализ процесса разделения был развит в широко известных работах Бенедикта и Пигфорда [4.1с], Коэна [4.2], Шактера и др. [4.3], Грота [4.4], Пратта [4.5], Виллани [4.6], Эвери и Дэвиса [4.7]. Наиболее общепринятый подход состоит в разделении уравнений диффузии и гидродинамики и в приведении уравнения диффузии к виду, стандартному для уравнений дистилляционной колонны (или каскада для разделения изотопов). Далее расчеты разделения проводят в предположении, что три параметра подобия дистилляционной колонны: высота единицы переноса, коэффициент массопереноса и величина восходящего (или нисходящего) потока — являются постоянными. Эффект разделения определяется значениями этих параметров, которые в свою очередь очень сильно зависят от гидродинамического профиля циркуляционного течения. Отмечая расхождения в результатах опубликованных анализов течения и трудность экспериментального исследования поля скоростей, Оландер в обзорной статье [4.8] подчеркнул необходимость полного теоретического анализа гидродинамики центрифуги. После опубликования этой статьи были проведены исследования поля скоростей с применением теории пограничных слоев во вращающемся газе, а также с использованием мощных электронно-вычислительных машин для решения уравнений гидродинамики численными методами. Цель настоящей главы — дать обзор этих работ и использовать их результаты для исследования диффузионного уравнения. Многие из характеристик центрифуги, такие как параметры возбуждения циркуляции, газосодержание и т. п., влияют на разделительную способность через поле скоростей течения. Гидродинамический анализ не только позволяет уяснить эти процессы, но и дает метод выбора внешних управляющих переменных для оптимизации разделительной мощности центрифуги.

4.2. ГИДРОДИНАМИКА

4.2.1. Уравнения движения

В цилиндрической системе координат при осевой симметрии и в стационарном состоянии полная система уравнений гидродинамики имеет вид [4.9]:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} (\rho V_z) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho r V_r) &= 0; \\ \rho \left\{ V_z \frac{\partial V_z}{\partial z} + V_r \frac{\partial V_z}{\partial r} \right\} &= -\frac{\partial p}{\partial z} + \mu \left(\nabla^2 V_z + \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial z} \operatorname{div} \mathbf{V} \right); \\ \rho \left\{ V_z \frac{\partial V_r}{\partial z} + V_r \frac{\partial V_r}{\partial r} - \frac{V_\theta^2}{r} \right\} &= \\ &= -\frac{\partial p}{\partial r} + \mu \left[\left(\nabla^2 - \frac{1}{r^2} \right) V_r + \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial r} \operatorname{div} \mathbf{V} \right]; \\ \rho \left\{ V_z \frac{\partial V_\theta}{\partial z} + V_r \frac{\partial V_\theta}{\partial r} + \frac{V_r V_\theta}{r} \right\} &= \mu \left(\nabla^2 - \frac{1}{r^2} \right) V_\theta; \\ \rho C_V \left(V_z \frac{\partial T}{\partial z} + V_r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + p \operatorname{div} \mathbf{V} &= k \nabla^2 T + \phi_{visc}; \\ \phi_{visc} &= 2\mu \left\{ \left(\frac{\partial V_z}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial V_r}{\partial r} \right)^2 + \frac{V_r^2}{r^2} + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial V_\theta}{\partial z} \right)^2 + \right. \right. \\ &+ \left. \left(\frac{\partial V_r}{\partial z} + \frac{\partial V_z}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial V_\theta}{\partial r} - \frac{V_\theta}{r} \right)^2 \right] - \frac{1}{3} (\operatorname{div} \mathbf{V})^2 \right\}; \\ \operatorname{div} \mathbf{V} &= \frac{\partial V_z}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r V_r); \quad \nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \\ &+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}; \quad p = \frac{R}{M} \rho T. \end{aligned} \right\} \quad (4.8)$$

Здесь (z, r) — осевая и радиальная координаты; V_z, V_r, V_θ — компоненты скорости в осевом, радиальном и азимутальном направлениях; p, ρ, T — термодинамические переменные (давление, плотность, температура); вязкость μ , теплопроводность k и теплоемкость при постоянном объеме C_V принимают постоянными. Заметим, что в уравнениях движения влияние сжимаемости газа на вязкие напряжения учитывают с помощью слагаемого $(1/3) \operatorname{div} \mathbf{V}$ и что влиянием гравитационных сил пренебрегают. Член V_θ^2/r в радиальном уравнении движения и член $V_r V_\theta/r$ в азимутальном уравнении представляют собой соответственно центробежную силу и силу Кориолиса. Член $(p \operatorname{div} \mathbf{V})$ в уравнении энергии представляет собой обратимую работу сжатия или расширения газа, а член ϕ_{visc} — вязкую диссипацию энергии. Последнее уравнение выражает закон идеального газа, в котором M — молярная масса; R — универсальная газовая постоянная.

В отсутствие возмущений, источники которых рассмотрены в § 4.1, газ вращается как твердое тело (круговое движение), и решение системы уравнений (4.8) имеет вид:

$$\left. \begin{aligned} V_{\theta \text{ eq}} &= \Omega r; \quad V_{z \text{ eq}} = 0; \quad V_{r \text{ eq}} = 0; \\ p_{\text{eq}}/p_w &= p_{\text{eq}}/p_w = \exp \left\{ -A^2 \left[1 - \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right] \right\}, \quad T_{\text{eq}} = T_0. \end{aligned} \right\} \quad (4.9)$$

В соотношениях (4.9) Ω — угловая скорость ротора; индекс eq означает равновесное состояние; a — радиус ротора; T_0 — средняя температура; p_w и ρ_w — давление и плотность на стенке ротора соответственно. Безразмерная величина A определяется выражением

$$A^2 = M \Omega^2 a^2 / 2RT_0, \quad (4.10)$$

и представляет собой отношение окружной скорости Ωa к наиболее вероятной скорости молекул газа $\sqrt{2RT/M}$. Напомним, что скорость звука в газе равна $\sqrt{\gamma RT/M}$, где γ — отношение теплоемкости при постоянном давлении C_p к теплоемкости при постоянном объеме C_v . С учетом этого величина A связывается с числом Маха M на стенке ротора, где скорость газа равна Ωa , соотношением

$$A = M \sqrt{\gamma/2}. \quad (4.11)$$

При решении полной системы гидродинамических уравнений (4.8) точными математическими методами возникают большие трудности вследствие ее нелинейности. Поэтому большое число публикаций, начиная с 1960 г., связано с приближенными методами решения системы (4.8), которые могут быть подразделены на следующие три группы.

1. Метод разложения по собственным функциям. Этот метод использовали в начале 60-х годов. Противоток рассматривают как малое возмущение кругового движения и производят линеаризацию системы (4.8) классическим методом. Линеаризованную систему решают методом собственных функций: любую переменную функцию $f_i(r, z)$ представляют в виде произведения двух функций

$$f_i(r, z) = g_i(r) \exp(-\lambda z),$$

где $g_i(r)$ — радиальная часть возмущения; λ — общее собственное значение, которое должно быть определено. Собственные функции $g_i(r)$ удовлетворяют системе обыкновенных дифференциальных уравнений, которая (совместно с соответствующими граничными условиями) решается численно. Этот метод и основные результаты, полученные с его применением, рассмотрены в обзоре Оландера [4.8] и приведены в приложении к данной главе.

2. Метод пограничных слоев. Содержимое газовой центрифуги может быть уподоблено вращающейся атмосфере. В настоящее время вращающиеся газы являются объектом исследований новой отрасли науки — геофизической динамики жидкости. Математические методы, развитые в этой отрасли (в частности, метод сингулярного возмущения), можно распространить и для исследования циркуляционного течения в центрифуге. Первые публикации с таким подходом появились в начале 70-х годов. Исходными уравне-

ниями служат упомянутые выше линеаризованные уравнения, сингулярные по своей структуре. Метод их решения состоит в разбиении поля течения на ряд областей (пограничные слои около торцов и около боковой стенки, внутреннее ядро, углы и т. п.) и в определении течения в каждой из них. Окончательно все эти решения соединяются в единое целое хорошо известным методом согласования асимптотических разложений. Этот метод рассматривается в разд. 4.2.2.

3. Численные методы. Публикации, связанные с численной процедурой решения системы (4.8), начали появляться с 1975 г., но их количество все еще незначительно. Составление программы счета требует длительной работы исследователя, а выполнение расчетов — мощных ЭВМ и отнюдь не малого количества машинного времени. В итоге, однако, создание таких программ дает большие преимущества. Численным анализам течения посвящены разд. 4.2.3 и 4.2.4.

4.2.2. Линеаризация и решение методом согласования асимптотических разложений

Краткий обзор. Математическое исследование линеаризованных уравнений движения в роторе требует соответствующих граничных условий, определенных типом источника циркуляции и тепловыми условиями на стенке (например, стенка теплопроводящая или теплоизолированная). Ранние исследования движения быстро-вращающейся несжимаемой жидкости, изложенные в книге Гринспана [4.10], показали, что вращение порождает ряд новых областей пограничного слоя, схематически изображенных на рис. 4.5. Метод решения состоит в определении течения в каждой из шести областей и в корректном согласовании полученных решений. Главное различие между теорией, развитой в книге Гринспана, и ее приложением к центрифуге состоит в учете сжимаемости газа и очень сильного радиального изменения его плотности [4.11, 4.12].

Первые исследования термического возбуждения циркуляции были выполнены Барсилоном и Педловски [4.13], Хантером [4.14], Хомси и Хандсоном [4.15] на основе аппроксимации Буссинеска с использованием метода согласования асимптотических разложений. Однако сильная зависимость плотности от радиуса делает модель Буссинеска малоприменимой для центрифуги.

Миками [4.16], Сакураи и Мацуда [4.17], Накаяма и Усуи [4.18], Дюриво и Луве [4.19], Мацуда [4.20] исследовали горизонтальные и вертикальные пограничные слои в случае теплового возбуждения потока. Внешнее возбуждение противотока исследовалось Мацудой и др. [4.21] для малых значений входящих потоков, а Накаемой и Усуи [4.18] — для больших. Влияние тепловых граничных условий изучалось Мацудой и др. [4.22], Мацудой и Такедой [4.23] — для теплоизолированной боковой поверхности, Дюриво и др. [4.24] — для изотермической стенки, Мацудой и Хашимото [4.25, 4.26] — для теплоизолированных торцов.

Мацуда [4.11] дал обобщенную картину влияния на поток тепловых граничных условий на стенках.

Одно из общепринятых упрощающих предположений состоит в том, что толщину пограничного слоя на стенке ротора считают значительно меньше масштабов плотности газа во вращающемся роторе. Эта предпосылка неправомерна для высокоскоростных центрифуг ($A^2 > 20$). Накаяма и Усуи [4.18], Луве и Дюриво [4.27, 4.28], Ф. Х. Барк и Т. Х. Барк [4.29] сняли это ограничение и показали, что структура течения может существенно измениться.

Во всех работах, цитированных выше, предполагалось, что отношение длины цилиндра к диаметру не превосходит нескольких единиц. Полное исследование этого эффекта было выполнено Броуверсом [4.30]. Он предложил классификацию в соответствии с относительными величинами геометрических и других характерных размеров (масштаб пограничного слоя, масштаб плотности). В этой схеме определяются понятия цилиндра единичной длины, полубесконечного и бесконечного цилиндров.

Обзорные статьи по методу, излагаемому в этом разделе, опубликованы Ландалем [4.11], Луве [4.11] и Ретцем [4.37].

Линеаризованные уравнения движения. Для линеаризации уравнений движения, определяющих противоточное течение, рассматриваемое как малое возмущение квазитвердого изотермического вращения (4.9), введем, прежде всего, следующее масштабирование безразмерных переменных:

$$\left. \begin{aligned} V_z &= \Omega a \hat{\alpha} \hat{w}; & V_r &= \Omega a \hat{\alpha} \hat{u}; & V_\theta - \Omega r &= \Omega a \hat{\alpha} \hat{v}; \\ p &= p_{eq}(1 + \alpha \hat{p}); & \rho &= \rho_{eq}(1 + \alpha \hat{\rho}); & T &= T_0(1 + \alpha \hat{T}), \end{aligned} \right\} \quad (4.12)$$

где α — число Россби, являющееся мерой возмущения. Значения числа Россби, соответствующие различным источникам возбуждения циркуляции, определяются в следующем разделе. Изменим также координаты (r, z) , выбрав в качестве масштаба длины радиус ротора:

$$r = a\zeta; \quad z = a\eta. \quad (4.13)$$

Подставляя соотношения (4.12) и (4.13) в систему уравнений (4.8) и пренебрегая членами второго порядка малости по α , получаем следующую систему линеаризованных уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{div} \mathbf{q} + 2A^2 \zeta \hat{u} &= 0; \\ -2\hat{v} + \zeta \hat{T} + (2A^2)^{-1} \frac{\partial \hat{p}}{\partial \zeta} &= \\ &= (\epsilon/E_R) \left[\left(\nabla^2 - \frac{1}{\zeta^2} \right) \hat{u} + \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial \zeta} \operatorname{div} \mathbf{q} \right]; \\ 2\hat{u} &= (\epsilon/E_R) \left(\nabla^2 - \frac{1}{\zeta^2} \right) \hat{v}; \end{aligned} \right\}$$

$$\left. \begin{aligned}
 (2A^2)^{-1} \frac{\partial \hat{p}}{\partial \eta} &= (\varepsilon/E_R) \left(\nabla^2 \hat{w} + \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial \eta} \operatorname{div} \mathbf{q} \right); \\
 -4h\zeta \hat{u} &= (\varepsilon/E_R) \nabla^2 \hat{T}; \\
 \operatorname{div} \mathbf{q} &= \frac{1}{\zeta} \frac{\partial}{\partial \zeta} (\zeta \hat{u}) + \frac{\partial \hat{w}}{\partial \eta}; \quad \nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial \zeta^2} + \frac{1}{\zeta} \frac{\partial}{\partial \zeta} + \frac{\partial^2}{\partial \eta^2}; \\
 E_R &= \exp [-A^2 (1 - \zeta^2)]; \quad h = \frac{(\gamma - 1) \operatorname{Pr} A^2}{2\gamma}; \\
 \operatorname{Pr} &= \mu C_p / k; \quad \varepsilon = \mu / \rho_w \Omega a^2,
 \end{aligned} \right\} (4.14)$$

где ε — число Экмана для стенки; Pr — число Прандтля. Линеаризованные уравнения противоточного движения содержат три основных безразмерных критерия: A , ε и h , последний из которых иногда называют числом Бринкмана. Типичные значения этих трех критериев располагаются в следующих диапазонах: A^2 от 10 до 35, ε от 10^{-7} до 10^{-9} , h от 0,2 до 0,8.

Систему (4.14) при соответствующих граничных условиях нужно решать в области $0 \leq \zeta \leq 1$, $-H \leq \eta \leq H$, где $H = z_n / 2a$, начало z -координаты берется в срединной плоскости цилиндра.

Граничные условия. В схемах течения, рассмотренных в литературе, чаще всего учитывают три способа возбуждения циркуляции, достаточно просто поддающихся математическому описанию: тепловой, механический и внешний.

Тепловое возбуждение. Температуру газа на верхней и нижней крышках ротора принимают равной $T_0 - \nabla T_T(r)$ и $T_0 + \nabla T_B(r)$ соответственно, а на боковой стенке ротора задают распределение $T_w(z)$. Функции $\nabla T_T(r)$, $\nabla T_B(r)$ и $T_w(z)$ должны быть определены из детального анализа теплопередачи от источников и стоков тепла, внешних по отношению к ротору. Возможен другой подход, когда температура внешней поверхности крышек и боковой стенки ротора может быть измерена (например, инфракрасным пирометром). В этом случае температуру внутренних поверхностей и прилегающего к ним газа вычисляют с помощью несложного анализа теплопереноса. Предположим, например, что вдоль внешней поверхности ротора установилось распределение температуры $T_{we}(z)$. Если пренебречь теплопередачей вдоль оси, то при толщине стенки l и коэффициенте теплопроводности материала k_w граничное условие для газа на стенке ротора ($\xi = 1$) имеет вид:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial \xi} \right)_{\xi=1} = \left(\frac{k_w a}{kl} \right) [T_{we}(\eta) - T(1, \eta)].$$

В современных теоретических исследованиях принимают более простые граничные условия: предполагают температуру внутренней поверхности стенки заданной (см. рис. 4.3), что соответствует условию $k_w a / kl \gg 1$, или, в другом предельном случае, считают стенку полностью теплоизолированной, и тогда температурный градиент газа на границе со стенкой равен нулю.

Механическое возбуждение. Торцевые поверхности ротора вращаются с угловыми скоростями $\Omega + \Delta\Omega_T$ и $\Omega - \Delta\Omega_B$, мало отличающимися от угловой скорости стенки ротора Ω . Такое представление — очень грубое приближение для возбуждения, создаваемого отборником. При более строгом описании процесса обтекания отборника газом необходимо учитывать геометрию и положение отборника, трехмерность течения в этой зоне, наличие ударных волн.

Внешнее возбуждение. Источники и стоки располагают на крышках ротора и газ вводится в ротор и выводится из него через кольцевые щели. Профиль аксиальной скорости на торцах задается соответственно функциями $W_T(r)$ и $W_B(r)$. Радиальную и азимутальную компоненты скорости газа в системе координат, вращающейся вместе с ротором, принимают равными нулю. Такой вид граничных условий достаточно хорошо соответствует внешнему возбуждению (например, четырехполюсному противотоку), однако возбуждение потоками, упомянутое в § 4.1, может быть описано таким образом только в случае, когда поток питания вводится через торцы. Вариант с подачей питания в середину ротора в теоретических анализах еще не рассматривался.

Число Россби α определяют следующим образом:

тепловое возбуждение торцами

$$\alpha = \frac{1}{2T_0} (\Delta\bar{T}_T + \Delta\bar{T}_B);$$

тепловое возбуждение стенкой

$$\alpha = \frac{1}{2T_0} [T_w(\eta = -H) - T_w(\eta = +H)];$$

механическое возбуждение

$$\alpha = \frac{1}{2\Omega} (\Delta\Omega_T + \Delta\Omega_B);$$

внешнее возбуждение

$$\alpha = \frac{1}{2\Omega a} (|\bar{W}_T| + |\bar{W}_B|).$$

Черта означает усреднение по радиусу. Линейная теория справедлива только при очень малых значениях α ; точнее, следует сравнивать α с ε в различных областях течения [4.28]. Если $\alpha = 0$ ($\varepsilon^{1/3}$); то анализ течения в пограничном слое приводит к известным результатам линеаризованной теории для слоя Стюартсона. Более представительное решение может быть найдено при установлении связи между α и ε [4.31]. Во внутреннем ядре нелинейный член, описывающий тепловую конвекцию, не может быть опущен, если $\alpha \gg (\varepsilon/E_R)^{1/2}$, что существенно ограничивает область применимости линейной теории. Для получения обоснованных результатов, по крайней мере, в наиболее важной области течения (т. е. в слое Стюартсона) целесообразно ограничить применение линейной теории значениями $\alpha = 0$ ($\varepsilon^{1/3}$). В общем случае гранич-

ные условия записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} \zeta = 0: \quad \frac{\partial \hat{w}}{\partial \zeta} = 0, \quad \hat{u} = 0, \quad \hat{v} = 0, \quad \frac{\partial \hat{T}}{\partial \zeta} = 0 \quad \begin{array}{l} \text{(ось} \\ \text{ротора)} \end{array} \quad \begin{array}{l} \text{(симметрия отно-} \\ \text{сительно оси);} \end{array} \\ \\ \zeta = 1: \quad \hat{u} = 0, \quad \hat{v} = 0, \quad \hat{w} = 0 \quad \begin{array}{l} \text{(стенка ротора)} \end{array} \quad \left\{ \begin{array}{ll} \hat{T} = \Delta T_w(\eta) & \text{(теплопроводящая} \\ & \text{стенка);} \\ \frac{\partial \hat{T}}{\partial \zeta} = 0 & \text{(теплоизолирован-} \\ & \text{ная стенка);} \end{array} \right. \end{aligned} \quad (4.15)$$

$$\begin{aligned} \eta = +H: \quad \hat{u} = 0, \quad \hat{v} = \zeta \Delta \Omega_T, \quad \hat{w} = w_T(\zeta) \quad \begin{array}{l} \text{(верхняя} \\ \text{крышка)} \end{array} \quad \left\{ \begin{array}{ll} \hat{T} = \Delta T_T(\zeta) & \text{(теплопроводящая} \\ & \text{крышка);} \\ \frac{\partial \hat{T}}{\partial \eta} = 0 & \text{(теплоизолирован-} \\ & \text{ная крышка);} \end{array} \right. \\ \\ \eta = -H: \quad \hat{u} = 0, \quad \hat{v} = \zeta \Delta \Omega_B, \quad \hat{w} = w_B(\zeta) \quad \begin{array}{l} \text{(нижняя} \\ \text{крышка)} \end{array} \quad \left\{ \begin{array}{ll} \hat{T} = \Delta T_B \zeta & \text{(теплопроводящая} \\ & \text{крышка);} \\ \frac{\partial \hat{T}}{\partial \eta} = 0 & \text{(теплоизолированная} \\ & \text{крышка).} \end{array} \right. \end{aligned}$$

Результирующее течение, определяемое такими граничными условиями, может быть двух типов: симметричное и антисимметричное течение относительно срединной плоскости центрифуги. Определим функцию тока ψ уравнениями:

$$\frac{\partial \psi}{\partial \zeta} = \rho_{eq} \hat{w} \zeta; \quad \frac{\partial \psi}{\partial \eta} = \rho_{eq} \hat{u} \zeta. \quad (4.16)$$

Тогда для антисимметричного течения

$$\begin{aligned} \hat{v}(\zeta, \eta) &= -\hat{v}(\zeta, -\eta); \quad \hat{T}(\zeta, \eta) = \\ &= -\hat{T}(\zeta, -\eta); \quad \psi(\zeta, \eta) = \psi(\zeta, -\eta), \end{aligned}$$

для симметричного течения

$$\hat{v}(\zeta, \eta) = \hat{v}(\zeta, -\eta); \quad \hat{T}(\zeta, \eta) = \hat{T}(\zeta, -\eta); \quad \psi(\zeta, \eta) = -\psi(\zeta, -\eta).$$

Например, механическое возбуждение с помощью двух дисков, вращающихся с добавками к угловой скорости, противоположными по знаку $(\Omega - \Delta\Omega)$ и $(\Omega + \Delta\Omega)$, приводит к возникновению антисимметричного течения; если же оба диска вращаются с одинаковой скоростью $(\Omega - \Delta\Omega)$, течение симметрично. Общее течение можно представить как суперпозицию антисимметричного и симметричного течений. Так, если вращается только один диск со скоростью $(\Omega - \Delta\Omega)$, решение может быть найдено в виде полу-

суммы антисимметричного потока, возбуждаемого двумя дисками, вращающимися со скоростями $(\Omega - \Delta\Omega)$ и $(\Omega + \Delta\Omega)$, и симметричного потока, когда оба диска вращаются со скоростью $(\Omega - \Delta\Omega)$.

Метод решения. В системе (4.14) число Экмана ε оказывается сингулярным параметром. Если в центрифуге масштаб плотности сравним с масштабом пограничного слоя вдоль стенки, а число Бринкмана h не мало по сравнению с единицей, то приближенное однородное решение можно найти методом согласования асимптотических разложений. В этом случае три величины: $2A^2\varepsilon^{1/4}$, $2A^2\varepsilon^{1/3}$ и h , появляющиеся в уравнениях, имеют значения порядка единицы и не могут быть опущены.

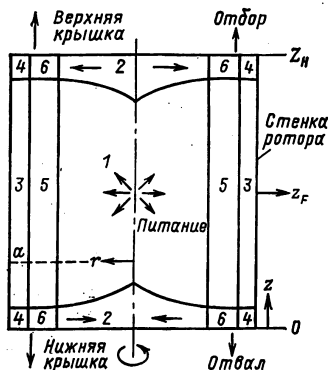
Для каждого пограничного слоя производится преобразование координат, которое расширяет исследуемую область и преобразует сингулярную систему уравнений в регулярную. Эту процедуру следует производить совместно с детальным анализом порядка всех физических величин, чтобы выбор масштаба для каждой из них был выполнен корректно. Результаты такого анализа, проведенного к настоящему времени весьма тщательно, приведены в табл. 4.2, где нумерация различных зон течения соответствует обозначениям на рис. 4.5.

Анализ гидродинамики центрифуги существенно упрощают два принятых выше допущения: 1) вследствие принципа суперпозиции (см. § 4.1) каждый тип возбуждения может быть исследован отдельно; 2) общий поток можно разделить на симметричную и антисимметричную части и каждую из них рассмотреть независимо.

Для иллюстрации этих положений рассмотрим два варианта. Вариант I — чисто тепловое возбуждение потока, когда одна крышка нагревается $(+\Delta T)$, другая охлаждается $(-\Delta T)$, а температура стенки соединяет их по линейному закону (см. рис. 4.3, в). Это течение антисимметрично и слой Стюартсона $\varepsilon^{1/4}$ (рис. 4.5), зона 5 отсутствует. В общем случае этот слой очень важен, так как он обеспечивает непрерывность перехода азимутальной скорости от ядра к стенке и может оказывать влияние на $\varepsilon^{1/3}$ -слой. Именно поэтому рассматривают вариант возбуждения (II), в котором выявляется роль $\varepsilon^{1/4}$ -слоя Стюартсона. В этом варианте анализируют симметричное течение с механическим возбуждением: обе крышки вращаются со скоростью $(\Omega - \Delta\Omega)$, несколько меньшей скорости стенки ротора, что аналогично вращению стенки со скоростью $+\Delta\Omega$ относительно крышек.

Рис. 4.5. Пограничные слои в центрифуге:

1 — внутреннее ядро; 2 — $\varepsilon^{1/2}$ -слой Экмана; 3 — $\varepsilon^{1/3}$ -слой Стюартсона; 4 — переходный слой Экмана $\varepsilon^{1/3}\chi\varepsilon^{1/2}$; 5 — $\varepsilon^{1/4}$ -слой Стюартсона; 6 — переходный слой Экмана $\varepsilon^{1/4}\chi\varepsilon^{1/2}$



Граничные условия для вариантов имеют следующий вид:
 I. *Тепловое возбуждение* (число Россби $\alpha = \Delta T/T_0$):

$$\left. \begin{aligned} \text{верхняя крышка: } \eta = +H, \hat{T} = -1, \hat{u} = \hat{v} = \hat{w} = 0; \\ \text{нижняя крышка: } \eta = -H, \hat{T} = +1, \hat{u} = \hat{v} = \hat{w} = 0; \\ \text{стенка ротора: } \zeta = 1, T = -\eta/H, \hat{u} = \hat{v} = \hat{w} = 0; \\ \text{ось ротора: } \zeta = 0, \hat{u} = \hat{v} = 0, \partial \hat{T} / \partial \zeta = \partial \hat{w} / \partial \zeta = 0. \end{aligned} \right\} \quad (4.17)$$

II. *Механическое возбуждение* (число Россби $\alpha = \Delta \Omega / \Omega$):

$$\left. \begin{aligned} \text{верхняя и нижняя крышки: } \eta = \pm H, \hat{u} = \hat{v} = \hat{w} = \hat{T} = 0, \\ \text{стенка ротора: } \zeta = 1, \hat{v} = 1, \hat{u} = \hat{w} = \hat{T} = 0; \\ \text{ось ротора: } \zeta = 0, \hat{u} = \hat{v} = 0, \partial \hat{T} / \partial \zeta = \partial \hat{w} / \partial \zeta = 0. \end{aligned} \right\} \quad (4.18)$$

Для варианта I необходимо рассматривать зоны 1—4 на рис. 4.5 и в табл. 4.2. Вариант II требует анализа зон 5 и 6.

Таблица 4.2. Преобразование переменных и порядок характеристик потока в шести зонах центрифуги

Зона течения (см. рис. 4.5)	Изменение радиальной координаты ζ	Изменение осевой координаты η	Порядок величины					
			\hat{w}	\hat{u}	\hat{v}	$\hat{\psi}$	\hat{p}	\hat{T}
1. Внутреннее ядро	Не изменена	Не изменена	$\epsilon^{1/2}$	ϵ	1	$\epsilon^{1/2}$	1	1
2. Торцевой $\epsilon^{1/2}$ - слой	То же	$y = \epsilon^{-1/2} (H \pm \eta)$	$\epsilon^{1/2}$	1	1	$\epsilon^{1/2}$	1	1
3. Пристеночный $\epsilon^{1/3}$ - слой	$x_3 = \epsilon^{-1/3} (1 - \zeta)$	Не изменена	1	$\epsilon^{1/3}$	1	$\epsilon^{1/3}$	1	1
4. Переходный $\epsilon^{1/3}$ - слой Экмана	$x_3 = \epsilon^{-1/3} (1 - \zeta)$	$y = \epsilon^{-1/2} (H \pm \eta)$	$\epsilon^{1/6}$	1	1	$\epsilon^{1/2}$	1	1
5. Пристеночный $\epsilon^{1/4}$ - слой	$x_4 = \epsilon^{-1/4} (1 - \zeta)$	Не изменена	$\epsilon^{1/4}$	$\epsilon^{1/2}$	1	$\epsilon^{1/2}$	1	1
6. Переходный $\epsilon^{1/4}$ - слой Экмана	$x_4 = \epsilon^{-1/4} (1 - \zeta)$	$y = \epsilon^{-1/2} (H \pm \eta)$	$\epsilon^{1/4}$	1	1	$\epsilon^{1/2}$	1	1

Внутреннее ядро 1. Используется следующее преобразование переменных:

$$\hat{u} = \epsilon u_c; \quad \hat{v} = v_c; \quad \hat{w} = \epsilon^{1/2} w_c; \quad \hat{p} = 2A^2 p_c; \quad \hat{T} = T_c.$$

Определяющие уравнения для течения во внутреннем ядре:

$$\left. \begin{aligned} \partial w_c / \partial \eta &= 0; \\ -2v_c + h\zeta T_c + \partial p_c / \partial \zeta &= 0; \\ 2u_c &= \frac{1}{E_R} (\nabla^2 - 1/\zeta^2) v_c; \\ \frac{\partial p_c}{\partial \eta} &= 0; \\ -4\zeta u_c &= \frac{1}{E_R} \nabla^2 T_c. \end{aligned} \right\} \quad (4.19)$$

Из первого уравнения следует, что осевая скорость w_c в ядре зависит только от радиальной координаты ζ :

$$w_c = w_c(\zeta).$$

Функция $w_c(\zeta)$ будет определена позднее при согласовании с внешней границей слоя Экмана. Второе и четвертое уравнения дают:

$$-2v_c + h\zeta T_c = f(\zeta),$$

где $f(\zeta) = -dp_c/d\zeta$.

В связи с антисимметрией задачи замена η на $-\eta$ приводит к изменению v_c и T_c на $-v_c$ и $-T_c$; $dp_c/d\zeta = 0$, так что азимутальная скорость и температура связываются соотношением «теплого ветра»

$$v_c = 1/2h\zeta T_c. \quad (4.20)$$

Исключая u_c из третьего и пятого уравнений и используя соотношение теплового ветра, получаем уравнение для температуры:

$$(1 + h\zeta^2) \left(\frac{\partial^2}{\partial \zeta^2} + \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} \right) T_c + \frac{1 + 3h\zeta^2}{\zeta} \frac{\partial T_c}{\partial \zeta} = 0. \quad (4.21)$$

Температуры на аксиальной поверхности слоя Стюартсона и на внешних границах слоев Экмана дают граничные условия для T_c , необходимые для решения уравнения (4.21). Для малых h уравнение (4.21) было решено Сакураи и Мацудой [4.17]. Для h порядка 1 это уравнение было решено Дюриво и др. [4.21] численным методом с учетом нелинейного конвективного члена.

Слой Экмана 2. Преобразование переменных, соответствующее слоям Экмана на крышках, имеет вид:

$$\begin{aligned} \hat{u} &= u_E; \quad \hat{v} = v_E; \quad \bar{w} = \epsilon^{1/2} w_E; \\ \hat{T} &= hT_E; \quad \hat{p} = 2A^2 q_E; \quad y = \epsilon^{-1/2} (H \mp \eta). \end{aligned}$$

В последнем соотношении знак минус соответствует верхней крышке, а плюс — нижней. Учитывая антисимметричный характер течения, определим решение только для верхней крышки ротора, решение для нижней крышки после этого получить нетрудно. Течение в слое Экмана определяют уравнения:

$$\left. \begin{aligned} 1/\zeta \frac{\partial}{\partial \zeta} (\zeta u_E) - \frac{\partial w_E}{\partial y} + 2A^2 \zeta u_E &= 0; \\ -2v_E + h\zeta T_E &= \frac{1}{E_R} \frac{\partial^2 u_E}{\partial y^2} - \frac{\partial p_E}{\partial \zeta}; \\ 2u_E &= \frac{1}{E_R} \frac{\partial^2 v_E}{\partial y^2}; \\ \frac{\partial p_E}{\partial y} &= 0; \\ -4\zeta u_E &= \frac{1}{E_R} \frac{\partial^2 T_E}{\partial y^2}. \end{aligned} \right\} \quad (4.22)$$

Исключая v_E , T_E и p_E из четырех последних уравнений, получаем для u_E дифференциальное уравнение четвертого порядка в частных производных:

$$\partial^4 u_E / \partial y^4 + 4\sigma^4 u_E = 0, \quad (4.23)$$

где

$$\sigma^4 = E_R^2 (1 + h\zeta^2). \quad (4.24)$$

Принимая во внимание условие на торце $y=0$, $u_E=0$ и ограниченность u_E при $y \rightarrow \infty$, решение (4.23) можно записать в виде:

$$u_E = \lambda(\zeta) \exp(-\sigma y) \sin \sigma y, \quad (4.25)$$

где $\lambda(\zeta)$ — функция от ζ , определяемая позднее. Решения для v_E и T_E находятся из третьего и пятого уравнений системы (4.22) с учетом граничных условий на крышке:

$$v_E = \frac{E_R \lambda(\zeta)}{\sigma^2} [\exp(-\sigma y) \cos \sigma y - 1]; \quad (4.26)$$

$$T_E = -\frac{1}{h} + \frac{4\zeta E_R \lambda(\zeta)}{2\sigma^2} [1 - \exp(-\sigma y) \cos \sigma y]. \quad (4.27)$$

Решение для w_E находится из уравнения непрерывности. Утомительные, но несложные вычисления дают:

$$\begin{aligned} w_E = & \left[\lambda' + \lambda \frac{1 + 2A^2 \zeta^2}{\zeta} \right] \left(-\frac{1}{2\sigma} \right) \exp(-\sigma y) (\cos \sigma y + \sin \sigma y) + \\ & + \frac{\lambda \sigma'}{2\sigma^2} [2\sigma y \exp(-\sigma y) \sin \sigma y + \exp(-\sigma y) (\cos \sigma y + \sin \sigma y)] + \\ & + \frac{1}{2\sigma} \left(\lambda' + \lambda \frac{1 + 2A^2 \zeta^2}{\zeta} \right) - \frac{\lambda \sigma'}{2\sigma^2}, \end{aligned} \quad (4.28)$$

где штрих означает производную по ζ . Функция $\lambda(\zeta)$ определяется при использовании второго уравнения системы (4.22):

$$-2v_E + h\zeta T_E - \frac{1}{E_R} \frac{\partial^2 u_E}{\partial y^2} = -\frac{dp_E}{d\zeta}.$$

Правая часть является функцией только ζ (см. четвертое уравнение системы) и вследствие антисимметрии должна быть равна нулю:

$$-2v_E + h\zeta T_E - \frac{1}{E_R} \frac{\partial^2 u_E}{\partial y^2} = 0. \quad (4.29)$$

Подставляя v_E , T_E и u_E из решений, найденных выше, получаем:

$$\lambda(\zeta) = \frac{\zeta}{2(1 + h\zeta^2)^{1/2}}. \quad (4.30)$$

Выражения (4.25) — (4.28), (4.30) полностью определяют решение в слое Экмана. Внешняя граница слоя Экмана получается при $y \rightarrow \infty$:

$$w_E(y \rightarrow \infty) = \frac{1}{4E_R^{1/2} (1 + h\zeta^2)^{3/4}} \left(A^2 \zeta^2 + \frac{1}{2} + \frac{3}{2(1 + h\zeta^2)} \right). \quad (4.31)$$

В результате получаем профиль осевой скорости во внутреннем ядре $w_c(\xi) = w_E(\xi, y \rightarrow \infty)$ и граничное условие для T_E в уравнении (4.21):

$$T_c(\eta = +H, \xi) = -1/(1 + h\xi^2).$$

Соотношение (4.31) иногда называют *условием совместимости Экмана* или *всасыванием Экмана*.

Слой $\varepsilon^{1/3}$ Стюартсона 3. Преобразование переменных:

$$\begin{aligned}\hat{u} &= \varepsilon^{1/3} u_3; \quad \hat{v} = v_3; \quad \hat{w} = w_3; \\ \hat{p} &= \beta_3 p_3; \quad \hat{T} = h T_3; \quad \beta_3 = 2 A^2 \varepsilon^{1/3}; \\ x_3 &= \varepsilon^{-1/3} (1 - \xi).\end{aligned}$$

Определяющие уравнения имеют вид:

$$\left. \begin{aligned}\partial w_3 / \partial \eta - \partial u_3 / \partial x_3 + \beta_3 u_3 &= 0; \quad -2v_3 + h T_3 - \partial p_3 / \partial x_3 = 0; \\ 2u_3 &= \exp(\beta_3 x_3) \partial^2 v_3 / \partial x_3^2; \quad \partial p_3 / \partial \eta = \exp(\beta_3 x_3) \partial^2 w_3 / \partial x_3^2; \\ -4u_3 &= \exp(\beta_3 x_3) \partial^2 T_3 / \partial x_3^2.\end{aligned}\right\} \quad (4.32)$$

Из уравнения непрерывности определяем функцию тока ψ_3 :

$$\partial \psi_3 / \partial x_3 = \exp(-\beta_3 x_3) w_3; \quad \partial \psi_3 / \partial \eta = \exp(-\beta_3 x_3) u_3. \quad (4.33)$$

Стандартные вычисления дают для ψ_3 :

$$\frac{\partial^3}{\partial x_3^3} \exp(\beta_3 x_3) \frac{\partial^2}{\partial x_3^2} \exp(\beta_3 x_3) \frac{\partial \psi_3}{\partial x_3} + 4(1 + h) \frac{\partial^2 \psi_3}{\partial \eta^2} = 0. \quad (4.34)$$

Это уравнение в частных производных шестого порядка при очень малых β_3 принимает простую форму:

$$\partial^6 \psi_3 / \partial x_3^6 + 4(1 + h) \partial^2 \psi_3 / \partial \eta^2 = 0,$$

в которой оно исследовалось многими авторами. Однако мы не будем делать этого упрощения.

Дифференциальное уравнение в частных производных (4.34) следует решать совместно с граничными условиями на боковой стенке $x_3 = 0$: $u_3 = 0$, $v_3 = 0$, $w_3 = 0$, $h T_3 = -\eta/H$ и граничными условиями для всех физических величин при $x_3 \rightarrow \infty$. Решение будем искать классическим методом собственных функций:

$$\psi_3 = \sum_{n=1}^{\infty} A_n f_n(x_3) \sin \left[\frac{n\pi}{2H} (\eta - H) \right], \quad (4.35)$$

где собственные функции $f_n(x_3)$ удовлетворяют линейному дифференциальному уравнению шестого порядка:

$$\frac{d^3}{dx_3^3} \exp(\beta_3 x_3) \frac{d^2}{dx_3^2} \exp(\beta_3 x_3) \frac{df_n}{dx_3} - 4(1 + h) \left(\frac{n\pi}{2H} \right)^2 f_n = 0 \quad (4.36)$$

с двухточечными граничными условиями при $x_3=0$ и $x_3 \rightarrow \infty$. Ф. Х. Барк и Т. Х. Барк [4.29] исследовали некоторые предельные свойства уравнения (4.36) и интегрировали его численным методом. Дюриво и Луве [4.27] отметили, что преобразование координат $t = \exp(-\beta_3 x_3)$ переводит область интегрирования к интервалу $[0, 1]$, и перешли к численному интегрированию с этой новой переменной. Если собственные функции вычислены, коэффициенты A_n определяют при удовлетворении граничным условиям для температуры:

$$A_n = \frac{1+h}{h} \frac{n\pi}{4} [f_n^{IV}(0) + 4\beta_3 f_n'''(0) + 5\beta_3^2 f_n''(0)] \int_{-1}^{+1} \left(\frac{\eta}{H}\right) \cos\left[\frac{n\pi}{2H}\left(\frac{\eta}{H} - 1\right)\right] d\left(\frac{\eta}{H}\right).$$

Величины v_3 и T_3 определяют с помощью третьего и пятого уравнений системы (4.32). Отметим, что для антисимметричной задачи в сумме (4.35) принимают во внимание только нечетные значения.

Переходный $\epsilon^{1/3}$ -слой Экмана 4. Поток массы в $\epsilon^{1/3}$ -слое Стюартсона имеет порядок $\epsilon^{1/3}$; а поток, прокачиваемый в слое Экмана, — порядок $\epsilon^{1/2}$. Поэтому поток в слое Стюартсона, замыкающий циркуляцию в направлении сверху вниз, намного больше потока, текущего в обратном направлении от нижнего слоя Экмана к верхнему слою. Для установления точного баланса массовых потоков в сечении центрифуги необходимо получить решение следующего, более высокого порядка для слоя Стюартсона, что требует анализа решения для $\epsilon^{1/3}$ -слоя Экмана. Это обстоятельство обсуждалось Хантером [4.14] и Хомси и Хандсоном [4.15] для течения Буссинеска. Предложенный метод был распространен на сжимаемые газы Луве и Дюриво [4.28], которые показали, что решение для $\epsilon^{1/3}$ -слоя Экмана совместно с решением второго порядка в $\epsilon^{1/3}$ -слое обеспечивает замыкающий поток посредством небольшого (практически менее 10%) возмущения поля скоростей, полученного при решении первого порядка в $\epsilon^{1/3}$ -слое Стюартсона. Поэтому здесь решение для потока в области $\epsilon^{1/3} \times \epsilon^{1/2}$ не рассматривается.

$\epsilon^{1/4}$ -слой Стюартсона 5. Второй пример касается механического возбуждения, создаваемого стенкой ротора, которая вращается с угловой скоростью, слегка отличающейся от скорости крышек [см. граничные условия (4.18)]. Эти условия вызывают симметричное течение, которое имеет $\epsilon^{1/4}$ -слой Стюартсона в дополнение ко всем другим областям течения, рассмотренным выше. Преобразование переменных имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}\hat{u} &= \epsilon^{1/2} u_4; \quad \hat{v} = v_4; \quad \hat{w} = \epsilon^{1/4} w_4; \\ \hat{T} &= h T_4; \quad \hat{p} = \beta_4 (1+h) p_4; \quad \beta_4 = 2A^2 \epsilon^{1/4}; \\ x_4 &= \epsilon^{-1/4} (1 - \zeta).\end{aligned}$$

Определяющие уравнения имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} -\frac{\partial u_4}{\partial x_4} + \frac{\partial w_4}{\partial \eta} + \beta_4 u_4 &= 0; \\ -2v_4 + hT_4 - (1+h) \frac{\partial p_4}{\partial x_4} &= 0, \quad 2u_4 = \exp(\beta_4 x_4) \frac{\partial^2 v_4}{\partial x_4^2}; \\ \frac{\partial p_4}{\partial \eta} &= 0, \quad -4u_4 = \exp(\beta_4 x_4) \frac{\partial^2 T_4'}{\partial x_4^2}. \end{aligned} \right\} \quad (4.37)$$

Из третьего и пятого уравнений имеем:

$$\frac{\partial^2}{\partial x_4^2} (T_4 + 2v_4) = 0.$$

Комбинация $T_4 + 2v_4$ должна быть постоянной, так как члены, пропорциональные x_4 , при интегрировании исключаются из-за ограниченности всех величин при $x_4 \rightarrow \infty$. Из четвертого и второго уравнений заключаем, что переменные v_4 и T_4 зависят только от x_4 . Если положить

$$f(x_4) = -dp_4/dx_4,$$

то последовательное решение системы уравнений (4.37) дает:

$$\left. \begin{aligned} v_4 &= 1/2 f(x_4); \quad T_4 = -f(x_4); \\ u_4 &= 1/4 \exp(\beta_4 x_4) f''(x_4); \\ w_4 &= 1/4 \eta \exp(\beta_4 x_4) f'''(x_4). \end{aligned} \right\} \quad (4.38)$$

Функция $f(x_4)$ определяется при согласовании с решением для $\epsilon^{1/4}$ -слоя Экмана.

Переходный $\epsilon^{1/4}$ -слой Экмана 6. Преобразование переменных:

$$\begin{aligned} \hat{u} &= u_{E4}; \quad \hat{v} = v_{E4}; \quad \hat{w} = \epsilon^{1/4} w_{E4}; \\ \hat{p} &= \beta_4 (1+h) p_{E4}; \quad \hat{T} = h T_{E4}; \\ x_4 &= \epsilon^{-1/4} (1 - \zeta); \quad y = \epsilon^{-1/2} (H \pm \eta). \end{aligned}$$

Определяющие уравнения имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u_{E4}}{\partial x_4} + \frac{\partial w_{E4}}{\partial y} - \beta_4 u_{E4} &= 0; \\ -2v_{E4} + hT_{E4} - (1+h) \frac{\partial p_{E4}}{\partial x_4} &= \exp(\beta_4 x_4) \frac{\partial^2 u_{E4}}{\partial y^2}; \\ 2u_{E4} &= \exp(\beta_4 x_4) \frac{\partial^2 v_{E4}}{\partial y^2}; \\ \partial p_{E4} / \partial y &= 0; \\ -4u_{E4} &= \exp(\beta_4 x_4) \frac{\partial^2 T_{E4}}{\partial y^2}. \end{aligned} \right\} \quad (4.39)$$

Стандартное исключение переменных приводит к дифференциальному уравнению четвертого порядка в частных производных для u_{E4} :

$$\frac{\partial^4 u_{E4}}{\partial y^4} + 4\sigma_1^4 u_{E4} = 0; \quad \sigma_1^4 = (1+h) \exp(-2\beta_4 x_4). \quad (4.40)$$

совершенно аналогичному уравнению, найденному для слоя Экмана. Остальные вычисления также полностью аналогичны; в результате

$$\left. \begin{aligned} u_{E4} &= \Lambda^\pm(x_4) \exp(-\sigma_1 y) \sin \sigma_1 y; \\ v_{E4} &= \Lambda^\pm(x_4) (1+h)^{-1/2} (\exp(-\sigma_1 y) (\cos \sigma_1 y - 1)); \\ w_{E4} &= (\beta_4 \Lambda^\pm - \Lambda^{\pm'}) \left(-\frac{1}{2\sigma_1}\right) \exp(-\sigma_1 y) (\cos \sigma_1 y + \sin \sigma_1 y) - \\ &\quad - \Lambda^\pm \sigma_1 \left[\frac{1}{\sigma_1} y \exp(-\sigma_1 y) \sin \sigma_1 y + \frac{1}{2\sigma_1^2} \exp(-\sigma_1 y) \times \right. \\ &\quad \left. \times (\cos \sigma_1 y + \sin \sigma_1 y)\right] + (\beta_4 \Lambda^\pm - \Lambda^{\pm'}) \frac{1}{2\sigma_1} + \Lambda^\pm \frac{\sigma_1'}{2\sigma_1^2}, \end{aligned} \right\} \quad (4.41)$$

где Λ^\pm — две функции от x_4 , соответствующие верхней и нижней крышкам и подлежащие определению, а штрих означает дифференцирование по x_4 .

Согласование $\varepsilon^{1/4}$ -слоя с $\varepsilon^{1/4} \times \varepsilon^{1/2}$ -слоем дает:

$$\begin{aligned} v_4(\eta = +H) &= v_{E4}^+(y \rightarrow \infty); \\ v_4(\eta = -H) &= v_{E4}^-(y \rightarrow \infty); \\ w_4(\eta = \pm H) &= w_{E4}^\pm(y \rightarrow \infty), \end{aligned}$$

согласование азимутальных скоростей

$$\Lambda^+ + \Lambda^- = -\frac{1}{2} (1+h)^{1/2} f(x_4).$$

Согласование осевой скорости приводит к дифференциальному уравнению второго порядка для $f(x_4)$:

$$f'' - \frac{(1+h)^{1/4}}{H} \exp(-1/2\beta_4 x_4) f = 0. \quad (4.42)$$

с учетом граничных условий $x_4=0$: $f=2$; $x_4 \rightarrow \infty$; f ограничена.

Точное интегрирование уравнения (4.42), выполненное в работе [4.29], дает:

$$f = c_1 I_0 \left[\frac{4\chi}{\beta_4} \exp\left(-\frac{1}{4\beta_4 x_4}\right) \right] + c_2 K_0 \left[\frac{4\chi}{\beta_4} \exp\left(-\frac{1}{4\beta_4 x_4}\right) \right], \quad (4.43)$$

где $\chi = (1+h)^{1/8} H^{1/2}$; c_1 и c_2 — постоянные; I_0 и K_0 — модифицированные функции Бесселя первого и второго рода. Уравнение (4.42) может быть также проинтегрировано численными методами [4.28].

