

Diss. Nr. 4886

Strömungs- und
Stoffaustauschuntersuchungen
an der Sulzer-Gewebepackung

ABHANDLUNG

zur Erlangung
der Würde eines Doktors der technischen Wissenschaften

der
EIDGENÖSSISCHEN TECHNISCHEN HOCHSCHULE
ZÜRICH

vorgelegt von

MARTIN ZOGG

dipl. Masch.-Ing. ETH

geboren am 30. August 1942

von Grabs SG

Angenommen auf Antrag von

Prof. Dr. P. Grassmann, Referent

Prof. Dr. J.R. Bourne, Korreferent

VORWORT

Die vorliegende Arbeit entstand am Institut für Verfahrens- und Kältetechnik an der Eidgenössischen Technischen Hochschule in Zürich.

Herrn Prof. Dr. P. Grassmann danke ich bestens für die Gelegenheit zur Durchführung dieser Arbeit an seinem Institut und für seine wertvollen Hinweise und Ratschläge.

Herrn Prof. Dr. J. R. Bourne danke ich für die Uebernahme des Korreferats.

Die Anregung dieser Arbeit stammt von Herrn Dr. M. Huber. Ihm und auch Herrn Dr. W. Meier gebührt für ihre stete Unterstützung ein besonderer Dank.

Verbunden bin ich auch meinem Arbeitskollegen Herrn K. Rathgeb für einen regen Gedankenaustausch, sowie Herrn Dr. R. Bachmann für seine Einführung ins Programmieren. Den Herren A. Sailer und A. Weiss von der Institutswerkstatt danke ich für ihre Mitwirkung bei der Herstellung und beim Betrieb der Versuchsapparatur. Ein Dank gilt aber auch meiner lieben Frau für ihr Verständnis und für ihre Hilfe bei den Schreibarbeiten.

Für die grosszügige Bereitstellung der finanziellen Mittel zur Durchführung dieser Arbeit danke ich der Firma Sulzer AG in Winterthur herzlich.

Winterthur, im Mai 1972

Martin Zogg

INHALTSVERZEICHNIS

1. Einleitung	9
1.1 Kolonneneinbauten für die Vakuumrektifikation	9
1.2 Problemstellung	12
1.3 Die Sulzer-Gewebepackung	13
2. Strömungsuntersuchungen	16
2.1 Gaseitige Strömung	16
2.1.1 Modellähnlichkeit und Versuchsbereich	17
2.1.2 Sichtbarmachung der Strömung	20
2.1.2.1 Versuchsapparatur	20
2.1.2.2 Zusammenstellung der Strömungsbilder	24
2.1.2.3 Zusammenfassung der Ergebnisse	28
2.1.3 Druckverlustuntersuchungen an den Strömungsmodellen	28
2.1.3.1 Apparatur zur Messung des Druckverlusts	29
2.1.3.2 Bemerkungen zur Lage der Druckmessbohrungen	33
2.1.3.3 Auswertung der Druckverlustmessungen	36
2.1.3.4 Messergebnisse	39
2.1.3.5 Genauigkeit der Messergebnisse	45
2.1.3.6 Berechnung des Druckverlusts bei laminarer Strömung	47
2.1.3.7 Druckverlust im turbulenten Strömungsbereich	64
2.2 Flüssigkeitsseitige Strömung	65
2.2.1 Rieselfilmmodell	66
2.2.2 Hydrodynamik des laminaren Rieselfilms	68
2.2.3 Bestimmung der Filmdicke	72
3. Stoffaustauschuntersuchungen	76
3.1 Flüssigkeitsseitiger Stoffübergang	77
3.1.1 Der Stoffübergang an der freien Grenzfläche laminarer Rieselfilme	78
3.1.1.1 Einleitung	78
3.1.1.2 Voraussetzungen	79
3.1.1.3 Stofftransportgleichung und Randbedingungen	80

1. EINLEITUNG

1.1 KOLONNENEINBAUTEN FUER DIE VAKUUM-REKTIFIKATION

Entsprechend den vielfältigen Forderungen, denen eine Vakuumrektifikationsanlage zu genügen hat, werden auf dem Markt eine grosse Zahl verschiedenartiger Kolonneneinbauten angeboten. Den umfassendsten Überblick über die zur Zeit gebräuchlichsten Vakuumrektifikationseinrichtungen findet man bei NYGREN und CONNOLLY [1].