4.2.3. Численный анализ течения

Для численного решения гидродинамической задачи в центрифуге опубликованы три программы, основанные на исходной системе (4.8). Характеристики этих программ приведены в табл. 4.3.

Таблица 4.3. Вычислительные программы для гидродинамики газовой центрифуги

	Каи [4.11, 4.33, 4.34]	Ляхарг и Суббарамайер [4.11, 4.32]	Лопез [4.11, 4.12]
Математическая модель Численный метод	Нелинейная система (4.8) плюс (4.46) Конечные разности Явная схема	Нелинейная система (4.8) плюс (4.46) Прямоугольные конечные элементы Явная схема	Линейные уравнения (4.14) Конечные разности Итеративная схема с верхней релаксацией Обход излишних ячеек
Число ячеек и время счета одного варианта	Модифицированный метод Ньютона для нелинейного случая 5 мин при 21×41 ячейках (IBM 195)	Метод Ньютона для нелинейного случая 6 мин при 20×31 ячейках (IBM 360/91)	3000 итераций 50×60 ячеек

Численные методы обладают двойным преимуществом:

1. Они дают возможность моделировать реальную центрифугу со всеми типами возбуждения и учитывать сложную внутреннюю геометрию, например диафрагмы с отверстиями, детали ввода питания и отбора. Получаемые результаты очень полезны для физического понимания детальной структуры течения и источников его возбуждения.

2. Они позволяют осуществить оптимизацию центрифуги, когда ее геометрия (высота и диаметр) и скорость (Ω или A^2) зафиксированы. Газосодержание центрифуги, коэффициент деления потока и концентрация питания являются входными параметрами программы, а регулируемые параметры, вариацией которых осуществляется оптимизация, перечислены в § 4.3.

Программа вначале решает гидродинамическую задачу, а затем использует полученные результаты для решения уравнения конвективной диффузии. В завершение расчетов вычисляется раздельная мощность δU .

Каи [4.33] использовал свою программу для оценки значимости конвективных членов в системе уравнений (4.8) и тем самым определил условия, при которых применимы линеаризованные уравнения движения. Эти три программы были использованы для исследования стандартных случаев и полученные результаты изложены в статьях, цитируемых в табл. 4.3.

Для проверки точности численных расчетов было выполнено сравнение численных результатов для хорошо разработанного базового варианта с результатами, полученными методом согласования асимптотических разложений при следующих значениях параметров:

Высота центрифуги, мм	606
Радиус, мм	73,5
Скорость на периферии, $\text{м} \cdot \text{с}^{-1}$	400
Давление газа на стенке, мм рт. ст.	100
Средняя температура, К	308

Противоток создается термическим возбуждением от стенок (антисимметричное течение), определяемым следующими граничными условиями для температуры:

Температура нагретой крышки, К	318
Температура холодной крышки, К	298
На стенке ротора — линейный температурный профиль.	

Результаты, полученные методом асимптотического согласования, описаны Дюриво и Луве [4.19], а численные результаты — Лахаргом и Суббарамайером [4.32]. Совпадение — лучше чем 1 %. Две диаграммы с результатами этих работ представлены на рис. 4.6 и 4.7 и иллюстрируют явления, происходящие в слоях Экмана и Стюартсона. На рис. 4.6 показана зависимость радиальной компоненты скорости от осевой координаты вблизи одной из крышек для различных значений радиальной координаты.

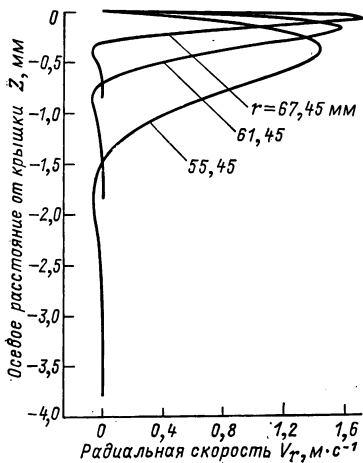


Рис. 4.6. Осевой профиль радиальной скорости [4.19]

центрифуги, где скорость имеет один знак, т. е. поток направлен в одну сторону — от горячей крышки к холодной, и область вбли-

Радiallyное движение газа внутри центрифуги происходит главным образом в слоях Экмана, что можно видеть по значительной величине максимума радиальной скорости ($1,6 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$). На рис. 4.7 приведен радиальный профиль осевой компоненты скорости вдали от крышек. Различаются две зоны: ядро

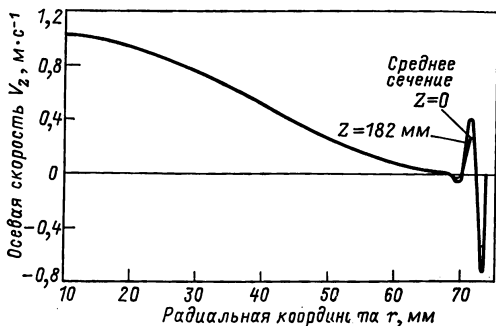


Рис. 4.7. Радиальный профиль осевой скорости [4.19]

зи боковой стенки, где имеется один слой положительной скорости и один слой — отрицательной. Последний результат показывает очень важное свойство рециркуляции в слое Стюартсона: рециркуляционный поток значительно больше (порядка $\varepsilon^{1/3}$) потока в ядре (порядка $\varepsilon^{1/2}$).

4.2.4. Результаты

Главной гидродинамической величиной, влияющей на разделение через уравнение диффузии, является поле осевой плотности тока ρV_z . Сопоставим некоторые результаты расчетов этого поля, полученные численными и аналитическими методами.

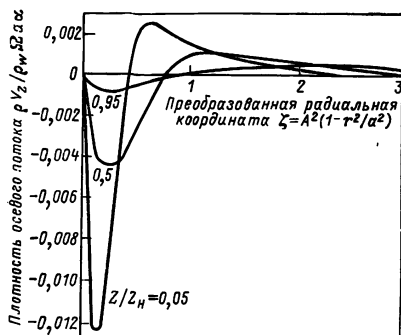


Рис. 4.8. Радиальный профиль плотности осевого потока при возбуждении отборником

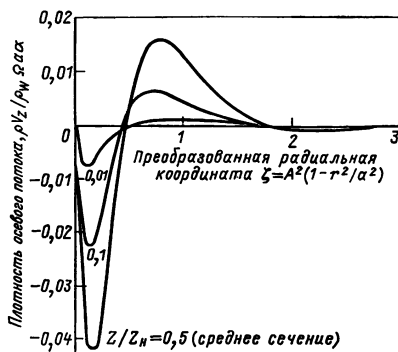


Рис. 4.9. Радиальный профиль плотности осевого потока при тепловом возбуждении стенками

Рисунки 4.8—4.11 относятся к центрифуге со следующими параметрами:

Высота, см	250
Радиус, см	25
Окружная скорость, м·с ⁻¹	600
Давление на стенке, мм рт. ст.	100
Средняя температура, К	320

Рассмотрим три типа возбуждения. Численные расчеты выполнены по программе Лахарга. Результаты, представленные на рис. 4.8, относятся к возбуждению циркуляции отборником, который моделируется диском того же радиуса, что и ротор, вращающимся с угловой скоростью $\Omega - \delta\Omega$, несколько меньшей скорости ротора Ω . Изображены графики относительной плотности тока $\rho V_z / \rho_\infty \Omega a$, где a — число Россби $\Delta\Omega / \Omega$, в зависимости от растянутой радиальной координаты $\zeta = A^2(1 - r^2/a^2)$ для различных сечений по высоте ротора. Использование растянутой радиальной координаты ζ позволяет показать слой Стюартсона вблизи стенки в более крупном масштабе. Отметим, что $\zeta = 0$ соответ-

вует стенке, а $\zeta = A^2$ — оси. Плотность тока ρV_z становится пренебрежимо малой на расстоянии в несколько единиц ζ от стенки. Из графика видно, что циркуляционное течение реализуется в одном слое нисходящего потока и в одном слое — восходящего. На рис. 4.9 представлены результаты для термического возбуждения стенками. Профили в верхней половине ротора такие же, как на рис. 4.8, для тех же расстояний от средней плоскости. Форма рас-

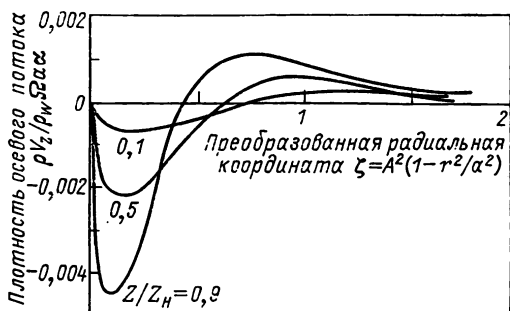


Рис. 4.10. Радиальный профиль плотности осевого потока при тепловом возбуждении крышками

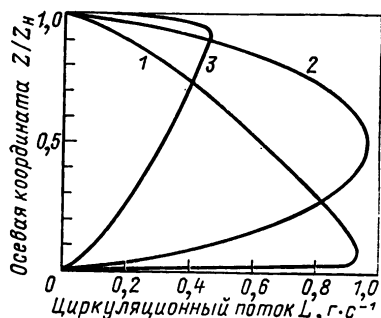


Рис. 4.11. Изменение циркуляционного потока вдоль оси:
1 — возбуждение отборником; 2 — тепловое возбуждение стенками; 3 — тепловое возбуждение верхней крышкой

пределения приблизительно одинакова для всех положений вдоль оси; это означает, что плотность тока для этого типа возбуждения может быть представлена в виде

$$\rho V_z = \lambda_w f_w(\zeta) g_w(Z/Z_H),$$

где $f_w(\xi)$ — функция радиальной формы; $g_w(Z/Z_H)$ — осевое затухание амплитуды, а λ_w — постоянная. На рис. 4.10 показан профиль осевой плотности тока для различных положений вдоль оси в случае теплового возбуждения крышками ротора. Граничные условия для температуры, ответственные за этот тип противотока, изображены на рис. 4.3, а, а расчеты в представленном варианте выполнены для $\Delta T_B = 0$. Число Россби для этого случая: $\alpha = \Delta T / T_0$.

Три предыдущих рисунка ясно указывают на сильную зависимость поля аксиальной плотности тока не только от радиальной координаты, но и от аксиальной. Эта зависимость имеет важные следствия в анализе разделения, одно из которых заключается в том, что циркуляционный поток

$$2L = \int_0^a |\rho V_z| 2\pi r dr$$

в общем случае не постоянен вдоль центрифуги, а зависит от аксиальной координаты. На рис. 4.11 представлено изменение циркуляционного потока L в зависимости от осевой координаты Z/Z_H для трех рассмотренных типов возбуждения. Чтобы совместить масштабы, расчеты для теплового возбуждения стенками выполнены с числом Россби, равным 1%, а для возбуждения крышкой — 4%. В случае теплового возбуждения стенками циркуляционный поток L возрастает от нижней крышки до срединной плоскости, где он максимален, и симметрично уменьшается к верхней крышке центрифуги. Возбуждение отборником создает циркуляционный поток L , максимальный вблизи диска и монотонно уменьшающийся с увеличением расстояния от него. Сходное явление наблюдается при термическом возбуждении от верхней крышки: максимум циркуляционного потока располагается вблизи этой крышки.

В некоторых вариантах центрифуги Циппе отборник обедненной фракции, возбуждающий циркуляционное течение, заключен в узкую камеру, ограниченную с одной стороны крышкой, а с другой — диафрагмой с двумя кольцевыми рядами отверстий, один из которых расположен на периферии, а другой — ближе к центру. Поле противоточного течения в такой центрифуге исследовал Лопез [4.11] по своей вычислительной программе. Две диаграммы с результатами из его работы представлены на рис. 4.12 и 4.13. Исследуемая центрифуга имела следующие характеристики:

Высота, см	62
Радиус, см	7,5
Окружная скорость, м·с ⁻¹	400
Давление на стенке, мм рт. ст.	30

Циркуляция возбуждается диском, расположенным на верхнем конце, имеющим тот же радиус, что и ротор, и вращающимся с меньшей скоростью, чем центрифуга. Диск заключен в камеру высотой 2 см. Размеры отверстий в перегородке (см):

Периферийное отверстие:	
внешний радиус	7,355
внутренний радиус	7,235
Центральное круговое отверстие:	
радиус	2,5

На рис. 4.12 показаны линии тока для течения в камере и в центрифуге вблизи периферийного отверстия. Газ вблизи периферии проталкивается из центрифуги в камеру, поднимается к вращающемуся диску, поворачивает вдоль диска и спускается по направлению к отверстию; затем проходит в центрифугу через то же самое периферийное отверстие, откуда спускается к нижней крышке ротора, чтобы впоследствии вновь подняться к камере вдоль стенки ротора. Здесь следует отметить важный результат: газ движется по петле через отверстие вблизи периферии. Более того, это движение газа благодаря трению создает в центрифуге —

с двух сторон от петли — два циркуляционных потока, направленных по часовой стрелке.

На рис. 4.13 изображено течение через центральное отверстие. Массовый поток через это отверстие очень мал по сравнению с массовым потоком через периферийное отверстие. Линии тока по-

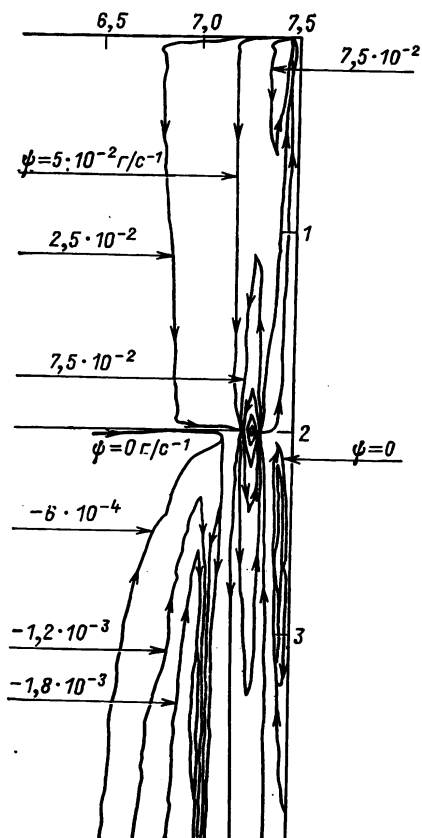


Рис. 4.12. Линии тока для течения в камере и в центрифуге с диафрагмой вблизи периферийного отверстия [4.11]

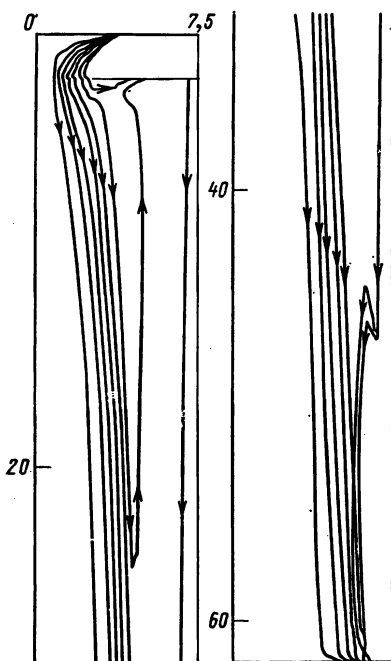


Рис. 4.13. Линии тока для газа, поступающего через центральное отверстие внутрь центрифуги с диафрагмой

казывают непрерывное смещение газа по направлению к стенке вдоль всего пути к нижней крышке. Однако только часть потока из отверстия достигает нижней крышки, где она движется радиально к боковой стенке, течет вверх вдоль нее до диафрагмы и возвращается в камеру. Другая часть газа следует по более сложному пути: в радиальном перемещении, только что рассмотренном, она встречает зону циркуляционного течения, индуцированного движением газа вблизи периферийного отверстия и изображенного на рис. 4.12, и возвращается к камере, вдоль которой течет,

пока не достигнет периферийного отверстия. Здесь она подвергается еще одной инверсии осевого градиента давления, снова спускается к нижней крышке, где соединяется с проходящим потоком, описанным ранее, и далее движется вместе с ним.

Закончим этот раздел некоторыми результатами по внешнему возбуждению. Этот тип возбуждения изучал асимптотическим методом Барк [4.11]; типичная диаграмма результатов из его работы представлена на рис. 4.14. Рассматриваемая центрифуга состоит из двух концентрических цилиндров со следующими характеристиками:

Высота, см	200
Радиус внутреннего цилиндра, см	10
Радиус внешнего цилиндра, см	30
Окружная скорость, $\text{м} \cdot \text{с}^{-1}$	500
Давление на периферии, мм рт. ст.	1500

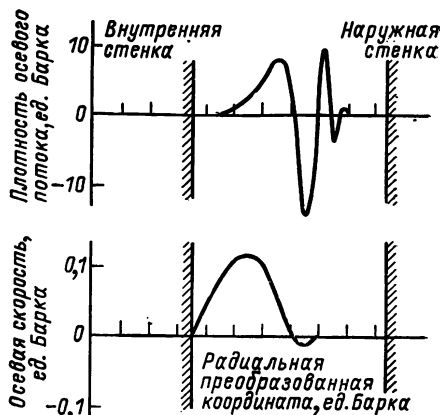


Рис. 4.14. Внешнее возбуждение: радиальный профиль плотности осевого потока (а) и осевой скорости (б) в срединной плоскости

Течение газа в кольцевом зазоре возбуждается круговым источником малой ширины и постоянной интенсивности, расположенным на пересечении нижней крышки со стенкой внутреннего цилиндра, и концентричным стоком на верхней крышке. Такой поток является частью внешнего четырехполюсного возбуждения, изображенного на рис. 4.4, когда имеется только один внутренний слой. В верхней части рис. 4.14 показан осевой поток плотности в срединной плоскости центрифуги в зависимости от нормализованной радиальной координаты. В нижней части рис. 4.14 изображен радиальный профиль осевой скорости в той же плоскости. Из рис. 4.14 можно сделать два главных вывода: 1) массовый поток имеет тенденцию отталкиваться от внутренней зоны по направлению к периферийной стенке; 2) на графике видны осцилляции профиля потока плотности, более сильно выраженные, чем на профиле скорости, из-за большого градиента плотности; очень сильный обратный поток наблюдается в первой зоне циркуляции.

4.3. ТЕОРИЯ РАЗДЕЛЕНИЯ

4.3.1. Уравнение диффузии и граничные условия

В этом разделе ограничимся рассмотрением теории разделения в линейном приближении (малые концентрации легкого компонента). Сначала вспомним основное уравнение диффузии в про-

тивоточной газовой центрифуге. Внутри ротора вектор потока легкого компонента Φ имеет радиальную Φ_r и аксиальную Φ_z составляющие (размерность Φ_r и Φ_z — поток массы через единицу поверхности за единицу времени). Выражения для Φ_r и Φ_z имеют вид:

$$\Phi_r = -\rho D \left(\frac{\partial N}{\partial r} + 2\Delta A r N \right) + \rho V_r N; \quad \Phi_z = -\rho D \frac{\partial N}{\partial z} + \rho V_z N. \quad (4.44)$$

Общий поток складывается из диффузионного и конвективного потоков. В уравнении (4.44) N — концентрация легкого изотопа; D — коэффициент диффузии, а $\Delta A = (\Delta M \Omega^2) / 2RT_0$, где ΔM — разность молекулярных масс двух компонентов. Уравнение сохранения легкого изотопа в стационарном случае

$$\operatorname{div} \Phi = 0 \quad (4.45)$$

также запишем в цилиндрических координатах:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Phi_r) + \frac{\partial \Phi_z}{\partial z} = 0. \quad (4.46)$$

Из уравнений (4.44), (4.46) и полного уравнения непрерывности получим основное уравнение для установившегося поля концентраций:

$$-\rho D \frac{\partial^2 N}{\partial z^2} - \rho D \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial N}{\partial r} + 2\Delta A r^2 N \right) + \rho V_z \frac{\partial N}{\partial z} = 0. \quad (4.47)$$

Это уравнение выведено при условии постоянства произведения ρD в пренебрежении радиальным конвективным членом $\rho V_r \frac{\partial N}{\partial r}$. Это предположение основано на результате, полученном в гидродинамической части: радиальная компонента скорости V_r преобладает над аксиальной компонентой только в пределах слоев Экмана, т. е. только вблизи крышек. Пренебрегая конвективным переносом в радиальном направлении, тем самым лишь несколько уменьшаем полезную длину ротора по сравнению с его действительной длиной.

На оси ротора, его боковой стенке и на крышках должны быть поставлены соответствующие граничные условия. На оси и боковой стенке отсутствует радиальный поток легкого компонента

$$\left. \begin{aligned} \partial N / \partial r + 2\Delta A a N &= 0, & r &= a; \\ \partial N / \partial r &= 0, & r &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (4.48)$$

На крышках осевые потоки легкого компонента определяются условиями:

$$\left. \begin{aligned} Z = 0 \quad (\text{обедненный конец}) \quad & \int_0^a \Phi_z 2\pi r dr = -F(1-\theta) N_w; \\ Z = Z_H \quad (\text{обогащенный конец}) \quad & \int_0^a \Phi_z 2\pi r dr = F\theta N_p, \end{aligned} \right\} \quad (4.49)$$

где N_p и N_w — концентрации легкого изотопа в отборе и отвале соответственно; F — масса питания; θ — коэффициент деления потока. В заключение отметим, что концентрация питания N_F связана с концентрацией отбора N_p и отвала N_N общим уравнением баланса легкого компонента:

$$N_F = \theta N_p + (1 - \theta) N_w. \quad (4.50)$$

Уравнение (4.47), в котором поле осевой плотности тока $\rho V_z(r, z)$ определяется гидродинамическим анализом, описанным в § 4.2, совместно с граничными условиями (4.48) — (4.50) полностью определяет поле концентраций в противоточной газовой центрифуге.

4.3.2. Решение Козна методом усреднения по радиусу

Точное решение системы (4.47) — (4.50) в литературе отсутствует. Однако Козном было получено очень хорошее приближенное решение, основанное на том, что концентрация N мало изменяется по радиусу по сравнению с соответствующим изменением ρ и V_z . Действительно, максимальное изменение концентрации ΔN не превосходит изменения в равновесном случае

$$\Delta N/N < \Delta A a^2 = (\Delta M/M) A^2,$$

где M — молекулярная масса UF_6 , а A^2 — безразмерная величина, определенная в разд. 4.2.1. Для UF_6 $\Delta M/M = 0,0085$ и $(\Delta M/M) A^2 \approx 0,2$.

Таким образом, относительная величина членов второго порядка в радиальном изменении концентрации оказывается значительно меньше нескольких процентов. Кроме того, вследствие противотока изменение концентрации N вдоль осевой координаты превышает ее изменение по радиусу. Поэтому будем искать решение для усредненной по радиусу концентрации легкого изотопа $\bar{N}(Z)$

в виде функции Z , причем $\bar{N} = \left[\int_0^a N 2\pi r dr \right] / \pi a^2$.

Умножая уравнение (4.46) на $2\pi r dr$, интегрируя по r от 0 до a и учитывая граничное условие (4.48), получаем:

$$\int_0^a \Phi_z 2\pi r dr = \text{const.} \quad (4.51)$$

Чтобы удовлетворить граничному условию (4.49), примем постоянную равной $-F(1 - \theta)N_w$ для $0 < Z < Z_F$ и $F\theta N_p$ для $Z_F < Z < Z_H$. Аналогично небольшому каскаду центрифуга разделяется точкой питания на обеднительную ($0 < Z < Z_F$) и обогащительную ($Z_F < Z < Z_H$) части.

Перейдем к анализу обогащительной части центрифуги, основываясь на уравнении разделения вдоль оси

$$\int_0^a \Phi_z 2\pi r dr = F\theta N_p. \quad (4.52)$$

Подставляя выражение для Φ_z из формул (4.44) в уравнение (4.52), получаем:

$$\left. \begin{aligned} F\theta N_p &= A - B; \\ A &= 2\pi \int_0^a \rho V_z N r dr; \quad B = 2\pi \rho D_0 \int_0^a \frac{\partial N}{\partial z} r dr. \end{aligned} \right\} \quad (4.53)$$

Интеграл A можно взять по частям, если ввести функцию тока ψ , определив ее следующим образом:

$$\frac{\partial \psi}{\partial r} = \rho r V_z \quad \text{или} \quad \psi = \int_0^r \rho V_z r' dr'. \quad (4.54)$$

Величину ψ для $r=a$ можно легко получить из следующих соотношений. Баланс тяжелого компонента записывается аналогично уравнениям (4.52) и (4.53), за исключением того, что N заменяется величиной $(1-N)$ и N_p — величиной $(1-N_p)$. Складывая уравнения для двух изотопов, получаем:

$$F\theta = 2\pi \int_0^a \rho V_z r dr = 2\pi \psi(a). \quad (4.55)$$

Тогда интеграл A оказывается равным

$$A = F\theta \bar{N} - 2\pi \int_0^a \psi \frac{\partial N}{\partial r} dr, \quad (4.56)$$

где $N(a)$ приближенно заменена \bar{N} .

Поперечный градиент концентраций в последнем члене уравнения (4.56) найдем прямо из основного уравнения диффузии (4.47), сравнивая порядки отдельных членов.

Таким образом, связь между поперечным градиентом, отражающим элементарный эффект разделения в центрифуге, и продольным градиентом концентрации принимает простой вид:

$$\rho V_z \frac{d\bar{N}}{dz} = \rho D \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial N}{\partial r} + 2\Delta A r^2 \bar{N} \right). \quad (4.57)$$

Концентрация, входящая в последний член уравнения (4.57), аппроксимирована средней по радиусу величиной \bar{N} . Умножая уравнение (4.57) на rdr и интегрируя его в пределах от $r=0$ до r , получаем для радиального градиента уравнение

$$\frac{\partial N}{\partial r} = -2\Delta A r \bar{N} + \frac{1}{\rho D} \frac{\psi}{r} \frac{dN}{dz}. \quad (4.58)$$

Из уравнения (4.58) видно, что радиальный градиент концентрации меньше, чем в равновесном случае (когда в правой части этого уравнения присутствует только одно первое слагаемое), так как второе слагаемое, обусловленное противотоком, по знаку противоположно первому слагаемому.

Подставляя уравнение (4.58) в интеграл (4.56), мы получаем для интеграла А окончательно:

$$A = F\theta\bar{N} + 4\pi\Delta A \bar{N} \int_0^a \psi r dr - \frac{2\pi}{\rho D} \frac{d\bar{N}}{dZ} \int_0^a \frac{\psi^2}{r} dr. \quad (4.59)$$

Интеграл В вычисляется просто:

$$B = \pi a^2 \rho D \frac{d\bar{N}}{dZ}. \quad (4.60)$$

Используя формулы (4.59) и (4.60), представим уравнение (4.53) в виде

$$\begin{aligned} F\theta N_P = F\theta\bar{N} + 4\pi\Delta A \bar{N} \int_0^a \psi r dr - \\ - \left(\frac{2\pi}{\rho D} \int_0^a \frac{\psi^2}{r} dr + \pi a^2 \rho D \right) \frac{d\bar{N}}{dZ}. \end{aligned} \quad (4.61)$$

Введем обозначения:

$$\left. \begin{aligned} 2L &= \int_0^a |\rho V_z| 2\pi r dr; \\ K &= a \left(\frac{\pi a \rho D}{L} + \frac{2\pi L}{a \rho D} \int_0^a (\psi/L)^2 \frac{dr}{r} \right); \\ \epsilon_s &= 2\pi\Delta A \int_0^a (\psi/L) r dr. \end{aligned} \right\} \quad (4.62)$$

Тогда уравнение (4.61) может быть записано следующим образом:

$$F\theta (N_P - \bar{N}) = L \left(2\epsilon_s \bar{N} - K \frac{d\bar{N}}{dZ} \right). \quad (4.63)$$

Уравнение (4.63) является основным дифференциальным уравнением для продольного изменения усредненной по радиусу концентрации в обоганительной части ($Z_F < Z < Z_H$) центрифуги. Отметим сходство уравнения (4.63) с уравнением переноса для дистилляционной колонны. По этой причине K называют высотой единицы переноса. $2L$ — значение (арифметическое) внутреннего потока (без учета знака осевой скорости), т. е. сумма потоков, текущих вверх и вниз; ϵ_s — эффективный коэффициент радиального обогащения.

Граничные условия для обогащительной части имеют вид:

$$Z = Z_H; \quad \bar{N} = N_P; \quad Z = Z_F; \quad \bar{N} = \bar{N}_0. \quad (4.64)$$

Вспомогательная неизвестная N_0 позже будет исключена при анализе обеднительной части с использованием уравнения полного баланса по легкому изотопу (4.50). Вычисления при выводе дифференциального уравнения продольного изменения концентрации в обеднительной части ($0 < Z < Z_F$) аналогичны вычислениям, сделанным для обогащительной части с тем отличием, что $F(\theta)$ заменяется на $-F(1 - \theta)$ и N_P на N_W . Строго говоря, высота единицы переноса K , полный внутренний поток $2L$ и коэффициент переноса ε_S различны для обогащительной и обеднительной частей. Это обусловлено тем, что функция тока ψ , определенная для различных типов возбуждения циркуляции в разд. 4.1.2, зависит от отбора, равного $F(\theta)$ в обогащительной и $-F(1 - \theta)$ в обеднительной части. Будем считать, что отбор существует, но очень мало влияет на внутреннюю циркуляцию, так что величины K , L и ε_S не зависят от него. Таким образом, основное дифференциальное уравнение для обеднительной части ($0 < Z < Z_F$) имеет вид:

$$-F(1 - \theta)(N_W - \bar{N}) = L \left(2\varepsilon_S \bar{N} - K \frac{d\bar{N}}{dZ} \right) \quad (4.65)$$

при граничных условиях

$$Z = 0; \quad \bar{N} = N_W; \quad Z = Z_F; \quad \bar{N} = \bar{N}_0. \quad (4.66)$$

Коэн приступает к интегрированию уравнения (4.63) с граничными условиями (4.64), предполагая, что параметры L , ε_S и K не зависят от продольной координаты Z . Более точно предполагается, что осевая плотность потока ρV_Z зависит лишь от радиуса r и не зависит от Z :

$$\rho V_Z = \lambda f(r). \quad (4.67)$$

Здесь λ — постоянная, пропорциональная возмущению, возбуждающему противоток, а $f(r)$ — функция r . Это предположение означает, что поток L в уравнении (4.62) может изменяться, но отношение $\rho V_Z/L$ и, следовательно, отношение ψ/L не зависит от L и является функцией только радиуса. Тогда легко вычисляется коэффициент разделения для обогащительной части:

$$\frac{N_P}{\bar{N}_0} = \frac{1 + \varphi}{\varphi + \exp[(1 + \varphi)(2\varepsilon_S/K)(Z_H - Z_F)]}, \quad (4.68)$$

где $\varphi = F\theta/2\varepsilon_S L$.

Для обеднительной части интегрирование (4.65) с граничными условиями (4.66) проводится аналогичным образом и дает следующий результат:

$$\frac{N_W}{\bar{N}_0} = \frac{1 - \varphi'}{-\varphi' + \exp[(1 - \varphi')(2\varepsilon_S/K)Z_F]}, \quad (4.69)$$

где $\varphi' = F(1 - \theta)/2\varepsilon_S L$.

Следует отметить, что в общем случае \bar{N}_0 не обязательно совпадает с N_F . Связь между \bar{N}_0 и N_F легко получить из формул (4.68), (4.69), (4.50):

$$\frac{N_F}{\bar{N}_0} = \frac{\theta(1+\varphi)}{\varphi + \exp[-(1+\varphi)(2\varepsilon_S/K)(Z_H - Z_F)]} + \frac{(1-\theta)(1-\varphi')}{-\varphi' + \exp[(1-\varphi')(2\varepsilon_S/K)Z_F]}. \quad (4.70)$$

Это соотношение может быть полезно при определении коэффициента разделения всей центрифуге:

$$q = N_P / N_W. \quad (4.71)$$

Взяв отношение выражений (4.68) и (4.69), получим формулу для q :

$$q = \frac{1+\varphi}{1-\varphi'} \frac{-\varphi' + \exp[(1-\varphi')(2\varepsilon_S/K)Z_P]}{\varphi + \exp[-(1+\varphi)(2\varepsilon_S/K)(Z_H - Z_F)]}. \quad (4.72)$$

Теперь найдем следующую очень важную величину — разделительную мощность:

$$\delta U = F[\theta V(N_P) + F(1-\theta)V(N_W) - FV(N_F)], \quad (4.73)$$

где V — функция ценности, определяемая известной формулой

$$V(N) = (2N - 1) \ln \left(\frac{N}{1-N} \right). \quad (4.74)$$

Разлагая величины $V(N_P)$ и $V(N_W)$ в формуле (4.73) в ряд Тейлора относительно концентрации питания N_F и ограничиваясь вторым порядком малости, получаем:

$$\delta U = \frac{1}{2} F \theta (1-\theta) \left[\frac{N_P - N_W}{N_F(1-N_F)} \right]^2. \quad (4.75)$$

При этом использовали следующее свойство функции ценности:

$$\frac{d^2 V}{dN^2} = \frac{1}{[N(1-N)]^2}.$$

Уравнение (4.75) можно выразить также через коэффициент разделения q для случая $N_F \ll 1$:

$$\delta U = \frac{1}{2} F \theta (1-\theta) \left[\frac{q-1}{1+(q-1)\theta} \right]^2. \quad (4.76)$$

Итак, коэффициент разделения q , определенный формулой (4.72), и разделительная мощность δU , определенная уравнением (4.76), — это два основных параметра, характеризующих процесс разделения в центрифуге.

Перечислим основные свойства высоты единицы переноса и разделительной мощности, найденные при классическом рассмотрении центрифугирования.

1. Анализ соотношений (4.62) в сочетании с основным предположением Козна (4.67) показывает, что высота единицы переноса состоит из двух частей:

$$K = (K_1/L) + K_2 L,$$

где

$$K_1 = \pi a^2 \rho D \quad \text{и} \quad K_2 = \frac{2\pi}{\rho D} \int_0^a (\psi/L)^2 \frac{dr}{r}.$$

Первая часть, обусловленная диффузией, изменяется обратно пропорционально, противоток L ; вторая часть, обусловленная конвективным переносом, прямо пропорциональна L . Таким образом, существует значение L , обозначаемое L_0 , для которой высота единицы переноса минимальна:

$$L_0 = a \rho D \left[2 \int_0^a (\psi/L)^2 \frac{dr}{r} \right]^{-1/2} \quad (4.77)$$

Эту величину удобно принять в качестве масштаба для L , полагая

$$L = m L_0. \quad (4.78)$$

Тогда для высоты единицы переноса можно написать формулу

$$K = a \frac{1 + m^2}{m} \frac{\pi a \rho D}{L_0}. \quad (4.79)$$

2. Величина разделительной мощности центрифуги δU имеет верхнюю границу

$$\delta U_{\max} = \frac{\pi}{2} Z_H \rho D \left(\frac{\Delta M \Omega^2 a^2}{2RT_0} \right)^2. \quad (4.80)$$

Разделительный коэффициент полезного действия E газовой центрифуги обычно определяют отношением

$$E = \delta U / \delta U_{\max}, \quad (4.81)$$

где δU — реальная разделительная мощность рассматриваемой центрифуги, определенная по формулам (4.72), (4.76).

3. Приближенное выражение для разделительной способности высоты единицы переноса было дано Шахтером и др. [4.3]:

$$\delta U_K = L \epsilon_s^2. \quad (4.82)$$

Это позволяет определить приближенное значение разделительной мощности, приходящейся на единицу длины центрифуги:

$$\delta U / \delta Z = L \epsilon_s^2 / K. \quad (4.83)$$

4. Заменяя в уравнении (4.83) величины L , ϵ_s , K их значениями по формулам (4.62), (4.77), можно получить приближенную теоретическую формулу для разделительного КПД центрифуги. Для E формула имеет вид произведения двух сомножителей:

$$E = \frac{m^2}{m^2 + 1} \frac{4 \left[\int_0^a (\psi/L) \cdot a^{-2} r dr \right]^2}{\int_0^a (\psi/L)^2 \frac{dr}{r}}. \quad (4.84)$$

Первый сомножитель определяет КПД циркуляции E_c , а второй — КПД профиля потока E_F . Для реальной центрифуги Шактер с сотрудниками ввели еще две характеристики потерь разделительной мощности E_i — коэффициент внутреннего каскадирования и E_e — коэффициент экспериментальной эффективности. Коэффициент внутреннего каскадирования учитывает различие между моделью центрифуги в виде прямоугольного каскада и моделью в виде идеального каскада. Максимальный КПД каскада равен 81 %. Экспериментальная эффективность E_e включает в себя всевозможные явления, такие как турбулентность и концевые эффекты.

4.3.3. Метод усреднения по радиусу в применении к переменному по оси потоку

Для вычисления коэффициента деления q в (4.72) необходимо знать параметры L , ε_s и K , определенные соотношением (4.62), что, в свою очередь, требует гидродинамического анализа противоточного течения. Различные способы возбуждения циркуляции, рассмотренные в разд. 4.2, вообще приводят к тому, что величины L , ε_s и K зависят от осевой координаты Z .

Зависимость внутреннего противотока $2L$ от осевой координаты для различных механизмов возбуждения иллюстрируется рис. 4.11.

Аналогично ведут себя и две другие величины: ε_s и K . В действительности при интегрировании уравнений (4.63), (4.65) по методу Коэна делается предположение, что от Z не зависят только произведения $L\varepsilon_s$ и LK , но нетрудно убедиться, что в общем случае это не так. Например, рассмотрим центрифугу с теми же параметрами, что и в разд. 4.2: $\Omega a = 600$ м/с ($A^2 = 25$); $a = 25$ см; $Z_H = 250$ см; $p_w = 100$ мм рт. ст.

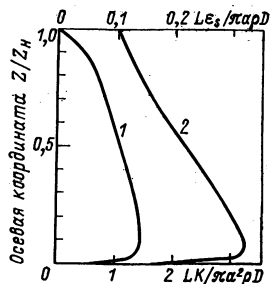
На рис. 4.8 представлено поле плотности осевого потока $\rho V_z(r, Z)$ при механическом возбуждении циркуляции, вызванной диском, расположенным у нижней крышки ротора и вращающимся с угловой скоростью $\Omega - \delta\Omega$, несколько меньшей скорости ротора. Из этих данных легко получить функцию тока ψ и интегралы

$$\int_0^a \psi r dr \quad \text{и} \quad \int_0^a \psi^2 \frac{dr}{r}.$$

На рис. 4.15 представлено изменение величин $L\varepsilon_s$ и LK , отнесенных соответ-

Рис. 4.15. Зависимость $L\varepsilon_s/\pi a^2 \rho D$ (1) и $LK/\pi a^2 \rho D$ (2) от осевой координаты в случае механического возбуждения циркуляции:

L — поток циркуляции; ε_s — эффективный коэффициент радиального обогащения; K — высота единицы переноса



венно к $\pi a \rho D$ и $\pi a^2 \rho D$, в зависимости от осевой координаты Z . Обе величины заметно зависят от Z .

Перейдем к интегрированию уравнений (4.63), (4.65) в общем случае, когда произведения $L\varepsilon_S$ и LK являются функциями от Z . Введем следующее преобразование переменных $Z = a\eta$, $\xi = A^2(1 - r^2/a^2)$:

$$\eta_H = Z_H/a; \quad \eta_F = Z_F/a;$$

$$\varphi_P = F\theta/\pi a \rho D, \quad \varphi_W = F(1 - \theta)/\pi a \rho D; \quad \varepsilon_0 = a^2 \Delta A \quad (4.85)$$

и обозначим:

$$\left. \begin{aligned} J_1(\eta) &= \frac{\pi}{(\pi a \rho D)} \frac{1}{A^2} \int_0^{A^2} \psi d\xi; \\ J_2(\eta) &= \frac{\pi^2}{(\pi a \rho D)^2} \frac{1}{A^2} \int_0^{A^2} \frac{\psi^2}{1 - \xi/A^2} d\xi. \end{aligned} \right\} \quad (4.86)$$

Для $L\varepsilon_S$ и LK из (4.62)

$$\left. \begin{aligned} L\varepsilon_S &= (\pi a \rho D) \varepsilon_0 J_1(\eta); \\ LK &= (\pi a^2 \rho D) [1 + J_2(\eta)]. \end{aligned} \right\} \quad (4.87)$$

Дифференциальное уравнение (4.63) и граничные условия (4.64) для обогащительной части принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} [\varphi_P N_P = \bar{N} [\varphi_P + 2\varepsilon_0 J_1(\eta)] - [1 + J_2(\eta)] \frac{d\bar{N}}{d\eta}; \\ \eta = \eta_H; \quad \bar{N} = N_P; \quad \eta = \eta_F; \quad \bar{N} = \bar{N}_0, \end{aligned} \right\} \quad (4.88)$$

а для объединительной части уравнения (4.65), (4.66) преобразуются к виду:

$$\left. \begin{aligned} -\varphi_W N_W = \bar{N} [-\varphi_W + 2\varepsilon_0 J_1(\eta)] - [1 + J_2(\eta)] \frac{d\bar{N}}{d\eta}; \\ \eta = 0; \quad \bar{N} = N_W; \quad \eta = \eta_F; \quad \bar{N} = \bar{N}_0. \end{aligned} \right\} \quad (4.89)$$

Решая уравнение (4.88), находим коэффициент разделения в обогащительной части:

$$\frac{N_P}{\bar{N}_0} = \left(\exp[-F(\eta_H)] + \varphi_P \int_{\eta_F}^{\eta_H} \frac{\exp[-F(\eta)]}{1 + J_2(\eta)} d\eta \right)^{-1}. \quad (4.90)$$

Здесь функция $F(\eta)$ определена следующим образом:

$$F(\eta) = \int_{\eta_F}^{\eta} \frac{\varphi_P + 2\varepsilon_0 J_1(\eta^*)}{1 + J_2(\eta^*)} d\eta^*. \quad (4.91)$$

Коэффициент разделения в обеднительной части получаем аналогичным образом, решая уравнение (4.89):

$$\frac{N_W}{N_0} = \left(\exp [G(\eta_F)] \left\{ 1 + \varphi_W \int_0^{\eta_F} \frac{\exp [-G(\eta)]}{1 + J_2(\eta)} d\eta \right\} \right)^{-1}. \quad (4.92)$$

Здесь функция $G(\eta)$ определена интегралом

$$G(\eta) = \int_0^{\eta} \frac{-\varphi_W + 2\varepsilon_0 J_1(\eta^*)}{1 + J_2(\eta^*)} d\eta^*. \quad (4.93)$$

Коэффициент разделения всей центрифуги получаем из соотношений (4.90) и (4.92):

$$q = \frac{\exp [G(\eta_F)] \left\{ 1 + \varphi_W \int_0^{\eta_F} \frac{\exp [-G(\eta)]}{1 + J_2(\eta)} d\eta \right\}}{\exp [-F(\eta_H)] + \varphi_P \int_{\eta_F}^{\eta_H} \frac{\exp [-F(\eta)]}{1 + J_2(\eta)} d\eta}. \quad (4.94)$$

Теперь, используя соотношение (4.76), легко вычислить разделительную мощность δU .

Для примера на рис. 4.16 приведены значения коэффициента разделения q и разделительной мощности δU , вычисленные приведенным выше методом. Приняты следующие параметры центрифуги: $\Omega a = 600$ м/с; $a = 25$ см; $Z_H = 250$ см; $p_W = 100$ мм рт. ст.; $T_0 = 310$ К, $F = 0,1$ г UF_6 /с; $\theta = 0,5$; $Z_F/Z_H = 0,5$. Гидродинамика этой центрифуги была исследована в § 4.2 для следующих четырех способов возбуждения циркуляции.

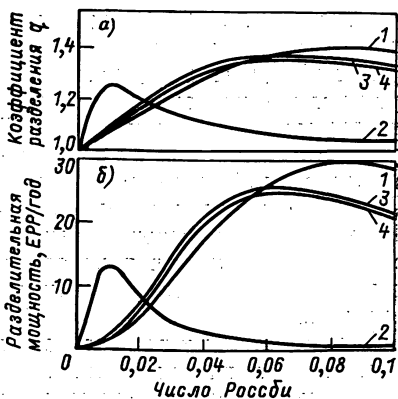
1. Механическое возбуждение, вызываемое диском, расположенным у нижней крышки ротора и вращающимся с угловой скоростью $\Omega - \delta\Omega$, меньшей, чем угловая скорость ротора Ω .

2. Боковое тепловое возбуждение, вызванное линейным изменением температуры вдоль стенки ротора, уменьшающейся от $T_0 + \Delta T$ на нижней крышке до $T_0 - \Delta T$ на верхней.

3. Тепловое возбуждение нижней крышкой; 4 — тепловое возбуждение верхней крышкой.

Рис. 4.16. Коэффициент разделения (а) и разделительная мощность (б) при различных способах возбуждения циркуляции:

1 — механическое возбуждение; 2 — тепловое возбуждение стенкой; 3 — тепловое возбуждение нижней крышкой; 4 — тепловое возбуждение верхней крышкой



3. Тепловое возбуждение, вызванное нагревом нижней крышки до температуры $T_0 + \delta T_R$.

4. Тепловое возбуждение, вызванное охлаждением верхней крышки до температуры $T_0 - \delta T_T$.

Поле плотности осевого потока ρV_z и функцию тока $\psi(\zeta, \eta)$ для каждого способа возбуждения циркуляции получают из гидродинамического анализа. Затем вычисляются функции $J_1(\eta)$ и $J_2(\eta)$, определенные выражением (4.86), после чего рассчитывают коэффициент разделения q и разделительную мощность δU . На рис. 4.16 представлен график зависимости q и δU от числа Россби. Число Россби представляет собой одно из следующих чисел: $\delta\Omega/\Omega$, $\Delta T/T_0$, $\delta T_B/T_0$ или $\delta T_T/T_0$ соответственно для возбуждения циркуляции по 1, 2, 3 или 4-му типу. Следует отметить низкую эффективность бокового теплового возбуждения по сравнению с другими способами возбуждения циркуляции.

4.3.4. Управляемые переменные и оптимизация центрифуги

На практике внутренний противоток возбуждается не одним, а одновременно всеми четырьмя рассмотренными ранее источниками. Согласно принципу суперпозиции, сформулированному в разд. 4.1, результирующая функция тока имеет вид:

$$\psi = \alpha_1 \psi_1(\zeta, \eta, r_D) + \alpha_2 \psi_2(\zeta, \eta) + \alpha_3 \psi_3(\zeta, \eta) + \alpha_4 \psi_4(\zeta, \eta), \quad (4.95)$$

где $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4$ — число Россби, %:

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= (\delta\Omega/\Omega) \cdot 10^2; \quad \alpha_2 = (\Delta T/T_0) \cdot 10^2; \\ \alpha_3 &= (\delta T_B/T_0) \cdot 10^2; \quad \alpha_4 = (\delta T_T/T_0) \cdot 10^2. \end{aligned} \quad (4.96)$$

В формуле (4.95) $\psi_1, \psi_2, \psi_3, \psi_4$ — функции тока, соответственно относящиеся к механическому возбуждению, боковому тепловому возбуждению, возбуждению нагревом нижней крышки и возбуждением верхней крышки. Каждая из этих функций тока вычисляется при соответствующем числе Россби, равном 1%. Отметим, что функциональная зависимость ψ_1 от радиуса вращающегося диска r_D весьма сложна; чтобы исследовать ее, следует вычислить ψ_1 для ряда дискретных значений r_D на отрезке $[0, a]$.

Коэффициент разделения и разделительная мощность центрифуги нелинейно зависят от функций тока, входящей в выражение для высоты единицы переноса. Разделительная мощность центрифуги представляет собой нелинейную функцию переменных, связанных с возбуждением циркуляционного потока ($\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4, r_D$). Сформулируем теперь задачу оптимального управления.

Разделение в газовой центрифуге для модели с внутренним возбуждением противотока определяется системой из четырнадцати параметров, которую можно подразделить на следующие две подгруппы:

1) управляемых параметров, т. е. переменных, на которые можно оказывать влияние извне. К ним относятся пять параметров, связанных с возбуждением циркуляционного потока: $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3,$

α_4 , r_D , а также параметры, определяющие осевую координату точки питания Z_F и газосодержание центрифуги (или давление газа на стенке ротора p_w).

2) семь переменных, для которых задаются фиксированные значения, характеризующие конкретную центрифугу, а именно: длина Z_H и радиус a ротора, окружная скорость вращения Ωa , поток питания F и его концентрация N_F , коэффициент деления потока θ и температура газа T_0 . Совокупность этих данных отражает широкий круг вопросов: уровень развития центробежной технологии, инженерные и химические вопросы каскадирования, ограничения, накладываемые на отбор и отвал отборниками, устранение конденсации UF_6 и др.

Рассмотрим газовую центрифугу, для которой параметры второй подгруппы (Z_H , a , Ωa , F , N_F , θ , T_0) уже заданы. Задача оптимального управления состоит в определении совокупности управляемых переменных α_1 , α_2 , α_3 , α_4 , r_D , Z_F , p_w , соответствующих максимуму разделительной мощности центрифуги. Поскольку поток питания F и коэффициент деления потока θ заданы, то эта задача сводится к нахождению максимума коэффициента деления q .

Решение может быть найдено методами, широко используемыми в задачах оптимизации. Критерий оптимизации, основанный на разделительной мощности, представляет собой понятие, скорее, физическое, чем экономическое, как обычно бывает в случае критерия функции стоимости. Зависимость разделительной мощности от управляемых переменных ясна для пяти из них (α_1 , α_2 , α_3 , α_4 , Z_F), но более сложна для двух остальных (r_D , p_w). Радиус вращающегося диска r_D влияет на разделительную мощность лишь через функцию тока ψ_1 , тогда как давление газа на стенке ротора p_w , входящее в число Экмана, существенно влияет на функцию тока при любых способах возбуждения противотока. Чтобы исследовать зависимость $\delta\Omega$ от этих двух параметров, следовало бы провести расчеты ряда значений r_D и p_w из допустимых для них областей. Приступим теперь к оптимизации, которую будем проводить следующими шагами:

Шаг 1. Определяем величину δU для двух значений (r_D , p_w), причем каждая из четырех основных функций тока $\psi_1(\xi, \eta)$, $\psi_2(\xi, \eta)$, $\psi_3(\xi, \eta)$ и $\psi_4(\xi, \eta)$ вычисляется с соответствующим числом Россби, равным 1%. Эти вычисления можно выполнить аналитически, с помощью соответствующего метода асимптотических разложений или численно с помощью ЭВМ.

Шаг 2. Определяем пять управляемых переменных (α_1 , α_2 , α_3 , α_4 , Z_F), оптимизируя разделительную мощность (т. е. минимизируя функцию — δU с помощью симплекс-метода Нелдера и Мида [4.35]).

Шаг 3. Возвращаемся к шагу 1 и проводим аналогичные вычисления с двумя новыми значениями r_D , p_w и так далее до тех пор, пока не будет исчерпана вся область допустимых значений, выбранная для r_D , p_w .

Наибольшее среди всех оптимальных значений δU , полученных в области r_D , p_W , будет окончательным оптимумом. Приведем пример для центрифуги, рассмотренной в предыдущем разделе. Исходные данные задачи составляют следующие параметры: $Z_H=250$ см; $a=25$ см; $\Omega a=600$ м/с; $F=0,1$ г/с; $\theta=0,5$; $T=320$ К. Концентрацию питания N_F не определяем, так как теория ограничена линейным случаем ($N \ll 1$) и, таким образом, коэффициент разделения и разделительная мощность не зависят от N_F . Исследуемая область для r_D и p_W имеет пределы

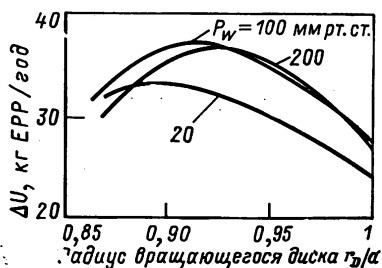


Рис. 4.17. Зависимость оптимизированной разделительной мощности ΔU от радиуса вращающегося диска при трех значениях давления газа на стенке p_W .



Рис. 4.18. Оптимальные тепловые граничные условия на крышках и стенке ротора

$0 < r_D/a \leq 1$; 20 мм рт. ст. $\leq p_W \leq 200$ мм рт. ст. На рис. 4.17 приведена зависимость оптимальной разделительной мощности и соответствующего коэффициента разделения от радиуса вращающегося диска для трех значений давления на стенке p_W . Из графиков видно, что при фиксированном давлении на стенке p_W существует оптимальный радиус вращающегося диска. Зависимость от давления газа на стенке выглядит довольно гладкой: вычисления с изменением давления в пределах 100—200 мм рт. ст. приводят к незначительному изменению δU . Таким образом, для оптимальных условий работы рассматриваемой центрифуги получаем следующие значения управляемых переменных:

механическое возбуждение $\delta\Omega/\Omega = \alpha_1 = 5\%$;

$r_D/a = 0,91$;

тепловое возбуждение:

боковое тепловое возбуждение $\alpha_2 = 0$;

нагрев нижней крышки $\alpha_3 = 2,2\%$;

охлаждение верхней крышки $\alpha_4 = 1,3\%$;

положение точки питания вдоль оси $Z_F/Z_H = 0,54$;

давление газа на стенке ротора $p_W = 100$ мм рт. ст.

(4.97)

Разделительная мощность и коэффициент разделения в оптимальных условиях составляют $\delta U = 38$ кг ЕРР/год; $q = 1,46$, что соответствует разделительному КПД 43%. Оптимальные тепловые граничные условия представлены на рис. 4.18. Наиболее эффектив-

на изотермическая боковая стенка (что согласуется с результатом, найденным в [4.24]).

На рис. 4.19 представлены зависимости потока циркуляции L , высоты единицы переноса K и элементарного коэффициента разделения ϵ_s от осевой координаты для оптимальных условий работы, приведенных в (4.97). На том же рисунке приведена линейная плотность разделительной мощности

$$\delta U / \delta Z = L \epsilon_s^2 / K,$$

которая почти постоянна вдоль центрифуги. Продольное распределение циркуляции имеет сходство с профилем идеального кас-

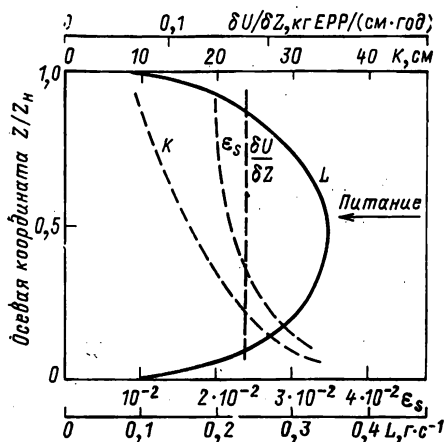


Рис. 4.19. Зависимость высоты единицы переноса K , эффективного коэффициента радиального обогащения ϵ_s и потока циркуляции L от осевой координаты в оптимизированной центрифуге

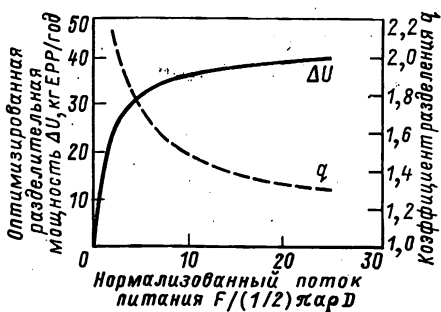


Рис. 4.20. Влияние потока питания на оптимальное разделение

када (на то, что существует оптимальное распределение L по оси, обратил внимание Мей [4.44]. Два последних свойства — распределение потока циркуляции и постоянство плотности разделительной мощности — аналогичны двум главным свойствам идеального каскада, что подтверждает поразительную аналогию между каскадом и центрифугой. Оказывается, что оптимизация центрифуги заключается в том, чтобы приблизить ее к идеальному каскаду настолько, насколько это возможно.

Поток питания оказывает значительное влияние на разделительную мощность. Это иллюстрируется рис. 4.20, на котором представлены зависимости δU и q от потока питания F . Расчеты выполнены при следующих параметрах: $Z_H = 250$ см; $a = 25$ см; $\Omega_a = 600$ м/с; $\theta = 0,5$; $T_0 = 320$ К; $p_w = 100$ мм рт. ст.; $r_D/a = 0,925$.

Пять управляемых переменных ($\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4, Z_F$) оптимизи-

рованы для каждого значения F . При увеличении потока питания разделительная мощность также увеличивается, но коэффициент деления уменьшается. Однако увеличение δU ограничено предельной асимптотической величиной. При выборе потока питания нужно также учитывать, что его не следует увеличивать сверх некоторого определенного значения, поскольку при его дальнейшем увеличении прирост δU становится пренебрежимо малым, а коэффициент деления существенно уменьшается.

4.3.5. Численное решение двумерного уравнения диффузии

Использование метода усреднения по радиусу для потоков, изменяющихся по оси, лишь заменяет строгое математическое решение полного двумерного уравнения конвективной диффузии (4.47), отсутствующее на сегодняшний день в литературе. Однако имеется и другой путь, заключающийся в прямом решении уравнения (4.47) численными методами с применением ЭВМ аналогично тому, как это сделано для гидродинамики. Примеры такого подхода опубликованы в литературе: Каи [4.34], Накаяма и Тории [4.38], Тории [4.39], Суббарамайер и Лахарг [4.32]. По-видимому, полезно сравнить результаты, полученные методом усреднения по радиусу, с результатами численного решения двумерного уравнения конвективной диффузии.

Анализ уравнения (4.47) показывает, что его можно отделить от гидродинамики, поскольку поле осевой плотности потока $\rho V_z(r, Z)$, предварительно найденное из решения гидродинамической задачи, при подстановке в это уравнение будет уже известным. В дополнение к тепловому и механическому возбуждению циркуляции, рассмотренному в разд. 4.2.4, необходимо также учесть поле течения, возникающего под действием потока питания. Согласно принципу суперпозиции поле осевой плотности массового потока, входящее в уравнение (4.47), получается в виде линейной комбинации решений для всех источников возбуждения.

Рассмотрим соответствующие граничные условия для уравнения (4.47). На оси ($r=0$) и на периферии ($r=a$) граничные условия (4.48) неизменны. Но на крышках, где имеются выходящие потоки, общие граничные условия (4.49) уже не достаточны, и их необходимо заменить локальными граничными условиями. Примем, что на крышках потоки выходят через кольцевые отверстия на заданных радиусах. На отверстиях должно выполняться условие непрерывности нормальной компоненты переноса легкого изотопа

$$\partial N / \partial Z = 0.$$

На непроницаемой поверхности крышек нормальная компонента вектора переноса легкого изотопа равна нулю:

$$\partial N / \partial Z = 0.$$

Осталось принять соответствующую модель ввода питания в центрифугу. В месте входа потока питания общее уравнение сохранения легкого изотопа (4.45) $\text{div } \Phi = 0$ уже не выполняется, и его необходимо заменить следующим:

$$\text{div } \Phi = N_F \text{div } \rho V.$$

Здесь правая часть соответствует источнику (отметим, что при наличии источника $\text{div } \rho V$ отлична от нуля).

В качестве примера рассмотрим центрифугу с теми же параметрами, что и в разд. 4.2.4: $Z_H = 250$ см; $a = 25$ см; $\Omega a = 600$ м/с; $\rho_W = 100$ мм рт. ст.; $T_0 = 320$ К. Циркуляция возбуждается диском, расположенным у нижнего торца ротора. Диск имеет тот же радиус, что и ротор, и вращается с угловой скоростью $\Omega = \delta\Omega$, на 5% меньшей ($\delta\Omega/\Omega = 0,05$) скорости ротора. Поток питания вводится в ротор через центральную трубку в среднем сечении ($Z_F/Z_H = 0,5$) центрифуги. Поток питания и коэффициент деления потока равны соответственно $F = 0,1$ г/с; $\theta = 0,5$. Обогащенный поток отводится через центральное отверстие в верхней крышке ротора размером $0 \leq r/a \leq 0,875$, а обедненный поток отводится через кольцевое отверстие в нижней крышке $0,996 \leq r/a \leq 1$.

Принято, что профиль осевой скорости обоих потоков по радиусу имеет параболическую форму. Численное решение уравнения конвективной диффузии для этой центрифуги было выполнено методом конечных элементов по французской программе. Результаты прямого решения гидродинамической задачи приведены в табл. 4.3. Противоток, создаваемый диском, был рассмотрен в разд. 4.2.4. Циркуляционный поток, вызванный этим механическим источником, порядка 1 г/с, так что возмущения от потока питания 0,05 г/с в обогащательной и обеднительной частях достаточно малы.

Ради простоты принято, что параболическое радиальное распределение осевой скорости потоков, отбираемых на торцах ротора, сохраняется также во всей центрифуге для поля потоков, вызванного питанием, и что это поле складывается с основным полем, вычисленным для механического способа возбуждения циркуляции.

Рассчитанное поле концентраций $N(Z, r)$ представлено на двух рисунках. Распределение концентрации легкого изотопа в центрифуге (т. е. линии уровня $N = \text{const}$ в плоскости Z, r) представлено на рис. 4.21. Если бы имелось сходство с дистилляционной колонной, то наклон линий уровня относительно горизонтальных линий был бы мал. Однако в действительности этот наклон довольно велик, что указывает на заметную роль в данной центрифуге продольной обратной диффузии. Влияние обратной диффузии столь значительно из-за большого диаметра, принятого при расчете. Оказывается, к выбору диаметра следует подходить осторожно: из механики следует, что чем больше диаметр, тем большей может быть длина ротора, однако при большом диаметре обратная диффузия снижает разделительную мощность центрифуги.

На рис. 4.22 приведена зависимость концентрации легкого изотопа от продольной координаты Z для различных значений радиуса. Концентрация на оси, как и следовало ожидать, выше, чем на периферии. На том же рисунке пунктирной линией показано изменение вдоль оси усредненной по радиусу концентрации, вычисленное приближенным методом в соответствии с разд. 4.3.3. Из рисунка видно, что приближенное решение дает удовлетворительные

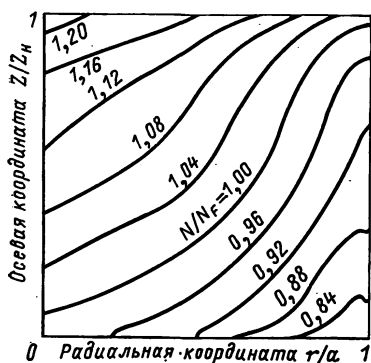


Рис. 4.21. Распределение концентрации легкого изотопа в центрифуге с механическим возбуждением циркуляции, полученное численным решением двумерного уравнения диффузии

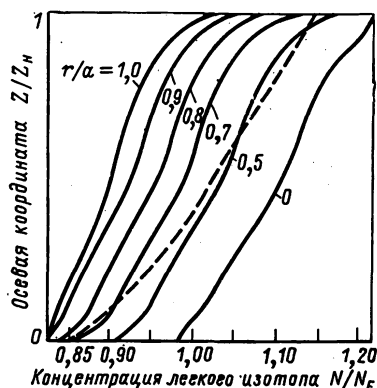


Рис. 4.22. Осевой профиль концентрации:

— численное решение двумерного уравнения диффузии; --- решение методом усреднения по радиусу

результаты. Однако в действительности, как можно видеть из табл. 4.4, результаты очень сильно зависят от радиального положения отверстия, через которое отбирается обогащенный поток.

Таблица 4.4. Радиальное расположение отверстия отбора

Расположение	Коэффициент разделения	Разделительная способность δU , ЕРР/год
$0,996 \leq r/a < 1$	1,248	13,3
$0 \leq r/a \leq 0,95$	1,289	17,6
$0 \leq r/a \leq 0,875$	1,360	25,6
Метод радиального усреднения	1,344	23,0

В заключение можно констатировать, что метод усреднения по радиусу дает хорошее приближение для коэффициента разделения и позволяет проводить внутреннюю оптимизацию центрифуги. Однако численное решение уравнения конвективной диффузии позволяет исследовать такие тонкие эффекты, как расположение отверстий, влияние гофров и др.

4.4. ВЫВОДЫ

Успехи, достигнутые при исследовании течений, несомненно, обогатили теорию разделения в газовых центрифугах. Подчеркнем три основных результата этой главы.

1. Получены достаточно хорошие решения основных гидродинамических уравнений с использованием математического метода, основанного на теории пограничного слоя, и численного метода с помощью мощных ЭВМ. Оба метода дают сравнимые результаты, однако численный обладает более широкими возможностями и ближе отражает конструкцию реальной центрифуги (диафрагмы с отверстиями, гофры и т. д.). Этот метод может быть полезен для лабораторий, участвующих в программах разработки газовых центрифуг.

2. Повышение точности расчета поля потока отразилось и на точности решения уравнения диффузии. Установлено, что после некоторых алгебраических преобразований уравнение диффузии для противоточной центрифуги принимает тот же вид, что и уравнение для дистилляционной колонны (так же, как уравнение каскада в процессах разделения).

Определены три параметра подобия (высота единицы переноса, поток, коэффициент переноса массы) и установлена их связь с полем потока, элементарным коэффициентом разделения в центробежном поле и коэффициентом молекулярной диффузии. В ранее выполненных работах по теории разделения упрощенное уравнение разделения интегрировалось при условии постоянства параметров подобия вдоль центрифуги. Однако последние результаты анализа поля потока показывают, что в ряде случаев параметры подобия изменяются по оси. Чтобы учесть это, метод интегрирования диффузионного уравнения был изменен и получены модифицированные формулы для коэффициента разделения и раздельной мощности центрифуги.

3. Разделительная мощность зависит от физических переменных, характеризующих способ возбуждения циркуляции (таких, как тепловые граничные условия, характеристики, отражающие механическое возбуждение, и др.), газосодержания, осевого положения точки питания, радиуса, окружной скорости, потока питания и коэффициента деления потока. Эти переменные называют управляемыми параметрами в том смысле, что на них можно влиять извне. Показано и проиллюстрировано на примерах, что можно определить систему управляемых параметров, оптимизирующую разделительную мощность данной центрифуги.

Однако в области центробежного разделения, даже если ограничиваться лишь рамками теории, остается еще много нерешенных вопросов: во-первых, анализ поля потока основан на модели механики сплошной среды. Для высокоскоростных центрифуг с окружной скоростью, превышающей 600 м/с, отношение давлений на периферии и на оси много больше чем 10^{10} . Давление на периферии ограничено условиями конденсации UF_6 , поэтому давле-

ние на оси настолько мало, что газ там находится в режиме свободномолекулярного течения. При полном гидродинамическом анализе должна быть решена трудная задача, сочетающая динамику разреженного газа в ядре с механикой непрерывной среды на периферии. Во-вторых, все еще не ясно влияние некоторых нелинейных эффектов, таких как тепловая конвекция, если они становятся сильными. При расчетах по французской числовой программе была обнаружена сильная неустойчивость числовых результатов при значительном росте тепловой конвекции. В-третьих, не рассмотрена гидродинамическая неустойчивость противоточного течения и ее влияние на разделение. Сакураи [4.11] перечислил различные типы неустойчивостей, которые, по-видимому, могут иметь место в газовой центрифуге. Халтгрэн [4.36] недавно исследовал устойчивость осесимметричного газового потока в центрифуге. Эта задача заслуживает внимания и требует дальнейшей разработки. В-четвертых, в уравнении диффузии не учитывается изменение угловой скорости газа, вызванное противотоком. Хотя это возмущение и мало в сравнении со скоростью квазитвердого вращения, оно может оказывать заметное влияние на разделительную мощность. В заключение отметим недостаток экспериментальных данных, касающихся потока внутри центрифуги. Даниэльсон и Ландгрин в работе [4.11] провели измерения профиля скоростей в центрифуге лазером, используя эффект Доплера. Однако их измерения были выполнены при очень низкой скорости вращения. При использовании этой техники основная трудность состоит в создании в газе соответствующих меток, поскольку при очень большом ускорении частицы, служащие метками, отбрасываются центробежным полем к стенке ротора.

Благодарности. Автор благодарит профессора Оландера (UCB, США) за глубокие замечания, творческие предложения и ценные советы. Автор признателен Лахаргу (CISI, Франция) и Билле (CEA, Франция) за разработку программ для расчета гидродинамики и для оптимизации разделения центрифуг соответственно.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

- a — радиус центрифуги
- A — отношение окружной скорости центрифуги к средней скорости молекул газа в соответствии с формулой (4.10)
- ΔA — коэффициент при разделяющей составляющей радиального диффузионного потока (4.44)
- C_v — теплоемкость при постоянном объеме
- C_p — теплоемкость при постоянном давлении
- D — коэффициент диффузии в газе
- E — разделительный коэффициент полезного действия
- E_R — функция радиального распределения, определяемая в системе уравнений (4.14)
- F — поток питания

- h — число Бринкмана, определяемое в системе уравнений (4.14)
- H — отношение высоты центрифуги к диаметру
- K — высота единицы переноса для центрифуги, определенная по аналогии с дистилляционной колонной в соотношениях (4.62)
- l — толщина стенки ротора
- L — внутренний циркуляционный поток, определяемый в соотношениях (4.62)
- L_0 — внутренний циркуляционный поток, минимизирующий высоту единицы переноса
- m — безразмерный внутренний циркуляционный поток, $m = L/L_0$
- M — молекулярная масса газа
- M_1, M_2 — молекулярная масса легкого и тяжелого компонента в бинарной смеси
- ΔM — разность молекулярных масс компонентов в бинарной смеси
- Ma — число Маха на стенке ротора
- N — мольная доля (концентрация) легкого изотопа
- N_F — мольная доля (концентрация) легкого изотопа в потоке питания центрифуги
- N_P — мольная доля (концентрация) легкого изотопа в потоке отбора
- N_W — мольная доля (концентрация) легкого изотопа в потоке отвала
- \bar{N} — мольная доля (концентрация) легкого изотопа, усредненная по радиусу
- \bar{N}_0 — мольная доля (концентрация) легкого изотопа в сечении питания центрифуги, усредненная по радиусу
- p — давление газа
- p_1, p_2 — парциальные давления легкого и тяжелого компонентов в бинарной смеси
- p_w — давление газа на стенке
- p_{eq} — давление газа в равновесном состоянии (квазитвердое вращение)
- \hat{p} — преобразованное возмущение давления газа вследствие противоточного течения, определяемое соотношениями (4.12)
- $p_c, p_E, p_3, p_4, p_{E4}$ — возмущение давления газа вследствие противоточного течения, преобразованное соответственно для течения в ядре, слое Экмана, 1/3- и 1/4-слоях Стюартсона и для перехода слоя Экмана в 1/4-слой Стюартсона
- Pr — число Прандтля, определяемое в системе уравнений (4.14)
- q — коэффициент разделения центрифуги $q = N_P/N_W$
- q_0 — элементарный коэффициент разделения в центробежном поле по формуле (4.6)
- r — радиальная координата в центрифуге

- r_D — радиус вращающегося диска, генерирующего механическое возмущение
 R — универсальная газовая постоянная
 T — абсолютная температура газа
 T_0 — температура газа в объеме центрифуги
 T_{eq} — температура газа в равновесном состоянии (при квазитвердом вращении); обычно полагают $T_{eq} = T_0$
 T — обусловленное противоточным течением преобразованное возмущение температуры газа, определяется соотношениями (4.12)
 $T_c, T_E, T_3, T_4, T_{E4}$ — возмущение температуры газа вследствие противоточного течения, преобразованное соответственно для течения в ядре, слое Экмана; 1/3- и 1/4-слоях Стюартсона, для перехода слоя Экмана в 1/4-й слой Стюартсона
 $\Delta T_T(r), \Delta T_B(r), T_W(Z)$ — температурные профили на верхней крышке, нижней крышке и на боковой стенке, генерирующие противоточное течение
 \hat{u} — преобразованное возмущение радиальной компоненты скорости газа, определяемое соотношениями (4.12)
 $u_c, u_E, u_3, u_4, u_{E4}$ — возмущения радиальной компоненты скорости газа, преобразованные соответственно для течения в ядре, слое Экмана, 1/3- и 1/4-слоях Стюартсона и для перехода слоя Экмана к 1/4-слою Стюартсона
 δU — разделительная мощность
 V_z, V_r, V_θ — компоненты скорости газа в уравнениях движения (4.8)
 \hat{V} — преобразованное возмущение азимутальной компоненты скорости газа, определяемое уравнениями (4.12)
 $V_1, V_E, V_3, V_4, V_{E4}$ — возмущение азимутальной компоненты скорости, преобразованное соответственно для течения в ядре, слое Экмана, 1/3- и 1/4-слоях Стюартсона и для перехода слоя Экмана к 1/4-слою Стюартсона
 \hat{W} — преобразованное возмущение осевой компоненты скорости газа, определяемое соотношениями (4.12)
 $W_c, W_E, W_3, W_4, W_{E4}$ — возмущение осевой компоненты скорости газа, преобразованное соответственно для течения в ядре, слое Экмана, 1/3- и 1/4-слоях Стюартсона и для перехода слоя Экмана к 1/4-слою Стюартсона
 $W_T(r), W_B(r)$ — профиль осевой скорости газа, инжектируемого и отсасываемого через верхнюю и нижнюю крышки и генерирующего внешнее возбуждение
 x_3 — радиальная координата, преобразованная для 1/3-слоя Стюартсона
 x_4 — радиальная координата, преобразованная для 1/4-слоя Стюартсона
 Y — осевая координата, преобразованная для слоя Экмана
 Z — осевая координата в центрифуге

- Z_H — высота центрифуги
 Z_F — осевое расположение точки питания
 α — число Россби, характеризующее возмущение, генерирующее противоточное течение
 $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4$ — числа Россби, относящиеся к механическому возбуждению, тепловому возбуждению стенками и тепловому возбуждению нижней и верхней крышками
 β_3, β_4 — коэффициенты, характеризующие преобразование в 1/3- и 1/4-слоях Стюартсона по отношению к распределению плотности $\beta_3 = 2A^2\epsilon^{1/3}$, $\beta_4 = 2A^2\epsilon^{1/4}$
 γ — отношению теплоемкости $\gamma = C_p/C_v$
 ϵ — число Экмана, определяемое системой уравнений (4.14)
 ϵ_0 — коэффициент, определяемый в соотношениях (4.85)
 ϵ_S — эффективный коэффициент радиального обогащения, определяемый в соотношениях (4.62)
 ζ — безразмерная радиальная координата, $\zeta = r/a$
 η — безразмерная осевая координата, $\eta = Z/a$
 η_H — безразмерная высота центрифуги, $\eta_H = Z_H/a$
 η_F — безразмерное осевое расположение точки питания, $\eta_F = Z_F/a$
 θ — коэффициент деления потока, т. е. отношение обогащенного потока к потоку питания
 k — теплопроводность газа
 k_w — теплопроводность материала стенки
 μ — вязкость газа
 ξ — преобразованная радиальная координата, $\xi = A^2(1 - r^2/a^2)$
 ρ — плотность газа
 ρ_w — плотность газа на стенке
 ρ_{eq} — равновесная плотность газа (при квазитвердом вращении)
 $\hat{\rho}$ — возмущение плотности газа, вызываемое противоточным течением и определяемое соотношениями (4.12)
 σ — коэффициент в уравнении для слоя Экмана (4.24)
 Φ — вектор потока легкого компонента
 Φ_r — радиальная компонента вектора потока легкого компонента
 Φ_z — осевая компонента вектора потока легкого компонента
 Φ — поток отбора, нормированный на поток циркуляции, $\Phi = (F\theta)/2\epsilon_S L$
 Φ' — поток отвала, нормированный на поток циркуляции, $\Phi' = F(1-\theta)/2\epsilon_S L$
 Φ_P — поток отбора, отнесенный к диффузионному потоку согласно соотношениям (4.85), $\Phi_P = F\theta/\pi\alpha\rho D$
 Φ_w — поток отвала, отнесенный к диффузионному потоку в соответствии с соотношениями (4.58), $\Phi_w = F(1-\theta)/\pi\alpha\rho D$

ψ — функция тока, определяемая уравнениями (4.16)

ψ_3 — функция тока в 1/3-слое Стюартсона, определяемое системой уравнений (4.33)

Ω — угловая скорость центрифуги

$\Delta\Omega_T$ — разность угловых скоростей верхней крышки и ротора

$\Delta\Omega_B$ — разность угловых скоростей нижней крышки и ротора

ПРИЛОЖЕНИЕ

РЕШЕНИЕ ЛИНЕАРИЗОВАННЫХ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ УРАВНЕНИЙ МЕТОДОМ РАЗЛОЖЕНИЯ ПО СОБСТВЕННЫМ ФУНКЦИЯМ

В начале 60-х годов Стеенбек [4.40] и Паркер и Мэйо [4.41] решали линеаризованные гидродинамические уравнения в предположении, что все величины возмущений в (4.14) могут быть разложены на радиальную и аксиальную части. Кроме того, предполагалось, что центрифуга полубесконечна и что все возмущения в осевом направлении затухают по экспоненциальному закону. При этих условиях неизвестные функции в (4.14) записываются в виде

$$\left. \begin{aligned} \hat{u} &= u(\zeta) \exp(-\lambda\eta); \quad \hat{w} = w(\zeta) \exp(-\lambda\eta); \quad \hat{v} = v(\zeta) \exp(-\lambda\eta); \\ \hat{p} &= p(\zeta) \exp(-\lambda\eta); \quad \hat{T} = T(\zeta) \exp(-\lambda\eta). \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.1})$$

Подстановка (П.1) в (4.14) и деление на $\exp(-\lambda\eta)$ приводит к системе (П.2) из пяти взаимосвязанных обыкновенных дифференциальных уравнений для радиальной составляющей возмущений:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\zeta} \frac{d}{d\zeta} (\zeta u) + 2A^2 \zeta u - \lambda w &= 0; \\ -2v + \zeta T + (2A^2)^{-1} \frac{dp}{d\zeta} &= \frac{\varepsilon}{E_R} \left\{ \left(\frac{d^2}{d\zeta^2} + \frac{1}{\zeta} \frac{d}{d\zeta} + \lambda^2 - \frac{1}{\zeta^2} \right) u + \right. \\ &+ \frac{1}{3} \frac{d}{d\zeta} \left[\frac{1}{\zeta} \frac{d}{d\zeta} (\zeta u) - \lambda w \right] \Big\}; \\ 2u = \frac{\varepsilon}{E_R} \left(\frac{d^2}{d\zeta^2} + \frac{1}{\zeta} \frac{d}{d\zeta} + \lambda^2 - \frac{1}{\zeta^2} \right) v; \\ - (2A^2)^{-1} \lambda p &= \frac{\varepsilon}{E_R} \left\{ \left(\frac{d^2}{d\zeta^2} + \frac{1}{\zeta} \frac{d}{d\zeta} + \lambda^2 \right) w - \right. \\ &- \frac{1}{3} \lambda \left[\frac{1}{\zeta} \frac{d}{d\zeta} (\zeta u) - \lambda w \right] \Big\}; \\ -4h\zeta u &= \frac{\varepsilon}{E_R} \left(\frac{d^2}{d\zeta^2} + \frac{1}{\zeta} \frac{d}{d\zeta} + \lambda^2 \right) T. \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.2})$$

Граничные условия, рассмотренные Паркером и Мэйо:

$$\left. \begin{aligned} \zeta = 0; \quad u = 0; \quad \frac{dv}{d\zeta} = 0; \quad \frac{dw}{d\zeta} = 0; \quad \frac{dT}{d\zeta} = 0; \\ \zeta = 1; \quad u = 0; \quad v = 0; \quad w = 0; \quad T = 0. \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.3})$$

Система дифференциальных уравнений (П.2) совместно с двухточечными граничными условиями (П.3) представляет собой.

задачу на собственные значения; собственные значения λ должны быть определены в процессе решения. Паркер и Мэйо решали эту задачу численно в области $4 \leq A^2 \leq 25$. Вычислены могут быть только относительные возмущения. Некоторые собственные функции осевой скорости представлены на рис. П.1 для значения параметра скорости $A=3,7$. Первая собственная функция, соответствующая наименьшему собственному значению, является преобладающей в центрифуге на значительном осевом расстоянии от источника возмущений и имеет профиль, очень крутой вблизи стенки и весьма пологий около оси. Собственные функции высших порядков имеют осциллирующий характер с амплитудой, возрастающей вблизи периферии. Поскольку собственные значения взаимосвязаны, расчеты показали, что эффективная длина затухания первой собственной функции (т. е. соответствующей наименьшему собственному значению) обратно пропорциональна пятой степени параметра скорости A и прямо пропорциональна давлению на стенке и поперечному сечению трубы. Длины затухания высших порядков приблизительно в $n^{2,5}$ раз меньше длины первого порядка (n — номер функции).

Численный метод решения (П.2) встречается со все возрастающими трудностями при $A^2 > 25$. Гинг [4.42] развил асимптотический подход, который позволил обойти эти трудности, и получил хорошее согласие с решением Паркера для $A^2 = 25$. Метод состоит в исследовании области вблизи периферии с помощью введения новой радиальной координаты $x = 2A^2(1 - r/a)$ с аппроксимацией $[1 - (r/a)^2]$ через $2(1 - r/a)$. Как и в предыдущем подходе, возмущение разделяется на радиальную и аксиальную составляющие, причем последняя определяет экспоненциальное затухание. Предполагая, что затухание в осевом направлении мало по сравнению с радиальным градиентом, Гинг преобразовал линеаризованную гидродинамическую систему в одно обыкновенное дифференциальное уравнение шестого порядка

$$D^3(D+1)^2(D+2)\omega - \bar{\lambda}^2 e^{-x}\omega = 0, \quad (\text{П.4})$$

где символ D означает оператор d/dx ; ω — локальная угловая скорость, $\omega = \dot{V}/\zeta$; $\bar{\lambda}$ — нормализованное собственное значение, определяемое в процессе решения. Граничные условия формируются из (П.3). Гинг решал (П.4) разложением ω по степеням функции e^{-x}

$$\omega = a_0 + a_1 e^{-x} + a_2 e^{-2x} + a_3 e^{-3x} + a_4 e^{-4x} + b_2 x e^{-2x} + b_4 x e^{-4x}.$$

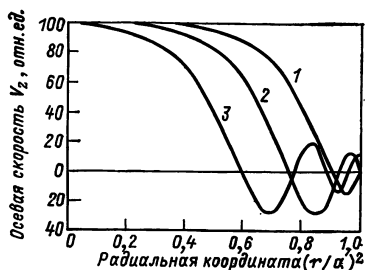


Рис. П.1. Собственные функции осевой скорости (решение Паркера и Мэйо для $A=3,7$):

1 — первая форма; 2 — вторая форма; 3 — третья форма; 4 — четвертая форма

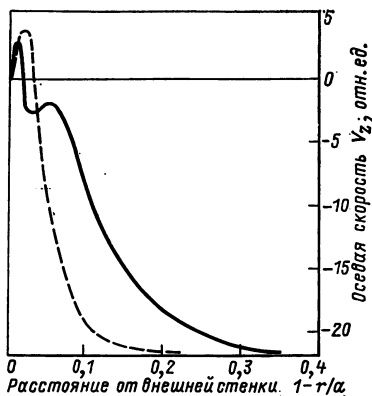


Рис. П.2. Радиальный профиль осевой скорости для скоростного параметра $A=5$:

— — — решение Гинга; — — — численное решение полной системы гидродинамических уравнений

Метод разложения по собственным функциям, как уже отмечалось, не дает поля абсолютных скоростей, а позволяет получить только их радиальный профиль. Однако этой информации достаточно, чтобы определить влияние формы потока на разделение (4.84). Ниже представлены некоторые значения КПД формы потока, полученные с использованием результатов Паркера и Мэйо:

Окружная скорость, $\text{м} \cdot \text{с}^{-1}$	400	500	600
Параметр вращения A^2	11,1	17,3	25,0
Коэффициент полезного действия формы потока	0,6	0,4	0,3

Интересно сравнить эти результаты с результатами, полученными другими методами, например с численными решениями полной системы гидродинамических уравнений. В качестве базового варианта для сравнения примем центрифугу, исследованную в разд. 4.2.4 и 4.3.4 при соответствующем скоростном параметре $A^2=25$, в которой поток возбуждается диском, расположенным на одной крышке и вращающимся с угловой скоростью, несколько меньшей, чем ротор. На рис. П.2 приведены радиальный профиль осевой скорости в среднем сечении центрифуги ($Z/a=5$), полученный численным методом, а также первая собственная функция по Гингу, умноженная на постоянную, которая выбрана из условия совпадения максимума скорости на оси ротора. Приведенные профили различаются значительно, но следует отметить, что осевое расстояние $Z/a=5$ от источника возмущения недостаточно, чтобы собственные функции Гинга более высоких порядков полностью затухли. С другой стороны, разделительный КПД согласно решению Гинга составляет 30%, в то время как наш метод оптимизации дает 43%. Это различие объяснимо, если принять во внимание механизм возбуждения: в расчетах Гинга возбуждение затухает с удалением от крышки, а при методе оптимизации, описанном в разд. 4.3.4, различные типы возбуждения налагаются друг на друга и оптимизируются.

Метод разложения по собственным функциям был усовершенствован Жаком [4.43] в целях определения абсолютных значений потока. Совсем недавно Броуверс [4.30] предложил общий метод полного разложения по собственным функциям.

РАЗДЕЛИТЕЛЬНОЕ СОПЛО

Е. В. Беккер

В методе разделительного сопла разделение изотопов урана обусловлено действием центробежных сил, развивающихся в высокоскоростном потоке гексафторида урана и легкого вспомогательного газа. Метод разрабатывался Центром научных исследований в Карлсруэ совместно с фирмой «Штеаг» (ФРГ). В 1975 г. фирмы «Нуклебрас» (Бразилия) и «Интератом» (ФРГ) объединили свои усилия. Первоначальная цель их деятельности состояла в конструировании демонстрационного разделительного завода (Бразилия). Здесь рассматриваются основные стороны и наиболее важные этапы разработки технологии метода разделительного сопла.

5.1. ВВЕДЕНИЕ

Общие представления, касающиеся газодинамического метода разделения изотопов урана, были известны давно. Из отчета, опубликованного в Харуэлле и рассекреченного в 1953 г. [5.1], следует, что еще во время второй мировой войны Дирак высказывал идею о принципиальной осуществимости разделительного механизма газовой центрифуги без использования движущихся частей (узлов) путем предоставления газу возможности истекать с большой скоростью в виде струи, имеющей искривленные линии тока. Однако проверка этого эффекта, выполненная в Великобритании на модельных газах, показала, что метод не может быть использован для разделения изотопов в больших масштабах [5.2].

Первые сообщения об успешных экспериментах по разделению изотопов на основе газодинамического принципа были опубликованы в 1955 г. (Ag и Xe) [5.3] и в 1956 г. (UF_6) [5.4]. Однако возможность использования метода для крупномасштабного производства по обогащению урана изотопом ^{235}U стала понятной только после того, как было установлено существенное увеличение разделительного эффекта при разбавлении UF_6 легким вспомогательным газом [5.5, 5.6].

Положительное влияние легкого газа (обычно используется H_2 или He), добавляемого к гексафториду урана в большом молярном избытке, в основном связано с тем, что этот легкий газ заметно увеличивает скорость источника UF_6 при данном значении коэффициента расширения. В то же самое время парциальное число Маха M_{UF_6} может значительно превысить свой звуковой предел при наличии дозвукового или близкого к звуковому течению смеси, характеризуемого относительно небольшими потерями. Увеличение центробежной разделительной силы поясняется на рис. 5.1, из которого видно, что в смеси H_2/UF_6 с моляр-

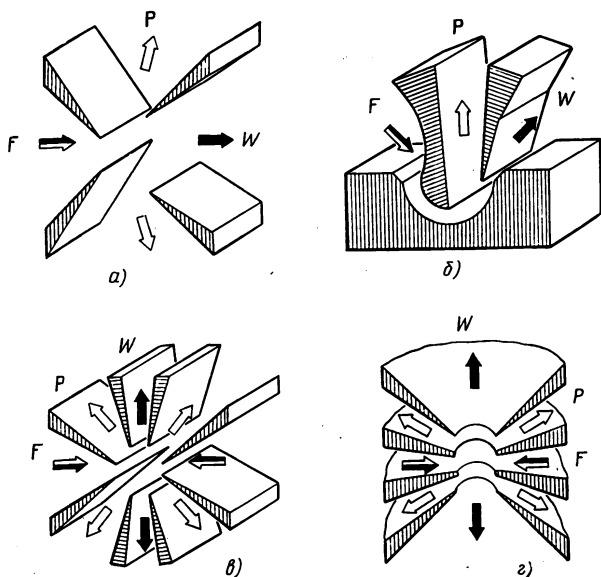
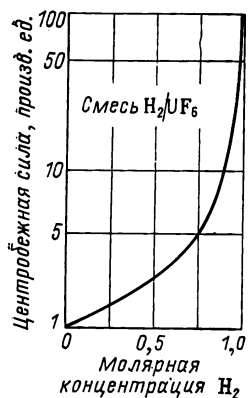


Рис. 5.1. Возрастание действующих на молекулы UF_6 в системе разделительного сопла центробежных сил при разбавлении гексафторида урана водородом

Рис. 5.2. Схема некоторых систем, исследованных при разработке метода разделительного сопла (F — питание, P — отбор, W — отвал)

ной долей водорода 95% действующие на молекулы UF_6 центробежные силы примерно в 20 раз больше, чем в случае чистого гексафторида. Кроме того, дополнительное положительное воздействие, оказываемое присутствием легкого газа, обусловлено различием скоростей диффузии изотопов в процессе установления равновесного распределения плотности [5.7]. Представляется, что затраты, связанные с добавлением легкого газа, вполне компенсируются получаемыми в этом случае преимуществами.

Очевидно, что при использовании вспомогательного легкого газа в так называемом методе разделительного сопла одновременно с разделением изотопных составляющих имеет место существенное разделение гексафторида урана и добавки. Действие этого нежелательного эффекта, однако, компенсируется без ущерба для основного процесса разделения изотопов, если разделительные элементы соединяются в каскад (см. разд. 5.2.3).

Необходимая для осуществления процесса разделения кривизна линий тока может быть получена различными путями. На рис. 5.2 показаны некоторые из исследованных устройств. При проведении первых систематических экспериментов с UF_6 [5.8] использовали сопло, конструкция которого приведена на рис. 5.2, а. В этом случае кривизна линий тока в основном обусловлена задерживающим действием отсекающего, применяемого для расщепления струи. Лентообразная форма струи, изображенная на рис. 5.2, б, образуется за счет отклонения потока на полу-

цилиндрической стенке [5.9, 5.10]. На рис. 5.2, в показано приспособление, с помощью которого два противоположно направленных струйных потока лентообразной формы испытывают взаимное отклонение [5.11, 5.12]. В соответствии с изображенной на рис. 5.2, г схемой поток питания подается радиально в разделительное пространство через кольцевое сопло и расщепляется с помощью кольцевых отсекателей [5.13]. Наиболее детально изучали вариант, показанный на рис. 5.2, б. Он является основой промышленной разделительной системы (см. § 5.3). Рисунки 5.2, в, г иллюстрируют пути дальнейшего усовершенствования метода разделительного сопла (см. разд. 5.4).

Следует упомянуть, что так называемый UCOR*-метод [5.14], разработанный в ЮАР в обстановке секретности, является газодинамическим методом, используемым в режиме с большой молярной концентрацией водорода. Он был назван авторами методом усовершенствованной вихревой трубы. Ограниченность публикаций, касающихся разделения изотопов урана в вихревых трубах [5.15], не позволяет оценить преимущества таких устройств перед системами, показанными на рис. 5.2.

В разд. 5.2 рассматриваются те характерные особенности метода разделительного сопла, которые в основном зависят от формы сопла, а в гл. 5.3 описывается промышленный вариант устройства. И, наконец, в разд. 5.4 кратко изложены важнейшие направления дальнейшего развития метода.

5.2. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ

5.2.1. Теоретическое описание эффекта разделения [5.7, 5.16]

Степень разделения изотопов в искривленном течении может быть вычислена исходя из известной разности радиальных диффузионных потоков обоих изотопов через поверхность тока изотопной смеси. В качестве примера на рис. 5.3 схематически показана форма поверхности тока UF_6 для течения между двумя цилиндрами с радиусами R_i и R_a соответственно. Поверхность тока UF_6 , изображенная на чертеже, разделяет поток гексафторида урана на внутренний поток $\theta_u L_u$ и внешний поток $(1 - \theta_u) L_u$. Таким образом, величина θ_u является обобщенным коэффициентом деления потока, который имеет отношение ко всей области течения в сопле. В процессе

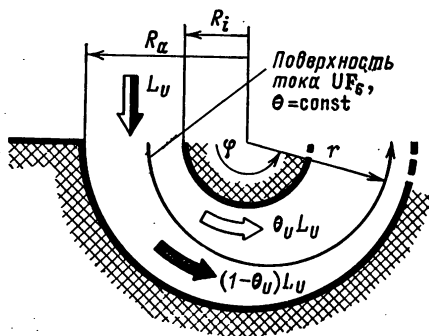


Рис. 5.3. Расположение поверхности тока UF_6 для течения между двумя цилиндрами с радиусами R_i и R_a

* UCOR — корпорация «Юрейниум энричмент оф Саут Африка».

отклонения оба изотопных компонента диффундируют через поверхность тока в противоположных направлениях. При этом легкий и тяжелый изотопы концентрируются соответственно вблизи вогнутой и выпуклой сторон поверхности.

Элементарный разделительный эффект ϵ_A выражается через коэффициенты деления потоков для легкого θ_l и тяжелого θ_h изотопных компонентов:

$$\epsilon_A = \frac{\theta_l - \theta_h}{\theta_h (1 - \theta_l)}. \quad (5.1)$$

В силу малости изотопного эффекта в знаменателе выражения (5.1) допустима замена парциальных коэффициентов деления потока θ_l и θ_h величиной θ_u , вследствие чего ϵ_A можно непосредственно вычислить на основе известной разности диффузионных потоков изотопов через поверхность тока UF_6 :

$$\epsilon_A(\varphi) = \frac{1}{\theta_u (1 - \theta_u) L_u} \int_0^\varphi v_u \Delta W e_\theta r_\theta d\varphi, \quad (5.2)$$

где $\Delta W = W_h - W_l$ — разность диффузионных скоростей изотопов; v_u — концентрация молекул UF_6 ; e_θ — единичный вектор, перпендикулярный элементу $r_\theta d\varphi$ поверхности тока.

Процесс диффузии может быть описан на основе решения кинетического уравнения Больцмана методом Чепмена — Энскога в предположении малости отклонения состояния смеси от локального равновесного. В этом приближении справедливо следующее уравнение для диффузионного потока молекул гексафторида урана во вспомогательном газе:

$$v_u W_u = -v D_g \left[\text{grad } n_u - \frac{m_u - m_z}{\bar{m}} n_u (1 - n_u) \frac{1}{p} \text{grad } p \right] \quad (5.3)$$

и для разности диффузионных скоростей изотопов

$$\begin{aligned} \Delta W = W_h - W_l = & -D_T \left[\frac{1}{n_h} \text{grad } n_h - \right. \\ & \left. - \frac{1}{n_l} \text{grad } n_l - \frac{m_h - m_l}{\bar{m} p} \text{grad } p \right]. \end{aligned} \quad (5.4)$$

В (5.4) D_T — коэффициент диффузии в тройной смеси, определяемый в соответствии с выражением

$$\frac{1}{D_T} = \frac{n_u}{D_u} + \frac{(1 - n_u)}{D_g}. \quad (5.5)$$

В приведенных выше соотношениях v — концентрация молекул; W — диффузионная скорость; D_u — коэффициент диффузии изотопов в UF_6 ; D_g — коэффициент диффузии UF_6 в легком газе; n — молярная концентрация; m — молекулярная масса; \bar{m} — средняя молекулярная масса смеси; p — статическое давление. Индексы u , l и h относятся к U, ^{235}U и ^{238}U соответственно, а z — к вспомогательному газу.

Интегрирование уравнений диффузии тройной смеси в общем случае возможно только на основе использования численных методов [5.7].

В пределе малых молярных концентраций UF_6 система трех диффузионных уравнений сводится к двум независимым соотношениям [аналогичным (5.3)] с обычными коэффициентами взаимной диффузии, поскольку можно пренебречь влиянием столкновений между молекулами ^{238}U и $^{235}U_6$ по сравнению со столкновениями каждого из разделяемых изотопов с молекулами вспомогательного газа. Таким образом, в рассматриваемом случае каждое уравнение описывает диффузию одного из изотопов в легком газе без учета какого-либо влияния другого изотопа [5.16].

Подставляя выражение для диффузионного потока в уравнение неразрывности i -й компоненты, получаем дифференциальное уравнение в частных производных, описывающее распределение концентрации. Его решение может быть представлено в виде ряда Фурье:

$$n(r, \varphi) = n_{\infty}(r) + \sum_{k=1}^{\infty} C_k \exp(-\lambda_k \varphi) P_k(r), \quad (5.6)$$

где $P_k(r)$ — собственные функции; λ_k — соответствующие собственные значения; C_k — постоянные коэффициенты. Член $n_{\infty}(r)$ характеризует распределение изотопов при наличии диффузионного равновесия. Уравнение (5.6) описывает пространственное изменение концентрации в зависимости от угла отклонения φ как релаксационный процесс, в котором данное начальное распределение $n(r, 0)$ асимптотически стремится к равновесному распределению $n_{\infty}(r)$. Поскольку под действием своей более высокой скорости бародиффузии тяжелый изотоп быстрее приближается к стационарному распределению, элементарный эффект изотопного разделения ϵ_A временно превосходит равновесное значение*.

В качестве примера на рис. 5.4 приведены значения элементарного эффекта разделения изотопов урана ϵ_A , вычисленные для азимутально возрастающего (рис. 5.4, а) и убывающего (рис. 5.4, б) отношений направленной и тепловой скоростей S_{UF_6} , в зависимости от нормированного на положение отсекаателя угла отклонения $\varphi' = \varphi/\varphi_A$. При этом расчет выполнен для системы, в которой усредненные по углу отклонения отношения скоростей S_{UF_6} ,

* Термин «равновесное разделение» характеризует условия, в которых бародиффузия уравнивается обычной диффузией, вызванной градиентом концентрации. Для заданного коэффициента деления потока эффект изотопного разделения не может превышать своего характерного максимального значения даже в случае бесконечно большой скорости потока в силу того, что при увеличении скорости потока UF_6 концентрируется во все более узком слое. Теоретическое значение верхнего предела для равновесного разделительного эффекта дается выражением

$$\epsilon_{A, \max}^{\infty} = \frac{m_h - m_l}{m_u} \frac{\ln \theta_u}{\theta_u - 1}.$$

в обоих случаях одинаковы. Кривые построены для различных значений диффузионного параметра $\varphi_A D/R_\alpha$. При заданных характерных размерах сопла диффузионный параметр обратно пропорционален давлению на входе и скорости газового потока. Для каждого значения диффузионного параметра элементарный эффект разделения ε_A при изменении φ' проходит через максимум. Значение этого максимума заметно превосходит равновесный раз-

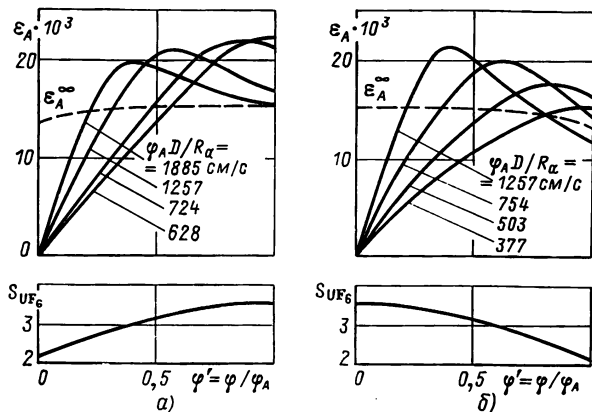


Рис. 5.4. Зависимость элементарного эффекта разделения изотопов урана ε_A , рассчитанная для возрастающего (а) и убывающего (б) в азимутальном направлении отношений направленной и тепловой скорости S_{UF_6} , от угла отклонения $\varphi' = \varphi/\varphi_A$, нормированного на положение отсекавателя [5.16]

делительный эффект ε_A^∞ (на рисунке — пунктирная линия). С возрастанием диффузионного параметра положение максимума смещается в сторону больших значений угла φ' . В случае ускоряющегося потока (см. рис. 5.4, а) абсолютный максимум несколько выше и достигается при существенно меньшем диффузионном параметре. Таким образом, ускоряющийся поток способствует развитию более высокой разделительной мощности (в расчете на единицу длины сопла), чем замедляющийся.

5.2.2. Оптимизация рабочих условий

Несмотря на то что важнейшие стороны газодинамических и диффузионных явлений в разделительном сопле могут быть удовлетворительно описаны теоретически, для оптимизации системы разделительных сопел необходимо проводить многочисленные эксперименты по разделению UF_6 . В этих исследованиях значения параметров, которые не могут быть оптимизированы независимо один от другого, должны варьироваться. При этом геометрические характеристики и условия эксплуатации разделительной системы

следует выбирать таким образом, чтобы итоговая стоимость единицы разделительной работы всего завода была, возможно, более низкой.

Рисунок 5.5 иллюстрирует процедуру оптимизации [5.17]. Разделительный эффект получают для различных значений давления на входе и коэффициента расширения; все другие параметры остаются неизменными. Из этих результатов получают приближенную формулу, которая очень хорошо описывает зависимость разделительного эффекта от давления на входе и коэффициента расширения. С помощью найденного эмпирического соотношения

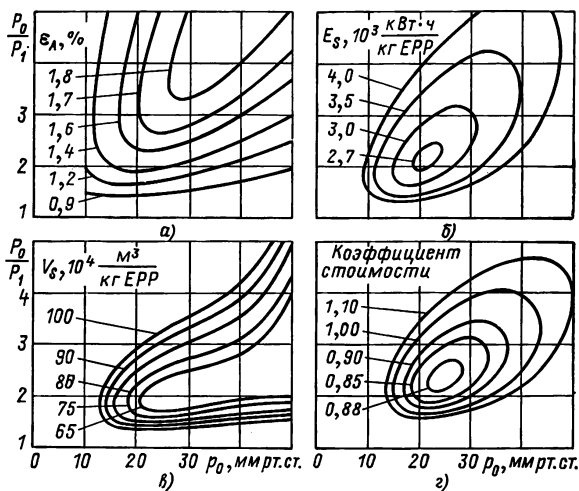


Рис. 5.5. Влияние давления на входе P_0 и коэффициента расширения P_0/P_1 на эффект разделения ε_A ; удельная работа сжатия E_s , удельный объемный расход на всасывании V_s и коэффициент стоимости, определенные для разделительной системы лабораторного масштаба (смесь H_2/UF_6 с 4 % UF_6 , $\theta=1/4$)

можно вычислить удельные энергетические затраты, удельный объемный расход на всасывании и удельную длину щели разделительного сопла для всего диапазона условий, представляющих интерес. Рассчитанные величины анализируют с точки зрения технологических и экономических аспектов разделительного завода промышленного масштаба и определяют коэффициент стоимости для сравнения затрат, имеющих место в случае исследуемой системы, и затрат на эталонное устройство с фиксированными рабочими условиями. Результаты анализа, который проводится непрерывно во время оптимизации, используют для выбора условий проведения дальнейших экспериментов по определению оптимальных рабочих параметров разделительной системы.

5.2.3. Стабилизация распределения концентрации UF_6 вдоль каскада

Как и в других методах обогащения, первичный эффект, реализуемый в каждом из разделительных элементов, должен быть «умножен» посредством каскадирования.

В качестве примера на рис. 5.6 показано шесть разделительных ступеней (с номерами от S до $S-5$), соединенных в каскад с общим отбором, равным нулю, и действующих при коэффициен-

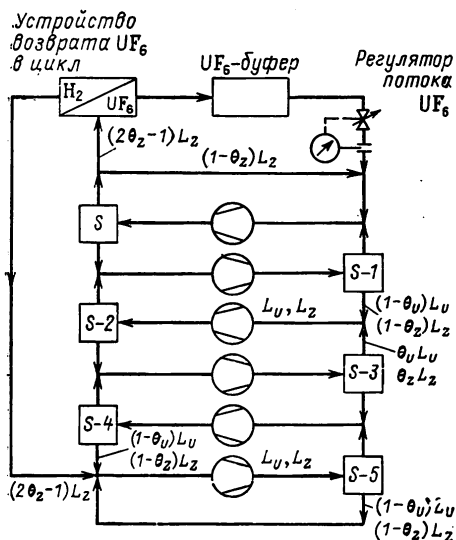


Рис. 5.6. «Умножение» элементарного эффекта разделения в каскаде (L_u — молярный поток UF_6 ; L_z — молярный поток легкого вспомогательного газа. Из соображений простоты коэффициент деления потока θ принят равным $1/2$, а общий отбор — нулю. Из рисунка следует, что, несмотря на высокую степень разделения гексафторида урана и вспомогательного газа, все ступени работают при одинаковой концентрации смеси)

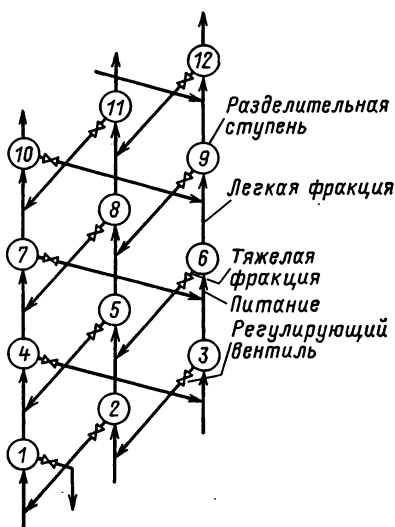


Рис. 5.7. Схема деления потоков в каскаде при $\theta=1/4$

те деления потока $\theta_u=0,5$. Очевидно, что, несмотря на высокую степень разделения гексафторида урана и вспомогательного газа, все ступени работают при одной концентрации смеси. Поток вспомогательного газа $(2\theta_z - 1)L_z$ вместе с содержащимся в нем UF_6 поступает в верхнюю часть каскада и направляется в устройство возврата UF_6 в цикл, где гексафторид урана отделяется от вспомогательного газа. В то время как вспомогательный газ переносится в нижнюю часть каскада, гексафторид урана направляется в буферную систему. В дальнейшем он поступает с постоянной скоростью в качестве питания на вход S -ступени.

Постоянство потока питания UF_6 в верхней части каскада и общего обратного потока в его нижней части приводит к саморегулированию устойчивого распределения гексафторида урана, если разделительная ступень реагирует на возрастание концентрации UF_6 увеличением коэффициента деления потока θ_u [5.18]. Собственно говоря, возрастание θ_u эквивалентно увеличению переноса UF_6 в буферную систему, где излишек UF_6 накапливается. Если ступень реагирует на возрастание концентрации UF_6 уменьшением θ_u , UF_6 -буфер должен быть перенесен в нижнюю часть каскада для получения того же самого эффекта. Рассмотрение, относящееся к устойчивости распределения UF_6 , не зависит от скорости отбора продукта и коэффициента деления потока гексафторида урана. Подобно способам разделения чистого гексафторида урана метод разделительного сопла, использующий вспомогательный газ, требует при каскадировании определенного соединения ступеней, соответствующего данному значению θ_u . Обычно характер соединения выбирают из условия, чтобы в трубопроводах смешивались только потоки с одинаковым изотопным составом. На рис. 5.7 представлена схема каскада с коэффициентом деления потока $\theta_u = 1/4$, которая представляет наибольший практический интерес. Тонкая регулировка θ_u возможна в отдельной разделительной ступени на основе использования регулирующих вентилей, установленных в линии отбора тяжелой фракции.

5.3. ВНЕДРЕНИЕ В ПРОМЫШЛЕННОСТЬ

Метод разделительного сопла был разработан Центром научных исследований в Карлсруэ (ФРГ). Начиная с 1970 г. фирма «Штеаг» включилась в разработку технологии метода и его внедрение в промышленность. В 1975 г. бразильская и западногерманская фирмы «Нуклебрас» и «Интератом» объединили свои усилия. Первоначальной целью их совместной деятельности явилось конструирование демонстрационного завода мощностью около 200 т ЕРР/год. Кроме того, осуществлялась так называемая технологическая программа демонстрационных испытаний разделительных систем промышленного масштаба для больших обогащательных заводов. На рис. 5.8 показано поперечное сечение системы разделительного сопла, используемого на демонстрационном заводе. Его рабочие режимы и характеристики представлены в табл. 5.1.

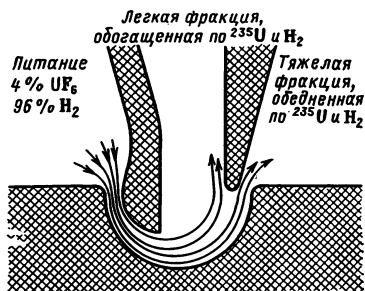


Рис. 5.8. Поперечное сечение системы разделительного сопла, используемого при промышленном внедрении метода

Таблица 5.1. Оптимальные рабочие режимы и характеристики разделительного сопла, показанного на рис. 5.8

Смесь UF_6/H_2 с 4,2% UF_4	
Давление на входе	0,26 бар (26 кПа)
Коэффициент расширения	2,1
Коэффициент деления потока	0,25
Эффект разделения	$1,48 \cdot 10^{-2}$

5.3.1. Производство разделительных элементов

Для того чтобы разделительное сопло работало при давлении на входе 25—50 кПа, диаметр отклоняющей выемки должен составлять около 200 мкм. Несколько методов массового производства дешевых разделительных элементов таких малых характерных размеров разработано совместно с промышленными объединениями.

На рис. 5.9 показана схема промышленного разделительного элемента, созданного фирмой «Мессершмитт-Бёльков-Блом» (Мюнхен). Изготовленная методом выдавливания алюминиевая труба, чертеж которой представлен в нижней части рисунка, служит основой элемента. Труба имеет десять сопловых систем щелевидной формы, расположенных по периферии. Как показано более подробно в верхней части рис. 5.9, каждая сопловая система состоит из отклоняющей выемки в стенке трубы и алюминиевой пластинки, края которой одновременно являются и разделяющим отсекателем, и стенкой сопла. Алюминиевые пластинки фиксируются в направляющих выемках трубы, имеющих форму ласточкина хвоста, и удерживаются с помощью шарнирного приспособления. Питание для сопловой системы подается в каналы (отмеченные индексом F) на одном конце трубы, а тяжелая фракция отбирается из каналов (обозначенных индексом H) на ее противоположном конце. Легкая фракция откачивается из пространства вокруг трубы. Как показали контрольные испытания этих разделительных элементов, их разделительная способность не изменилась в течение всего, приблизительно четырехлетнего, периода испытаний. Сохранились постоянными и другие разделительные характеристики [5.20].

Помимо механического способа сборки фирмой «Сименс» (Мюнхен) налажен метод

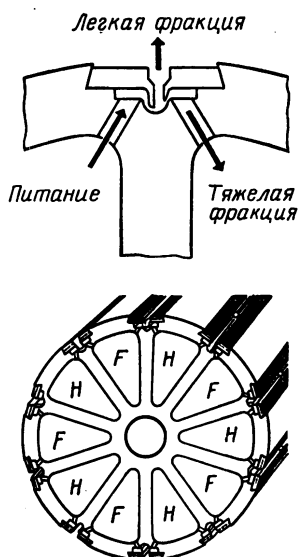


Рис. 5.9. Схема промышленного разделительного элемента, изготовленного фирмой «Мессершмитт-Бёльков-Блом»

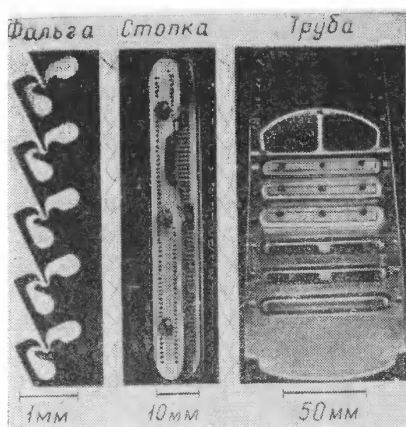


Рис. 5.10. Производство разделительных элементов методом набора протравленных металлических фольг («Сименс», Мюнхен)

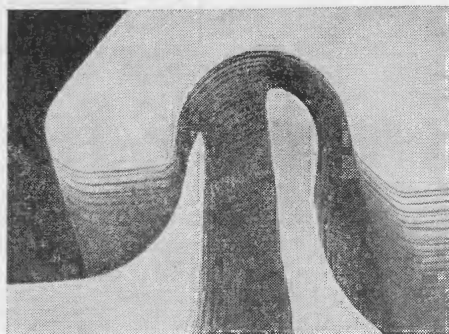


Рис. 5.11. Группировка протравленных металлических фольг, формирующих структуру разделительного сопла. Диаметр отклоняющей емкости 0,2 мм

фототравления для производства промышленных разделительных элементов (рис. 5.10). Структура разделительного сопла и каналов для питающего газа и тяжелой фракции формируется с помощью фототравления металлической фольги. Разделительное сопло получается группировкой в стопку протравленных фольг. На рис. 5.11 показаны детали набора. Стопки объединяются в трубчатом разделительном элементе, причем одна половина трубы используется для питания, а другая — для отбора тяжелой фракции. Легкая фракция отводится к внешней стороне трубы. Автоматическая линия для изготовления разделительных элементов методом фото-

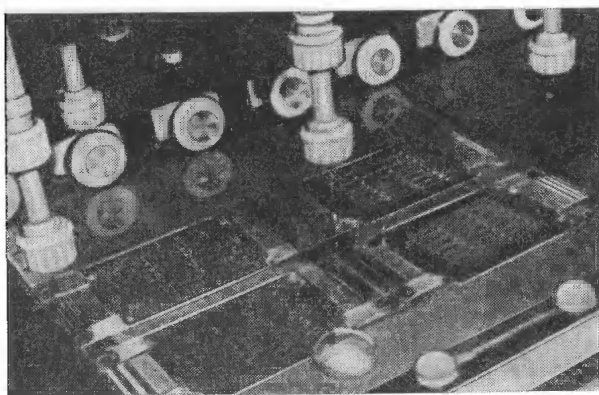


Рис. 5.12. Система фототравления, являющаяся частью автоматической линии для производства разделительных элементов

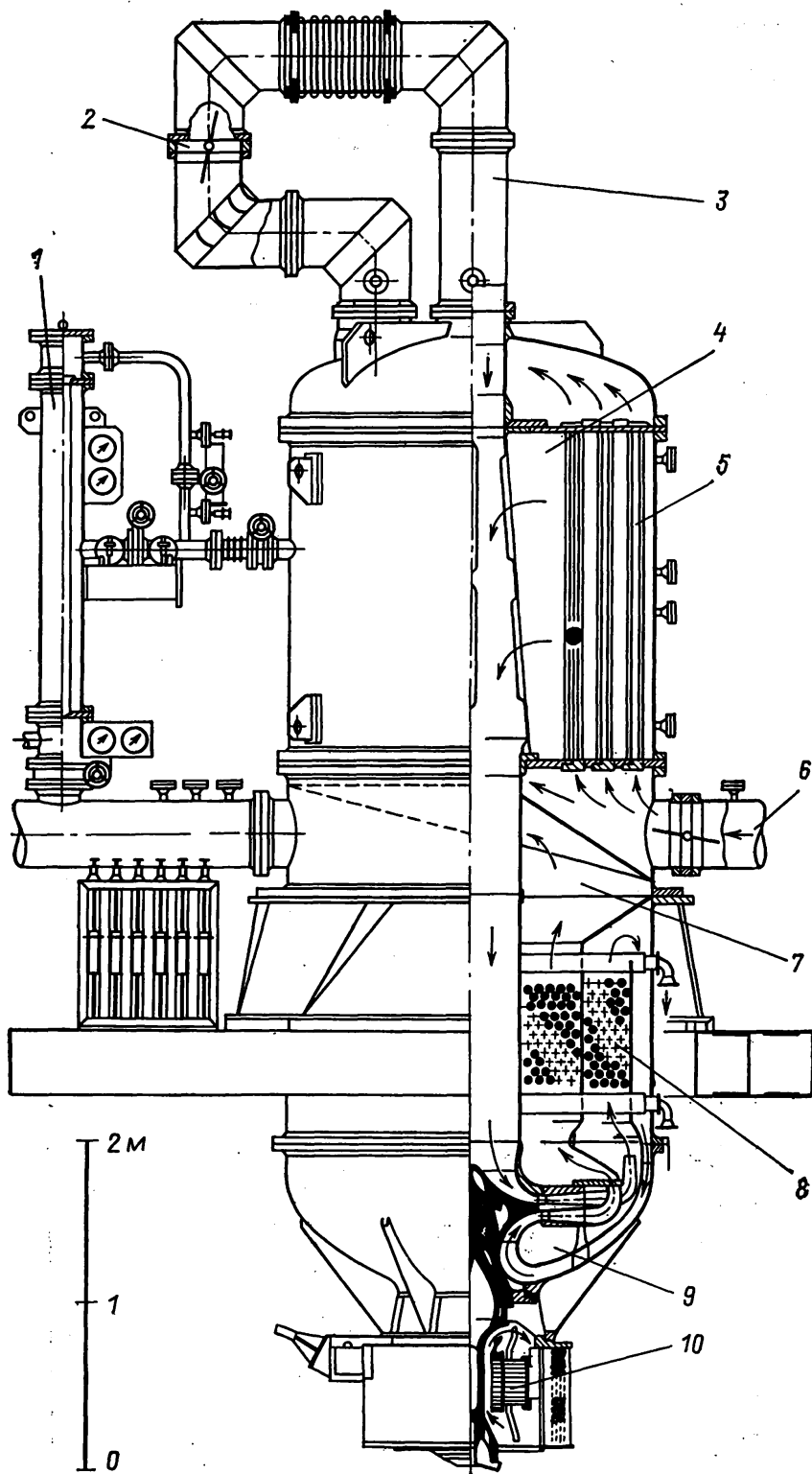


Рис. 5.13. Поперечное сечение большой ступени.

1 — контрольный контур; 2 — регулирующий вентиль; 3 — тяжелая фракция; 4 — резервуар легкой фракции; 5 — разделительные элементы; 6 — питание; 7 — крестовина; 8 — холодильник; 9 — компрессор; 10 — двигатель

травления была создана фирмой «Сименс» (рис. 5.12). В настоящее время ее производительность составляет около 2500 м длины щели в год.

5.3.2. Разделительные ступени

Большие партии промышленных разделительных элементов испытывали на двух образцах ступени, предназначенных для разделительного завода промышленного масштаба*. На рис. 5.13 показано поперечное сечение так называемой большой ступени, в которую входит около 80 трубчатых разделительных элементов длиной 2 м [5.21]. Ступень состоит из резервуара, содержащего разделительные элементы, системы распределения потоков (кросовина), двухступенчатого устройства для охлаждения газа, двухступенчатого центробежного компрессора, а также электродвигателя, жестко связанного с компрессором. Вследствие своей высокой пропускной способности ступень испытывалась в режиме замкнутого цикла. Тяжелую фракцию повторно направляли в верхнюю часть замкнутого контура и смешивали с легкой фракцией, приходящей из разделительных элементов. На рис. 5.14 показана ступень, смонтированная в июле 1970 г. На начальной стадии эксперименты были успешны. Основные узлы ступени работали безаварийно, несмотря на то, что они подвергались большой нагрузке в более чем 600 пусках, а также в испытаниях на предельную максимальную нагрузку и устойчивую работу.

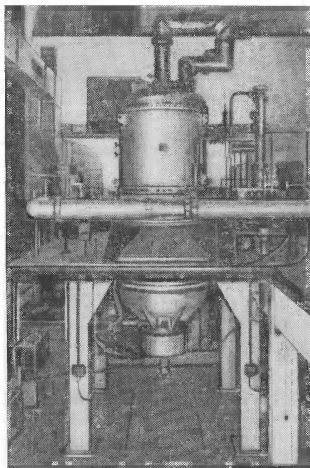


Рис. 5.14. Внешний вид большой ступени

На основе экспериментальных данных, полученных на первом образце ступени, фирмой «Штеаг» был разработан усовершенствованный вариант разделительного устройства [5.19]. На рис. 5.15 показана схема включения разделительных элементов в так называемую малую ступень, поток газа в которой составляет примерно $\frac{1}{3}$ общего потока большой ступени. Разделительные элементы располагаются компактно для облегчения их установки. Все основные компоненты малой ступени проектировались с учетом требований массового производства. Результаты типич-

* Так как ступени были изготовлены несколько лет назад, некоторые из их рабочих параметров существенно отличаются от представленных в табл. 5.1.

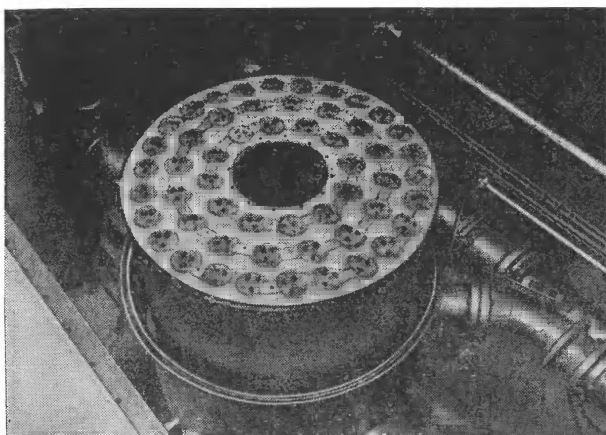


Рис. 5.15. Схема включения разделительных элементов в малую ступень

ного испытания малой ступени приведены на рис. 5.16. С точностью до экспериментальной погрешности они указывают на постоянство во времени разделительной мощности устройства.

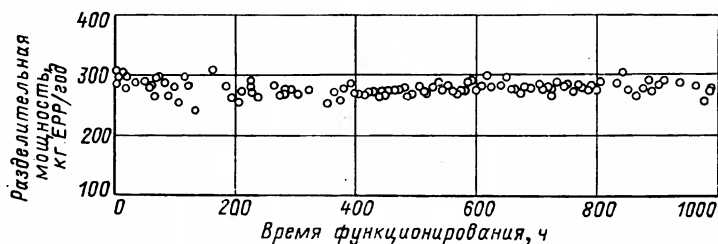


Рис. 5.16. Зависимость разделительной способности малой ступени от продолжительности функционирования

Одна из целей предварительных контрольных испытаний заключалась в разработке наиболее экономичных методов сборки узлов промышленного завода из разделительных сопл. До самого последнего времени «чистые условия» сборки не применялись. Вместо этого во время испытаний присутствующие в системе аэрозоли предварительно собирались фильтром [5.22].

5.3.3. Конструкция каскада и устройства возврата UF_6 в цикл

На рис. 5.17 показана схема промышленного каскада с двумя типами разделительных ступеней. Использование двух типов ступеней с отношением пропускных способностей 1:3 позволяет до-

стичь приблизительно 90% эффективности соответствующего идеального каскада. Около 500 ступеней соединяют последовательно таким образом, чтобы производить обогащенный гексафторид урана, содержащий 3% ^{235}U , и иметь в обедненной фракции примерно 0,3% ^{235}U .

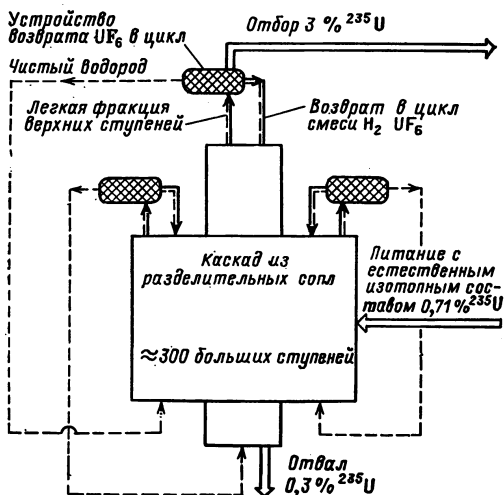


Рис. 5.17. Схема промышленного разделительного каскада из сопл с двумя типами разделительных ступеней

Легкие фракции верхних ступеней подвергают обработке в устройстве возврата UF_6 в цикл (см. разд. 5.2.3). Его схема (рис. 5.18) включает в себя специальную разделительную ступень, снабженную низкотемпературной вымораживающей теплообменной системой [5.23]. За счет действия этой разделительной ступени около 80—90% UF_6 непрерывно поступает обратно в верхнюю часть каскада. Остаток UF_6 вымораживается при температуре между -30 и -120°C в системе противоточных теплообменников, функционирующих в циклическом режиме. Как показано на рис. 5.19, теплообменники включают в себя дополнительные каналы для потока охлаждающей среды, температурный профиль которого может быть в достаточной степени проконтролирован. Гексафторид урана десублимируется в канале относительно большого диаметра, оборудованном зигзагообразными ребрами многозаходного типа.

Прототип описанной выше вымораживающей системы был построен фирмой «Линде» (Мюнхен). Эксперименты, выполненные на смеси $\text{UF}_6\text{—H}_2$ в условиях реального технологического процесса, показали, что даже при наибольшей достижимой разнице тем-

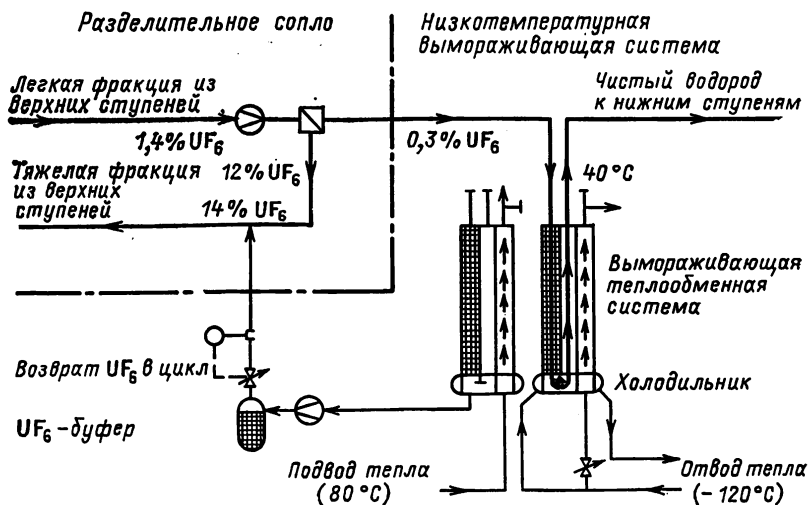


Рис. 5.18. Схема устройства возврата UF_6 в цикл со специальной ступенью с разделительными соплами, снабженной вымораживающей системой с теплообменником

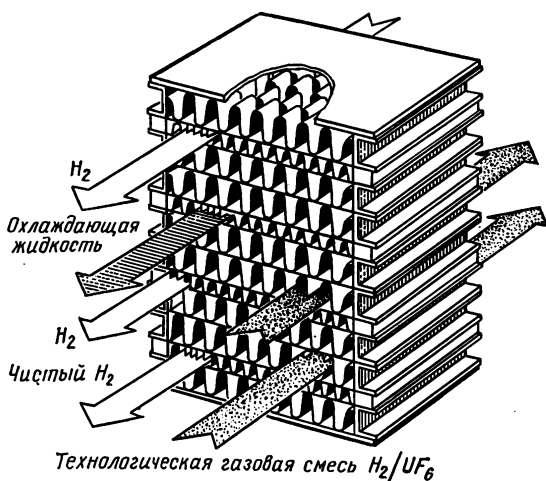
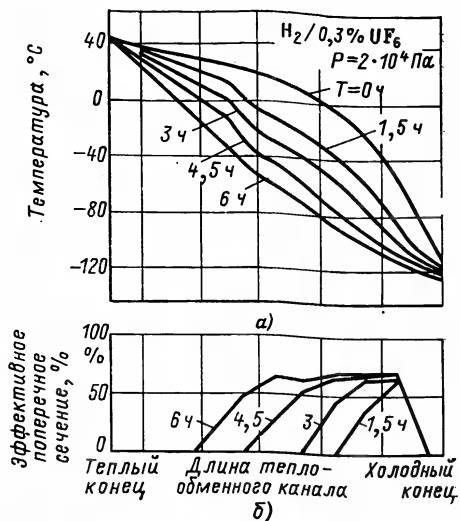


Рис. 5.19. Теплообменник с дополнительными каналами для потока охлаждающей среды, применяемый в устройстве возврата UF_6 в цикл

ператур между газовым потоком и стенками теплообменника не происходит нежелательной десублимации UF_6 в газовой фазе. Это дает возможность теплообменнику функционировать в режиме с большим градиентом температуры, зависимость которого от времени представлена на рис. 5.20. Смещая определенным образом температурный профиль вдоль оси теплообменника, осажда-

Рис. 5.20. Зависимость от времени осевого профиля температуры в теплообменнике, используемом в устройстве возврата UF_6 (а) и образование слоя UF_6 (б)

ют гексафторид урана в слое постоянной толщины. Таким образом, высокая вымораживающая способность достигается при минимальном перепаде давления. С помощью описанного устройства содержание UF_6 в легком газе можно снизить до 0,0001 %. Соответственно пренебрежимо малые потери работы разделения связаны с возвращением легкого газа из отборной части каскада в отвальную.



5.3.4. Работа каскада

Для демонстрации работы каскада был построен десятиступенчатый опытный завод, оборудованный компрессорами Рута (рис. 5.21) [5.25]. Он предназначен для экспериментальной проверки систем статического и динамического контроля функциони-

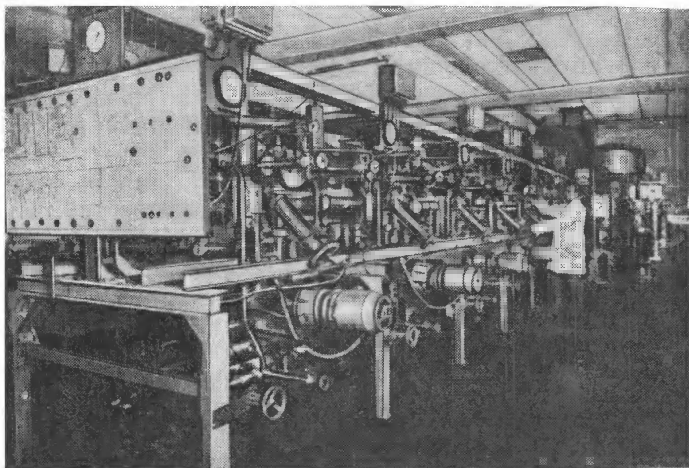


Рис. 5.21. Опытный завод из десяти ступеней, демонстрирующий действие каскада

рования каскада из разделительных сопл [5.26]. Устройство возврата UF_6 в цикл, расположенное в верхней части каскада, служило в качестве буфера (см. разд. 5.2.3). Как и предполагалось,

имело место саморегулирование устойчивого распределения UF_6 в течение всего времени работы завода (рис. 5.22). Умножение элементарного коэффициента разделения при разделении изотопов урана было достигнуто без какого-либо активного контроля.

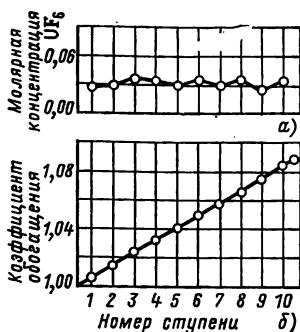


Рис. 5.22. Распределение UF_6 (а) и коэффициент обогащения опытного завода (б) из разделительных сопл

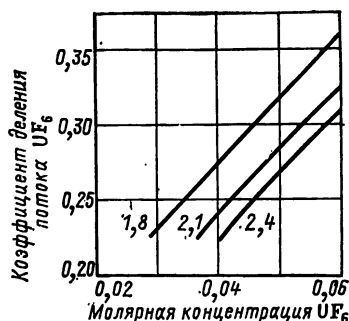


Рис. 5.23. Зависимость коэффициента деления потока θ_u от концентрации UF_6 для различных значений коэффициента расширения

В разд. 5.2.3 было установлено, что при наличии буфера в верхней части каскада разделительные ступени должны быть выполнены таким образом, чтобы реагировать на возрастание концентрации UF_6 увеличением θ_u . Из рис. 5.23 следует, что для каждого заданного значения коэффициента расширения разделительные элементы характеризуются отмеченными выше ярко выраженными стабилизирующими свойствами. С другой стороны (рис. 5.23), θ_u уменьшается с увеличением коэффициента расширения или степени сжатия компрессора. Так как используемые на опытном заводе компрессоры Рута имеют слабую зависимость степени сжатия от состава газа, изменение концентрации UF_6 приводит к незначительному ослаблению стабилизирующих свойств разделительных элементов. По этой причине саморегулирование устойчивого распределения UF_6 наблюдается в опытном заводе при всех рабочих режимах, представляющих практический интерес.

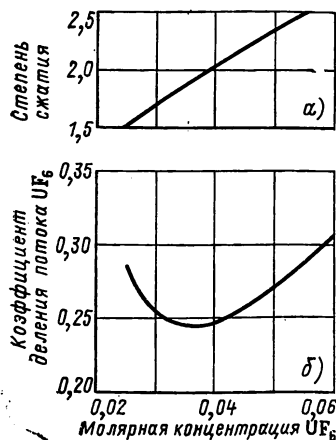


Рис. 5.24. Зависимость степени сжатия центробежного компрессора (а) и коэффициента деления потока θ_u (б) в ступени из разделительных сопл от концентрации UF_6 . При мольных долях UF_6 выше 0.04 θ_u растет с увеличением концентрации, что обеспечивает в верхней части каскада из разделительных сопл с UF_6 -буфером саморегулирование устойчивого распределения UF_6

Ситуация усложняется при использовании центробежных компрессоров в промышленных разделительных ступенях. В этом случае возрастание концентрации UF_6 в смеси является причиной повышения степени сжатия (рис. 5.24), что, увеличивая эффективный коэффициент расширения на сопле, приводит в конечном итоге к уменьшению η_c . Таким образом, отмеченный ранее стабилизирующий эффект разделительного элемента значительно уменьшается дестабилизирующим влиянием характеристик компрессора. Тем не менее имеется возможность достичь саморегулирования устойчивого распределения также и в случае центробежных компрессоров, применяемых в промышленных системах [5.27].

5.3.5. Экономические аспекты

Для получения надежных данных об экономике метода разделительного сопла ряду промышленных объединений была поручена разработка проекта и производственного процесса для наиболее важных узлов завода с учетом требований массового производства. Это, в частности, относилось к разделительным элементам, компрессорам, холодильным агрегатам, трубопроводам, резервуарам и вентилям. На основе определенных таким образом затрат был выполнен подробный оптимизационный анализ проектирования и функционирования завода промышленного масштаба [5.19]. Эти исследования так же, как и разработки технологических аспектов проблемы, обеспечили надежную основу для анализа экономики метода. Оценки затрат, соответствующих современному состоянию разработок, приводят к таким капиталовложениям, которые квалифицируют метод разделительного сопла как экономически привлекательный. При этом энергопотребление метода разделительного сопла, используемого в масштабах большого промышленного производства, приблизительно соответствует энергетическим затратам существующих в США газодиффузионных заводов.

Во время подготовительной обработки данных для конструирования демонстрационного завода тип разделительного элемента и рабочие условия были приняты неизменными и соответствующими современному состоянию разработок (табл. 5.1). Можно, однако, надеяться на значительное улучшение характеристик метода, которое будет достигнуто на основе дальнейшей оптимизации и исследований, относящихся к принципиальным сторонам технологии.

5.4. ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ МЕТОДА

Интенсивные исследования физических аспектов метода разделительного сопла продолжают в Карлсруэ. Эти исследования относятся к теоретическому изучению вопросов газодинамики и диффузии, измерениям потоков в увеличенных моделях разделительного сопла и экспериментам по разделению UF_6 в лабо-

раторном масштабе. В качестве примера рассмотрим подробнее некоторые разработки, касающиеся изображенных на рис. 5.2, в, г конструкций сопл.

Главная идея так называемых систем со встречными струями (см. рис. 5.2, в) заключается в том, чтобы избежать больших градиентов скорости и связанных с ними значительных потерь на внутреннее трение, имеющих место в устройствах, использующих механическое отклонение потока. На рис. 5.25 представлены ре-

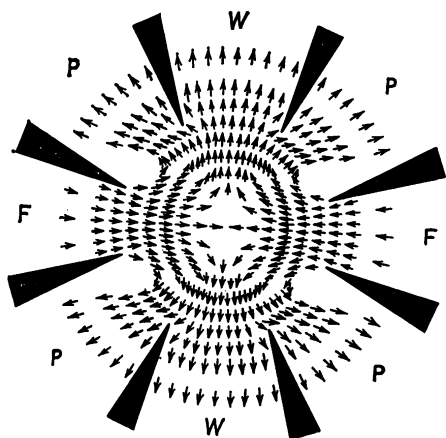


Рис. 5.25. Результаты измерений потоков, выполненных для разделительной системы со встречными расширяющимися струями:

Стрелками показано локальное направление потоков тяжелого компонента смеси He-SF_6 с 4% SF_6 . Коэффициенты расширения легкой и тяжелой фракций равны 2,0 и 1,4 соответственно (F — питание, P — отбор, W — отвал)

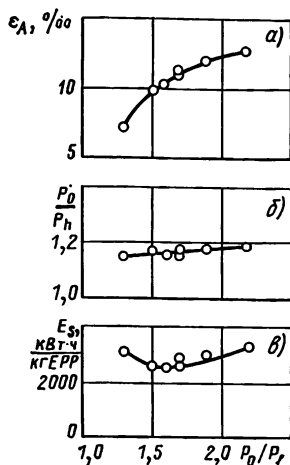


Рис. 5.26. Результаты экспериментов по разделению в системе со встречными струями смеси $\text{H}_2\text{—UF}_6$ с 4% UF_6 . Элементарный эффект разделения изотопов ϵ_A (а), коэффициент расширения тяжелой фракции P_0/P_h для $\theta_u=0,25$ (б) и удельная энергия изотермического сжатия при идеальном процессе (в) представлены в зависимости от коэффициента расширения легкой фракции P_0/P_h

ультаты измерений профиля гидродинамического потока, выполненных с помощью свободномолекулярных зондов [5.17] на смеси He-SF_6 . Локальные направления скорости потока показаны стрелками для тяжелого компонента смеси. Очевидно, что в данной конфигурации достигаются большой угол отклонения и однородность кривизны линий тока. На рис. 5.26 приведены некоторые типичные результаты экспериментов по разделению изотопов, выполненных с такими системами [5.13]. В качестве рабочего газа использовали смесь $\text{H}_2\text{—UF}_6$ с концентрацией UF_6 4%, коэффициент деления потока устанавливали равным $\theta_u=0,25$ с помощью регулировки противодавления тяжелой фракции. Экспериментальная кривая свидетельствует об удовлетворительных раз-

делительных характеристиках для малых значений коэффициента расширения. Элементарный коэффициент разделения изотопов урана ϵ_d превышает 1% при расширении легкой и тяжелой фракций в 1,6 и 1,2 раза соответственно. Удельные энергозатраты E_s , которые определяются отношением работы изотермического сжатия к работе разделения, достигают минимального значения — 2500 кВт·ч/кг ЕРР.

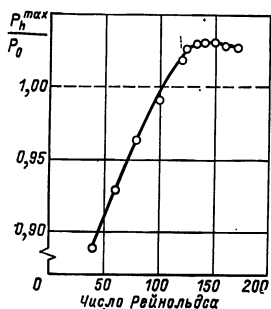


Рис. 5.27. Характеристики разделительного сопла, показанного на рис. 5.2, г. Максимальное значение противодавления тяжелой фракции P_h^{max} может превышать давление на входе P_0

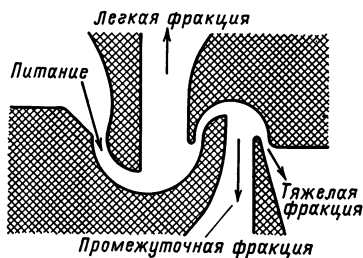


Рис. 5.28. Поперечное сечение разделительной системы с двойным отклонением потока

Несмотря на то что система со встречными струями лентообразной формы характеризуется относительно небольшими потерями на трение в зоне отклонения, потери в каналах, используемых для питания и отбора газа, при разумных геометрических параметрах сравнительно высоки. Более благоприятные результаты можно ожидать для систем с вращательной симметрией (см. рис. 5.2, г). При этом за счет быстрого возрастания размера каналов в радиальном направлении скорости потоков и определяемые ими потери существенно уменьшаются с увеличением расстояния от зоны разделения.

Разделительные характеристики кольцевого сопла обычно не сильно отличаются от соответствующих параметров системы со встречными струйными потоками. Удельные энергозатраты при этом несколько ниже, как и ожидалось, в силу более благоприятной конфигурации каналов питания и отбора. Незначительность потерь на трение в таком устройстве так же, как и эффективное ускорение гексафторида урана в потоке легкого вспомогательного газа, наглядно демонстрируется тем фактом, что максимум противодавления P_h^{max} тяжелой фракции, в которой концентрируется UF_6 , может даже превышать давление на входе P_0 (рис. 5.27). Исследования показывают, что концепция динамиче-

ского отклонения потока может рассматриваться как многообещающий подход к дальнейшему усовершенствованию метода разделительного сопла.

Другое направление в развитии метода разделительного сопла связано с созданием так называемой системы двойного отклонения потока [5.11, 5.28] (рис. 5.28). В этом устройстве тяжелая фракция обычной системы разделяется еще раз с помощью непосредственно связанного с ней второго сопла, в результате чего образуются три фракции. В простейшем случае промежуточная фракция возвращается на всасывание компрессора внутри ступени. Разделительный эффект в такой системе значительно выше, чем в обычной. Оптимальное значение коэффициента деления потока θ_u , которое равно $1/4$ для обычной системы, возрастает до $1/3$ в случае устройства с двумя соплами, поскольку часть тяжелой фракции первого сопла рециркулирует внутри разделительной ступени. Это приводит к уменьшению на 35% числа разделительных ступеней, необходимых для достижения заданных значений концентраций продукта в отборе и отвале. Несмотря на то что производительность по UF_6 для системы с двойным отклонением потока уменьшается вследствие рециркуляции промежуточной фракции, ее разделительная мощность несколько выше, чем в случае обычного устройства с одним соплом. Это приводит к более благоприятным значениям для удельных энергозатрат и удельного объемного расхода на всасывании.

Двойная отклоняющая система может быть прежде всего использована для уменьшения, без дополнительных экономических затрат, полной энергоемкости, а следовательно, и абсолютной стоимости завода.

ГЛАВА 6

ЛАЗЕРНЫЕ МЕТОДЫ РАЗДЕЛЕНИЯ ИЗОТОПОВ УРАНА

К. П. Робинсон, Р. Дж. Дженсен

В течение 70-х годов появились многочисленные предложения применить для разделения изотопов урана новую технологию, которая базируется на использовании лазерного излучения. В результате лазерного воздействия на молекулы, содержащие уран или свободные атомы урана, происходят различные химические или физические превращения, которые и лежат в основе разделения изотопов этого элемента. Для новой технологии характерно разнообразие схем и подходов. В предлагаемой главе приведен обзор основных методов разделения изотопов с помощью лазеров, проведено обсуждение физических процессов, лежащих в их основе, предполагаемых технологических режимов и сформулированы основные требования к лазерам, используемым для разделения изотопов. В главе приведены также некоторые соображения

по масштабированию процессов разделения изотопов и стоимостным оценкам предполагаемого промышленного производства.

6.1. ВВЕДЕНИЕ И ИСТОРИЧЕСКИЙ ОБЗОР

Идеология использования селективных фотохимических реакций для разделения изотопов урана восходит, по крайней мере, к временам Манхеттенского проекта [6.1]. Ранним направлением работ было исследование возможностей проведения селективных реакций в растворах различных соединений урана при облучении их селективно отфильтрованным солнечным светом. Успех этих исследований был невелик, и они были приостановлены в пользу других методов, таких как электромагнитный, термо- и масс-диффузионный, начавших давать положительные результаты.

Принципиальные концепции фотохимического разделения изотопов были сформулированы в 50-х годах при проведении многочисленных работ по фотохимическому получению изотопа ^{204}Hg — отличного хладагента для ядерных реакторов [6.2—6.11].

Потребность в дополнительных мощностях по разделению изотопов урана и совершенствование лазеров стимулируют детальный пересмотр всех методов разделения изотопов, включая фотохимические процессы. Обсуждение технико-экономических показателей новой лазерной технологии должно производиться с позиций хорошо известных достижений методов газовой диффузии и центрифугирования [6.12]. Эти процессы и их характеристики обсуждались в этой книге ранее. Можно назвать четыре важнейших положения, сочетание которых в одном процессе необходимо для обеспечения его экономической приемлемости:

1) высокий коэффициент разделения в одной стадии α . Учитывая все возрастающую стоимость исходного сырья закиси-оксида урана U_3O_8 , желательно в одной стадии извлекать из сырья весь ^{235}U или, другими словами, удалять 79 % ^{238}U в виде чистого отвала. Это позволило бы оставить весь ^{235}U в потоке продукта, имеющего концентрацию ^{235}U примерно 3,2 %;

2) высокая производительная способность. Разделительная мощность трех газодиффузионных заводов США равна примерно 18 900 кг в сутки продукта с 3,2 % содержанием изотопа ^{235}U , что соответствует первой ступени потоку питания 1 кг/с. Это определяет для конкурирующих технологий высокие плотности и большие скорости входного питающего потока. Несмотря на то что коэффициент разделения для электромагнитного процесса (калутрона) в 10^4 раз выше, чем при газодиффузионном процессе, высокая производительность и надежность делают газовую диффузию более предпочтительным процессом;

3) простота оборудования и приемлемые размеры разделительных устройств;

4) высокий энергетический КПД.

Удобным масштабом при определении энергетической эффективности процесса разделения изотопов является энтропия смешения

ния заданной массы разделяемого вещества. Так, энтропия смешения 1 кг ^{235}U со 138 кг ^{238}U , в результате чего получается 139 кг урана с природным содержанием изотопов, равна примерно 60 кДж. Энергия, затрачиваемая на разделение изотопов этой массы вещества методом газовой диффузии, примерно в 10^7 раз выше. Естественным требованием к любому новому процессу разделения является уменьшение энергетических затрат.

Многие предлагаемые процессы могут удовлетворить то или иное условие, и тем не менее при разработке новых процессов удовлетворение всех требований не обязательно. Возрастание цены на энергию выдвигает на первое место п. 4. Истощение природных источников уранового сырья делает главным требование глубокого извлечения (п. 1, 2).

Изобретение лазеров в 1960 г. создало предпосылки для обращения к фотохимии как основе промышленных процессов. Высокая интенсивность, монохроматичность излучения и приемлемая эффективность лазеров явились основой для успешных лабораторных демонстраций химических реакций, инициированных лазерным излучением. В разд. 6.4 показано, что большое число таких химических превращений может быть использовано для разделения изотопов. При этом оказываются действенными как традиционная фотохимическая техника, так и некоторые новые методы, ставшие возможными лишь благодаря использованию лазеров. Раздел 6.3 посвящен применению лазеров для получения атомных ионов.

Высокий коэффициент разделения может быть достигнут в одной стадии при использовании любого из указанных процессов. Дженсенем и др. [6.14] недавно была составлена таблица успешных экспериментов по лазерному разделению изотопов стабильных элементов (табл. 6.1). Обсудим некоторые характерные примеры из этой таблицы по обогащению изотопов с помощью лазеров.

Обогащение дейтерия и изотопа ^{13}C выполнено при селективном фотолизе формальдегида. Молекула H_2CO удачна для фотохимии тем, что ее преддиссоциационный переход из верхнего возбужденного состояния имеет значительное время жизни, что обуславливает малую ширину линии возбуждения, много меньшую, чем изотопический сдвиг между соответствующими уровнями. Используя такие оптические разрешенные линии, можно селективно облучать молекулы и переводить соответствующие изотопы в продукты фотолиза: CO и H_2 . Физическое отделение продуктов фотолиза от формальдегида не представляет сложностей. Процесс молекулярной преддиссоциации в лазерном разделении изотопов примечателен тем, что в нем селективность и энергию, необходимую для диссоциации, можно обеспечить в одной ступени одним лазером.

Двухступенчатый фотолиз, по всей вероятности, более объемлющий химический процесс для лазерного разделения изотопов, поскольку в этом случае селективность обеспечивается начальной

Таблица 6.1. Данные экспериментов по лазерному разделению изотопов

Изотоп	Облучаемая смесь	Лазер	Литература
Одноступенчатый фотолиз			
H/D	H ₂ CO/D ₂ CO	Вторая гармоника рубинового лазера	[6.41]
H/D	H ₂ CO/D ₂ CO	Вторая гармоника неодимового лазера	[6.42]
H/D	H ₂ CO/HDCO	Непр. He Cd-лазер	[6.43]
¹² C/ ¹³ C	H ₂ CO + NO	Вторая гармоника импульсного ПЛК ^{1*}	[6.44]
⁷⁹ Br/ ⁸¹ Br	Br ₂ + HI	Вторая гармоника неодимового лазера	[6.45]
H/D, ¹⁴ N/ ¹⁵ N	Твердый C ₂ N ₄ H ₂ + C ₆ H ₆	Вторая гармоника импульсного ПЛК	[6.46]
¹³ N/ ¹⁵ N, ¹² C/ ¹³ C	C ₂ N ₄ H ₂	Непр. ПЛК	[6.47]
Двухступенчатый фотолиз			
¹⁴ N/ ¹⁵ N	NH ₃	CO ₂ -лазер + фильтр. искра ^{2*}	[6.48]
³⁵ Cl/ ³⁷ Cl	HCl + NO	1-я + 4-я гармоники неодимового лазера	[6.49]
¹⁰ B/ ¹¹ B	BCl ₃ + O ₂	CO ₂ -лазер + фильтр УФ-излучения лампы-вспышки	[6.50]
Лазерно-индуцированные реакции			
¹¹ N/ ¹⁵ N	N ₂ + O ₂	Рубиновый лазер + ВКР на жидком N ₂	[6.51]
³⁵ Cl/ ³⁷ Cl	CSCl ₂ + DEE	Непр. Ar-лазер + импульсный ПЛК	[6.52]
³⁵ Cl/ ³⁷ Cl	ICI	Непр. ПЛК	[6.53]
³⁵ Cl/ ³⁷ Cl	Br + HCl	Импульсный HCl-лазер	[6.54]
¹⁰ B/ ¹¹ B	BCl ₃ + H ₂ S	CO ₂ -лазер	[6.55]
Многофотонное поглощение инфракрасных квантов			
¹⁰ B/ ¹¹ B	BCl ₃ + O ₂	CO ₂ -лазер	[6.56]
³² S, ³⁴ S, ³⁶ S	SF ₆ + H ₂ , NO, HBr	"	[6.57]
³² S/ ³⁴ S	SF ₆ + H ₂	"	[6.58]
H/D	CH ₃ Cl ₂	"	[6.59]
¹² C/ ¹³ C	CF ₃ Cl ₂ + N ₂	"	[6.60]
²⁸ Si, ²⁹ Si, ³⁰ Si	SiF ₄ + H ₂	"	[6.60]
¹⁰ B/ ¹¹ B	BCl ₃ + H ₂	"	[6.60]
Os	OsO ₄ + H ₂ , NO, CO,	"	[6.61]
¹³ C, ³⁵ Cl/ ³⁷ Cl	OCS, C ₂ H ₄	"	[6.62]
	CCl ₄	"	

^{1*} ПЛК — перестраиваемый лазер на красителе.^{2*} Фильтр. искра — искровой спектр, прошедший оптический фильтр.

стадий возбуждений молекулы (обычно колебательных уровней), а химические превращения следуют после дополнительного поглощения квантов. Необходимым условием селективности подобных реакций является различие скоростей протекания реакции для молекул в колебательно-возбужденном состоянии и молекул в нижних квантовых состояниях. Пример такого рода продемонстрирован в табл. 6.1 для BCl_3 при использовании отфильтрованного излучения лампы-вспышки.

Подходящими для лазерной химии следует признать реакции, которые медленно протекают при комнатной температуре, но существенно ускоряются лазерным излучением и при этом не требуют так много лучистой энергии, как это происходит для известных двухфотонных процессов. Ожидается, что развитие подобных схем для разделения изотопов урана может быть перспективным. Осуществление такой программы потребует исчерпывающих исследований по фотохимии урана. К сожалению, сегодняшние сведения по этому вопросу сильно противоречивы.

Недавнее открытие явления множественного поглощения молекулой инфракрасных (ИК) квантов [6.15—6.17] привело к многочисленным впечатляющим демонстрациям лазерного разделения изотопов. Некоторые работы приведены в табл. 6.1. Усилиями советских и немецких ученых производительность этого процесса недавно была доведена до уровня 1 г/день для SF_6 . Однако для проблемы разделения изотопов урана более существенна не демонстрация разделения изотопов серы, а потенциальные возможности, которыми обладает метод. Теперь стало ясно, что многоатомные молекулы могут селективно поглощать значительную колебательную энергию. Этот факт может быть использован при разработке усовершенствованных процессов разделения изотопов урана.

Сообщения об успешных экспериментах продолжают регулярно появляться в печати. Недавние работы по разделению изотопов кислорода с помощью отфильтрованного излучения AgF -лазера [6.18] и изотопов тяжелого металла — молибдена путем интенсивного фотолиза с помощью ИК-лазера [6.19] — не единственные тому примеры.

Из всех этих экспериментов становятся ясными научные возможности использования лазеров для разделения изотопов. Остается тщательно и всесторонне изучить вопрос об экономических показателях процесса лазерного разделения изотопов (ЛРИ) урана. В этом направлении предприняты энергичные программы исследований. В США Лос-Аламосская научная лаборатория [LASL], Лоуренсовская лаборатория вLivermore (LLL), компании «Джерси Нуклеар АВКО Айзотопс» (JNAI) и «Эксон Нуклеар корпорейшен» имеют большие штаты сотрудников, занимающихся освоением технологии лазерного разделения изотопов. Советский Союз имеет активные программы изучения процессов лазерного разделения изотопов в Институте спектроскопии и ИАЭ им. И. В. Курчатова. Не столь интенсивные исследования ведутся

во Франции, ФРГ и Великобритании, хотя несколько публикаций по лазерному разделению изотопов появилось и в этих странах.

Лос-Аламосская лаборатория развивает метод, базирующийся на использовании для разделения изотопов молекул UF_6 ; LLL и JNAI сосредоточили усилия на методе многоступенчатой фотоионизации ^{235}U в потоке уранового пара [6.20—6.24], хотя надо думать, что JNAI занимается также и молекулярным методом.

Работы LASL и LLL по ЛРИ урана общеизвестны, так что только самые основные положения и технология будут обсуждаться ниже. Технология и результаты многочисленных экспериментов по лазерному разделению изотопов других элементов будут привлекаться лишь с тем, чтобы облегчить восприятие работ по лазерному разделению изотопов урана.

6.2. ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛАЗЕРОВ

Слово «лазер» представляет собой аббревиатуру английского выражения Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*. Лазеры вырабатывают (генерируют) очень интенсивные пучки хорошо коллимированного монохроматического и когерентного света. Коллимированный свет проходит большие расстояния, и при этом расходимость луча или, другими словами, изменение диаметра луча невелики. Монохроматический свет эквивалентен чистому цвету, или одной частоте световых волн. Эти уникальные характеристики обязаны тому факту, что лазерный свет есть стимулированное излучение, в то время как у других источников оно спонтанное. Лазерный свет возникает в оптической полости, которая вынуждает световой луч многократно пересекать ее в прямом и обратном направлениях, увеличивая тем самым интенсивность луча за счет процесса стимулированного излучения. Поэтому как характеристики, так и интенсивность лазерного луча зависят от свойств лазерной полости — резонатора. Полость резонатора имеет собственные частоты колебаний электромагнитного излучения внутри нее — моды, которые определяют пространственную (x, y) конфигурацию интенсивности светового луча, распространяющегося вдоль оси резонатора (направление z). Если гауссовский луч лазера распространяется через среду, не вызывающую его размытие, то луч может быть сфокусирован в пятно с диаметром порядка длины волны. Радиус этого пятна на расстоянии z от фокальной плоскости можно вычислить из выражения

$$r^2 = r_0^2 [1 + (\lambda z / \pi r_0^2)^2],$$

где λ — длина волны [6.25].

В дополнение к пространственным модам лазерное излучение обладает продольными, или частотными, модами, которые возникают из требования целого числа n полуволн в стоячей волне ре-

* Усиление света путем индуцированного испускания излучения. — Прим. ред.

зонатора (рис. 6.1): $n\lambda/2 = L$, где L — расстояние между зеркалами, или $n = 2L\bar{\nu}$, где $\bar{\nu} = 1/\lambda$ — частота, измеряемая в обратных сантиметрах.

Частотный промежуток между модами определяется из

$$\Delta\bar{\nu} = \Delta n/2L, \text{ см}^{-1}, \text{ или } \Delta\nu = \Delta nc/2L, \text{ Гц.}$$

Для двухметрового расстояния между зеркалами получим:

$$\Delta\bar{\nu} = 1/2 \cdot 200 = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}, \text{ или } \Delta\nu = 3 \cdot 10^{10}/400 = 75 \text{ МГц.}$$

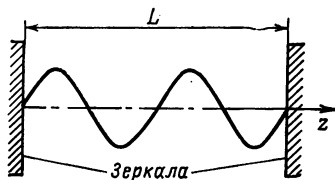


Рис. 6.1. Распределение интенсивности поля стоячей волны в лазерном резонаторе

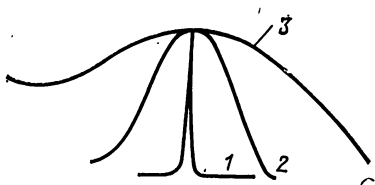


Рис. 6.2. Спектральная ширина лазерной линии (1) в сравнении с доплеровским контуром молекулярной линии поглощения (2) и линией испускания обычного источника света (3)

Поскольку спектральная ширина выходного лазерного излучения в одной лазерной моде может быть получена существенно меньшей, то становится возможным осуществление очень высокой селективности на стадии возбуждения (рис. 6.2). Более подробные сведения о формировании лазерного излучения приведены в руководствах по лазерной технике [6.25—6.28].

Узость спектральной линии — наиболее ценное для разделения изотопов тяжелых элементов свойство лазеров, поскольку в этом случае изотопический сдвиг обычно меньше ширины линии излучения традиционных источников света.

Нет сомнений, что кроме приложений, связанных с разделением изотопов, лазеры в силу своих исключительных свойств могут быть использованы для совершенствования фотохимических процессов в химической промышленности.

Неотъемлемым звеном всех процессов ЛРИ является селективное возбуждение атомов или молекул, и хотя в настоящее время известны тысячи лазерных линий, совпадение лазерной линии с подходящим переходом в атоме или молекуле продолжает оставаться редкой случайностью. По этой причине создание и совершенствование перестраиваемых лазеров — это этап всех ЛРИ-программ. Очень серьезное значение имеет этот вопрос для молекулярного варианта ЛРИ, поскольку для претворения его в жизнь необходимы мощные перестраиваемые лазеры в средней части инфракрасного диапазона спектра.

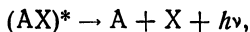
Перестраиваемые лазеры на красителях* (ПЛК) относятся к наиболее используемому и совершенному типу перестраиваемых лазеров [6.63]. С использованием различных красителей ПЛК перекрывают диапазон длин волн от 350 нм до 1 мкм. Удвоение частоты излучения на нелинейных элементах позволяет распространить диапазон перестройки примерно до 220 нм. Спектральная ширина выходного излучения ПЛК может быть сделана чрезвычайно малой. Сама частота может быть стабилизирована с помощью стандартного приема — активной обратной связи частоты излучения лазера с частотой линии поглощения подходящего элемента или молекулы. В оптимальных условиях при выборе лазера накачки, излучение которого хорошо совпадает с полосой поглощения выбранного красителя, может быть достигнута эффективность преобразования 1% при ширине выходного излучения, сравнимой с шириной доплеровского контура. Такие лазеры широко применяются в исследованиях по ЛРИ урана в атомном паре урана.

В исследованиях по молекулярному варианту используется большое число разнообразных лазеров. Лазеры на основе полупроводниковых соединений (лазерные диоды) с успехом используются для спектроскопических измерений, в то время как для получения массовых количеств изотопов необходимы мощные лазеры.

Многие годы диапазон перестройки параметрических оптических генераторов был ограничен видимой и ближней инфракрасной областями спектра. В последнее время при использовании химического HF-лазера для накачки CdSe удалось расширить рабочий диапазон параметрических генераторов в область длин волн 8—12 мкм при ширине линий 0,3 см⁻¹ и далее до 20 мкм [6.29—6.30].

В настоящее время принято считать, что для производственно-го процесса будут использованы лазеры с фиксированными частотами, работающие при оптической накачке такими эффективными лазерами, как CO₂, CO, HF и DF. Другие возможности, связанные с использованием гармоник более высокого порядка, также не должны выпадать из поля зрения, поскольку в принципе позволяют расширить доступный набор частот.

Весьма важное значение для ЛРИ имеет создание эксимерных лазеров на галогенидах инертных газов. Эти лазеры работают подобно CO₂-лазеру, но генерируют излучение в ультрафиолетовой области спектра. Генерация возникает при диссоциативных переходах общего типа:



где A — обычно инертный газ (Xe, Kr или Ar); X — атом галогена (F, Cl или Br); (AX)* — возбужденная молекула (эксимер), которая находится в связанном состоянии (попросту суще-

* В американской литературе принят термин dye laser (лазер на красителе). — *Прим. пер.*

ствуется в виде молекулы) только в электронно-возбужденном состоянии. Процесс получения эксимерных молекул имеет высокую эффективность.

Наилучшую генерационную способность имеют фториды инертных газов, которые генерируют излучение с длинами волн: $\text{ArF} - \lambda_{\text{ген}} \approx 193 \text{ нм}$; $\text{KrF} - \lambda_{\text{ген}} \approx 248 \text{ нм}$; $\text{XeF} - \lambda_{\text{ген}} \approx 354 \text{ нм}$.

Поскольку генерация происходит при переходе со связанного терма на отталкивательный, то возможна небольшая перестройка длины волны излучения. Так, измеренный диапазон перестройки для ArF -лазера составляет 600 см^{-1} , а для KrF -лазера — около 350 см^{-1} . УФ-диапазон генерации, высокая энергетическая эффективность таких лазеров (до 5%) и возможность небольшой перестройки длины волны излучения делают эти лазеры незаменимым инструментом в программах разработки лазерных методов разделения изотопов.

Исторически главным препятствием внедрения фотохимических процессов в промышленность являлись неудовлетворительные спектральные и энергетические характеристики источников света. Лазеры произвели радикальную революцию в этом вопросе. Доля электрической энергии, превращаемой в лазерных устройствах в полезное излучение, значительно возросла. Для традиционных источников света характерна значительная ширина линий излучения и наличие других, не используемых в данном процессе линий и полос излучения. Это не только приводит к сложностям получения изотопической селективности, но и вызывает подчас нежелательный фотоллиз дочерних продуктов. Лазеры предоставляют уникальные возможности для разработки изотопически селективных пригодных фотохимических процессов.

6.3. МЕТОД АТОМНОГО ПАРА

Одним из первых подходов в проблеме ЛРИ урана явился метод, основанный на использовании уранового пара в качестве рабочего вещества. Металлический уран может быть испарен при электрическом нагреве. Атомы урана ионизуют посредством многоступенчатого процесса с использованием ПЛК. Образованные фотоионы извлекают из урановой плазмы низкой плотности с помощью электрического поля. Этот процесс имеет очевидные преимущества, состоящие в отсутствии необходимости каких-либо сложных химических операций и еще в том, что при лабораторных экспериментах в этом случае возможен экспресс-анализ продуктов как по току ионов, так и масс-спектрометрически.

Первые патенты по этому методу были получены сотрудниками исследовательской лаборатории АВКО Эверетт [6.31—6.33] и позднее легли в основу усилий компании «Джерси Ньюклар АВКО Айзотопс» по созданию экономически конкурентоспособного процесса разделения изотопов урана. Советские исследователи также предпринимают активные усилия в этой области [6.20].

Недавно в Ливерморской лаборатории был достигнут впечатляющий прогресс в направлении разработки крупномасштабного процесса разделения изотопов урана на основе фотоионизации атомного пара урана [6.22].

6.3.1. Рабочее вещество

Обычно с горнообогатительных предприятий уран поступает в виде закиси-окиси урана U_3O_8 . Дальнейший возможный процесс [6.34] показан на рис. 6.3. Газодиффузионная и центробежная разделительные технологии используют в качестве рабочего вещества UF_6 . Поэтому окисел урана сначала превращают в UF_6 , за-

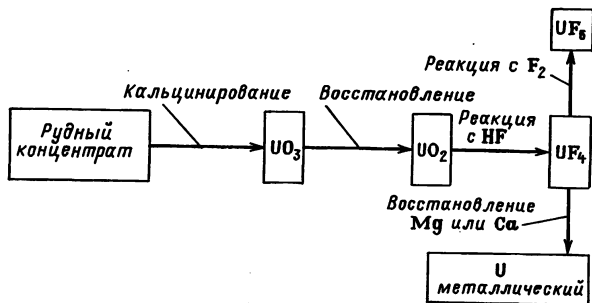


Рис. 6.3. Химические процессы приготовления UF_6 и металлического урана из рудного концентрата

тем проводят процесс изотопного обогащения и после этого готовят реакторное топливо. В случае технологии ЛРИ, основанной на использовании атомного пара, закись-окись урана необходимо восстановить до металла, осуществить изотопное обогащение и затем переработать в реакторное топливо.

6.3.2. Источник атомного пара урана

Испарение металлического урана со скоростью примерно 1 моль/с представляет техническую проблему устрашающей сложности из-за низкой летучести урана и высоких рабочих температур. Дополнительные трудности приносит необычайно высокая химическая активность жидкого урана и его паров, проявляющаяся как при высоких, так и пониженных температурах. Проблема отыскания подходящего материала, способного удерживать расплавленный уран, может быть значительно упрощена, если использовать для нагрева урана электронный луч. Если сфокусировать электронный пучок вдоль оси длинного бруска урана, а периферийные зоны этого же бруска охлаждать, то расплавленный горя-

чий уран будет удерживаться от растекания внешними слоями холодного урана. Таким образом, проблема тигельного материала для источника уранового пара может быть решена. Такое устройство, предложенное авторами патента [6.32], представлено на рис. 6.4. Искривление траектории электронного луча происходит в магнитном поле, направление которого перпендикулярно плоскости чертежа.

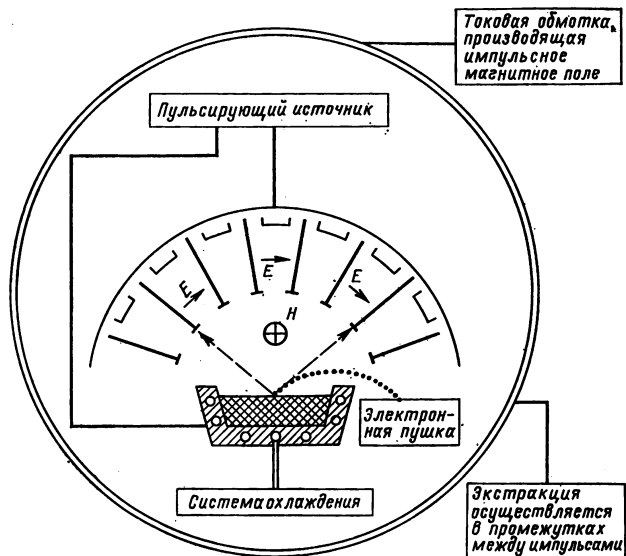


Рис. 6.4. Коллектор с широким углом охвата (патент компании «Джерси Нью-клеар АВКО Айзотопс» [6.32])

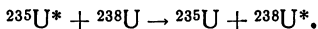
В лаборатории JNAI недавно разработана жидкая завеса источника уранового пара [6.35]. Титановая матрица существенно снижает теплопередачу к стенкам тигля, что повышает энергетический КПД источника. Конструкция позволяет подпитывать источник свежим ураном и управлять скоростью испарения.

Атом урана обладает примерно двумя десятками метастабильных уровней. Самый низколежащий уровень из них имеет энергию 0,077 эВ ($\bar{\nu}=620 \text{ см}^{-1}$). В настоящее время неизвестно, происходит ли заселение этого и других расположенных выше метастабильных уровней при электронно-лучевом нагреве урана. Такое заселение может ухудшить селективность процесса и понизить плотность атомов урана, на которые воздействует лазерный луч на стадии ионизации,

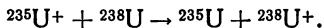
6.3.3. Ионизация

Атом урана с его 92 электронами обладает очень богатым оптическим спектром, который состоит из многих тысяч переходов (спектральных линий), связывающих несколько сотен уровней. Потенциал ионизации атома урана равен 6,2 эВ. Во многих предложенных схемах должно быть использовано более двух длин волн, чтобы достигнуть энергии 6,2 эВ, необходимой для ионизации атомов урана. Общая селективность многоступенчатых процессов выше, чем двухступенчатого, поскольку она равна произведению селективностей, достигаемых на отдельных ступенях.

К сожалению, достигнутая при лазерном воздействии селективность может ухудшиться из-за протекания реакций обмена энергией возбуждения при столкновении атомов урана:



Особенно сильно деселектирующее действие процесса перезарядки ионов урана на нейтральных атомах урана:



Условия проведения реального процесса разделения изотопов урана должны быть тщательно оптимизированы на минимум потерь селективности при протекании этого процесса.

При оптимизации процесса ЛРИ по экономному использованию лазерного излучения следует добиваться, чтобы скорости возбуждения атомов ^{235}U на каждом из переходов были примерно одинаковы. Для этого необходимо, чтобы энергия импульсов каждого из лазеров была достаточна для насыщения соответствующего перехода, а спектральная ширина линии излучения соответствовала ширине сверхтонкой структуры для каждого из переходов.

Следует также иметь в виду возможность самопроизвольного лазерного эффекта из верхних уровней, так как при интенсивном возбуждении атомов урана может возникнуть инверсия заселенностей верхнего и какого-либо из расположенных ниже уровней [6.36, 6.37].

6.3.4. Экстракция фотоионов

Чтобы максимально использовать испаренный уран и повысить эффективность сбора фотоионов урана, был разработан специальный коллектор ионов с большим углом охвата [6.32]. По своему действию это устройство аналогично многокамерному МГД-ускорителю со скрещенными полями [6.32]. Поле коллектора — пульсирующее. Импульсы напряжения на коллекторе следуют непосредственно за лазерными вспышками. Импульс тока индуцирует своим магнитным полем азимутальное электрическое поле, направленное перпендикулярно плоскостям коллекторов. Действие скре-

щенных полей вызывает движение фотоионов по направлению к коллекторным пластинам. Короткий (порядка 2 мкс) экстрагирующий импульс способен произвести первичное ускорение фотоионов по направлению к коллекторным пластинам прежде, чем процесс перезарядки сможет уменьшить обогащение продукта. Удаление металла с коллекторов и другие операции, по-видимому, будут разработаны позднее.

6.3.5. Лазеры для атомного процесса

Лазеры на красителях играют важнейшую роль в атомном варианте ЛРИ [6.38]. Лазерная генерация на красителях впервые была получена в середине 60-х годов, и с тех пор характеристики лазеров на красителях непрерывно улучшаются [6.39].

Перестраиваемые лазеры на красителях способны перекрыть весь видимый и ближний ультрафиолетовый диапазон спектра. Тот факт, что лазеры на красителях имеют легко восстанавливающуюся жидкую рабочую среду, удобен для их промышленного использования, несмотря на то что в жидкой фазе оптические неоднородности развиваются легче, чем в газах или твердых телах. Для получения большой частоты следования лазерных импульсов или непрерывного режима работы применяют быстро движущуюся струю раствора красителя, что позволяет охлаждать лазерную среду и очищать ее от случайных загрязнений.

В настоящее время наибольшее значение в проблеме промышленного использования лазеров на красителях имеет создание эффективных и надежных лазеров накачки. Непрерывный режим работы позволяет обойти возникающие для импульсных лазеров сложности коммутации больших мощностей, но он не отвечает требованиям эффективного проведения многоступенчатого процесса возбуждения и ионизации атомов урана из-за быстрого распада промежуточных возбужденных состояний. Возникающая проблема распада возбужденных состояний может быть решена путем применения импульсного облучения атомов; при этом задержка импульсов, производящих перевод атомов урана на более высокий уровень, должна быть меньше времени жизни атома на предыдущем возбужденном уровне. Типичные интервалы задержек составляют наносекунды, что может быть обеспечено приемами специальной лазерной импульсной техники. Частоту следования импульсов выбирают из условия заполнения рабочего объема атомами урана за время между импульсами. Интервал между импульсами равен размеру рабочего объема (в направлении потока атомов урана), деленному на среднюю скорость атомов. Для длительной работы лазера необходим надежный коммутатор, производящий 10^{10} или более лазерных вспышек за время непрерывной работы.

Существует большое разнообразие схем накачки лазеров на красителях, и поэтому возможен положительный результат работы

по созданию лазера с удовлетворительным ресурсом работы, хорошей эффективностью (выше 1%) и высокой частотой повторения импульсов.

Другие типы лазеров также представляют интерес при разработке атомного варианта ЛРИ урана, включая CO_2 -лазеры. CO_2 -лазеры можно с успехом использовать при ионизации высоковозбужденных атомов урана. Такая схема имеет определенные преимущества. Сечение ионизации атомов урана значительно меньше сечения переходов между связанными уровнями, поэтому применение мощных и высокоэффективных CO_2 -лазеров на стадии ионизации имеет определенные преимущества.

Лазеры на галогенидах благородных газов — также потенциальные кандидаты на использование при практическом осуществлении атомного варианта ЛРИ урана. При этом уникальные свойства этих лазеров — высокая эффективность, УФ-диапазон длин волн и небольшая перестройка излучения — могут найти самое широкое применение.

6.4. МОЛЕКУЛЯРНЫЙ МЕТОД

Хотя химические свойства молекул, содержащих различные изотопы разделяемого элемента, практически одинаковы, тем не менее возбуждение молекул может привести к заметным изменениям их химических свойств. Существует большое разнообразие схем, пригодных для разделения изотопов урана, основанных на селективном действии лазерного излучения. Использование в фотохимических процессах лазеров принесло с собой новые приемы и методы, которые дополнили обширный экспериментальный и теоретический материал, накопленный при работе с традиционными источниками. Различают два основных направления протекания фотохимических реакций при лазерном воздействии на молекулы. Одно из них — фотодиссоциация, происходящая, если изолированная молекула поглощает достаточное для разрыва химической связи количество лазерной энергии; в фотодиссоциации участвует только та молекула, которая поглощает лазерное излучение. Второе направление может быть названо лазерным стимулированием химических реакций с участием двух молекул, когда молекула, поглотившая лазерную энергию, вступает в химические реакции с другими молекулами. Для всех химических процессов характерна конкуренция между равновесным и неравновесным направлениями протекания химических реакций. Поэтому подходящими для разделения изотопов можно назвать такие процессы, при которых необратимые химические изменения наступали бы с возможно большей скоростью.

На рис. 6.5 схематически представлены основные стадии процесса ЛРИ урана, успешное выполнение которых необходимо для эффективного протекания всего процесса в целом.

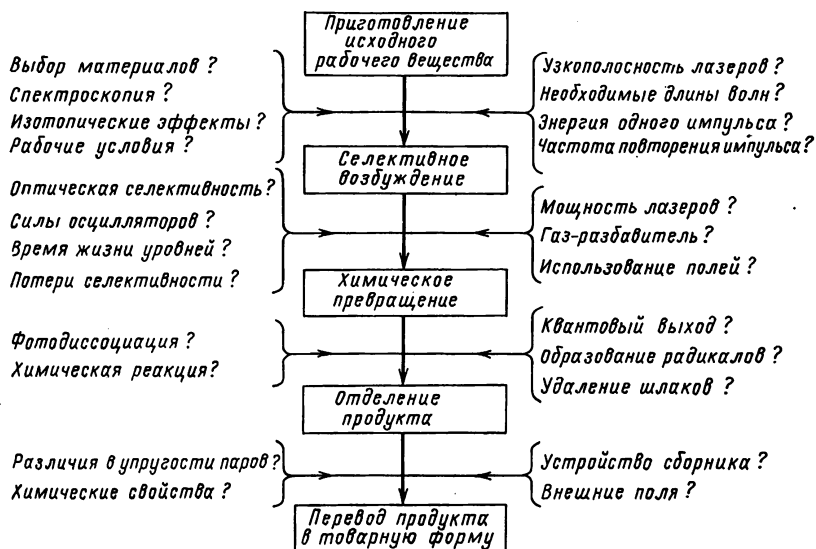


Рис. 6.5. Основные стадии молекулярного метода разделения изотопов

На рис. 6.6 приведена диаграмма энергетических уровней для молекулы, содержащей уран, на которой показаны изотопические различия и вытекающие из них возможности селективного возбуждения молекулы. Детали изображенных на диаграмме процессов обсуждаются ниже.

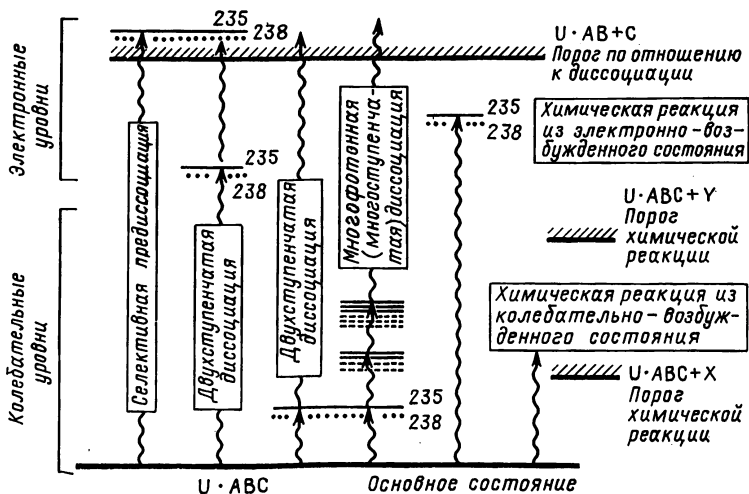


Рис. 6.6. Процессы селективного возбуждения некоторого прототипа молекулы, содержащей уран

6.4.1. Приготовление исходного продукта

Выбор подходящей молекулы, которая содержит атом урана, является первым важным шагом в разработке процесса ЛРИ. Этот выбор влияет на все последующие этапы. Большинство работ по ЛРИ урана посвящено химическим процессам, происходящим в газовой фазе, поскольку изотопические эффекты в конденсированной среде выражены значительно слабее. Естественно, что рабочий газ должен обладать достаточно высоким давлением паров, иначе производительность будет низкой. Гексафторид урана (UF_6) имеет наивысшее по сравнению с другими урансодержащими соединениями давление паров. Для нужд традиционных производств получение UF_6 налажено в промышленных масштабах. Свойства UF_6 изучены достаточно подробно, поэтому молекула UF_6 явилась объектом многочисленных работ по ЛРИ урана. Поскольку давление паров низших фторидов урана много ниже давления паров UF_6 , продукты лазерно-индуцированной диссоциации UF_6 достаточно легко можно отделить от исходного рабочего газа.

Сложности в подборе подходящего лазера для возбуждения UF_6 инициировали работы по синтезу новых молекулярных соединений урана. Весьма перспективными могут оказаться попытки синтезировать молекулу с полосой поглощения в районе 10 мкм, попадающую в зону генерации мощных CO_2 -лазеров. Другое возможное направление развития проблемы — это синтез слабосвязанных молекул урана, с тем чтобы лазерная энергия, идущая на химическое превращение молекулы, была меньше, чем для UF_6 . Эти новые направления оживили работы по синтезу молекулярных соединений урана.

6.4.2. Спектроскопия

Изотопическое расщепление в спектрах поглощения молекул, содержащих уран, известно давно. Эффект особенно заметен для переходов между колебательными уровнями. Изотопическое смещение может превышать 0,0001 длины волны. Другие возможности появления изотопического расщепления для электронно-возбужденных состояний связаны с различными электрон-ядерными взаимодействиями, такими как расщепление по спину, квадрупольное расщепление или расщепление при воздействии внешнего поля. Большие изотопические эффекты характерны для проникающих электронных орбит, но, к сожалению, эти состояния обычно не участвуют в формировании молекулярных связей.

Таким образом, наиболее перспективны для ЛРИ чисто колебательные и смешанные колебательно-электронные состояния, для которых колебательные эффекты проявляются на электронных переходах.

Обычно линии поглощения молекул широки и размыты и не соответствуют узким линиям излучения лазеров. Из-за размытости и возникает перекрытие спектров поглощения двух изотопов,

поэтому при возбуждении одного изотопа может происходить паразитное возбуждение другого. Степень, в которой удастся отстроиться от нежелательного возбуждения балластного изотопа, определяет чистоту продукта и энергетические затраты на процесс. Отсюда ясно, как важно создать условия, при которых спектры поглощения молекул были бы изотопически разрешены: это позволило бы селективно воздействовать лазерным излучением

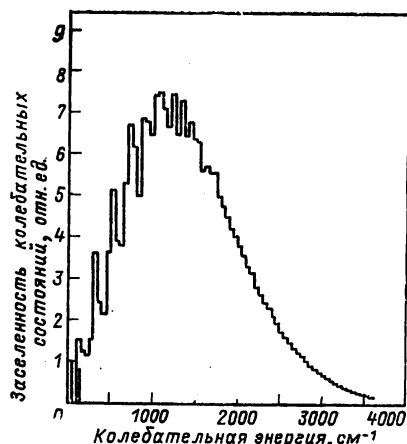


Рис. 6.7. Относительная заселенность колебательных уровней молекулы UF_6 при комнатной температуре

Спектр поглощения полосы ν_3 молекулы UF_6 при 300 K

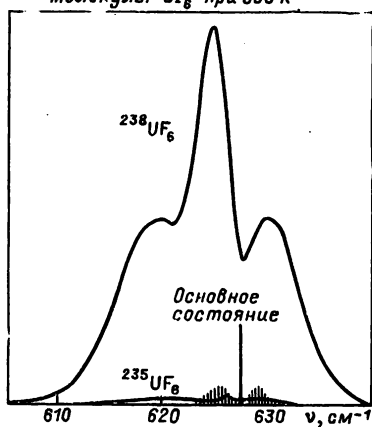


Рис. 6.8. Инфракрасные спектры поглощения молекулы UF_6 при 300 и 50 K

ем на молекулы, содержащие лишь выделяемый изотоп урана [6.64, 6.65]. Причиной первоначального пессимизма по поводу возможностей ЛРИ урана в молекулярном варианте послужило отсутствие каких-либо данных о наличии изотопически разрешенных спектров поглощения молекулярных соединений урана.

Все летучие соединения урана многоатомны и поэтому обладают большим числом колебательных степеней свободы, которые возбуждаются уже при комнатных температурах. Таким образом, в исходном состоянии молекулы заселены в соответствии с распределением Максвелла—Больцмана по многим колебательным уровням, а не находятся в нижнем энергетическом состоянии, как изображено на рис. 6.6. На рис. 6.7 представлено реальное распределение заселенности уровней молекулы UF_6 при комнатной температуре. Результирующий спектр поглощения возникает при суперпозиции переходов из всех начальных состояний. Поэтому полосы поглощения имеют вид квазиконтинуума и носят название «горячих полос» (рис. 6.8).

В последние годы были разработаны эффективные методы, позволяющие устранить горячие полосы в спектрах поглощения UF_6 и других многоатомных молекул. Если UF_6 смешать с дру-

газом (инертным He или N_2) и охладить смесь, позволив ей расширяться после истечения из сверхзвукового сопла, то спектры поглощения значительно упростятся и в них появятся отдельные линии [14]. На рис. 6.8 представлен образец такого спектра для молекул UF_6 , охлажденных до 50 К при истечении из сверхзвукового сопла. Первоначально широкое распределение отрелаксировало почти до одного нижнего состояния и являет собой образец

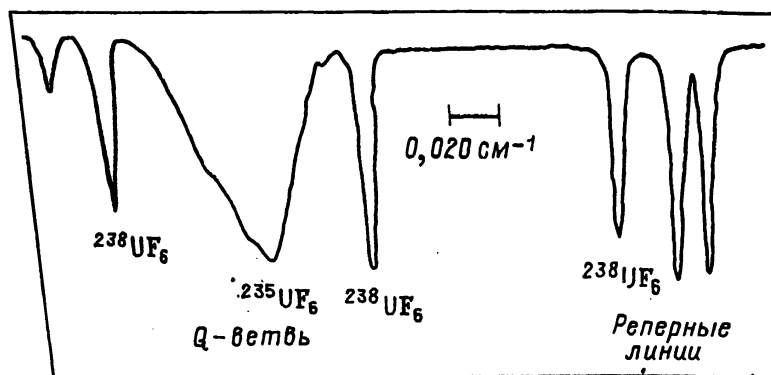


Рис. 6.9. Спектр высокого разрешения, полученный с помощью полупроводникового лазера при просвечивании Q-ветви UF_6 , охлажденного при истечении из сверхзвукового сопла

классического распределения P-, Q- и R-линий, отвечающих переходам между вращательными уровнями 0—1 колебательного перехода ν_3 . Область Q-ветви этого спектра, записанная со сверхвысоким разрешением с помощью полупроводникового лазера, показана на рис. 6.9. Хорошо видно, что линии поглощения молекул, содержащих изотопы ^{235}U и ^{238}U , практически полностью разрешены.

6.4.3. Химические процессы, стимулированные лазерным излучением

Фотодиссоциация молекул является простейшим химическим процессом, который индуцируется светом. Однофотонное возбуждение электронного состояния, лежащего выше порога диссоциации, создает предпосылки для осуществления изотопно-селективных реакций. Квантовая эффективность такого однофотонного процесса преддиссоциации может быть значительно выше, чем для процессов, идущих через поглощение двух или более фотонов.

Последовательное поглощение молекулой нескольких фотонов также может привести к селективной диссоциации молекулы как из дискретных электронных возбужденных состояний, так и при возбуждении в континуум. Селективность в этом процессе должна быть обеспечена на первых ступенях возбуждения, а длина волны последнего (добивающего) излучения решающего значе-

ния не имеет. Это особенно существенно, если промежуточными состояниями являются колебательные уровни, возбуждаемые инфракрасными лазерами, а кванты второго излучения (сообщающего молекуле основную часть энергии диссоциации) принадлежат видимому или УФ-диапазону спектра.

В работе [6.40] сообщалось об успешных экспериментах (выполненных в 1976 г.) по получению миллиграммовых количеств урана, обогащенного изотопом ^{235}U , путем селективной фотодиссоциации молекул UF_6 с помощью инфракрасного (16 мкм) и УФ-лазеров.

Недавно был открыт замечательный процесс селективной диссоциации многоатомных молекул под действием одного только инфракрасного излучения. Этот процесс получил название многофотонной диссоциации молекул. И хотя большинство опубликованных работ выполнено с молекулами, не содержащими уран, явление многофотонной диссоциации молекул имеет достаточно общий характер и поэтому представляет интерес для проблемы ЛРИ урана.

При оценке практической приемлемости метода следует принимать во внимание и эффективное сечение индуцированного лазером процесса, и стоимость фотонов с выбранной длиной волны.

В общем случае сечение перехода в континуум меньше, чем сечение перехода между резонансными уровнями. Для преодоления диссоциационного барьера в многофотонном процессе молекула должна поглотить довольно большое количество инфракрасных квантов, при этом полное эффективное сечение диссоциации оказывается на несколько порядков ниже, чем сечение однофотонного резонансного перехода.

Молекулы, находящиеся в высоковозбужденных колебательных или электронных состояниях, очень часто проявляют повышенную (в сравнении с исходным состоянием) химическую активность. Преимущественное возбуждение молекул одного сорта может привести к существенному увеличению содержания выбранного изотопа в продуктах реакции. И снова, к сожалению, большинство исследовательских работ в этом направлении выполнено для молекул, не содержащих уран.

Весьма существенными моментами, определяющими эффективность процесса, являются скорости релаксации и передачи возбуждения при столкновениях молекул. Столкновения между возбужденными и невозбужденными молекулами, содержащими различные изотопы урана, приводят к значительному снижению селективности из-за весьма вероятного при столкновении процесса резонансной передачи энергии возбуждения от одной молекулы к другой. Чтобы уменьшить деселектирующее действие этого процесса, рабочую смесь разбавляют достаточным количеством какого-либо газа, не содержащего уран. Как уже говорилось, другим нежелательным процессом является релаксация (сброс) энергии возбуждения при столкновениях с молекулами рабочей смеси. Отношение скоростей полезного (приводящего к химиче-

ской реакции) и вредного (релаксация) процессов определяет эффективность использования излучения и производительность предполагаемого процесса ЛРИ.

6.4.4. Сбор продукта

Подчеркнем, что реальный процесс разделения изотопов в молекулярном методе основан на различиях физических или химических свойств исходного вещества и продуктов реакции. При этом обычно не используют какие-либо внешние поля, что дает определенные гарантии при масштабировании процесса. Наиболее удобно отделить продукты реакции от исходного вещества, если они находятся в различных агрегатных состояниях или имеют резко различающиеся упругости паров.

Иногда может оказаться целесообразным добавление какого-либо не содержащего уран реагента для связывания нежелательных продуктов лазерно-стимулированной химической реакции, например активных радикалов, которые могут вступать в реакцию с исходным веществом.

6.4.5. Требования к лазерам

Детальные требования к характеристикам используемых лазеров могут быть сформулированы лишь после того, как выбран сам процесс лазерного разделения изотопов. Остановимся только на некоторых моментах, имеющих общий характер.

Если проводимый процесс однофотонный, как, например, диссоциация или бимолекулярные химические реакции, то можно использовать любой подходящий лазер импульсного и непрерывного действия. Для многоквантовых процессов диссоциации необходимы только импульсные лазеры. По своей природе лазеры являются существенно неравновесными устройствами, и подавляющее их большинство имеет импульсный режим работы. Это оказывается вполне достаточным для лазерного разделения изотопов. Частота следования импульсов лазера обычно определяется из условий полной смены исходного газа за время между импульсами.

6.5. ЭКОНОМИКА

В настоящее время нет действующих заводов, использующих для разделения изотопов лазерный метод, поэтому детальное обсуждение экономических преимуществ и недостатков новой технологии несколько преждевременно. Однако из общих соображений можно сделать некоторые выводы о влиянии на окончательную стоимость того или иного фактора и о масштабах капитальных и эксплуатационных затрат ЛРИ-заводов.

6.5.1. Каскадирование

Основным достоинством, выгодно отличающим лазерные методы от других технологий, является высокий коэффициент обогащения, достижимый в одной стадии процесса. Поэтому следует ожидать, что ЛРИ-завод, производящий топливо для реакторов с водяным охлаждением, будет иметь лишь несколько ступеней последовательного обогащения в той части разделительного завода, где циркулирует обогащенный уран. Основное количество ступеней, надо полагать, разместится на стороне секций извлечения, где будет циркулировать обедненный уран. Это необходимо для того, чтобы обеспечить минимальное содержание ^{235}U в отвалах. Не исключено, что может оказаться целесообразным строить заводы по схеме очистки от ^{238}U на последних ступенях с тем, чтобы добиться максимально глубокого извлечения ^{235}U .

Все типы упомянутых ранее процессов могут послужить базой ЛРИ-завода, однако следует заметить, что и лазеры, и технологии будут различными.

При хорошем процессе поглощение энергии молекулами $^{238}\text{UF}_6$ будет минимальным; это обстоятельство кардинально отличает ЛРИ-процессы от других методик. Поскольку электрическая энергия, затрачиваемая в ЛРИ-процессах, в первом приближении пропорциональна не полному потоку урана, а лишь потоку ^{235}U , то описание затрат в обычных терминах «работы разделения» для ЛРИ-процессов неприемлемо. Можно показать, что идеальный каскад (каскад, в котором нет смешения потоком с различной концентрацией) не обязательно является каскадом с минимальной стоимостью единицы разделительной работы.

При оптимизации производства должны быть учтены капитальные затраты (особенно затраты на лазеры) и расходы электроэнергии на производство заданного количества обогащенного продукта.

Представляется, что использование в качестве питания не природного урана ($c_{235}=0,711\%$), а отвалов традиционных производств ($c_{235}=0,25\div 0,3\%$) не ухудшит существенно характеристики ЛРИ-процесса. Поэтому целесообразно планировать ЛРИ-производство с оставлением в отвалах только $0,08\text{—}0,05\%$ ^{235}U . Не исключено, что первым промышленным применением лазерной технологии будет переработка отвалов традиционного производства.

6.5.2. Капитальные затраты

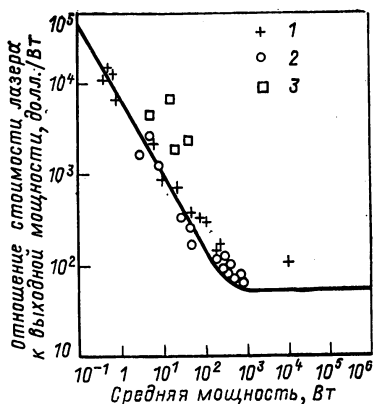
Капитальные затраты могут быть разделены на четыре категории: лазеры, системы питания и сбора продукта и вспомогательные межкаскадные устройства. При атомном процессе источник работает при температуре выше 2600 K , и поэтому необходимы тугоплавкие и совместимые с ураном материалы, а также разработка высокоэффективных испарителей. Молекулярные системы

Рис. 6.10. Стоимость CO₂-лазеров (источник: 1975 г., Laser Focus Buyers Guide):

1 — импульсные ТЕМ₀₀ лазеры; 2 — лазеры непрерывного действия; 3 — лазеры фирмы Lumonics

должны иметь подходящие системы насосов или компрессоров и регуляторы, обеспечивающие требуемый режим подачи газа. Для всех лазерных процессов полный объем оборудования разделительных устройств завода ожидается много меньшим, чем для традиционных производств, поэтому предполагается, что и капитальные затраты будут значительно меньшими. Лазеры будут наиболее дорогим элементом завода. Цены на лазеры существенно зависят от условий, определяемых технологическим процессом: наличие или отсутствие перестройки, контроля и стабилизации частоты излучения.

Характерные цены на лазеры в зависимости от мощности лазеров приведены на рис. 6.10. Видно, что предпочтительнее строительство лазеров с большой выходной мощностью, чем нескольких меньших приборов той же суммарной мощности. Системы сбора и перегрузки продукта в целом более сложны, чем на газодиффузионных и центробежных заводах. Их устройство и цена могут в значительной мере зависеть от выбранного для ЛРИ-процесса. Межкаскадное оборудование, предназначенное для перевода урана из химического соединения, образующегося на выходе ЛРИ-процесса, в молекулярную форму исходного рабочего вещества — питания следующей ступени, может быть само по себе дорогим. Такие затраты, связанные с переводом урана из одной молекулярной формы в другую, не характерны для традиционных методов разделения изотопов урана. Они составляют новую статью расходов, которая может оказать существенное влияние на промышленную конкурентоспособность ЛРИ урана в атомном и молекулярном вариантах.



6.5.3. Эксплуатационные расходы

Каждому функциональному элементу ЛРИ-завода будет соответствовать своя доля эксплуатационных расходов. По-видимому, главным в этом списке явятся текущие затраты на систему питания и лазеры.

Экономику системы питания в атомном варианте будут прежде всего определять срок ее службы, затраты при ремонте и техобслуживании. Регулярный плановый ремонт, по всей вероятно-

сти, необходим источнику уранового пара. Поэтому решающее преимущество могут получить системы испарения электронным пучком, где только нити накала электронной пушки находятся при сверхвысокой температуре.

Для молекулярного варианта основную роль будет играть работа сжатия газа. Поскольку работа сжатия пропорциональна полной массе перерабатываемого газа, то представляется, что молекулярные пучки и родственные им системы не смогут конкурировать даже с процессом газовой диффузии из-за очень высокой стоимости сжатия сильно разреженных газов.

Минимальная энергия, необходимая для проведения ЛРИ-процесса, составляет около 2—4 эВ на атом ^{235}U , расходуемых в молекулярном варианте на разрыв химических связей. В атомном варианте эта энергия равна 6,2 эВ, необходимых для ионизации атома урана. Однако эффективность генерации лазерного излучения лежит в пределах от 0,1% до нескольких процентов. Дополнительные потери возникают при неточном сведении лазерных лучей, отражении от зеркал и при прохождении окон. Все эти непроизводительные затраты должны быть еще умножены на некоторый коэффициент, учитывающий тот факт, что не всегда первое возбуждение атома или молекулы непременно приводит к окончательному выделению нужного изотопа на сборнике продукта. Тем не менее представляется, что, несмотря на все эти непроизводительные потери, общие затраты составят менее $4 \cdot 10^5$ эВ на атом ^{235}U , т. е. меньше, чем при центробежной технологии.

6.5.4 Местоположение завода

В том случае, если малое энергопотребление и небольшие размеры завода могут быть обеспечены лазерным методом разделения изотопов, отпадает необходимость располагать заводы вблизи крупных источников электроэнергии. Станет возможным строительство разделительных предприятий около урановых рудников.

ГЛАВА 7

РАЗДЕЛИТЕЛЬНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПЛАЗМЕ

Ф. Босхотен, Н. Натрат

Ионизованный газ называют плазмой, если дебаевская длина экранирования заряженных частиц мала по сравнению с линейными размерами рассматриваемого объема. В сильноионизованном газе соударения между заряженными частицами (кулоновские соударения) преобладают над их соударениями с нейтралами. При обратном соотношении говорят о слабоионизованном газе. В зависимости от степени ионизации и температуры поведение плазмы может быть описано с помощью двух моделей: двухжидкост-

ной гидродинамической (с учетом ионов и электронов) и трехжидкостной (с учетом нейтралов). Вследствие действия силы Лорентца время жизни заряженных частиц в плазме может существенно изменяться при наложении внешнего магнитного поля. С учетом вида сил, действующих на частицы (центробежные силы, градиенты давления, силы трения и силы, связанные с переменным электрическим полем), были предложены различные проекты для разделения частиц различных масс в плазме. До настоящего времени исследования концентрировались на двух методах: разделение в центробежном поле и в условиях ионно-циклотронного резонанса.

В лаборатории плазму обычно создают в электрическом поле. (Степень ионизации, которая может быть достигнута при термическом нагреве газа, недостаточно высока, хотя и можно получить высокоионизованную плазму низкой плотности и температуры при поверхностной ионизации). Взаимодействие приложенного электрического поля и газа, которое при определенных условиях приводит к газовому разряду, в общем весьма сложно. Однако в отсутствие магнитного поля газовый разряд достаточно понятен и свойства плазмы могут быть рассчитаны. Более трудно получить надежную информацию о роли нейтральных частиц. Очевидно, что уровень работы в области плазменного разделения изотопов прямо соответствует уровню понимания свойств плазмы.

Разделение изотопов получено в газовых разрядах постоянного, переменного и импульсного токов. Разделение в нейтральном газе с использованием плазмы в качестве вспомогательной среды представляется более сложным подходом к решению задачи. Но поскольку нейтральные частицы всегда присутствуют в газовом разряде, подобные процессы могут происходить и в установках, рассчитанных на полностью ионизованную плазму. К настоящему времени большинство экспериментов выполнено на инертных газах. Исследовалась также урановая плазма: была получена плазма высокой плотности в сильноточной дуге (урановую плазму низкой плотности можно получить путем поверхностной ионизации).

Расход энергии, необходимый для нагрева газа, диссоциации, ионизации и компенсации потерь, в любом случае существенно влияет на стоимость плазменного разделения изотопов. Создание магнитного поля практически не будет связано с расходом энергии, если применить постоянные магниты или сверхпроводящие катушки.

7.1. ОСНОВЫ РАБОТЫ НА ПОСТОЯННОМ ТОКЕ. ВРАЩАЮЩИЕСЯ ДУГИ

В результате наблюдений высоких угловых скоростей в различных плазменных экспериментах возник вопрос: нельзя ли использовать вращающиеся плазменные шнуры для разделения изотопов? С подобной идеей связано предложение Слепиана [7.1].

В 1942 г. он предложил так называемую «ионную» центрифугу, основанную на различии центробежных сил, испытываемых ионами разных масс при вращении в скрещенных электрическом и магнитном полях.

В первых расчетах использовали одночастичную модель, т. е. было сделано предположение, что каждый ион движется в электрическом и магнитном полях независимо от других частиц. Затем был рассмотрен случай высокой плотности ионов с учетом соударений между ними, что соответствовало модели ионной жидкости. Отмечена необходимость добавления электронов для нейтрализации объемного заряда ионов. Однако при добавлении требуемого количества электронов к ионной жидкости начинают действовать законы физики плазмы и первоначальная схема становится бессмысленной: диэлектрические свойства плазмы препятствуют проникновению в нее постоянного электрического поля.

Неоправданные предположения относительно электрического поля в плазме сделаны также Смитом и др. [7.2], и эта ошибка повторяется в литературе до настоящего времени.

Движение плотной (т. е. столкновительной) плазмы, а также распределение давления и температуры в ее объеме могут быть описаны уравнениями переноса, приведенными, например, в работе [7.3].

Вращение плазмы вызывается силами Лорентца $\mathbf{k} = \mathbf{j} \times \mathbf{B}$, которые возникают при двух различных комбинациях компонент тока и магнитного поля: $k_\phi = j_r B_z$ или $k_\phi = j_z B_r$. По отношению к разделению изотопов использование аксиального магнитного поля (B_z) кажется предпочтительнее вследствие лучшей аксиальной однородности и существования удерживающей силы при этом типе поля. Здесь рассматривается только дуга в аксиальном магнитном поле цилиндрической, а точнее, конической формы с $l/d \geq 1$, где l — длина, а d — диаметр дуги.

Ожидалось, что разделение изотопов будет происходить в объеме вращающейся плазмы и в окружающем ее нейтральном газе, поскольку он ускоряется вследствие трения о ионы. Были предложены и рассмотрены теоретически модели разделения ионов и нейтралов [7.4—7.9].

До сих пор большинство экспериментов с вращающейся плазмой было выполнено в разрядах при средних и низких начальных давлениях рабочего газа: $1-25$ и $10^{-2}-10^{-3}$ мбар ($1 \text{ бар} = 10^5 \text{ Па}$). Эксперименты при средних давлениях (см. разд. 7.2) выполнялись на водороде [7.10], гелии, аргоне, криптоне [7.11, 7.12] и неоне [7.13]; при низких — на аргоне (см. § 7.3). Разделение по массам, в том числе разделение изотопов, наблюдалось в нескольких экспериментах [7.11—7.16].

Эксперименты с урановой плазмой были проведены в магнитном поле и без него. Плазму высокой плотности получали во вращающихся [7.11, 7.17] и невращающихся [7.18, 7.19] дугах, а плазму низкой плотности — путем поверхностной ионизации [7.20].

7.2. СРЕДНЕЕ ДАВЛЕНИЕ. ДУГА С КОЛЬЦЕВЫМ АНОДОМ

Модель дуги такого типа, использовавшаяся фирмой «Мессершмитт-Бёльков-Блом» (Мюнхен), имеет штифтовый катод и кольцевой анод (рис. 7.1). Подобную дугу изучали ранее в Институте физики плазмы им. Макса Планка в Гархинге [7.10]. Такая геометрия электродов обеспечивает создание радиальной компоненты тока, взаимодействие которой с аксиальным магнитным полем приводит к возникновению азимутальной движущей силы Лорентца. Кроме того, через эффект Холла магнитное поле влияет на радиальное распределение давления в плазме дуги. Ниже эти вопросы обсуждаются детально.

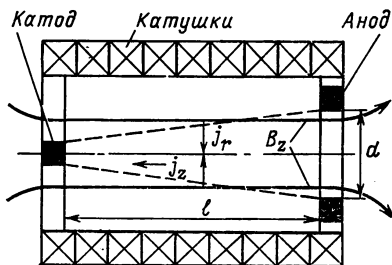


Рис. 7.1. Модель дуги в аксиальном магнитном поле с радиальной и аксиальной компонентами разрядного тока

7.2.1. Теоретические расчеты

Вращение плазмы. Движущая сила Лорентца приводит плазму во вращение вопреки вязким силам и трению о нейтральные частицы. Без учета массового потока и в предположении равенства скоростей нейтралов и ионов уравнение движения для плазмы как целого имеет следующий вид:

$$\frac{\partial^2 v_\phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_\phi}{\partial r} - \frac{v_\phi}{r^2} = \frac{j_r B_z}{\mu}, \quad (7.1)$$

где v_ϕ , j_r , B_z , μ — соответственно скорость вращения, плотность тока, напряженность магнитного поля и вязкость плазмы.

Были проведены и более подробные расчеты, в которых принималась во внимание конечная длина плазменного шнура, а также связь между распределениями плотности тока и скорости. В качестве примера на рис. 7.2 показано распределение вращательной скорости в $r-z$ -плоскости. Согласно расчету в каждом сечении вблизи оси плазменные слои вращаются с одной угловой частотой. Частота вращения уменьшается в направлении от катода к аноду. Степень этого уменьшения, радиальные размеры дуги и распределение плотности тока зависят от геометрии электродов (их диаметра) и от параметров дуги, что уже обсуждалось в [7.21—7.23].

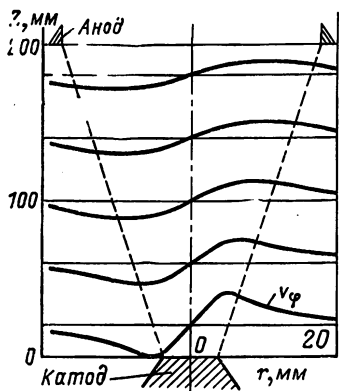
Из уравнения (7.1) следует, что азимутальная скорость v_ϕ линейно зависит от $j_r B_z / \mu$ и в принципе может увеличиваться при возрастании тока и магнитного поля.

Линейная зависимость $v_\phi \sim IB$ в некотором диапазоне параметров плазмы подтверждена экспериментально (см. разд. 7.2.1, 7.2.2 и 7.3.1). Теоретические расчеты Дравина [7.24] для $v_\phi > v_{i,th}$ ($v_{i,th}$ — тепловая скорость ионов) дали следующую зависимость: $v_\phi \sim (IB)^{1/2}$.

С другой стороны, некоторые авторы предсказывают, что в плазме скорость ионов относительно нейтралов ограничена [7.25]. В качестве предельной относительной скорости принята так называемая критическая скорость $v_{cr} = (E_i/m)^{1/2}$, где E_i — потенциал ионизации нейтралов, а m — масса. Наиболее существенно ограничена скорость плазмы тяжелых элементов. Для урана $v_{cr} = 2,19 \cdot 10^5$ см/с (в системе СИ $v_{cr} = 2,19 \cdot 10^3$ м/с), однако данный эффект в экспериментах с урановыми дугами не был зарегистрирован.

Существующая в этой области неопределенность должна быть снята дальнейшими экспериментами и теоретическими разработками.

Рис. 7.2. Радиальное распределение скорости вращения v_ϕ (произвольный масштаб) для различных сечений дуги, возбуждаемой между электродами штифт — кольцо



ионы), пренебрегая при этом массовым потоком и считая температуру постоянной по сечению, выражение для радиальной составляющей уравнения баланса импульса можно записать в следующем виде:

$$kT \frac{\partial n}{\partial r} = \frac{nm_i v_\phi^2}{(1+Z)r} + j_r B_z \omega_e \tau_{ei}, \quad (7.2)$$

где n — полная плотность плазмы; T — температура; k — постоянная Больцмана; m_i — масса ионов; Z — кратность заряда ионов; ω_e — циклотронная частота электронов и τ_{ei} — время между электрон-ионными соударениями.

В этом несколько упрощенном случае радиальный профиль плотности плазмы определяется только центробежной и холловской силами. Вследствие наличия легких частиц (электронов) центробежная сила в отношении $1/(1+Z)$ меньше, чем во вращающемся нейтральном газе, и уравнивается, частично или полностью, холловской силой. Следовательно, профиль давления в таком вращающемся плазменном столбе будет, как правило, полностью отличаться от профиля давления во вращающемся

нейтральном газе (см., например, рис. 7.3, 7.14 или работы [7.18, 7.26]).

Коэффициент разделения Во вращающейся плазме два вида ионов или нейтралов (например, два изотопа с разницей масс Δm) могут иметь неодинаковые профили плотности вследствие

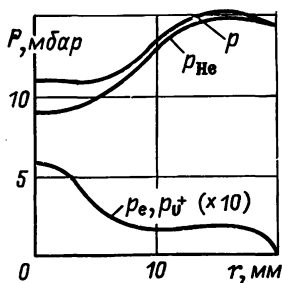


Рис. 7.3. Радиальное распределение давления, рассчитанное для урана в гелиевой среде при $6000 \leq T \leq 7000$ К, $B = 0,5$ Тл и $v_{\phi \max} = 3,5 \cdot 10^5$ см/с

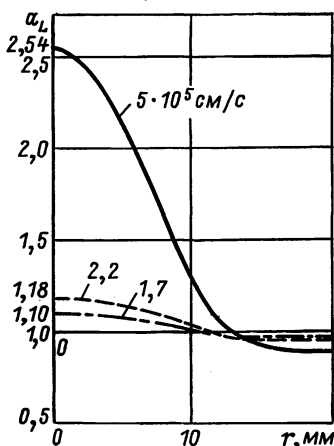


Рис. 7.4. Радиальные профили локального коэффициента разделения α_L для урановой плазмы в гелиевой среде (см. рис. 7.3), рассчитанные при $6000 \leq T \leq 7000$ К, $B = 0,7$ Тл и трех значениях скорости вращения $v_{\phi \max}$

различия центробежных сил. Таким образом, возникнет разделительный эффект. Как было показано Боневье [7.4] и авторами работы [7.27], распределение локальной относительной концентрации изотопов $R_L = n_2/n_1$ можно получить из уравнений баланса импульса, которое для ионов имеет вид:

$$\frac{1}{R_L} \frac{\partial R_L}{\partial r} = \frac{\Delta m v_{\phi}^2}{r k T} + (v_{1r} - v_{2r}) \frac{n_e \alpha_{12}}{Z k T} (1 + \beta_i^2). \quad (7.3)$$

При $T = \text{const}$, $v_{\phi} = r\Omega$, $\Omega = \text{const}$ и в отсутствие массового потока

$$R_L/R_{L0} = \alpha_L = \exp(\Delta m \Omega^2 / 2kT) (r_0^2 - r^2), \quad (7.4)$$

где $n_2(n_1)$, $m_2(m_1)$ и $v_{2r}(v_{1r})$ — плотность частиц, их масса и радиальная скорость в легкой (тяжелой) фракции; $\Delta m = m_2 - m_1$; α_{12} — коэффициент трения между ионами двух сортов; β_i — ионный параметр Холла и α_L — локальный коэффициент разделения для чисто радиального процесса.

Как и в механических центрифугах, локальный коэффициент разделения α_L определяется отношением вращательной энергии к тепловой. Очевидно, что это отношение будет выбрано макси-

мально возможным. Плазменная центрифуга при средней температуре плазмы 6000 К сможет конкурировать с механической центрифугой только при скорости вращения около $2 \cdot 10^3$ м/с. Такая скорость была получена во вращающихся дугах, возбужденных в He, Ag и Kг (см. разд. 7.2.3 и 7.3). Коэффициенты разделения составляли 1,1—1,3.

Скорости в несколько единиц на 10^4 м/с также были продемонстрированы во вращающихся дугах [7.10]. Можно ожидать, что при таких скоростях α_L превысит 3. Это показано более детально на рис. 7.4, где представлены результаты численного расчета α_L для плазмы, состоящей из ионов и нейтралов урана двух типов, соответствующих двум изотопам, и электронов. Урановая плазма находится в гелиевой среде. Для скорости $1,7 \cdot 10^5$ см/с локальный коэффициент разделения равен 1,1 (следует сравнить с рис. 7.12) и быстро возрастает с увеличением скорости.

Разделительная мощность. В грубом приближении разделительную мощность плазменной центрифуги можно подсчитать так же, как и механической. Однако радиальное разделение в сильноионизованной плазме определяется ион-ионными соударениями в направлении, перпендикулярном магнитному полю. Соответствующий коэффициент диффузии должен использоваться в формуле для максимальной разделительной мощности:

$$\delta U = \frac{\pi}{2} D_{i\perp} \rho (\alpha - 1)^2 l, \quad (7.5)$$

где ρ — плотность плазмы.

Заметим, что зависимость $\delta U \sim v^4$ в плазме не ограничена определенным диапазоном v_ϕ (как в механической центрифуге) вследствие совершенно отличного профиля плотности. Последнее обстоятельство обусловлено наличием холловской силы [уравнение (7.2)].

Результаты численного расчета δU для урановой плазмы в гелиевой атмосфере приведены на рис. 7.5 [7.8, 7.11, 7.18]. В расчете использованы полученные теоретически распределения v_ϕ и T , вычисленные одномерные профили плотности и коэффициент разделения α_L . Кроме того, предполагалось, что скорость массового потока в осевом направлении v_z не больше $l/\tau_{D_{i\perp}}$, где l — длина, $\tau_{D_{i\perp}}$ — постоянная времени радиального диффузионного процесса,

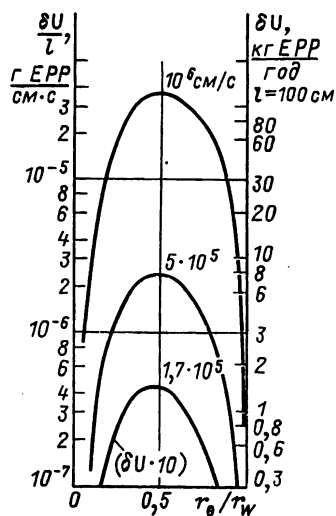


Рис. 7.5. Рассчитанные значения разделительной мощности δU как функции относительного радиуса отсекающего r_θ/r_w для урановой плазмы при трех значениях скорости v_ϕ max

определяемого ион-ионными столкновениями. Разделительная мощность, равная 0,15 кг ЕРР/год, достигается при $v_{\phi} = 1,7 \cdot 10^3$ м/с и 7000 К (максимальные значения температуры и скорости). С увеличением скорости разделительная мощность быстро возрастает.

Важную зависимость разделительной мощности δU от напряженности магнитного поля B_z можно оценить следующим образом: согласно уравнениям (7.1), (7.4) и рис. 7.11 $(\alpha - 1) \sim v_{\phi}^2$ и $v_{\phi} \sim B_z$, следовательно,

$$(\alpha - 1)^2 \approx B_z^4.$$

Согласно (7.3) $1/D_{i\perp} \sim \alpha_{12}(1 + \beta_i^2)$. Для малых значений ионного параметра Холла ($\beta_i \ll 1$) $D_{i\perp} \sim 1/\alpha_{12}$, для больших значений ($\beta_i \gg 1$) $D_{i\perp} \sim 1/\alpha_{12}\beta_i^2 \sim 1/\alpha_{12}B_z^2$. Следовательно, можно ожидать, что разделительная мощность будет возрастать таким образом: $\delta U \sim B_z^4$ для $\beta_i \leq 1$ и $\delta U \sim B_z^2$ для $\beta_i > 1$. Поэтому целесообразно иметь максимальное значение β_i (но не больше единицы). В случае урановой плазмы ($n \approx 10^{14}$ см $^{-3}$, $T \approx 10^4$ К) для этого требуются магнитные поля в несколько тесл.

В частично ионизованной плазме разделение изотопов связано в основном с нейтральными частицами, так как они диффундируют быстрее ионов. Коэффициент диффузии нейтралов определяет разделительную мощность согласно (7.5). В этом случае зависимость $\delta U \sim B^4$ не ограничена определенным диапазоном напряженности магнитного поля.

Расход энергии. Теоретический расчет расхода энергии с учетом различных механизмов потерь должен основываться на решении уравнений баланса частиц, импульса и энергии в плазме. Такой расчет крайне сложен и до настоящего времени не проведен.

Однако минимальную потребность в энергии можно подсчитать, суммируя затраты на испарение, ионизацию E_i , нагрев ($3/2$ кТ) и ускорение ($mv_{\phi}^2/2$). Например, при $kT = 1$ эВ и $v_{\phi \max} = 10^4$ м/с требуется на частицу в среднем энергия порядка 100 эВ. Поток частиц (его можно подсчитать по формуле $\frac{\pi}{2} \ln D_{i\perp}$) будет порядка $1,25 \cdot 10^{19}$ с $^{-1}$ ($l = 100$ см), т. е. минимальная затрачиваемая мощность составит 200 Вт. При подсчитанной разделительной мощности порядка 100 кг ЕРР/год (см. рис. 7.5) минимальная удельная потребность в энергии равна 17,5 кВт·ч/кг ЕРР. Эти значения должны рассматриваться как нижний предел. В действительности, как следует из экспериментов, энергетические потребности определяются потерями энергии.

7.2.2. Эксперименты с дугами в инертных газах [7.16]

Экспериментальная установка, соответствующая модели, описанной в разд. 7.2, имеет следующие характеристики: вольфрамовый штифтовой катод радиусом $r_c = 0,4$ см, медный кольцевой

анод радиусом $r_A=2$ см, водоохлаждаемая каскадированная дуговая камера с внутренним радиусом $r_W=5,8$ см. Длина дуги $l=6\div 44$ см, имеются боковые и торцевые окна, $I\leq 160$ А, $B\leq 0,6$ Тл, газы: He, Ne, Kr, $P_0=1\div 10$ мбар, стационарная работа в течение нескольких часов (остальные детали см. в [7.12]).

Вращательную скорость ионов и нейтралов определяли по измерениям доплеровского смещения. Экспериментально измеренные и рассчитанные распределения приблизительно согласуются между собой (см. также разд. 7.2.3). Скорость возрастает пропорционально движущей силе k_ϕ . При $B=0,5$ Тл, $I=160$ А, $P_0=4$ мбар, $l=38$ см была измерена азимутальная скорость $v_\phi=1,48\cdot 10^5$ ($0,22\cdot 10^5$) см/с для ионов (нейтралов) криптона. Эта разница в скоростях ионов и нейтралов уменьшается с увеличением давления газа и уменьшением движущей силы.

В аналогичных экспериментах с водородом [7.10] при $I=1,9$ кА и $B=1,0$ Тл были получены скорости вплоть до $3,5\cdot 10^6$ см/с.

Радиальное и аксиальное распределения давления плазмы в целом и ее компонентов влияют на разделение изотопов, процессы диффузии и внутренний массовый поток. Локальные измерения, выполняемые с помощью зондов, например датчиков давления или масс-спектрометра, должны проводиться без возмущения плазмы. На рис. 7.6 показаны радиальные профили давления Ne, измеренные зондами в плоскости анода. «Центробежная долина» в распределении давления в некоторой степени заполнена «холмовским гребнем». С увеличением B эта долина становится глубже, а гребень выше и уже. Такое поведение хорошо соответствует теории (7.2).

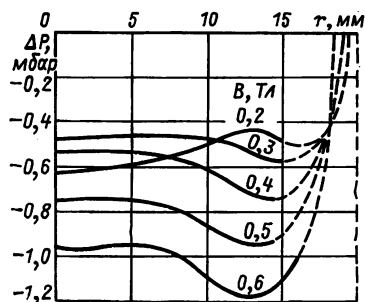


Рис. 7.6. Радиальные профили давления ($\Delta P=P-P_0$), измеренные в плоскости анода неоновой дуги при $P_0=3$ мм рт. ст., $I=80$ А и $B=0,2\div 0,6$ Тл [7.16]

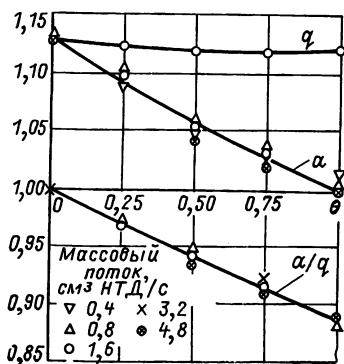


Рис. 7.7. Измеренные значения коэффициентов разделения ^{82}Kr — ^{86}Kr для обогащенного и обедненного потоков, а также полный коэффициент разделения в зависимости от коэффициента деления потока θ при стандартных параметрах дуги ($I=80$ А, $B=0,5$ Тл, $P_0=3$ мм рт. ст.) и пяти значениях массового потока [7.16]

В данной геометрии продольный градиент давления вызывает массовый поток в $r-z$ -плоскости, определяемый силами трения. Этот поток должен иметь форму двойного или квадрупольного вихря. Его можно использовать, например, для создания противоточного устройства, однако он может быть и помехой разделению изотопов. Наличие такого потока не было установлено экспериментально.

Разделительные характеристики плазменной центрифуги определяли измерением концентрации изотопов в питающем, обогащенном и обедненном потоках в зависимости от экспериментальных параметров. В качестве рабочего газа использовался криптон. Относительная концентрация изотопов $^{82}\text{Kr}/^{86}\text{Kr}$ была определена в этих трех потоках с помощью квадрупольного масс-спектрометра. Изменяли коэффициент деления потока (θ), параметры дуги (I, B, P_0, l) и положение точек питания и отбора. Как было установлено, эффект разделения изотопов — продольный, что, наиболее вероятно, обусловлено наличием противотока в центрифуге. На рис. 7.7 приведены коэффициенты разделения для обогащенного и обедненного потоков при так называемых стандартных параметрах дуги. В этих условиях полный разделительный эффект q не зависит от массового потока F и коэффициента деления θ вплоть до $F=6 \text{ см}^3/\text{с}$ (при нормальных значениях тем

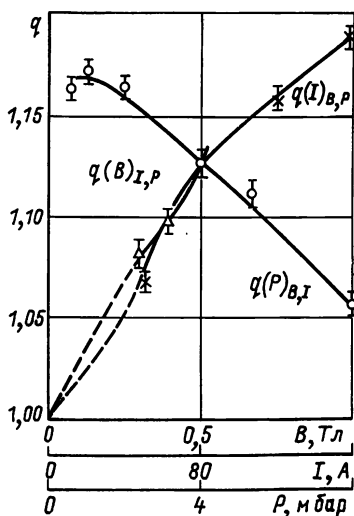


Рис. 7.8. Измеренные значения полного коэффициента разделения в криптоне ($q=R'/R''$) в зависимости от I, B, P (каждая кривая получена при изменении только одного параметра) [7.16]

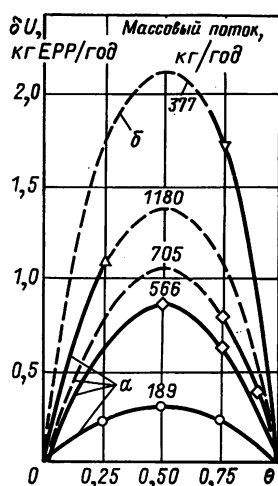


Рис. 7.9. Разделительная мощность в зависимости от коэффициента деления потока θ , измеренная в криптоне при стандартных параметрах дуги ($I=80 \text{ А}, B=0,6 \text{ Тл}, P_0=3 \text{ мм рт. ст.}$), для двух вариантов расположения точек питания и отбора (α, β) и различных значений массового потока [7.16]

пературы и давления — НТД), т. е. процесс разделения не возмущается таким потоком. Было обнаружено незначительное уменьшение q при большем массовом потоке: $q=1,11$ ($\theta=0$, $F=27$ см³ НТД/с) вместо $q=1,13$ ($F=0$). Наибольший разделительный эффект ($q=1,30$ [7.24]) имел место в случае иного расположения точек питания и отбора. Эффект возрастал с увеличением I , B и $1/P_0$ (рис. 7.8); зависимость от B более резко выражена.

Была подсчитана разделительная мощность в зависимости от коэффициента деления потока с использованием полученных значений массового потока и коэффициентов разделения (рис. 7.9). Для дуги стандартных параметров она составила 2 кг ЕРР/год при массовых потоках до 1180 кг Кг/год. Разделительную мощность можно увеличить, если увеличить массовый поток, параметры I и B или использовать геометрические факторы. Сравнение с рис. 7.5 показывает, что экспериментальные и теоретические значения δU — одного порядка (строгое количественное сравнение невозможно).

Расход энергии в таких дугах равен обычно 5—10 кВт, не считая затрат на поддержание магнитного поля, что составит 40—80 кВт·ч на 1 кг массового потока или $2 \cdot 10^4 \div 4 \cdot 10^4$ кВт·ч/кг ЕРР.

Ожидается, что разделительная мощность в несколько сот кг ЕРР/год может быть достигнута при оптимизации эксплуатационных и конструкционных параметров разделительного элемента. Это привело бы к удельному расходу энергии в несколько сот кВт·ч/кг ЕРР.

7.2.3. Эксперименты с урановыми дугами

Урановые дуги могут быть созданы различными способами, например, путем электродного испарения металлического урана или его соединений в газовой атмосфере или поджигом дуги в UF_6 . Первый способ использовали [7.19] для получения фундаментальных данных по оптическим свойствам урана. Как сообщалось фирмой «Мессершмитт-Бёльков-Блом» [7.11, 7.17, 7.18], в дугах обоих типов исследовалось разделение изотопов урана.

Дуга в парах металлического урана. В этом эксперименте урановый катод испаряется в гелиевой атмосфере, образуя сильно ионизованный вращающийся столб урановой плазмы. Геометрия и конструкция дуговой камеры, так же как и условия работы ($I=40 \div 150$ А, $B=0,5 \div 0,8$ Тл, $P_0=1 \div 25$ мбар He), были такими же, как и для дуг в инертных газах. Но полностью развитая урановая дуга образовывалась только в некотором диапазоне указанных параметров. Скорость испарения урана до 1 г/мин.

Локальную вращательную скорость ионов определяли измерением доплеровского смещения нескольких линий U II. Измерения показали наличие однородного вращения дугового столба (даже в центральной области дуги). Максимальная скорость слабо уменьшалась от катода к аноду (рис. 7.10).

Радиальные профили v_ϕ в различных сечениях по оси z превосходно согласуются с соответствующими рассчитанными распределениями (см. рис. 7.2). По сравнению с расчетом незначительно расширена область вращения, подобного вращению твердого тела, и спад максимальной вращательной скорости в направлении от

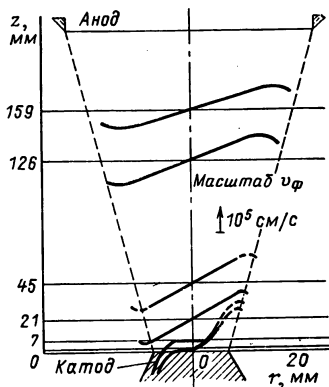


Рис. 7.10. Радиальные распределения скорости вращения плазмы v_ϕ , измеренные в различных сечениях по длине урановой дуги при $B = 0,6$ Тл, $I = 40$ А, $P_0 = 10$ мм рт. ст. и трех значениях длины l : 19,4; 21,3; 22,6 см

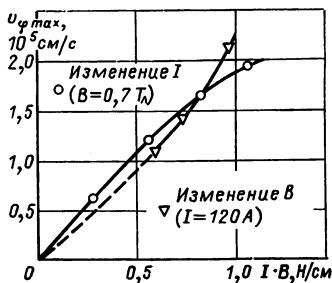


Рис. 7.11. Измеренные значения максимальной скорости вращения урановой плазмы в зависимости от движущей силы $I \times B$ (раздельное изменение I и B , $l = 30$ см, $P_0 = 10$ мм рт. ст.)

катода к аноду более плавный. Вблизи катода, в пределах 10 мм, экспериментально измеренные профили скорости указывают на вращение плазмы в обратную сторону, что, наиболее вероятно, связано с кольцевой формой зоны эмиссии на катоде. Это обстоятельство не учитывалось в расчетах, результаты которых приведены на рис. 7.2.

Максимальная скорость при заданной движущей силе $I \times B$ приблизительно на 10% выше, чем в чистом гелии. Она возрастает почти линейно с увеличением $I \times B$, причем разница зависимостей от I и B очень мала (см. рис. 7.11). Достигнутые к настоящему времени значения скорости превышают критическую ($2,19 \times 10^5$ см/с): $v_{\phi \max} = 2,57 \cdot 10^5$ см/с для $I = 130$ А, $B = 0,8$ Тл, $P_0 = 7$ мбар, $l = 30$ см. В короткой дуге ($l = 18$ см) была получена скорость $3,5 \cdot 10^5$ см/с. Поэтому ожидается дальнейшее возрастание v_ϕ с увеличением $I \times B$.

До сих пор температура плазмы и плотность частиц непосредственно не были измерены. Однако электронная температура была оценена на основе оптического спектра урана и составила около 6500 К. Это верхний предел ионной температуры. Средняя плотность частиц урана, оцененная по количеству сконденсированного

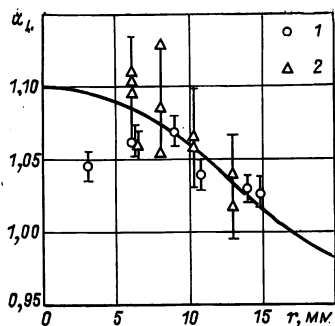


Рис. 7.12. Значения локального коэффициента разделения α_L изотопов ^{235}U — ^{238}U , измеренные различными масс-спектрометрами на торцевом зонде ($I=120$ А, $B=0,7$ Тл, $v_{\text{ф макс}}=1,7 \cdot 10^5$ см/с), и рассчитанный профиль α_L ($v_{\text{ф макс}}=1,7 \cdot 10^5$ см/с, $6000 \leq T \leq 7000$ К, $\alpha_L=1,0$ на радиусе $r=18$ мм):

1 — магнитный масс-спектрометр; 2 — масс-спектрометр на вторичных ионах

Испаренный и ионизованный уран, распространяющийся вдоль дуги, конденсировался в основном на торцевых поверхностях, т. е. на аноде и водоохлаждаемом кварцевом зонде, находящемся в анодном кольце. Была измерена концентрация изотопов в различных точках слоя металла, сконденсированного на этом зонде (рис. 7.12). В измерениях использовали масс-спектрометры двух типов: на вторичных ионах и магнитный. Магнитный масс-спектрометр обеспечивал большую точность измерений. Таким путем впервые было продемонстрировано обогащение урана в плазменной центрифуге.

Радиальный профиль α_L достаточно хорошо соответствует теоретической кривой, построенной для случая, когда $\alpha_L=1,0$ на радиусе $r=18$ мм. Были измерены значения α_L до 1,10 ($B=0,7$ Тл, $I=120$ А, $l=30$ см). Необходимо выполнить дальнейшие эксперименты для определения зависимости $\alpha_L(I, B, l)$.

Расход энергии в урановой дуге примерно на 50% выше, чем в гелиевой. Сделать определенное заключение об удельном расходе энергии не представилось возможным, поскольку раздельная мощность не была измерена.

Дуга UF_6 . Экспериментальные устройства для возбуждения дуг в UF_6 сравнительно сложны из-за необходимости защитить от коррозии электроды и окна. Эти вопросы детально описаны в [7.11]. Геометрия модели была близка к применявшейся в других экспериментах с вращающимися дугами. Хотя эксперименты с UF_6 еще не закончены, можно сообщить некоторые результаты. Установлено, что в определенном диапазоне параметров стабильная дуга в UF_6 может существовать. Было найдено, что разделение изотопов урана является продольным эффектом. Значение α низкое: порядка 1,01. Физические и химические процессы детально еще непонятны. Имеются серьезные проблемы с UF -молекулами, которые не все рекомбинируют в UF_6 , а осаждаются на стенках. По-видимому, уменьшить эти потери можно путем изменения геометрии.

7.3. ДУГА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ С ПОЛЫМ КАТОДОМ

Разряд с полым катодом, подобный использовавшемуся в Техническом университете Эйндовена, представляет собой дугу в магнитном поле, окруженную вакуумом (детальное описание можно найти в [7.28]). Дуга такого типа была впервые создана Люсом [7.29]. Первоначально он также предполагал использовать вращение дуги для разделения изотопов. Газ (в данном случае

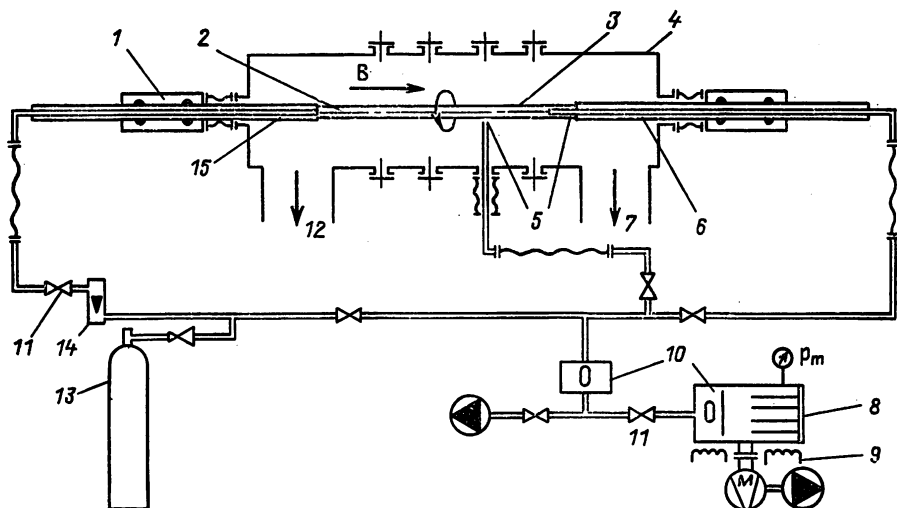


Рис. 7.13. Схема экспериментальной установки для разделения изотопов в дуге с полым катодом:

1 — электродная опора (регулируемая); 2 — газовое питание; 3 — столб дуги; 4 — вакуумная камера; 5 — взятие проб; 6 — анод; 7 — откачка; 8 — квадрупольный анализатор; 9 — нагреватель; 10 — охлаждаемые ловушки; 11 — игольчатый вентиль; 12 — откачка; 13 — баллон с аргонном; 14 — измеритель потока; 15 — катод

аргон) вводится через раскаленную танталовую или вольфрамовую трубку со стороны катода, где эффективно ионизируется и нагревается*. Катодная область не только включает в себя объем внутри трубки, но и распространена в осевом направлении на расстояние порядка 20 см от ее конца. От этой области — до анода плазма положительного столба (называемая также наружной плазмой) обеспечивает проводимость электрического тока и тепла. Большая часть частиц плазмы рекомбинирует на аноде. На этой стороне дуги давление нейтрального газа существенно более высокое ($P_0 = 10^{-1}$ мбар), чем со стороны катода ($P_0 = 10^{-3}$ мбар). Схема установки показана на рис. 7.13. Использовался масс-спектрометр квадрупольного типа.

* Разряд низкого давления может поддерживаться и при напуске газа через анод. В этом варианте свойства плазмы различаются лишь количественно (но не качественно). Плазма несколько более однородна в осевом направлении, однако ее разделительная мощность меньше.

7.3.1. Описание плазмы

Электронную плотность $n_e(r, z)$, ионную температуру $T_i(r, z)$, электронную температуру $T_e(r, z)$, скорость массового потока $v(r, z)$ и потенциал плазмы $\Phi(r, z)$ измеряли в зависимости от параметров разряда: тока дуги I (10—300 А), газового питания F (0,2—8 см³ НТД/с), напряженности магнитного поля B (0,02—0,54 Тл), однородного в пределах 5%, длины дуги l (непрерывно изменяемой от 25 до 250 см) и диаметра шнура d (внутренний диаметр катодных трубок составлял 6, 9, 12, 20, 30 мм; кроме того, использовалось несколько специальных моделей). Разряд поддерживали стационарным. При «стандартных» условиях ($I=140$ см, $d=1,3$ см, $B=0,34$ Тл, $I=100$ А и $F=4,5$ см³ НТД/с) падение напряжения на дуге составляло около 70 В. Приведенные далее рисунки могут служить иллюстрацией того, что даже в простой установке реальная плазма весьма сложна.

Распределение электронной плотности n_e по радиусу показано на рис. 7.14 (его измеряли по томсоновскому рассеянию и с помощью ленгмюровских зондов). В радиальном направлении можно различить центральную ($0 \leq r \leq \frac{1}{2}d$), промежуточную ($\frac{1}{2}d \leq r \leq r_k$) и наружную ($r_k \leq r \leq R$) области. В центральной области плазмы протекает ток; здесь плазма высокоионизована (до 95 %) и ее проводимость «нормальная» с точностью до коэффициента, не превышающего 2. В промежуточной области измеренный радиальный профиль плотности приблизительно гауссовский:

$$n_e(r) = n_e(0) \exp(-r^2/q^2). \quad (7.6)$$

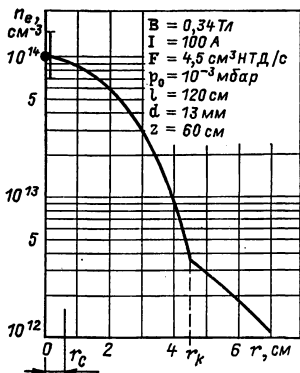
Точное теоретическое выражение для q^2 неизвестно. Экспериментально было найдено, что q^2 пропорционально B^{-1} и слабо зависит от массы ионов. Это показывают и упрощенные теоретические расчеты. Для разряда в аргоне $q^2=6,4$ см² при $B=0,34$ Тл. В наружной области плазма переносится на стенку камеры. Как

показали результаты измерений по томсоновскому рассеянию и измерения с помощью ленгмюровских зондов, n_e практически не изменяется в осевом направлении (менее чем на 30 % на расстоянии 1 м).

Было найдено, что ионная температура T_i , определенная по доплеровскому уширению линии Ag II с длиной волны 4806 Å, постоянна по радиусу в пределах 5 % (до $r=7$ см). Элект-

Рис. 7.14. Радиальный профиль электронной плотности в среднем сечении положительного столба разряда с полым катодом в аргоне (стандартные условия):

○ — томсоновское рассеяние; ● — ленгмюровские зонды



ронная температура T_e , измеренная по томсоновскому рассеянию и ленгмювскими зондами, вне центральной области резко падает (рис. 7.15). Приведенные данные получены в сечении, соответствующем $z=60$ см (среднее сечение шнура). Изменение T_e и T_i по длине шнура на его оси ($r=0$) показано на рис. 7.16. Зависимость T_i от z слабо экспоненциальная. Изменение T_e по z известно хуже,

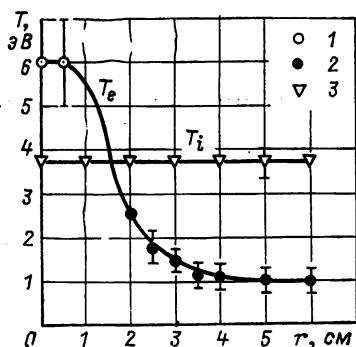


Рис. 7.15. Радиальные профили электронной и ионной температуры (стандартные условия, $z=60$ см):

1 — томсоновское рассеяние; 2 — ленгмювские зонды; 3 — доплеровское уширение спектральной линии Ag II, 4806 Å

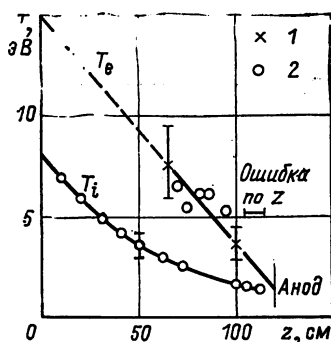


Рис. 7.16. Продольное изменение электронной и ионной температур ($r=0$, стандартные параметры дуги, температура T_e измерена по томсоновскому рассеянию):

1 — среднее значение по 20 измерениям; 2 — среднее по 5 измерениям; 1 — стандартная погрешность

так как измерениям по томсоновскому рассеянию в области малых z препятствует уменьшение до уровня фона количества света, рассеиваемого в каждый «канал» длин волн (вследствие уширения доплеровского профиля: $\Delta\lambda \sim T_e^{1/2}$).

Угловая массовая скорость Ω (измеренная по доплеровскому смещению линии Ag II с длиной волны 4806 Å, а также с помощью маятниковых и направленных зондов) резко падает с увеличением r (рис. 7.17). Подобно температуре скорость вращения уменьшается с z . Было найдено, что продольная компонента массовой скорости v_z порядка $6 \cdot 10^4$ см/с (те же самые диагностические средства). Поток плазмы направлен от катода к аноду.

На рис. 7.18 приведена зависимость угловой массовой скорости в центре дуги Ω_0 от напряженности магнитного поля. При малых полях Ω_0 возрастает приблизительно линейно с увеличением B ; кривая становится более пологой при значениях B , для которых $\omega_{ci} \geq 1$. Показана также зависимость Ω_0 от тока дуги. Таким образом, возможно в определенных пределах изменять Ω_0 , но следует всегда иметь в виду, что параметры плазмы невозможно изменить независимо.

Поведение плазмы хорошо объясняется на основе двухжидкостной модели [7.3] в МГД-приближении ($eE_r \gg P/n_e$). В частно-

сти, вращение плазменного шнура вокруг своей оси хорошо описывается с помощью уравнения для электрического потенциала, которое можно получить из уравнений движения [7.30].

Условие баланса сил в радиальном направлении приводит к следующему выражению для угловой массовой скорости [7.31]:

$$\Omega = \Omega_E + \Omega_{Di} - \Omega^2/\omega_i, \quad (7.7)$$

где Ω_E — угловая частота, связанная с электрическим дрейфом

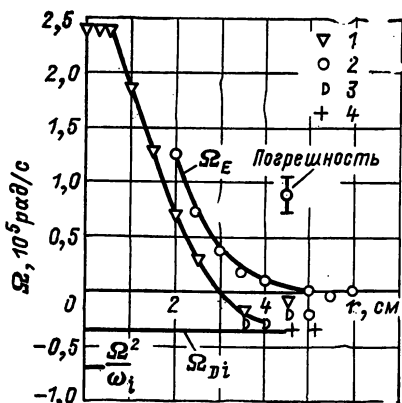


Рис. 7.17. Радиальная зависимость угловой массовой скорости Ω в среднем сечении положительного столба разряда с полым катодом, измеренная по доплеровскому смещению спектральной линии

Ag II, 4806 Å (Ω_{Di} связано с диамагнитным током ионов, Ω_E — с электрическим дрейфом, E_r направлено внутрь).

Стандартные условия, $z=60$ см (1 — доплеровское смещение; 2 — ленгмюровские зонды; 3 — направленные ленгмюровские зонды; 4 — магнетрон)

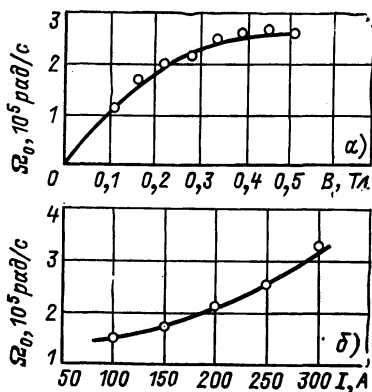


Рис. 7.18. Зависимость угловой частоты Ω_0 (Ω на $r=0$) от напряженности магнитного поля (а) и от тока дуги (б), $z=60$ см

$\left(\frac{1}{r}\right)\left(\frac{E_r}{B}\right)$; Ω_{Di} — угловая частота, связанная с диамагнитным ионным током $\frac{kT_i}{reB} \frac{\partial (\ln p_i)}{\partial r}$. Последний член обусловлен центробежной силой. Измеренные значения Ω_E , Ω_{Di} и Ω удовлетворяют выражению (7.7) (см. рис. 7.17).

Вязкостные эффекты (обусловленные ион-ионными соударениями) играют важную роль в переносе частиц, импульса и энергии. Сильная неоднородность во вращении плазмы определяет направленный внутрь ионный поток, который в значительной степени компенсирует «классический» поток ионов, обусловленный ион-электронными соударениями и направленный наружу, что приводит к лучшему удержанию ионов. Поскольку электронная вязкость пренебрежимо мала, электроды движутся наружу с «клас-

сической» скоростью. Результирующий неамбиполярный перенос плазмы приводит к возбуждению направленного внутрь радиального тока и соответствующая сила $j_r B$ приводит плазму во вращение против сил ионного трения (обусловленных соударениями ион — ион и ион — нейтрал).

Практически весь поток энергии в дуговом шнуре связан с электронной компонентой плазмы. В осевом направлении баланс мощности определяется теплопроводностью, в перпендикулярном — конвекцией.

7.3.2. Разделительные эффекты

Приведенные выше данные показывают, что плазма, с которой мы имеем дело, на практике очень сложна, поэтому процесс разделения изотопов в разряде с полым катодом также сложен и в деталях еще непонятен. Можно отметить следующие факты. Угловая скорость не постоянна по радиусу, а имеет сильный шир. Ее радиальный профиль соответствует радиальному профилю плотности до радиуса r_k , который в зависимости от напряженности магнитного поля B равен 4—5 см. Для $r > r_k$ столкновения частиц плазмы с нейтралами становятся преобладающими и ее перенос поперек магнитного поля качественно отличается от переноса внутренней области. Радиальный профиль плотности, который в промежуточной области приблизительно гауссовский, при $r = r_k$ имеет излом. Установлено, что в промежуточной области дуги газ обогащается легким изотопом. Зависимость статического коэффициента разделения от радиуса показана на рис. 7.19 (см. также [7.14]). Объяснение эффекта двукратной ионизацией аргона, как предложено в [7.32], невозможно, так как концентрация таких ионов слишком мала.

Поскольку ионная температура и скорость вращения уменьшаются по длине разряда, нельзя пренебрегать продольными эффектами. Такие факты, как увеличение концентрации легкого изотопа у анода и падение температуры в дуге от катода к аноду, вызывают предположение, что за наблюдаемое разделение изотопов частично ответственны термодиффузионные эффекты. Было найдено, что термодиффузионная постоянная $v_{th} = \ln \alpha / \ln (T_A / T_C)$ порядка 0,1 ($T_{A,C}$ — ионная температура вблизи анода и катода).

Исследования были посвящены главным образом плазме положительного столба, сложная катодная область пока плохо изучена.

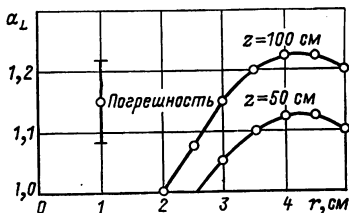


Рис. 7.19. Зависимость статического обогащения изотопом ^{36}Ar от радиуса (чисто аргоновая дуга, $F=4,5 \text{ см}^3 \text{ НТД/с}$, $l=120 \text{ см}$)

7.3.3. Разделение нейтральных частиц, ускоренных с помощью плазмы

Вследствие малости коэффициента разделения, достижимого непосредственно в плазме, основные усилия, связанные с разделением изотопов в разряде с полым катодом, были направлены на использование плазмы в качестве промежуточной среды, приводящей в движение нейтральный газ. Ожидалось, что таким путем можно соединить высокую угловую скорость с относительно низкой температурой нейтрального газа. Предлагалось создавать вращающуюся плазму в форме полого цилиндра, заполненного нейтральным газом [7.35]. Продольное магнитное поле должно быть достаточно сильным, чтобы уравнивать давление нейтрального газа; толщина плазменной оболочки должна быть больше длины свободного пробега нейтральных частиц в плазме. Измерения доплеровского сдвига спектральных линий в излучении внутренней области аргоновой дуги показали, что нейтральные атомы, действительно, могут достигать скорости ионов аргона. Однако большая их доля имеет температуру, равную температуре ионов. Очевидно, что взаимодействие плазмы с нейтрами определяется, главным образом, процессами перезарядки, которые, следовательно, играют важную роль и в разряде с полым катодом.

Вращающиеся полые плазменные цилиндры создавали с помощью катодов, состоящих из двух концентрических цилиндров. Использовали катоды двух размеров, изготовленные из танталовых трубок (диаметр наружной — 20 мм, внутренней — 13 мм; диаметр наружной — 30 мм, внутренней — 20 мм). Так же как при обычных цилиндрических катодах, ионная температура T_i была постоянной по радиусу, но уменьшалась в направлении к аноду. Значения T_i и T_n были близки к измеренным при цилиндрических катодах для той же плотности электрического тока и величины газового потока. К сожалению, угловые скорости оказались существенно меньшими. Внутри центральной области v_ϕ не пропорциональна r (как в случае обычных цилиндрических катодов), а значение Ω в центре плазменного шнура стремится к нулю.

Чтобы увеличить плотность нейтрального газа внутри полого плазменного цилиндра, не изменяя основное газовое питание, в центре катода была установлена керамическая трубка для независимой подачи газа. Дополнительная инжекция относительно большого количества нейтрального газа снижала угловую скорость и в большинстве случаев приводила к уменьшению коэффициента разделения. Многочисленные эксперименты, выполненные при различных параметрах разряда, показали, что разделение, достижимое при вращении полых плазменных цилиндров, не превышает разделительный эффект, полученный при вращении сплошных ($\alpha_L \leq 1,3$). В полом разряде обогащение легким изотопом также происходит вблизи анода и во внешних областях дуги.

Другое предложение использовать вращающуюся плазму для вращения нейтрального газа было сделано Ленертом [7.34]. Неясно, однако, как в его модели требуемые постоянные электрические поля могут быть введены в плазму. Кроме того, в модели Ленерта нейтральный газ и плазма смешаны в одном объеме. Представляется более выгодным иметь нейтральный газ максимально отделенным от плазмы.

7.4. ДРУГИЕ СПОСОБЫ РАЗДЕЛЕНИЯ

7.4.1. Работа на переменном токе

Эксперименты по разделению изотопов в плазме с помощью методов, использующих переменные токи, начаты недавно и сведения об этой области плазменного разделения, пока относительно скудны. Параметры «термической» каленой плазмы, которая использовалась в экспериментах по ионному циклотронному резонансу, известны хорошо, но иначе обстоит дело, например, в случае эксперимента с магнитным сжатием.

Ионный циклотронный резонанс. Селективный нагрев ионов одного сорта является привлекательным способом разделения ионов с различной массой. Один из способов селективного нагрева — выбор частоты приложенного электрического поля ν вблизи ионной циклотронной частоты нужного изотопа:

$$2\pi\nu = \omega_i = ZeB/m_i.$$

С увеличением энергии ($1/2 m_i v_{i,th}^2$) ион вращается по орбите с большим циклотронным радиусом $r_{ci} = v_{i,th}/\omega_i$, что создает возможность отделить его от других изотопов.

Для разделения изотопов с малой относительной разницей в массах ($\Delta m_i/m_i$) плазму следует удерживать в очень однородном магнитном поле ($\Delta B/B < \Delta m_i/m_i$). Поперечные размеры объема, в котором создается магнитное поле, должны превышать максимальный циклотронный радиус выделяемого изотопа. Кроме того, для компенсации объемного заряда необходимо использовать ВЧ-обмотки специальной конструкции.

Область применения этого метода ограничена: требуется достаточно протяженный столб плазмы с низкой плотностью. Для того чтобы нагреваемый ион не терял преждевременно свою энергию при столкновениях с другими ионами, среднее время между столкновениями τ_{ii} должно быть достаточно большим:

$$\omega_i \tau_{ii} > m_i / \Delta m_i. \quad (7.8)$$

Для разделения изотопов урана в магнитном поле $B \approx 1$ Тл при $T_i = 10$ эВ плотность плазмы от 10^{12} до 10^{13} см $^{-3}$ представляется приемлемой.

Длина плазменного столба должна быть достаточной, чтобы время пролета ионом зоны нагрева длиной l удовлетворяло условию:

$$\omega_i \tau_{i||} > m_i / \Delta m_i. \quad (7.9)$$

Предварительно эксперименты на Q-машинах* ($n_e = 10^{10} \div 10^{11}$ см $^{-3}$; $T_i \approx T_e \approx$

* В Q-машине плазма создается при направлении потока атомов щелочных металлов на горячую вольфрамовую пластину, где происходит поверхностная ионизация и возникает обратный поток электронов и ионов.

$\approx 0,2$ эВ; $\tau_{ii} \approx 2 \cdot 10^4$ с $^{-1}$), выполненные Доусоном и др. [7.35], показали, что можно нагреть ионы калия до температуры 50 эВ. Измерения относительной концентрации изотопов $^{41}\text{K}/^{39}\text{K}$ в образцах калия, собранных на охлаждаемую вольфрамовую ленту, находившуюся под положительным смещением, показали более чем десятикратное обогащение изотопом ^{41}K .

Магнитное сжатие. Бегущая высокочастотная волна генерируется в цилиндрической разрядной камере с помощью спиральной обмотки, однородно намотанной на ее поверхность. Азимутальное переменное электрическое поле вызывает пробой газа. Возникающий в результате пробоя азимутальный ток взаимодействует с радиальным магнитным полем, что создает силу Лорентца, действующую в осевом направлении и сжимающую плазму. Таким образом, высокочастотное поле создает градиент давления, который приводит к бародиффузионному разделению. Для неона был получен коэффициент разделения 1,3 [7.36].

7.4.2. Работа в импульсном режиме

На короткое время (порядка 1 мс) плазма может создаваться путем разряда конденсаторной батареи через газ. Первые попытки разделить изотопы в импульсном разряде были сделаны Боневье [7.37]. Его эксперименты с водородно-дейтериевыми смесями трудно интерпретировать, так как они были выполнены в сложной тороидальной геометрии — вращение плазмы подобно вращению автомобильной шины. Импульсный характер процесса не позволяет интерпретировать результаты в терминах стационарного состояния; локальные параметры плазмы неизвестны. Подобные эксперименты, но с лучшим знанием параметров плазмы были выполнены на неоне Кэрнсом [7.38], который получил коэффициент разделения 1,1.

Джеймс и Симпсон [7.39] выполнили эксперименты с вращающейся неоновой плазмой, которая создавалась при разряде двух конденсаторных батарей (одна из них использовалась для предварительной ионизации газа) между двумя концентрическими электродами диаметром 5,6 и 21,0 см*. Результирующий радиальный ток ионизует газ и, взаимодействуя с продольным магнитным полем, создает действующую в азимутальном направлении силу, которая вращает плазму. Плотность плазмы изменялась от максимальной $5 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$ (15 % ионизация), достигаемой через 0,3 мс от начала разряда, до $5 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$ через 1,4 мс. В зависимости от напряженности магнитного поля наблюдалось обогащение или обеднение изотопом ^{20}Ne . Очевидно, что в установившемся состоянии сложная цепочка процессов. Свойства плазмы недостаточно известны, чтобы определить оптимальные условия для разделения изотопов. Тем не менее получен коэффициент разделения около 1,2.

7.5. ВЫВОДЫ

Работа, связанная с разделением изотопов в плазме, еще продолжается. Положение быстро изменяется, и в ближайшем будущем новые результаты могут превзойти представленные выше.

* Джеймс и Симпсон [7.40] опубликовали анализ полученных ими характеристик разряда на основе (7.1) с учетом зависимостей v_ϕ от времени и координаты z в предположении однородной температуры. Плазма замагничена слабо: $\omega_e \tau_e \approx 1$, $\omega_i \tau_i \ll 1$.

Никакая из описанных здесь схем не была разработана достаточно глубоко. В настоящее время нельзя быть уверенным, что наблюдаемые физические разделительные эффекты приведут к экономичным крупномасштабным приложениям. Главная цель всех исследований связана скорее с дальнейшим изучением физических закономерностей, чем с созданием технологического процесса. Физика плазменного разделения значительно сложнее той, на которой основана сегодняшняя обогатительная техника. Два способа — вращение плазмы и ионный циклотронный резонанс — выделяются наиболее обещающими результатами.

Физический принцип изотопного разделения во вращающейся плазме подтвержден экспериментами с неоном, аргоном, криптоном и ураном. Кроме того, на криптоне была продемонстрирована непрерывная работа разделительного элемента при наличии массового потока. Было показано несколько путей для создания вращающейся урановой плазмы. Измеренные к настоящему времени значения в общем согласуются с теоретическими расчетами, поэтому можно рассчитывать и на достижение больших коэффициентов разделения и разделительной мощности, предсказанных теорией. Но полученных данных еще недостаточно, чтобы сконструировать разделительный элемент, который мог бы работать экономично. Экспериментальные результаты указывают на более или менее подходящие условия работы, включая геометрию установки и диапазон параметров. Например, увеличение магнитного поля до нескольких тесл, а кольцевого анода — до нескольких десятков сантиметров при токе порядка 100 А приведет к движущей силе, которая при соответствующем выборе других параметров дуги вызовет очень высокую скорость вращения. Это обеспечит эффективное разделение: около 100 кг ЕРР/год на разделительный элемент при удельном расходе энергии в несколько сот киловатт-часов на килограммовую единицу работы разделения. Не решены пока технические проблемы, связанные с использованием урановых соединений в плазменной фазе.

Что касается циклотронного резонанса, то, поскольку известны лишь механизм и немногочисленные экспериментальные результаты, классифицировать его трудно. Теоретические оценки, так же как и предварительные экспериментальные результаты, указывают, что таким способом можно достичь высокого коэффициента разделения. Представляется, что будет проблемой достижение высоких значений массового потока, поскольку плотность плазмы мала. Эксперименты с ураном пока еще не опубликованы.

Необходимы следующие шаги, чтобы доказать предсказанную осуществимость этих схем обогащения.

Благодарности. Н. Натрат обязан своим коллегам за существенную помощь, особенно Х. Крезу, Г. Мюкку, М. Симону за их эксперименты с инертными газами, Д. Д. Макклору за его теоретические разработки и всем им за многочисленные полезные предложения и дискуссии.

Ф. Босхотену приятно поблагодарить Л. Т. Ритьенса за поддержку работы, в которой использовался разряд с полым катодом, и Р. Комена за умелую помощь при проведении экспериментов.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

B, B_z — магнитная индукция: вектор, продольная компонента

d — диаметр дуги

D_{\perp} — коэффициент диффузии ионов перпендикулярно B

E_i — потенциал ионизации
 E_r — напряженность радиального электрического поля
 j, j_r, j_z — плотность тока: вектор, радиальная и продольная компоненты

k, k_φ — плотность силы: вектор, азимутальная компонента

l — длина дуги

m_i — масса иона

n — полная плотность плазмы

n_e, n_i, n_0 — плотность электронов, ионов и нейтральных частиц

P — полное давление

P_0 — давление нейтрального газа на стенке

R_L — локальная относительная концентрация изотопов

R_{L0} — относительная концентрация изотопов на радиусе r_0

r — радиус

r_0 — радиус рассматриваемой цилиндрической поверхности

r_A, r_c, r_w — радиусы анода, катода и стенки

r_θ — радиус отсекаателя, полученный согласно следующему определению коэффициента деления потока

$$\theta = \int_0^{r_\theta} n r dr / \int_0^{r_w} n r dr;$$

r_{ci} — ионный циклотронный радиус

T — температура плазмы

T_e, T_i, T_n — температуры электронов, ионов, нейтралов

v, v_φ, v_r, v_z — скорость плазмы: вектор, азимутальная, радиальная и продольная компоненты

$v_{\varphi \max}$ — максимальное значение v_φ в радиальном распределении

v_{cr} — критическая скорость

v_i, v_{th} — тепловая скорость ионов

$\alpha_L = R_L / R_{L0}$ — локальный коэффициент разделения

α_{12} — коэффициент трения

$\beta_i = \omega_i \tau_{ii}$ — параметр Холла для ионов

Φ — электрический потенциал

μ — коэффициент вязкости

v_{th} — термодиффузионная постоянная

ν — частота электрического поля

$\Omega = v_\varphi / r$ — угловая скорость вращения плазмы

Ω_0 — Ω на оси ($r=0$)

ω_e — электронная циклотронная частота

ω_i — ионная циклотронная частота

ρ — плотность плазмы

τ_{ei} — время между электрон-ионными соударениями

τ_{ii} — время между ион-ионными соударениями

τ_{in} — время между соударениями ион—нейтрал

$\tau_{D \perp}$ — постоянная времени для диффузионных процессов, перпендикулярных \mathbf{B} .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Глава 1

- 1.1 J.J.Steyn: "Worldwide Separative Work Supply/Demand", in AIF Intern. Conf. on Uranium Enrichment, New Orleans, January (1978)
- 1.2 U.Braats, H.J.Dibbert: „Kernbrennstoffversorgung zwischen Verfügbarkeit und Restriktionen“, Atomwirtschaft Jahrbuch (1978)
- 1.3 T.Aochi, R.Nakane, S.Takahashi: "Research and Economic Evaluation on Uranium Enrichment by Gaseous Diffusion Process in Japan"; IAEA Paper CN 36/552, Intern. Conf. Nuclear Power and its Fuel Cycle, Slazburg (1977)
- 1.4 R.A.Langley, Jr., A.J.O'Donnell: "Technical and Economic Aspects of New Gaseous Diffusion Uranium Enrichment Capacity"; IAEA Paper CN 36/452, Intern. Conf. Nuclear Power and its Fuel Cycle, Salzburg (1977)
- 1.5 G.Perona: "Impianto per la Separazione Isotopica mediante Diffusione Gassosa"; Politecnico di Milano (1959)
- 1.6 C.Fréjaques, M.Gelee, D.Massignon, P.Plurien: "Evolution des procédés de séparation des isotopes de l'uranium en France"; IAEA Paper CN 36/257, Intern. Conf. Nuclear Power and its Fuel Cycle, Salzburg (1977)
- 1.7 G.Rouvillois, M.Mezin: Sciences et Techniques 52, 8 (1978)
- 1.8 A.J.A.Roux, Wil.Grant: "Uranium Enrichment in South Africa", in Proc. European Nucl. Conf., Paris, April 1975 (Pergamon Press, London 1975) p. 167
- 1.9 A.J.A.Roux, W.L.Grant, R.A.Barbour, R.S.Loubser, J.J.Wannenburg: "Development and Progress of the South African Enrichment Project"; IAEA Paper CN 36/300, Intern. Conf. Nuclear Power and its Fuel Cycle, Salzburg (1977)
- 1.10 A.S.Krass: Science 196, 721 (1977)
- 1.11 C.Fréjaques, J.H.Coates, J.M.Lerat, P.Plurien: "French Chemical Exchange Process", in Intern. Conf. on Uranium Enrichment, New Orleans (1978)
- 1.12 C.J.Hardy: "Recent Experimental and Assessment Studies of Uranium Enrichment by Ion Exchange", in Proc. Intern. Conf. on Uranium Isotope Separation, London (1975)

Глава 2

- 2.1 K.Cohen: *The Theory of Isotope Separation as Applied to the Large-Scale Production of U²³⁵*, National Nuclear Energy Series, Division III, Vol. 1B (McGraw-Hill, New York 1951)
- 2.2 M.Benedict, T.H.Pigford: *Nuclear Chemical Engineering* (McGraw-Hill, New York 1957), Chap. 10
- 2.3 H.London: "Separation Theory of Statistical Processes", in *Separation of Isotopes*, Sect. 1, ed. by H.London (George Newness, London 1961)
- 2.4 J.Shacter, E. von Halle, R.L.Hoglund: "Diffusion Separation Methods", in *Encyclopedia of Chemical Technology*, Vol. 7 (Wiley and Sons, New York 1965) p. 91
- 2.5 H.R.C.Pratt: *Countercurrent Separation Processes* (Elsevier, Amsterdam 1967) Chaps. I, II, III, XI
- 2.6 S.Villani: *Isotope Separation* (American Nuclear Society, Hinsdale 1976) Chap. 4
- 2.7 M.R.Fenske: Ind. Eng. Chem. 24, 482 (1932)
- 2.8 A.J.V.Underwood: Trans. Inst. Chem. Eng. 10, 112 (1932)
- 2.9 G.Jansen, J.L.Robertson: "Analysis of Non-ideal Asymmetric Cascades"; Joint Meeting of the Chemical Institute of Canada and the American Nuclear Society at Montreal (May 1977)
- 2.10 D.R.Olander: Nucl. Technol. 29, 108 (1976)
- 2.11 G.Breit, F.L.Friedman: J. Res. Nat. Bur. Stand. 39, 397 (1947)
- 2.12 E.Cerri, M.Silvestri, S.Villani: Z. Naturf. 11a, 694 (1956)
- 2.13 J.C.Guais: Proc. Intern. Conf. on Uranium Isotope Separation BNES/KTG Paper 21, (London, Mars 1975)

- 3.1 T.Graham: *Philos. Mag.* **136**, 573 (1846); **153**, 385 (1863); see also
R.Jackson: *Transport in porous catalysts* (Elsevier, Amsterdam 1977) p. 186ff.
- 3.2 M.Knudsen: *Ann. Phys.* **28**, 75 (1909)
- 3.3 J.C.Maxwell: *Scientific Papers*, ed. by W.D.Niven (Cambridge University Press 1890, and
Dover, New York 1965)
- 3.4 W.Ramsey: *Nature* **52**, 7 (1895)
- 3.5 F.A.Lindemann, J.G.Aston: *Philos. Mag.* **37**, 523 (1919); **38**, 173 (1919)
- 3.6 J.G.Aston: *Philos. Mag.* **39**, 449 (1920)
- 3.7 W.D.Harkins, C.E.Broecker: *Phys. Rev.* **15**, 74 (1920); *Nature* **105**, 230 (1920)
W.D.Harkins, A.Hayes: *J. Am. Chem. Soc.* **43**, 1803 (1921)
W.D.Harkins, F.A.Jenkins: *J. Am. Chem. Soc.* **48**, 58 (1926)
- 3.8 J.N.Broensted, von Hevesy: *Nature* **106**, 144 (1920); *Z. Phys. Chem.* **99**, 189 (1921)
W.D.Harkins, B.Mortimer: *Philos. Mag.* **6**, 601 (1928)
- 3.9 G.Hertz: *Z. Phys.* **79**, 108, 700 (1932)
- 3.10 H.Harmsen: *Z. Phys.* **82**, 589 (1933)
- 3.11 G.Hertz: *Naturwissenschaften* **21**, 684 (1933)
H.Harmsen, G.Hertz, W.Schutze: *Z. Phys.* **90**, 703 (1934)
- 3.12 D.E.Wooldridge, F.A.Jenkins: *Phys. Rev.* **49**, 704 (1936)
D.E.Wooldridge, W.R.Smythe: *Phys. Rev.* **50**, 233 (1936)
- 3.13 D.E.Wooldridge, F.A.Jenkins: *Phys. Rev.* **49**, 404 (1936)
- 3.14 H.de W.Smyth: *Atomic Energy for Military Purposes* (Princeton University Press, Princeton,
N.J. 1945)
- 3.15 P.C.Keith: *Chem. Metall. Eng.* **53**, 112 (1946)
- 3.16 J.F.Hogerton: *Chem. Metall. Eng.* **52**, 98 (1945)
- 3.17 M.Benedict, C.Williams: *Engineering Developments in the Gaseous Diffusion Process*
(McGraw-Hill, New York 1949)
- 3.18 J.J.Katz, E.Rabinowitch: *The Chemistry of Uranium* (McGraw-Hill, New York 1951)
- 3.19 K.Cohen: *The Theory of Isotope Separation as Applied to the Large-Scale Production of U-
235* (McGraw-Hill, New York 1951)
- 3.20 L.R.Groves: *Now it can be told* (Harper, New York 1962)
- 3.21 R.C.Hewlett, O.E.Anderson: *The New World* (Penn State University Press 1962)
- 3.22 K.E.B.Jay: *Britain's Atomic Factories* (H.M.S. Offices, London, 1954)
- 3.23 M.Gowing: *Britain and Atomic Energy (1939-1945)* (McMillan, London 1964)
- 3.24 D.D.Eisenhower: Statement on Feb. 22, 1956, Public Papers, US Gov. Office, Washington
(1958) p. 258
- 3.25 M.Benedict, Th.H.Pigford: *Nuclear Chemical Engineering* (McGraw-Hill, New York 1957)
- 3.26 H.London (ed.): *Isotope Separation* (Newnes, London 1961) Chap. 2, p. 9; Chap. 8, p. 332
- 3.27 P.Caldirola, R.Fiocchi: *Separazione Isotopica dell' Uranio* (CNEN (Comitato Nazionale
Energia Nucleare) Roma 1967)
- 3.28 S.Villani: *Isotope Separation* (Amer. Nucl. Soc., Hinsdale 1976)
- 3.29 P.C.Carman: *Gaseous Flow Through Porous Media* (Butterworth, London 1956)
- 3.30 R.M.Barrer, D.Nicholson: *Brit. J. Appl. Phys.* **17**, 1091 (1966)
- 3.31 D.Massignon: Proc. 2nd UNO Geneva Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy, Vol. 4
(UNO, New York 1958) p. 388
- 3.32 J.W.Hiby, H.Pahl: *Z. Naturforsch.* **11A**, 80 (1956)
- 3.33 D.Nicholson, J.H.Petropoulos: *J. Phys. D (Appl. Phys.)* **1**, 1379 (1968); **4**, 181 (1971); **8**, 1430
(1975)
- 3.34 B.V.Deriagin: *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **53**, 623 (1946)
- 3.35 W.H.Eberhart, R.B.Bernstein: American Report K-1316 ERDA (1957)
- 3.36 R.D.Present: *Kinetic Theory of Gases* (McGraw-Hill, New York 1958)
- 3.37 J.P.Breton: *J. de Phys.* **31**, 613 (1970)
French-Report CEA-R-3553 (1969)

- 3.38 B.V.Deriagin, S.P.Bakanov: Dokl. Akad. Nauk SSSR **115**, 2 (1957) [Sov. Phys. Dokl. **2**, 1904 (1957)]
- 3.39 R.B.Evans, G.M.Watson, E.A.Mason: J. Chem. Phys. **35**, 2076 (1961)
E.A.Mason, A.P.Malinauskas, R.B.Evans: J. Chem. Phys. **46**, 3199 (1967)
- 3.40 D.Massignon, J.P.Breton, R.Broise, Soubbaramayer: Comm. to Sept. 1962 Boston. Symp. Electrochemical Soc., p. 43 (1962)
- 3.41 M.M.R.Williams: Z. Naturforsch. **27a**, 1798, 1804 (1972)
- 3.42 H.d'Arcy: *Les Fontaines Publiques de la Ville de Dijon* (Dalmont, Paris 1856)
- 3.43 J.C.Maxwell: In Ref. 3.3, Vol. 2, p. 704.
- 3.44 E.H.Kennard: *Kinetic Theory of Gases* (McGraw-Hill, New York 1938)
- 3.45 R.M.Barrer, D.Nicholson: Can. J. Chem. **43**, 896 (1965)
- 3.46 F.N.Smith: Surf. Sci. **34**, 613 (1973)
- 3.47 J.H.de Boer: *The Dynamical Character of Adsorption* (Oxford University Press, Oxford 1968)
- 3.48 J.J.Hinchen, W.M.Foley: *Proc. 4th Symp. Raref. Gas Dyn.*, Vol. 2, (Academic Press, New York 1965) p. 505
- 3.49 F.C.Hurlbut: J. Appl. Phys. **28**, 844 (1957)
- 3.50 M.Knudsen: Ann. Phys. **34**, 593 (1911)
- 3.51 S.Nocilla: *Proc. 2nd Symp. Raref. Gas Dyn.* (Academic Press, New York 1961) p. 169
- 3.52 I.Kuscer: *Proc. 9th Symp. Raref. Gas Dyn.* (Porz Wahn 1974) comm. E1
- 3.53 C.Cercignani: *Theory and Application of the Boltzmann Equation* (Scottish Acad. Press, Edinburgh 1975)
- 3.54 S.Chapman, T.G.Cowling: *The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases* (Cambridge University Press, Cambridge 1953) pp. 101, 218
- 3.55 J.O.Hirschfelder, C.F.Curtiss, R.B.Bird: *Molecular Theory of Gases and Liquids* (J. Wiley, New York 1954) pp. 540, 1128
- 3.56 S.Chapman, T.G.Cowling: *Proc. Roy. Soc. A* **179**, 159 (1941)
V.Zhdanov, V.Kagan, A.Sazykin: Zh. Eksp. Teor. Fiz. **42**, 857 (1962) [Sov. Phys. JETP **15**, 496 (1962)]
- 3.57 J.P.Breton: *Physica* **50**, 365 (1970)
- 3.58 M. von Smoluchowski: Ann. Phys. **33**, 1559 (1910)
- 3.59 E.N.Lassetre: American Report K-1403 ERDA (1958)
- 3.60 P.Clausing: *Physica* **9**, 65 (1929); Ann. Phys. **14**, 134 (1930); **17**, 961 (1932)
- 3.61 S.T.Barashkin, B.T.Porodnov, M.F.Chemagin: Zh. Prikl. Mekh. Fiz. **4**, 74 (1977)
V.Kawamura, H.Shimogawa: J. Chem. Eng. Jpn. **10**, 104 (1977)
- 3.62 W.C.De Marcus: American Report K-1302 ERDA (1956-1957)
- 3.63 A.S.Berman: J. Appl. Phys. **36**, 3356 (1965)
- 3.64 R.Cole: *Proc. 10th Symp. Raref. Gas Dyn.*, Vol. 1, (Amer. Inst. Aero. Astronautics, New York 1977) p. 261
- 3.65 S.Visner: American Report K-658 (1951); Phys. Rev. **82**, 297 (1951)
- 3.66 L.M.Lund, A.S.Berman: J. Appl. Phys. **37**, 2489, 2496 (1966)
American Report K-1739 ERDA (1968)
- 3.67 S.F.Borisov, B.T.Porodnov, P.E.Suetin: Zh. Tekh. Fiz. **42**, 1310 (1972) [Sov. Phys. JTP. **17**, 1039 (1972)]
- 3.68 I.G.Neudachin, B.T.Porodnov, P.E.Suetin: Zh. Tekh. Fiz. **42**, 1306 (1972) [Sov. Phys. JTP. **17**, 1036 (1972)]
- 3.69 D.Nicholson, J.H.Petropoulos: J. Phys. D. Appl. Phys. **10**, 1911 (1977)
- 3.70 J.L.Fowler, K.J.Hertel: J. Appl. Phys. **11**, 496 (1940)
- 3.71 B.V.Deriagin, S.P.Bakanov: Zh. Tekh. Fiz. **27**, 9 (1957) [Sov. Phys. JTP. **2**, 1904 (1957)]
- 3.72 J.P.Breton, D.Massignon: J. Chim. Phys. **60**, 294 (1963)
- 3.73 E.N.Lassetre: American Report K-1258 ERDA (1956)
- 3.74 W.H.Eberhart, R.B.Bernstein: American Report KLI-3883 ERDA (1956)
- 3.75 J.W.Hiby, M.Pahl: Z. Naturforsch. **7A**, 533 (1952)
- 3.76 D.F.Fain, W.K.Brown: American Report K-1863 ERDA (1974); *Proc. 10th Symp. Raref. Gas Dyn.*, Vol. 1 (Amer. Inst. Aero. Astronautics, New York 1977) p. 65

- 3.77 W.Gaede: *Ann. Phys.* **41**, 289 (1913)
- 3.78 J.A.W.Huggill: *Proc. Soc. A* **212**, 123 (1952)
- 3.79 A.S.Berman, L.M.Lund: In Ref. 3.31, p. 359; *J. Chem. Phys.* **28**, 363 (1958)
- 3.80 W.C.De Marcus: American Report K-1435 ERDA (1959)
- 3.81 D.H.Davis, L.Levenson, M.Milleron: *J. Appl. Phys.* **35**, 529 (1964)
- 3.82 A.S.Berman: American Report K-1798 ERDA (1971)
A.S.Berman, W.J.Maegley: *Phys. Fluids* **15**, 772 (1972)
- 3.83 W.J.Maegley, A.S.Berman: *Phys. Fluids* **15**, 780 (1972)
- 3.84 B.T.Porodnov, P.E.Suetin, S.F.Borisov, V.D.Akinshin: *J. Fluid. Mech.* **64**, 417 (1974)
- 3.85 M.M.R.Williams: *J. Phys. D (Appl. Phys.)* **6**, 759 (1973)
- 3.86 R.M.Barrer, D.Nicholson: *Can. J. Chem.* **43**, 913 (1965)
- 3.87 D.Massignon: *Proc. Int. Symp. Isotope Separation* (North Holland, Amsterdam 1958) p. 524
- 3.88 J.E.Lennard-Jones, A.F.Devonshire: *Proc. Roy. Soc. A* **156**, 6 (1936)
- 3.89 H.Lamb: *Hydrodynamics* (Cambridge University Press 1932)
- 3.90 A.Kundt, E.Warburg: *Ann. Phys.* **155**, 337 (1875)
- 3.91 H.A.Kramers: *Nuovo Cimento, Suppl.* **6**, 297 (1949)
- 3.92 G.M.Fryer: *Proc. Roy. Soc. A* **293**, 329 (1966)
- 3.93 D.Scott, F.Dullien: *A.I.Ch.E. J.* **8**, 293 (1962)
- 3.94 R.W.Hanks, H.L.Weissberg: *J. Appl. Phys.* **35**, 142 (1965)
- 3.95 P.L.Bhatnagar, E.R.Gross, M.Krook: *Phys. Rev.* **94**, 511 (1954) (BGK method)
- 3.96 C.Cercignani: *Mathematical Methods of Kinetic Theory* (Plenum Press, New York 1969)
D.R.Willis: *Phys. Fluids* **5**, 127 (1962)
S.Albertoni, C.Cercignani, L.Gotusso: *Phys. Fluids* **6**, 993 (1963)
C.Cercignani, D.Pagani: *Proc. 6th Symp. Raref. Gas. Dyn.*, Vol. 1 (Academic Press, New York 1972) p. 55; *Phys. Fluids* **9**, 1167 (1966)
- 3.97 P.E.Suetin, B.T.Porodnov, V.G.Cherniak, S.F.Borisov: *J. Fluid. Mech.* **60**, 581 (1972)
- 3.98 H.Adzumi: *Bull. Soc. Chim. Jpn.* **12**, 292 (1937); **14**, 343 (1939)
- 3.99 H.L.Weissberg: *Phys. Fluids* **5**, 1053 (1962)
- 3.100 E.Roscoe: *Philos. Mag.* **40**, 338 (1949)
- 3.101 A.K.Sreekanth: *Proc. 4th Symp. Raref. Gas Dyn.*, Vol. 2 (Academic Press, New York 1965) p. 621
- 3.102 H.A.Hegna, A.S.Berman: *Phys. Fluids* **15**, 1850 (1972)
- 3.103 R.A.Millikan: *Phys. Rev.* **20**, 217 (1923)
- 3.104 P.S.Epstein: *Phys. Rev.* **23**, 710 (1924)
- 3.105 J.Yvon: in *Basic Methods in Transfer Problems*, ed. by V.Kourganov (Clarendon Press, Oxford 1952) p. 101
- 3.106 J.W.Hiby, M.Pahl: *Z. Naturforsch.* **7 A**, 542 (1952)
- 3.107 C.H.Bosanquet: British TA Report BR-507 (1944) quoted in Refs. 3.26, 111
- 3.108 A.Fick: *Ann. Phys.* **170**, 59 (1855)
- 3.109 W.G.Pollard, R.D.Present: *Phys. Rev.* **73**, 762 (1948)
- 3.110 D.Scott, F.Dullien: *A.I.Ch.E. J.* **8**, 113 (1962)
- 3.111 P.L.Silveston: *A.I.Ch.E. J.* **10**, 132 (1964)
- 3.112 P.Hesse: *Ber. Bunsenges. Phys. Chem.* **78**, 276 (1974)
- 3.113 H.Lang: *Chem. Eng. Sci.* **26**, 2099 (1971)
- 3.114 S.Weber: *Kgl. Danske Vid. Selsk. Mat. Fys. Medd.* **28**, no. 2 (1954); British Report AERE-Trans 946 (1963)
- 3.115 L.V.King: *Philos. Mag.* **21**, 128 (1936)
- 3.116 Lord Rayleigh: *Theory of Sound*, Vol. 2 (Cambridge University Press 1926) p. 176
- 3.117 C.Cercignani, F.Sernagiotto: *Phys. Fluids* **9**, 440 (1966)
C.Cercignani, P.Bassarini, F.Sernagiotto: *Phys. Fluids* **9**, 1174 (1966)
C.Cercignani, C.D.Pagani: *Phys. Fluids* **9**, 1167 (1966)
A.S.Berman: *Phys. Fluids* **10**, 1858 (1967)
C.Cercignani: *Phys. Fluids* **10**, 1859 (1967)
- 3.118 R.D.Present, J.A.De Bethune: *Phys. Rev.* **75**, 1050 (1949)
- 3.119 D.Massignon: *J. Chim. Phys.* **60**, 267 (1963)

- 3.120 M.Martensson: Proc. Gottwaldowo IAEA Symp. Econ. Nucl. Fuels (IAEA, (Intern. Atomic Energy Agency) Vienna 1968) p. 275
- 3.121 R.A.Ebel, L.P.Pasquier: A.I.Ch.E. Symp. Series 68, 107 (1972)
- 3.122 D.Massignon: Bull. Inf. Sci. Tech. CEA 208, 9 (1975)
- 3.123 G.J.Kynch: British Reports MS-103 (1943); MS-118 (1945); MS-119 (1945)
- 3.124 E. von Halle: *Gaseous Diffusion*, Inst. V. Karman, 8th Lect. Ser. (Rhode Saint-Genève 1978); American report K/OA-4245, 1978
- 3.125 J.Hoogshagen: J. Chem. Phys. 21, 2096 (1953)
L.Waldmann, K.H.Schmitt: Z. Naturforsch. 16a, 1343 (1961)
P.V.Volobuev, P.E.Suetin: Zh. Tekh. Fiz. 35, 336 (1965) [Sov. Phys. JTP. 10, 269 (1965)]
- 3.126 J.P.Breton: Phys. Fluids 12, 2019 (1969)
- 3.127 T.Graham: Philos. Mag. 2, 175, 269, 351 (1833)
- 3.128 H.A.Kramers, J.Kistemaker: Physica 10, 699 (1943)
E.Wicke, P.Hugo: Z. Phys. Chem. 28, 401 (1961)
- 3.129 A.V.Kiselev, D.P.Poshkus: Trans. Faraday Soc. 59, 176 (1963)
- 3.130 E.A.Flood (ed.): *The Solid Gas Interface* (Dekker, New York 1967) Chap. 2, p. 54; Chap. 7, p. 175
- 3.131 S.Brunauer, L.A.Copeland, D.L.Kontro: In Ref. 3.130, Chap. 3, p. 77
S.Brunauer, P.Emmett, E.Teller: J. Am. Chem. Soc. 60, 309 (1938) (BET method)
- 3.132 S.I.Sandler: Ind. Eng. Chem. Fund. 11, 424 (1972)
- 3.133 T.L.Hill: J. Chem. Phys. 25, 730 (1956)
- 3.134 J.R.Dacey: Ind. Eng. Chem. 57, 27 (1965)
- 3.135 R.M.Barrer: Can J. Chem. 41, 1768 (1963)
R.M.Barrer, L.A.G.Aylmore: Proc. Roy. Soc. A290, 477 (1966)
- 3.136 E.N.Lassette: American Report K-1221 ERDA (1957)
- 3.137 E.R.Gilliland, E.F.Baddour, J.F.Russell: A.I.Ch.E. J. 4, 90 (1959)
- 3.138 K.Higashi, H.Ito, J.Oishi: J. Atomic Energy Soc. Jpn. 5, 846 (1963); J. Nucl. Sci. Technol. 1, 298 (1964)
K.Higashi, A.Oya, J.Oishi: J. Nucl. Sci. Technol. 3, 51 (1966)
- 3.139 R.Fiocchi: Proc. Turin Symp. on Problemi della Separazione Isotopica dell' Uranio (CNEN, Roma 1968) p. 73
Y.Horiguchi, R.R.Hudgins, P.L.Silveston: Can. J. Chem. Eng. 19, 76 (1971)
- 3.140 P.Caldirola, G.Rossi: Nuovo Cimento 5, 1316 (1957)
R.A.W.Haul: Naturwiss. 11, 255 (1954)
K.Ishida, J.Shimokawa, Y.Yamamoto: Trans. Faraday Soc. 57, 2018 (1961)
S.T.Huang, K.Kammermeyer: Can. J. Chem. Eng. 44, 82 (1966)
E.R.Gilliland, R.F.Baddour, G.P.Perkinson, K.J.Sladek: Ind. Eng. Chem. Fund. 15, 95 (1974)
- 3.141 W.G.Trawick, A.S.Berman: American Report K-1236 ERDA (1956); J. Chem. Phys. 26, 709 (1957)
- 3.142 A.Lallemand: Thesis, Lyon (1970)
- 3.143 R.T.Yang, J.B.Fenn, G.L.Haller: A.I.Ch.E. J. 19, 1052 (1973)
J.A.Weaver, A.B.Metzner: A.I.Ch.E. J. 12, 655 (1966)
D.Nicholson, J.H.Petropoulos: J. Coll. Interface Sci. 45, 459 (1973)
H.Brenner, L.C.Leal: J. Coll. Interface Sci. 62, 238 (1977)
W.K.Bell, L.F.Brown: J. Chem. Phys. 61, 609 (1974)
S.H.Jury, M.A.Pollock, E.K.Kim: J. Franklin Inst. 303, 345 (1977)
R.Ash, R.M.Barrer, R.J.Craven: J. Chem. Soc. Faraday 2, 41 (1978)
- 3.144 W.Strieder, C.Y.Shieh: J. Coll. Interface Sci. 51, 152 (1975)
- 3.145 E.N.Lassette, A.A.Brooks: American Report K-1464 ERDA (1961)
- 3.146 T.P.Cotter: American Report LA-3246-MS ERDA (1965)
- 3.147 R.M.Barrer: "Surface and Volume Flow in Porous Media", in *The Solid-Gas Interface*, Vol. 2, ed. by E.A.Flood (Dekker, New York 1966)
- 3.148 R.Aris: *The Mathematical Theory of Diffusion and Reaction in Permeable Catalysis* (Clarendon Press, Oxford 1975)

- 3.149 R.M. Barrer, D. Nicholson: Brit. J. Appl. Phys. **16**, 1377 (1965)
- 3.150 G. Mordchelles: C.R. Acad. Sci. **254**, 2931 (1962); French Report CEA-R-4308 (1972)
- 3.151 M. Benedict: *Encyclopedia of Chemical Technology*, Vol. 5, ed. by R.E. Kirk, D.F. Othmer (The Interscience Technology, Inc., New York 1951) p. 76
- 3.152 Soubbaramayer: C.R. Acad. Sci. Paris **267 A**, 904 (1969)
- 3.153 G. Bilous, O. Counas: In Ref. 3.31, p. 405
- 3.154 M. Coantic: C.R. Acad. Sci. Paris **264 A**, 849 (1965)
R. Jacques, D. Massignon, A. Rosengard, Soubbaramayer: C.R. Acad. Sci. Paris **268 A**, 113 (1969)
- 3.155 D. Massignon, A. Rosengard, Soubbaramayer: Int. J. Heat Mass Transfer **13**, 879 (1970)
- 3.156 A.S. Berman: J. Appl. Phys. **24**, 1232 (1953)
- 3.157 H. Reichardt: Z. Angew. Math. Mech. **31**, 208 (1951)
- 3.158 H.L. Weissberg: American Report K-1264 ERDA (1956)
- 3.159 F.N. Dittus, L.M.K. Boelter: In *Heat Transfer*, Vol. 1, ed. by Max Jacob (J. Wiley, New York 1959) p. 547
- 3.160 E.R. Gilliland, T.K. Sherwood: Ind. Eng. Chem. **26**, 516 (1934)
T.K. Sherwood, R.L. Pigford: *Absorption and Extraction* (McGraw-Hill, New York 1952)
- 3.161 E. von Halle, R.L. Hoglund, J. Shacter: Encycl. of Chem. Technol. **7**, 108 (1967)
- 3.162 M. Eléna: Thesis, Marseille (1975); French Report CEA-R-4843 (1977); Int. J. Heat and Mass Transfer **20**, 935 (1977)
- 3.163 H. Burnage: French Report CEA-R-2208 (1962)
R. Aureille: Thesis, Marseille (1963)
- 3.164 E. Vérollet: Thesis, Marseille (1972); French Report CEA-R-4872 (1977)
A. Favre, R. Dumas, E. Vérollet, M. Coantic: J. Mécanique **5**, 1 (1966)
E. Vérollet, M. Fulachier, I. Dekeyser: Int. J. Heat and Mass Transfer **20**, 107, 731 (1977)
M.P. Chauve, R. Dumas: Int. J. Heat and Mass Transfer **20**, 1355 (1977)
- 3.165 J.L. Peters: French Report CEA-R-4889 (1977)
- 3.166 G.M. Bouligand: French Report CEA-R-2562 (1964)
- 3.167 S. Weller, W.A. Steiner: J. Appl. Phys. **21**, 279 (1950); Chem. Eng. Prog. **46**, 585 (1950)
- 3.168 K. Kammermeyer, S.T. Hwang: *Techniques in Chemistry*, Vol. 7 (J. Wiley, New York 1975) p. 369
- 3.169 P. Louvet, G. Marcel: Private communication
- 3.170 E.A. Guggenheim: *Thermodynamics* (North Holland, Amsterdam 1949)
- 3.171 H. Kronberger, G.R.H. Geoghegan: *Proc. Int. Symp. Isotope Separation* (North Holland, Amsterdam 1958) p. 113
- 3.172 J.P. Breton: J. Nucl. Sci. Eng. **1**, 293 (1974)
- 3.173 R.C. Jones, W.H. Furry: Rev. Mod. Phys. **18**, 151 (1946)
- 3.174 M. Benedict: American Report ORO-694 ERDA (1972)
- 3.175 A. De La Garza, G.A. Garrett, J.E. Murphy: American Report K-1455 ERDA (1960); Chem. Eng. Sci. **15**, 188 (1961)
- 3.176 A. De La Garza, G.A. Garrett, R.L. Hoglund, E. Von Halle: American Report TID-15753 ERDA (1962)
- 3.177 S. Blumkin, E. Von Halle: American Report K-1889 ERDA I-V (1972-76)
- 3.178 K. Higashi: J. Nucl. Sci. Technol. **12**, 243 (1975)
- 3.179 R. Galley: *Energie Nucléaire* **9**, 480 (1967)
- 3.180 American Report ORO-658 ERDA (1969)
- 3.181 G. Besse, C. Leduc, J. Erganant: Rev. Gén. Nucléaire **1**, 268 (1975)
- 3.182 C. Fréjaches, O. Bilous, J. Dixmier, D. Massignon, P. Plurien: In Ref. 3.31, p. 418
- 3.183 O. Bilous: In Ref. 3.31, p. 422
- 3.184 G.M. Bouligand: French Report CEA-2622 (1964)
- 3.185 R. De Witt: American Report GAT-280 (1961)
- 3.186 J. Chatelet: In *Nouveau Traité de Chimie Minérale* Vol. 15-4, ed. by P. Pascal (Masson, Paris 1967) pp. 508-557
- 3.187 P. Rigny: French Report CEA-R-3464 (1967)

- 3.188 P. Rigny, J. Virlet: *J. Chem. Phys.* **47**, 4645 (1967); **51**, 3807 (1969)
- 3.189 D.W. Magnuson: *J. Chem. Phys.* **24**, 344 (1956)
- 3.190 A.L. Myerson, J.M. Eicher: *J. Am. Chem. Soc.* **74**, 2758 (1952)
- 3.191 M. Brown, E.G. Murphy: *British PG Report* 486 (CA) (1964)
- 3.192 D.R. Llewellyn: *J. Chem. Soc.* **28**, 36 (1953)
- 3.193 K. Cohen: *American Report* M-466 ERDA (1943)
- 3.194 W.C. De Marcus, M.P. Starnes: *American Report* K-1114 ERDA (1954)
- 3.195 P. Morizot: *French Report* CEA-N-1414 (1971); Thesis, Paris (1972)
P. Morizot, J. Ostorero, P. Plurien: *J. Chim. Phys.* **70**, 1582 (1973)
- 3.196 E.P. Ney, F.C. Armistead: *Phys. Rev.* **71**, 14 (1947)
- 3.197 J. Ostorero: *French Report* CEA-N-1293 (1970); Thesis, Paris (1972)
- 3.198 V.V. Malyshev: *Atomnaya Energiya* **34**, 42 (1973)
- 3.199 B. Weinstock, E.E. Weaver, J.G. Malm: *J. Inorg. Nucl. Chem.* **11**, 104 (1959)
- 3.200 V.V. Malyshev: *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **197**, 547 (1971) (*Sov. Phys. Dokl.* **16**, 236 (1971))
- 3.201 A. Heintz, E. Meisinger, R.N. Lichtenhaler: *Ber. Bunsenges.* **80**, 163 (1976)
- 3.202 B.H. Parks, D.W. Burton: *American Report* K-1458 ERDA (1964)
- 3.203 P.A. Agron: *American Report* (ERDA AECD-1878 (1948)
H. Nghien Nghi: *French Report* CEA-R-1976 (1961)
- 3.204 J.H. Levy, P.W. Wilson: *Aust. J. Chem.* **26**, 2711 (1973)
- 3.205 J. Dixmier, R. Hasson, S. Maraval, P. Salle, L. Vincent: In Ref. 3.139, p. 197
- 3.206 *American Report* ERDA-1549, Vol. 2 (1977)
- 3.207 R.H. Dyer, E.L. Breidert: *A.I.Ch.E. Symp. Ser.* **68**, 118 (1972)
- 3.208 W.J. Larkin: *American Report* ERDA CONF-751134 (1975) p. 93
- 3.209 *American Report* ORO-685 ERDA (1972)
- 3.210 C. Leduc, P. Plurien, J. Volvey, C. Bernaud: *Proc. 4th UNO Geneva Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy*, Vol. 9 (UNO, New York 1972) p. 15
- 3.211 P. Bullio, P. Caldirola, F. Frascchetti, M. Leboffe, G.B. Scuricini: *Proc. IAEA Salzburg Conf. on Nuclear Power and its Fuel Cycle*, Vol. 3 (IAEA, Vienna 1977) p. 183
- 3.212 T. Aochi, R. Nakane, S. Takahashi: In Ref. 3.211, p. 127
- 3.213 M. Martensson, K.H. Holmberg, C. Lofman, I. Ericksson: In Ref. 3.31, p. 395
- 3.214 D. Massignon: *Ber. Bunsenges.* **79**, 816 (1975)
- 3.215 J. Charpin, P. Plurien, S. Mommejac: *Ber. Bunsenges.* **4**, 380 (1958)
- 3.216 E.P. Barrett, L.G. Joyner, P. Halenda: *J. Am. Chem. Soc.* **72**, 373 (1951) (BJH method)
C. Pierce: *J. Phys. Chem.* **57**, 149 (1953)
- 3.217 J. Charpin, B. Rasneur, G. Schnedecker: *Silicates Ind.* **37**, 165 (1972)
- 3.218 C. Eyraud, J. Bricout, G. Grillet: *C.R. Acad. Sci.* **257**, 240 (1963)
S. Bienfait, C. Eyraud, D. Massignon: *Chim. et Ind.* **102**, 652 (1969)
- 3.219 M. Davion: *French Report* CEA-R-3658 (1969)
- 3.220 E. Wicke, W. Vollmer: *Chem. Eng. Sci.* **1**, 282 (1952)
- 3.221 R.M. Barrer, D. Nicholson: *Can. J. chem.* **43**, 913 (1965)
- 3.222 M. Martensson: In Ref. 3.139, p. 145
- 3.223 M. Lejeune: *Bull. Inf. Sci. Techn. CEA* **206**, 21 (1975)
- 3.224 J.C. Martin, R. Bailly, C. Arbez, J.M. Lerat: In Ref. 3.139, p. 173
- 3.225 H. Albert: In Ref. 3.31, p. 412
- 3.226 M. Pecqueur: *Energie Nucléaire* **9**, 481 (1967)
- 3.227 *American Report* ORO-684 ERDA (1972)
- 3.228 M. Perrault, J.L. Béraud, R. Demay, R. Lecluse, M. Mézin, M. Quenault: *Bull. Inf. Sci. Techn. CEA*, No. **206**, 49 (1975)
- 3.229 A. Favre: *C.R. Acad. Sci. Paris* **229**, 289 (1949); *French patent* No. 967350 (1948)
- 3.230 K.W. Sommerfeld: *American Report* ERDA CONF-751134 (1975) p. 67
- 3.231 J.P. Bansard, P. Delaroussé: *Bull. Inf. Sci. Techn. CEA* **206**, 93 (1975)

- 3.232 R.A.Langley, A.J.O'Donnell, G.A.Garrett: A.I.Ch.E. Symp. Ser. 73, 5 (1977)
- 3.233 American Report ERDA-1543 (1976)
- 3.234 M.Gelée, C.Fabre, R.de Villepoix, J.Fra, L.Le Foulgoc, Y.Morel, Ph.Querité, R.Roques: Bull. Inf. Sci. Techn. CEA 206, 67 (1975)
- 3.235 G.Roubeix, R.Doré, Y.Coche: In Ref. 3.31, p. 375
- 3.236 SRTI: *Energie Nucléaire* 9, 488 (1967)
- 3.237 J.Ergalant, G.Lebrun, C.Leduc, M.Perrault: Bull. Inf. Sci. Techn. CEA 206, 111 (1975)
- 3.238 H.F.Henry, A.J.Mollett, C.E.Newlon, W.A.Pryor: American Report K-1019 ERDA (1959)
- 3.239 E.Von Halle: *Stage Separation Theory*, Inst. von Karman, 8th lect. Ser. (Rhode S. Genève 1978); American report K/OA 4247, 1978
- 3.240 R.Jacques, O.Bilous: French Report CEA-2009 (1961)
R.Jacques: French Report CEA-R-2160 (1962)
- 3.241 M.Benedict: American Report NT-319 (1963)
- 3.242 J.Charlade, R.Schrepel, M.Simonet: Bull. Inf. Sci. Techn. CEA 206, 83 (1975)
- 3.243 F.E.Woltz: A.I.Ch.E. Symp. Ser. 68, 100 (1972)
- 3.244 American Report ORO-725 ERDA (1973)
- 3.245 American Report ERDA-1555 (May 1977)
- 3.246 H.L.Holister, A.J.Burington: *Nucleonics* 16, 54 (1958)
- 3.247 K.Cohen: *Nucleonics* 16, 66 (1958)
- 3.248 C.Fréjacques, R.Galley: Proc. 3rd UNO Geneva Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy, Vol. 12 (UNO, New York 1964) p. 329
- 3.249 M.Martensson: J. Brit. Nucl. Energy Soc. 10, 191 (1971)
- 3.250 S.A.Levin: In Ref. 3.139, p. 129
- 3.251 D.G.Avery, R.R.Gunton, G.E.Steele: In Ref. 3.139, p. 87
- 3.252 K.Higashi, T.Saito, H.Doi: In Ref. 3.139, p. 111
- 3.253 W.L.Kephart, J.R.Copper, T.E.Pritchard: American Report K-1712 (1968)
- 3.254 J.C.Guais: Proc. London Conf. on Uranium Isotope Separation (B.N.E.S. J., London 1975) p. 151
- 3.255 P.Coulomb, J.C.Guais, L.Métayer, M.Mézin: In *Proc. Paris Conf. Nuclear Energy Maturity* (invited sessions), ed. by M.Martensson (Pergamon, Paris 1976) p. 181
- 3.256 K.Higashi, Y.Minamoto: J. Nucl. Sci. Technol. 13, 30 (1976)
- 3.257 M.Martensson: Swedish Report AE-JA-4 (1973)
- 3.258 G.Besse: Bull. A.T. *Energie Nucléaire* 103, 1 (1973)
- 3.259 J.Bérault: Bull. Inf. Sci. Techn. CEA 206, 101 (1975)
- 3.260 W.J.Wilcox, J.T.Bradbury: American Report KL-6353 ERDA (1975)
- 3.261 P.R.Vanstrum, W.J.Wilcox: A.I.Ch.E. Symp. Ser. 73, 83 (1977)
- 3.262 US Federal Register, May 19, 1962, p. 5006
- 3.263 S.Villani: *Energia Nucleare* 21, 393 (1974)
- 3.264 J.A.Patterson: American Report ERDA CONF-751134 (1976) p. 41
- 3.265 *Nuclear Fuels* 2 (Oct. 17), 2 (1977); 3 (June 26), 1 (1978); 3 (July 10), 4 (1978)
- 3.266 E.R.Sullivan: American Report ERDA CONF-751134 (1976) p. 1
- 3.267 *Nuclear Fuels* 3 (April 3), 4 (1978)
- 3.268 C.C.Hopkins: Proc. London Conf. on Isotope Separation (B.N.E.S. J., London 1976) p. 91
- 3.269 D.C.Thomas: American Report ERDA CONF-751134 (1976) p. 17
- 3.270 J.Petit: Proc. IAEA Salzburg Conf. on Nuclear Power and its Fuel Cycle, Vol. 3 (IAEA, Vienna 1977) p. 111
- 3.271 F.P.Baranovski, G.T.Seaborg: Feb. 4, 1964 Hearings Joint Committee, Vol. 1 (US Gov., Washington 1965) p. 221
- 3.272 H.Stone, A.De La Garza, E.Hoglund: *Nucl. Appl. Technol.* 9, 376 (1970)
- 3.273 *Nuclear Industry* 25 (3), 27 (1978)
- 3.274 J.H.Coates, J.C.Guais, G.Lamorlette: Proc. London Conf. Isotope Separation (B.N.E.S. J., London 1976) p. 71

- 3.275 K.Cohen: *Nucleonics* 16, 66 (1958)
- 3.276 W.J.Wilcox: American Report K/TD-362 ERDA (1977)
- 3.277 American Report UCC-ND 1978, published by Dept. of Energy at the September 27-29, 1978 London Conf. on Nuclear Fuel Cycle
- 3.278 W.C.Roberts: ERDA Authorizing Legislation for FY 1977, March 11, 1976 Hearings Joint Committee, Part 3, p. 2507
- 3.279 F.P.Baranowski: *Proc. Paris Conf. on Nuclear Energy Maturity* (Pergamon, Paris 1976) p. 195
- 3.280 American Report ERDA-1549, Vol. 1 (Sept. 1977)
- 3.281 Pierrelatte, ed. CEA, Paris 1967
- 3.282 M.Benedict: *Trans. Am. Nucl. Soc.* 25, 44 (1977)
- 3.283 C.Fréjaques, J.Leduc, M.Pecqueur: In Ref. 3.210, p.15
- 3.284 J.Ergalant: *Rev. Gén. Nucléaire* 337 (1978)
- 3.285 G.Besse: *Proc. Paris Conf. on Nuclear Energy Maturity* (Pergamon, Paris 1976) p. 202
- 3.286 *Nucleonics Week* 19 (Aug. 3), 10 (1978)
- 3.287 J.F.Petit: American Ind. Forum Jan. 29/Feb. 1 (1978) New Orleans Conf., Communication 107-c
- 3.288 *Nucleonics Week* 19 (Jan. 12), 3 (1978)
- 3.289 I.Ericksson, M.Martensson: *Svensk Kem. Tidsk.* 74, 609 (1962); AEC-tr-6015 (1962)
- 3.290 G.F.Quinn: Future Structure of Enrichment Industry, Hearings Aug. 25, 1974, Joint Committee US Gov. (Washington 1975), part 3/II, p. 884
- 3.291 W.J.Wilcox, D.M.Lang, S.A.Levin: *Proc. London Conf. on Uranium Isotope Separation* (B.N.E.S. J., London 1976) p. 183
- 3.292 G.Besse: In Ref. 3.291, p. 115
- 3.293 J.C.Bailey: American AEC Report K-1844 ERDA (1973)
- 3.294 S.Blumkin, E.Von Halle: American Report K-1892 ERDA (1978)

Глава 4.

- 4.1a G.Bredig: *Z. Phys. Chem.* 17, 459-472 (1895)
- 4.1b F.W.Aston, F.A.Lindeman: *Philos. Mag.* 37, 523-534 (1919)
- 4.1c M.Benedict, T.H.Pigford: *Nuclear Chemical Engineering* (McGraw-Hill, New York 1957) pp. 378-522
- 4.2 K.Cohen: *The Theory of Isotope Separation as Applied to the Large Scale Production of U²³⁵* (McGraw-Hill, New York 1951) pp. 103-125
- 4.3 J.Shacter, E.Von Halle, R.L.Hoglund: "The Gas Centrifuge Method", in *Encyclopedia of Chemical Technology*, Vol. 7, ed. by R.E.Kirk, D.F.Othmer (Interscience, New York 1965) pp. 149-165
- 4.4 W.Groth: "Gas Centrifuges", in *Separation of Isotopes*, ed. by H.London (George Newness, London 1961) pp. 249-292
- 4.5 H.R.C.Pratt: *Countercurrent Separation Processes* (Elsevier, Amsterdam 1967) pp. 333-347
- 4.6 S.Villani: *Isotope Separation* (American Nuclear Society, Hinsdale 1976) pp. 207-241
- 4.7 D.G.Avery, E.Davies: *Uranium Enrichment by Gas Centrifuge* (Mills and Boon, London 1973)
- 4.8 D.R.Olander: *Adv. Nucl. Sci. Technol.* 6, 105-174 (1972)
- 4.9 R.B.Bird, W.E.Stewart, E.N.Lightfoot: *Transport Phenomena* (Wiley, New York 1960)
- 4.10 H.P.Greenspan: *Theory of Rotating Fluids* (Cambridge University Press, London 1969)
- 4.11 Proceedings of the 2nd Workshop on Gases in Strong Rotation, ed. by Soubbaramayer, C.E.A., France (1977)
- 4.12 Proceedings of the Euromech Colloquium 80 on Separation Phenomena in Gas Mixture Flows, ed. by E.G.Roesner, University of Karlsruhe, F.R.Germany (1976)
- 4.13 V.Barcilon, J.Pedlovsky: *J. Fluid Mech.* 29, 673-690 (1967)
- 4.14 C.Hunter: *J. Fluid Mech.* 27, 753-778 (1967)

- 4.15 G.M.Homsy, J.L.Hudson: J. Fluid Mech. 35, 33-52 (1969)
- 4.16 H.Mikami: J. Nucl. Sci. Technol. 10, 580 (1973)
- 4.17 T.Sakurai, T.Matsuda: J. Fluid Mech. 62, 727-736 (1974)
- 4.18 W.Nakayama, S.Usui: J. Nucl. Sci. Technol. 11, 243-262 (1974)
- 4.19 J.Durivault, P.Louvet: "Etude théorique de l'écoulement dans une Centrifugeuse à contrecourant thermique"; Rapport CEA, R-4174, Commissariat à l'Energie Atomique France (1976)
- 4.20 T.Matsuda: J. Nucl. Sci. Technol. 12, 512-518 (1975)
- 4.21 T.Matsuda, T.Sakurai, H.Takeda: J. Fluid Mech. 67, 197-208 (1975)
- 4.22 T.Matsuda, K.Hashimoto, H.Takeda: J. Fluid Mech. 73, 389-399 (1976)
- 4.23 T.Matsuda, H.Takeda: J. Fluid Mech. 85, 443-457 (1978)
- 4.24 J.Durivault, P.Louvet, G.Rouvillois, Soubbaramayer: C.R. Acad. Sci. Paris 283, B.17 (1976)
- 4.25 T.Matsuda, K.Hashimoto: J. Fluid Mech. 78, 337-354 (1976)
- 4.26 T.Matsuda, K.Hashimoto: J. Fluid Mech. 85, 433-442 (1978)
- 4.27 J.Durivault, P.Louvet: C.R. Acad. Sci. Paris 283, B.79 (1976)
- 4.28 P.Louvet, J.Durivault: "Compressible Countercurrent Flow in a Strongly Rotating Cylinder", in *Singular Perturbations and Boundary Layer Theory*, ed. by C.M.Brauner, B.Gay, J.Mathieu, Lecture Notes in Mathematics, Vol. 594 (Springer, Berlin, Heidelberg, New York 1977)
- 4.29 F.H.Bark, T.H.Bark: J. Fluid Mech. 78, 749-761 (1976)
- 4.30 J.J.H.Brouwers: "On the Motion of a Compressible Fluid in a Rotating Cylinder"; Doctoral Dissertation, de Technische Hogeschool Twente, Holland (1976)
- 4.31 D.A.Bennetts, L.M.Hocking: Proc. R. Soc. London A333, 469-489 (1973)
- 4.32 J.P.Lahargue, Soubbaramayer: Comput. Methods Appl. Mech. Eng. 15, 259-273 (1978)
- 4.33 T.Kai: J. Nucl. Sci. Technol. 14, 267-281 (1977)
- 4.34 T.Kai: J. Nucl. Sci. Technol. 14, 506-518 (1977)
- 4.35 J.A.Nelder, R.Mead: Comput. J. 7, 308-313 (1965)
- 4.36 L.S.Hultgren: "Stability of Axisymmetric Gas Flows in a Rapidly Rotating Cylindrical Container"; P.H.D Thesis, Massachusetts Institute of Technology, U.S.A (1978)
- 4.37 E.Rätz: "Uranium Isotope Separation in the Gas Centrifuge", in *Aerodynamic Separation of Gases and Isotopes*, Lecture series 1978-8 (Von Karman Institute for Fluid Dynamics, Belgium 1978)
- 4.38 W.Nakayama, T.Torii: J. Nucl. Sci. Technol. 11, 495-504 (1974)
- 4.39 T.Torii: J. Nucl. Sci. Technol. 14, 901-910 (1977)
- 4.40 M.Steenbeck: Kernenergie 1, 921 (1958)
- 4.41 H.M.Parker, T.T.Mayo: "Countercurrent flow in a Semi-Infinite Gas Centrifuge. Preliminary Results"; US AEC Rpt. UVA-279-63 U, University of Virginia, Charlottesville Virginia (1963)
- 4.42 J.Ging: "Countercurrent Flow in a Semi-Infinite Gas Centrifuge. Axially Symmetric Solution in the Limit of High Angular Speeds"; US AEC Rpt. UVA-198-625, University of Virginia, Charlottesville Virginia (1962)
- 4.43 R.Jacques: "Etude théorique du contrecourant dans une ultracentrifugeuse. Résolution approchée des équations du contrecourant"; Rapport CEA, R-4336, CEN-SACLAY B.P No. 2 - 91 Gif-sur-Yvette France (1972)
- 4.44 W.G.May: A.I.Ch.E. Symposium Series No. 169, 73, 30 (1977)

Table 5

- 5.1 P.A.I.Tahourdin: Oxford Report No. 36, U.K.A.E.A. Research Group, Atomic Energy Res. Estab. Harwell, BR 694, p. 2 (1946)
- 5.2 See [Ref. 5.1, p. 1]
- 5.3 E.W.Becker, K.Bier, H.Burghoff: Z. Naturforsch. 10a, 565-572 (1955)
- 5.4 E.W.Becker, R.Schütte: Z. Naturforsch. 11a, 679-680 (1956)

- 5.5 E.W.Becker: DBP 1096875, Filed Sept. 5, 1956, Patented July 6, 1961
- 5.6 E.W.Becker, W.Beyrich, K.Bier, H.Burghoff, F.Zigan: Z. Naturforsch. 12a, 609-621 (1957)
- 5.7 E.W.Becker, W.Bier, W.Ehrfeld, G.Eisenbeiß: Z. Naturforsch. 26a, 1377-1384 (1971)
- 5.8 E.W.Becker, R.Schütte: Z. Naturforsch. 15a, 336-347 (1960)
- 5.9 E.W.Becker, K.Bier, W.Bier, R.Schütte, D.Seidel: Angew. Chem. Intern. Ed. Engl. 6, 507-518 (1967)
- 5.10 E.W.Becker, W.Bier, W.Ehrfeld, K.Schubert, R.Schütte, D.Seidel: Nucl. Energy Maturity, Proc. Europ. Nucl. Conf., Invited Sessions (Pergamon Press, Oxford 1975) pp. 172-180
- 5.11 E.W.Becker, W.Bier, P.Bley, U.Ehrfeld, W.Ehrfeld, G.Eisenbeiß: Atomwirtschaft 18, 524-527 (1973)
- 5.12 W.Ehrfeld, U.Knapp: KFK-Bericht 2138, Gesellschaft für Kernforschung, Karlsruhe (1975)
- 5.13 E.W.Becker, P.Bley, U.Ehrfeld, W.Ehrfeld, U.Knapp, G.Krieg: 24th Meeting Am. Nuclear Soc., San Diego, Calif. (June 1978)
- 5.14 A.J.A.Roux, W.L.Grant: Nucl. Energy Maturity, Proc. Europ. Nucl. Conf., Invited Sessions (Pergamon Press, Oxford 1975) pp. 167-171
A.J.A.Roux, W.L.Grant, R.A.Barbour, R.S.Loubser, J.J.Wannenbunrg: I.A.E.A. Internat. Conf. on Nucl. Power and its Fuel Cycle, Salzburg May 1977, Paper Nr. IAEA-CN-36/300
- 5.15 C.U.Linderstrøm-Lang: Riso Rpt. No. 248, (Danish Atomic Energy Commission Research Est. Riso, Roskilde, 1971) p. 95
E.W.Becker, P.Bley, W.Ehrfeld: Z. Naturforsch. 33a, 1588-1589 (1978)
- 5.16 W.Berkhahn, W.Ehrfeld, G.Krieg: KFK-Bericht 2351. Gesellschaft für Kernforschung, Karlsruhe (1976); Nucl. Technol. 40, 329-340 (1978)
- 5.17 E.W.Becker, W.Berkhahn, P.Bley, U.Ehrfeld, W.Ehrfeld, U.Knapp: Proc. of the Intern. Conf. on Uranium Isotope Separation London (1975) Session 1. In Fig. 6 of that paper the unit of V_1 is to be replaced by $10^4 \text{ m}^3/\text{SWU}$
- 5.18 R.Schütte: KFK-Bericht 1986, Gesellschaft für Kernforschung, Karlsruhe (1974)
- 5.19 H.Geppert, P.Schuhmann, U.Sieber, H.P.Stermann, H.Völcker, G.Weinhold: Proc. of the Intern. Conf. on Uranium Isotope Separation London (1975) Session 1
- 5.20 E.W.Becker, W.Bier, W.Fritz, P.Happe, D.Plesch, K.Schubert, R.Schütte, D.Seidel: Proc. of the Intern. Conf. on Uranium Isotope Separation London (1975) Session 1
- 5.21 E.W.Becker, W.Bier, W.Ehrfeld, G.Eisenbeiß, G.Frey, H.Geppert, P.Happe, G.Heeschen, R.Lücke, D.Plesch, K.Schubert, R.Schütte, D.Seidel, U.Sieber, H.Völcker, F.Weis: 4th U.N. Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, paper 383 (1971)
- 5.22 E.W.Becker, W.Bier, K.Schubert, R.Schütte, D.Seidel, U.Sieber: A.I.Ch.E. Sympos. Series Vol. 73, Nr. 169, pp. 25-29 (1977)
- 5.23 H.J.Fritsch, R.Schütte: KFK-Bericht 1437, Gesellschaft für Kernforschung, Karlsruhe (1971)
- 5.24 J.Schmidt, R.Schütte: KFK-Bericht 2428, Gesellschaft für Kernforschung, Karlsruhe (1977)
- 5.25 E.W.Becker, G.Frey, R.Schütte, D.Seidel: Atomwirtschaft 13, 359-362 (1968)
- 5.26 W.Fritz, P.Hoch, G.Linder, R.Schäfer, R.Schütte: Chem. Ing. Tech. 45, 590-596 (1973)
- 5.27 W.Fritz: To be published
- 5.28 E.W.Becker, W.Bier, P.Bley, U.Ehrfeld, W.Ehrfeld, G.Eisenbeiß, F.J.Rosenbaum, E.Schmid: Z. Naturforsch. 32a, 401-410 (1977)

Группа 6

- 6.1 R.L.Farrar, Jr., D.F.Smith: "Photochemical Isotope Separation as Applied to Uranium"; Union Carbide Corp., Nuclear Division, K-L-3054, Rev. 1 (1972)
- 6.2 M.Zelikoff, L.M.Aschenbrand, P.H.Wyckoff: J. Chem. Phys. 21, 376 (1953)
- 6.3 B.H.Billings, W.J.Hitchcock, M.Zelikoff: J. Chem. Phys. 21, 1762-66 (1953)
- 6.4 B.H.Billings: "Photochemical Isotope Separation"; US Patent 2, 713, 025 (1955)
- 6.5 R.Pertel, H.E.Gunning: Can. J. Chem. 37, 35-42 (1959)
- 6.6 H.E.Gunning: J. Chem. Phys. 60, 197-204 (1963)
- 6.7 H.T.Hahn: "Mercury Separation for Power Reactors, I. Mercury Isotope Separation"; Hanford Laboratories, Hanford Atomic Products Operation, HW-54812 (1958)
- 6.8 E.E.Voiland: "Separation of Mercury Isotopes by Selective Photoexcitations"; Hanford Laboratories, Hanford Atomic Products Operation, HW-59329 (1959)

- 6.9 C.A.Rohrman: "Estimated Costs for the Production of Pure Mercury 204 Isotopes"; Hanford Laboratories, Hanford Atomic Products Operation, HW-71793 (1961)
- 6.10 D.B.Cooper, N.P.Otto: "Mercury-204 Photochemical Separation Program"; TAPCO Group, Thompson Ramo-Wooldridge, Inc., TID-11024 (1960)
- 6.11 D.L.Coffey, F.X.Haas: "An Evaluation of the Photochemical Method of Separating Mercury Isotopes"; Monsanto Research Corp., Mound Laboratory, MLM-1214 (1965)
- 6.12 M.Benedict, A.S.Berman, J.Biegeleisen, J.E.Powell, J.Shacter, P.R.Vanstrum: "Report of Uranium Isotope Separation *ad hoc* Committee"; ORO-694 (1972)
- 6.13 P.R.Vanstrum, Wm.J.Wilcox, Jr.: "Alternative Technologies for Meeting Uranium Enrichment Demands"; A.I.Ch.E. Annual Meeting, Chicago, Ill. (1976)
- 6.14 R.J.Jensen, J.G.Marinuzzi, C.P.Robinson, S.D.Rockwood: *Laser Focus* (May 1976) p. 51
- 6.15 H.R.Isenor, M.C.Richardson: *Appl. Phys. Lett.* **18**, 224 (1971),
- 6.16 J.L.Lyman, R.J.Jensen: *Chem. Phys. Lett.* **13**, (4) 421 (1972)
- 6.17 J.L.Lyman, R.J.Jensen: *J. Phys. Chem.* **77**, (7), 883 (1973)
- 6.18 R.K.Sander, T.R.Loree, S.D.Rockwood, S.M.Freund: *Appl. Phys. Lett.* (to be published)
- 6.19 J.W.Hudson, J.L.Lyman, S.M.Freund: *Electro-Optical Systems Design Conf., Intern. Laser Exposition (Electro-Optic 1976)* New York (1976)
- 6.20 V.S.Letokhov, R.V.Ambartsumian: *IEEE QE-7*, 305 (1971)
R.V.Ambartsumian, V.S.Letokhov: *Appl. Opt.* **11**, 354 (1972)
- 6.21 R.H.Levy, G.S.Janes: US Patent 3, 772, 519 (1973)
- 6.22 S.A.Tuccio, J.W.Dubrin, O.G.Peterson, B.B.Snavely: *IEEE J. QE-10*, 790 (1974),
S.A.Tuccio, R.J.Foley, J.W.Dubrin, O.Krikorian: *IEEE QE-11*, 1011 (1975)
- 6.23 G.S.Janes, I.Itzkan, C.T.Pike, R.H.Levy, L.Levin: *IEEE EQ-11*, 1011 (1975)
- 6.24 This problem has been experimentally studied by workers at Jersey Nuclear-AVCO Isotopes, Inc. A partial summary of their work may be found in H. K. Forsen, G.S.Janes, R.H.Levy: *Am. Nucl. Soc. Trans.* **22**, 312 (1975); and in R.H.Levy, G.S.Janes, L.A.Levin: "Suppression of unwanted lasing in laser isotope separation"; Patent Brevet 830, 573, Belgium (1975)
- 6.25 A.L.Bloom: *Gas Lasers* (John Wiley, New York 1968)
- 6.26 A.Yariv: *Quantum Electronics* (John Wiley, New York 1975)
- 6.27 R.H.Pantell, Harold E.Puthoff: *Fundamentals of Quantum Electronics* (John Wiley, New York 1969)
- 6.28 B.A.Lengyel: *Introduction to Laser Physics* (John Wiley, New York 1967)
- 6.29 R.G.Wenzel, G.P.Arnold: *Appl. Opt.* **15**, 1322 (1976)
- 6.30 H.Levinos, G.Arnold: *IEEE 10SA Conference*, Washington, DC. (1977)
- 6.31 R.H.Levy, G.S.Janes: "Method of and Apparatus for the Separation of Isotopes"; US Patent 3772519 (1973)
- 6.32 Arthur Kantrovitz: "Wide Angle Isotope Separator"; US Patent 3, 940, 615 (1976)
- 6.33 H.K.Forsen: "Collection of Ions in a Plasma by Magnetic Field Acceleration with Selective Polarization"; US Patent 3, 959, 649 (1976)
- 6.34 M.Benedict, T.H.Pigford: *Nuclear Chemical Engineering* (McGraw-Hill, New York 1957)
- 6.35 JNAI Inc., Bellevue Washington: "Floating Convection Barrier for Evaporation Source"; Dutch Patent 7, 515, 181 A (1975)
- 6.36 C.D.Cantrell, F.A.Hopf, G.W.Rhodes, M.C.Scully: *Appl. Opt.* **15**, 1651 (1976)
- 6.37 H.K.Forsen, G.S.Janes, R.H.Levy: *Am. Nucl. Soc. Trans.* **22**, 312 (1975)
- 6.38 J.I.Davis: A.I.Ch.E. Annual Meeting, Chicago, Ill. (1976)
- 6.39 See for example the detailed bibliography: G. Magyar: *Appl. Opt.* **13**, 25 (1974)
F.P.Schafer: *Dye Lasers*, 2nd ed. (Springer, Berlin, Heidelberg, New York 1977)
- 6.40 J.Hecht: *Laser Focus* **14** (5), 32 (1978)
- 6.41 E.S.Yeung, C.B.Moore: *Appl. Phys. Lett.* **21**, 109 (1972)
- 6.42 R.V.Ambartsumyan, V.S.Letokhov, V.M.Apatin, V.I.Mishin: *Sov. J. Quant. Electron.* **5**, 191 (1975)
- 6.43 J.B.Marling: *Chem. Phys. Lett.* **34**, 84 (1975)
- 6.44 J.H.Clark, Y.Haas, P.L.Houston, C.B.Moore: *Chem. Phys. Lett.* **35**, 82 (1975)
- 6.45 S.R.Leone, C.B.Moore: *Phys. Rev. Lett.* **33**, 269 (1974)

- 6.46 R.M.Hochstrasser, D.S.King: J. Am. Chem. Soc. **97**, 4760 (1975)
- 6.47 R.R.Karl, Jr., K.K.Innes: Chem. Phys. Lett. **36**, 275 (1975)
- 6.48 R.V.Ambartsumyan, V.S.Letokhov, G.N.Makarov, A.A.Puretskii: JETP Lett. **17**, 63 (1973)
- 6.49 V.S.Letokhov: Science **180**, 451 (1973)
- 6.50 D.Rockwood, S.W.Rabideau: IEEE QE-10, 789 (1974); Los Alamos Rpt. LA-5761-SR (1974)
- 6.51 N.G.Basov, E.M.Belenov, L.K.Garrilina, V.A.Isakov, E.P.Markin, A.N.Oraevskii, V.I.Romanenko, N.B.Ferapontov: JETP Lett. **20**, 277 (1974)
- 6.52 M.Lamotte, H.J.Dewey, R.A.Keller, J.J.Ritter: Chem. Phys. Lett. **30**, 165 (1975)
- 6.53 S.Datta, R.W.Anderson, R.N.Zare: J. Chem. Phys. **63**, 5503 (1975)
- 6.54 D.Arnoldi, K.Kaufman, J.Wolfrum: Phys. Rev. Lett. **34**, 1597 (1975)
- 6.55 S.M.Freund, J.J.Ritter: Chem. Phys. Lett. **32**, 255 (1975)
- 6.56 R.V.Ambartsumyan, V.S.Letokhov, E.A.Ryabov, N.V.Chekalin: JETP Lett. **20**, 273 (1974)
- 6.57 R.V.Ambartsumyan, Yu.A.Gorokhov, V.S.Letokhov, G.N.Makarov: JETP Lett. **21**, 171 (1975)
- 6.58 J.L.Lyman, R.J.Jensen, J.Rink, C.P.Robinson, S.D.Rockwood: Appl. Phys. Lett. **27**, 87 (1975)
- 6.59 A.Yogev, R.M.J.Benmair: J. Am. Chem. Soc. **97**, 4430 (1975)
- 6.60 J.L.Lyman, S.D.Rockwood: J. Appl. Phys. **47** (2), 595 (1976)
- 6.61 R.V.Ambartsumyan, Yu.A.Gorokhov, V.S.Letokhov, G.N.Makarov: Zh. Eksp. Teor. Fiz. Pis. Red. **22**, 96 (1975)
- 6.62 R.V.Ambartsumyan, Yu.A.Gorokhov, V.S.Letokhov, A.A.Puretskii: Zh. Eksp. Teor. Fiz. Pis. Red. **22**, 374 (1975)
- 6.63 A.Mooradian, T.Jaeger, P.Stokseth (eds.): *Tunable Lasers and Applications*, Proc. Loen Conf., Norway 1976; Springer Series in Optical Sciences, Vol. 3 (Springer, Berlin, Heidelberg, New York 1976)
- 6.64 H.Walther (ed.): *Laser Spectroscopy of Atoms and Molecules*, Topics in Applied Physics, Vol. 2 (Springer, Berlin, Heidelberg, New York 1976)
- 6.65 J.L.Hall, J.L.Carlsten (eds.): *Laser Spectroscopy III*, Proc. 3rd. Intern. Conf., Jackson Lake Lodge, Wyoming, USA, July 4-8, 1977; Springer Series in Optical Sciences, Vol. 7 (Springer, Berlin, Heidelberg, New York 1977)

Глава 7

- 7.1 J.Slepian: In "Electromagnetic Separation of Isotopes in Commercial Quantities", ed. by R.K.Wakerling, A.Guthrie, TID-5217 (1949)
- 7.2 L.P.Smith, W.E.Parkins, A.T.Forrester: Phys. Rev. **72**, 989 (1947)
- 7.3 S.I.Braginskij: "Transport Processes in a Plasma", Rev. Plasma Physics 1, Consultants' Bureau, New York (1966)
- 7.4 B.Bonnevier: Ark. Fys. **33** (Nr. 15) 255 (1966)
- 7.5 E.Kane: "A Study of Magnetogasdynamic Uranium Plasma Centrifuge 1"; Charles Kolling Res. Lab. TN P-1 (1972)
- 7.6 B.Lehnert: "The Partially Ionized Plasma Centrifuge"; TRITA EPP-72-01, Stockholm (1972)
- 7.7 O.Okada, T.Dodo, T.Kawai: J. Nucl. Sci. Technol. **10**, 626-631 (1973)
- 7.8 N.Nathrath, H.Kress, J.J.McClure, G.Mück, M.Simon: "Isotope Separation in Rotating Plasmas", Proc. Intern. Conf. Uranium Isotope Separation, London (1975)
- 7.9 F.Boeschoten: "On the Possibility to Separate Isotopes by Means of a Cylindrical Plasma Column, Rotating Around its Axis", Proc. Intern. Conf. Uranium Isotope Separation, London (1975)
- 7.10 H.F.Döbele: Z. Naturforsch. **25a**, 273 (1970)
R.Schwenn: Z. Naturforsch. **25a**, 1310, 1601 (1970)
G.Mahn, H.Ringler, G.Zankl: Z. Naturforsch. **23a**, 6 (1968)
- 7.11 H.Kress, J.J.McClure, G.Mück, N.Nathrath, M.Simon: „Statusbericht über die Entwicklung einer Plasmazentrifuge“, MBB Rpt. UR-329-76.(1976)

- 7.12 G.Mück, N.Nathrath, M.Simon: „Entwicklung einer Plasmazentrifuge“; MBB Rpt. UR-357-77 (1977)
G.Mück, M.Simon: “The Plasma Centrifuge II, Measurements on Rotating Rare Gas Arcs”, 13th Intern. Conf. Phen. Ionized Gases, Berlin (1977)
- 7.13 H.Heller, M.Simon: Phys. Lett. **50A** (No. 2) 139 (1974)
- 7.14 F.Boeschoten, R.Komen: “On the Possibility to Separate Isotopes by Means of a Rotating Plasma Column”; TH Eindhoven Rpt. 77-E-72 (1977)
- 7.15 A.I.Babaritzki, A.A.Ivanov, V.V.Shapkin: “Separation of Elements in a Steady-State Rotating Plasma”, private communication
- 7.16 G.Mück: To be published
- 7.17 N.Nathrath: “The Plasma Centrifuge III, Measurements on Rotating Uranium Arcs”, 13th Intern. Conf. Ionized Gases, Berlin (1977)
- 7.18 H.Kress, J.J.McClure, G.Mück, N.Nathrath, A.Pohl, M.Simon: „Entwicklung einer Plasmazentrifuge“; MBB Rpt. UR-272-74 (1975)
- 7.19 C.D.Kylstra, R.T.Schneider, H.D.Campbell: “Uranium Plasma Emission Coefficients”; AIAA Paper No. 70-692 (1970)
R.T.Schneider, H.D.Campbell, J.M.Mack: Nucl. Technol. **20**, 15 (1973)
R.T.Schneider, A.G.Randol III, G.R.Shipman: Appl. Spectrosc. **24** (No. 2) 253 (1970)
- 7.20 M.Hashmi, A.J. van der Houven van Oordt: Proc. Intern. Conf. Quiescent Plasmas, Roskilde (1971)
- 7.21 O.Klüber: Z. Naturforsch. **24a**, 1473 (1969); **27a**, 4 (1972)
- 7.22 N.Nathrath: “Rotational Velocity and Current Density Distributions in Stationary Arcs”, XI. Intern. Conf. Phen. Ionized Gases, Prag (1973)
H.Heller, H.D.Kress, J.J.McClure, N.Nathrath, M.Simon: „2. Zwischenbericht über die Entwicklung einer Plasmazentrifuge“; MBB Rpt. UA 116-72 (1973)
- 7.23 H.E.Wilhelm, S.H.Hong: Phys. Rev. A, **15** (No. 5) 2108 (1977)
H.E.Wilhelm, S.H.Hong: J. Appl. Phys. **48** (No. 2) 561 (1977)
- 7.24 H.W.Drawin, M.Fumelli, D.Voslamber: Z. Naturforsch. **20a** (6) 860 (1965)
- 7.25 H.Alfvén: *On the Origin of the Solar System* (Clarendon Press, Oxford 1954)
L.Danielson: Phys. Fluids **13** (No. 9) 2288 (1970)
B.Lehnert: Nucl. Fusion **11**, 485 (1971)
- 7.26 J.J.McClure, N.Nathrath: “The Plasma Centrifuge I, Uranium Partial Pressure Distributions”, XIII. Intern. Conf. Phen. Ionized Gases, Berlin (1977)
- 7.27 H.Heller, H.D.Kress, J.J.McClure, N.Nathrath, M.Simon: „3. Zwischenbericht über die Entwicklung einer Plasmazentrifuge“; MBB Rpt. UA-190-74 (1974)
- 7.28 Euratom-THE Group: “Experiments with a Large Sized Hollow Cathode Discharge Fed with Argon I, II and III”; TH Eindhoven, Rpts. 74-E-45 (1974) 75-E-59 (1975) and 76-E-67 (1976). To be published in condensed form in Z. Naturforsch.
- 7.29 J.S.Luce: Proc. 2nd U.N. Conf. Peaceful Uses Atomic Energy **31**, 305 (1958)
- 7.30 P.A.E.M.Janssen, F.Boeschoten: An Investigation of the Positive Column of a Hollow Cathode Discharge in a Magnetic Field”, Part II. Z. Naturforsch. (to be published)
- 7.31 M.G.Haines: Adv. Phys. (Philos. Mag. Suppl.) **14**, 167 (1967)
- 7.32 Z.A.Sabri: Plasma Phys. **18**, 863 (1976)
- 7.33 F.Boeschoten: “Rotating Plasma”, Euratom 15.136/XV/69, Brussels (1969)
- 7.34 B.Lehnert: Physics Scripta **2**, 106 (1970)
- 7.35 J.M.Dawson, H.C.Kim, D.Arnush, B.D.Fried, R.W.Gould, L.O.Heflinger, C.F.Kennel, T.E.Romesser, R.L.Stenzel, A.Y.Wong, R.F.Wuerker: Phys. Rev. Lett. **37**, 1547 (1976)
- 7.36 R.A.Demirkhanov, A.N.Dorshenko, V.N.Zharikov, I.J.Kadysh, A.G.Kirov, V.P.Minenko: “Partially Ionized Gas in a Travelling High Frequency Magnetic Field”, 13th Intern. Conf. Phen. Ionized Gases, Berlin (1977)
- 7.37 B.Bonnevier: “Experimental Evidence of Element and Isotope Separation in a Rotating Plasma”; Royal Institute of Technology Rpt., Stockholm (1970)
- 7.38 J.B.S.Cairns: “Isotopic Separation in a Rotating Neon Plasma”, Intern. Conf. Uranium Isotope Separation, paper 9, London (1975)
- 7.39 B.W.James, S.W.Simpson: Plasma Phys. **18**, 289 (1976)
- 7.40 B.W.James, S.W.Simpson: Plasma Phys. **20**, 759 (1978).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ НА РУССКОМ ЯЗЫКЕ к гл. 2

2.2. Бенедикт М., Пигфорд Т. Химическая технология ядерных материалов: Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1960. 528 с.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ НА РУССКОМ ЯЗЫКЕ к гл. 3

3.14. Смит Г. Д. Атомная энергия для военных целей: Пер. с англ. М.: Транстелдориздат, 1946.

3.18. Химия урана. Под ред. Дж. Кац, Е. Рабинович.: Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1954.

3.20. Гровс Л. Теперь об этом можно рассказать: Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1964. 301 с.

3.25. Бенедикт М., Пигфорд Т. Химическая технология ядерных материалов: Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1960. 528 с.

3.34. Дерягин Б. В. — Докл. АН СССР, 1956, т. 53, с. 623.

3.38. Дерягин Б. В., Баканов С. П. — Докл. АН СССР, 1957, т. 115, с. 2.

3.53. Черчиньяни К. Теория и приложения уравнения Больцмана: Пер. с англ. М.: Мир, 1978.

3.54. Чепмен С., Каулинг Т. Математическая теория неоднородных газов: Пер. с англ./Под ред. Н. Н. Боголюбова. М.: Изд-во иностр. лит., 1960.

3.55. Гиршфельдер Д., Кертис Ч., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей: Пер. с англ./Под ред. Е. В. Ступоченко. М.: Изд-во иностр. лит., 1961, с.

3.56а. Жданов В., Каган Ю., Сазыкин А. — Журн. эксперим. и теорет. физики, 1962, т. 42, с. 857.

3.61а. Барашкин С. Т., Породнов Б. Т., Чемагин М. Ф. — Журн. прикл. физики, 1977, т. 4, с. 74.

3.67а. Борисов С. Ф., Породнов Б. Т., Суетин П. Е. — Журн. техн. физики, 1972, т. 42, с. 1310.

3.68а. Неудачин И. Г., Породнов Б. Т., Суетин П. Е. — Там же, с. 1306.

3.71а. Дерягин Б. В., Баканов С. П. — Там же, 1957, т. 27, с. 9.

3.125а. Волобуев П. В., Суетин П. Е. — Там же, 1965, т. 35, с. 336.

3.198. Малышев В. В. — Атомная энергия, 1973, т. 34, с. 42.

3.200. Малышев В. В. — Докл. АН СССР, 1971, т. 197, с. 547.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ НА РУССКОМ ЯЗЫКЕ к гл. 4

4.1с. Бенедикт М., Пикфорд Т. Химическая технология ядерных материалов: Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1960.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ НА РУССКОМ ЯЗЫКЕ к гл. 6

6.42. Амбарцумян Р. В., Летохов В. С., Апатин В. М., Мишин В. И. Квантовая электроника, 1975, т. 5, с. 191.

6.48. Амбарцумян Р. В., Летохов В. С., Макаров Г. Н., Пурецкий А. А. — Письма в ЖЭТФ, 1973, т. 17, с. 63.

6.51. Басов Н. Г., Беленов Е. Н., Гаврилина Л. К. и др. — Там же, 1974, т. 20, с. 277.

6.56. Амбарцумян Р. В., Летохов В. С., Рябов Е. А., Чекалин Н. В. Там же, с. 273.

6.57. Амбарцумян Р. В., Горохов Ю. А., Летохов В. С., Макаров Г. Н. — Письма в ЖЭТФ, 1975, т. 21, с. 171.

6.61. Амбарцумян Р. В., Горохов Ю. А., Летохов В. С., Макаров Г. Н. — Журн. эксперим. и теорет. физики, 1975, т. 22, с. 96.

6.62. Амбарцумян Р. В., Горохов Ю. А., Летохов В. С., Пурецкий А. А. — Там же, с. 374.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ НА РУССКОМ ЯЗЫКЕ к гл. 7

7.3. Брагинский С. И. Явления переноса в плазме. — В кн.: Вопросы теории плазмы/Под ред. М. А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1963, вып. 1, с. 183.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие редактора к русскому изданию	3
Предисловие	4
Глава 1. ОБЗОР МЕТОДОВ РАЗДЕЛЕНИЯ. <i>С. Виллани</i>	6
1.1. Введение. Спрос и предложение на обогащенный продукт	6
1.2. Промышленные и демонстрационные заводы	8
1.2.1. Газовая диффузия	8
1.2.2. Центробежный метод	11
1.2.3. Аэродинамические методы	13
1.3. Новые методы	14
1.3.1. Лазерное разделение	14
1.3.2. Химический обмен	14
1.3.3. Электромагнитные методы	15
Глава 2. ТЕОРИЯ КАСКАДОВ. <i>Б. Бриголи</i>	15
2.1. Терминология	16
2.1.1. Структура каскада и обозначения	16
2.1.2. Уравнения ступени	18
2.2. Симметричный каскад	20
2.2.1. Уравнения для произвольного симметричного каскада	20
2.2.2. Уравнения для идеального симметричного каскада	25
2.2.3. Уравнения для прямоугольного симметричного каскада	29
2.3. Несимметричные каскады	31
2.3.1. Уравнения для идеального несимметричного каскада	33
2.3.2. Идеальный несимметричный каскад. Случай малых коэф- фициентов обогащения	36
2.3.3. Уравнения для прямоугольного несимметричного каскада	37
2.4. Функция ценности и работа разделения	38
2.5. Время установления стационарного режима	41
2.6. Прямоугольно-ступенчатый каскад	45
2.6.1. Оптимизация параметров прямоугольного каскада	46
2.6.2. Оптимизация прямоугольно-ступенчатого каскада	48
2.6.3. Оптимизация секции извлечения	50
Глава 3. ГАЗОВАЯ ДИФФУЗИЯ. <i>Д. Массиньон</i>	51
3.1. Разделительная перегородка (фильтр).	53
3.1.1. Принцип разделения. Молекулярная диффузия через от- верстие	53
3.1.2. Газовая диффузия через пористый фильтр	56

3.1.3. Молекулярное течение	62
3.1.4. Вязкий поток	66
3.1.5. Переходное течение простого газа	70
3.1.6. Переходный поток бинарной смеси	74
3.1.7. Адсорбция и поверхностный поток	85
3.1.8. Композитные пористые фильтры	90
3.2. Разделительная ступень	93
3.2.1. Характеристики ступени	93
3.2.2. Коэффициент перемешивания	95
3.2.3. Эффективность диффузионного делителя	102
3.2.4. Характеристики ступени	107
3.2.5. Многокомпонентные смеси	114
3.2.6. Устройство ступени	114
3.3. Свойства гексафторида урана	117
3.3.1. Физические свойства	118
3.3.2. Химические свойства	122
3.4. Газодиффузионная технология	123
3.4.1. Разновидности пористых фильтров	124
3.4.2. Исследования пористых фильтров	126
3.4.3. Компрессоры	130
3.4.4. Другие компоненты завода	133
3.4.5. Технологический контроль на заводе	138
3.5. Экономика и проектирование газодиффузионного завода	141
3.5.1. Оптимизация схемы завода	142
3.5.2. Стоимость производства	150
3.5.3. Гибкость регулирования завода	159
3.5.4. Нарращивание разделительной мощности	162
3.6. Промышленные заводы	165
3.6.1. Действующие заводы в США	165
3.6.2. Модернизация заводов США: программы SIP и SUP	169
3.6.3. Проекты новых заводов США, «присоединенный» и «от- дельный» заводы	171
3.6.4. Заводы во Франции	174
3.6.5. Другие газодиффузионные заводы и проекты	176
3.6.6. Будущее газодиффузионной технологии	176
Глава 4. ЦЕНТРИФУГИРОВАНИЕ. Суббарамайер	179
4.1. Основные принципы и обзор	181
4.1.1. Элементарный коэффициент разделения	181
4.1.2. Умножение элементарного эффекта разделения в противо- точном течении. Типы возбуждения потока и принцип суперпо- зиции	182
4.1.3. Обзор главы	184
4.2. Гидродинамика	186
4.2.1. Уравнения движения	186
4.2.2. Линеаризация и решение методом согласования асимпто- тических разложений	188
4.2.3. Численный анализ течения	200
4.2.4. Результаты	203

4.3. Теория разделения	207
4.3.1. Уравнение диффузии и граничные условия	207
4.3.2. Решение Козна методом усреднения по радиусу	209
4.3.3. Метод усреднения по радиусу в применении к переменному по оси потока	215
4.3.4. Управляемые переменные и оптимизация центрифуги	218
4.3.5. Численное решение двумерного уравнения диффузии	222
4.4. Выводы	225
Список обозначений	226
<i>Приложение. Решение линеаризованных гидродинамических уравнений методом разложения по собственным функциям</i>	<i>230</i>
Глава 5. РАЗДЕЛИТЕЛЬНОЕ СОПЛО. Е. В. Беккер	233
5.1. Введение	233
5.2. Основные положения	235
5.2.1. Теоретическое описание эффекта разделения [5.7, 5.16]	235
5.2.2. Оптимизация рабочих условий	238
5.2.3. Стабилизация распределения концентрации UF_6 вдоль кас- када	240
5.3. Внедрение в промышленность	241
5.3.1. Производство разделительных элементов	242
5.3.2. Разделительные ступени	245
5.3.3. Конструкция каскада и устройства возврата UF_6 в цикл	246
5.3.4. Работа каскада	249
5.3.5. Экономические аспекты	251
5.4. Перспективы развития метода	251
Глава 6. ЛАЗЕРНЫЕ МЕТОДЫ РАЗДЕЛЕНИЯ ИЗОТОПОВ УРАНА. <i>К. П. Робинсон, Р. Дж. Дженсен</i>	254
6.1. Введение и исторический обзор	255
6.2. Характеристики лазеров	259
6.3. Метод атомного пара	262
6.3.1. Рабочее вещество	263
6.3.2. Источник атомного пара урана	263
6.3.3. Ионизация	265
6.3.4. Экстракция фотоионов	265
6.3.5. Лазеры для атомного процесса	266
6.4. Молекулярный метод	267
6.4.1. Приготовление исходного продукта	269
6.4.2. Спектроскопия	269
6.4.3. Химические процессы, стимулированные лазерным излу- чением	271
6.4.4. Сбор продукта	273
6.4.5. Требования к лазерам	273
6.5. Экономика	273
6.5.1. Каскадирование	274
6.5.2. Капитальные затраты	274
6.5.3. Эксплуатационные расходы	275
6.5.4. Местоположение завода	276

Глава 7. РАЗДЕЛИТЕЛЬНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПЛАЗМЕ. Ф. Босхотен,	
Н. Натрат	276
7.1. Основы работы на постоянном токе. Вращающиеся дуги . .	277
7.2. Среднее давление. Дуга с кольцевым анодом	279
7.2.1. Теоретические расчеты	279
7.2.2. Эксперименты с дугами в инертных газах [7.16]	283
7.2.3. Эксперименты с урановыми дугами	286
7.3. Дуга низкого давления с полым катодом	289
7.3.1. Описание плазмы	290
7.3.2. Разделительные эффекты	293
7.3.3. Разделение нейтральных частиц, ускоренных с помощью плазмы	294
7.4. Другие способы разделения	295
7.4.1. Работа на переменном токе	295
7.4.2. Работа в импульсном режиме	296
7.5. Выводы	296
Список обозначений	297
Список литературы	299

*Е. В. Беккер,
Ф. Босхотен,
Б. Бриголи и др.*

ОБОГАЩЕНИЕ УРАНА

Под редакцией С. Виллани

Редакторы: *Н. П. Галкин, А. А. Сазыкин*
Редакторы издательства: *Т. А. Молоканова, Е. А. Путилова*
Художественный редактор *А. Т. Кирьянов*
Технический редактор *Л. Ф. Шкилевич*
Корректор *Э. Б. Драновская*
ИБ № 608

Сдано в набор 23.11.82. Подписано в печать 09.06.83. Формат 60×90¹/₁₆. Бумага типографская № 1. Гарнитура литературная. Печать высокая. Усл. печ. л. 20,0. Усл. кр.-отт. 20,0. Уч.-изд. л. 23,63. Тираж 900 экз. Заказ 2067. Цена 1 р. 90 к.

Энергоатомиздат, 113114, Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10
Московская типография № 6 Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. 109088, Москва, Ж-88, Южнопортовая ул., 24.