Bekanntlich müssen Einbauten von Vakuumkolonnen bei grossen Trennstufenzahlen pro Meter und hohen Durchsatzleistungen einen möglichst geringen Druckabfall pro Trennstufe aufweisen. Die Aufenthaltszeit thermisch empfindlicher Gemische in der Kolonne muss möglichst kurz sein. Meistens sind auch die Scale-up-Eigenschaften und der Belastungsbereich von Bedeutung. Für die Wahl bestimmter Einbauten sind neben den genannten Eigenschaften und dem Preis oft auch praktische Aspekte wie Korrosionsbeständigkeit, Anfälligkeit auf Verschmutzung etc. entscheidend (z. B. [6]).

Die Auswahl der für eine bestimmte Trennaufgabe optimalen Einbauten ist keine leichte Aufgabe, weil die dazu notwendigen Unterlagen oft fehlen. Diesem Thema wurden deshalb in letzter Zeit einige vergleichende Arbeiten gewidmet:

FAIR [2] hat Pallringschüttungen mit Ventilböden verglichen. BILLET [3], [4] und [5] sowie BILLET, CONRAD und GRUBB [6] haben Trennstufenzahl und Druckabfall pro Trennstufe mit verschiedenen Bodentypen (Glockenböden, Tunnelböden, Siebböden, Siebventilböden, Zentrifugalböden und Ventilböden) und Füllkörperpackungen (Pallringe, Gridpackung, Interpack-Füllkörper und Sulzerpackung) in einer Kolonne mit 800 [mm] Innendurchmesser bei gleichen Bedingungen gemessen

3.1.1.4 Stoffübergangskoeffizienten	81
3.1.1.5 Dimensionslose Schreibweise	84
3.1.1.6 Lösungsbereich	89
3.1.1.7 Bemerkungen zu den numerischen Rechnungen	90
3.1.1.8 Ergebnisse	92
3.1.1.9 Vergleich mit früheren Arbeiten	107
3.1.2 Flüssigkeitsseitiger Stoffübergangskoeffizient bei der Sulzerpackung	110
3.2 Gasseitiger Stoffübergang	112
3.2.1 Mittlerer gaseitiger Stoffübergangskoeffizient	113
3.2.1.1 Mittlerer Stoffübergangskoeffizient aus Trennstufenzahlmessungen	113
3.2.1.2 Dimensionslose Darstellung	115
3.2.2 Auswertung der Trennstufenzahlmessungen	117
3.2.2.1 Stoffwerte der Testgemische	117
3.2.2.2 Numerische Auswertung der Rektifizierversuche	130
3.2.2.3 Ergebnisse	133
3.3 Anteil der beiden Phasen am Stoffdurchgangswiderstand	140
4. Zusammenfassung	143
Anhang	
Anhang I Eichung des Rotameters	147
Anhang II Auswertung einer Druckverlust-Messreihe	148
Anhang III Stoffwerte der Versuchsgemische	149
Anhang IV Auswertung der Trennstufenzahlmessungen	152
Symbolverzeichnis	170
Literaturverzeichnis	175

und einander gegenübergestellt¹. Ein direkter Vergleich aller erwähnter Einbauten ist für das Testgemisch Äthylbenzol-Styrol bei einem Druck von 100 [Torr] möglich ([5] S. 31, 57, 61, 67).

Die Ergebnisse werden im Bild 1.1 auszugsweise wiedergegeben. Es sind jeweils Trennstufenzahl pro Meter und Druckverlust pro Trennstufe über dem F-Faktor² aufgetragen. Von allen untersuchten Einbauten weist die Sulzerpackung mit Abstand die grösste Trennstufenzahl pro Meter und den kleinsten Druckverlust pro Trennstufe auf. Die höchste Trennstufenzahl der übrigen verglichenen Einbauten wurde von den 50 x 50 [mm] Pallringen erreicht. Den kleinsten Druckabfall pro Trennstufe weist nach der Sulzerpackung die Grob-Gridpackung auf. Als bezüglich dem Druckabfall günstigster Boden erwies sich der Siebventilboden. Sein Druckabfall pro Trennstufe beträgt bei einem F-Faktor von 2, 2 etwa das 18-fache des Werts der Sulzerpackung. Zum Vergleich wurden auch noch die in einer Kolonne von 500 [mm] Innendurchmesser mit 1 x 50 x 50 [mm] Raschgringen gemessenen Werte ins Bild 1.1 eingetragen.

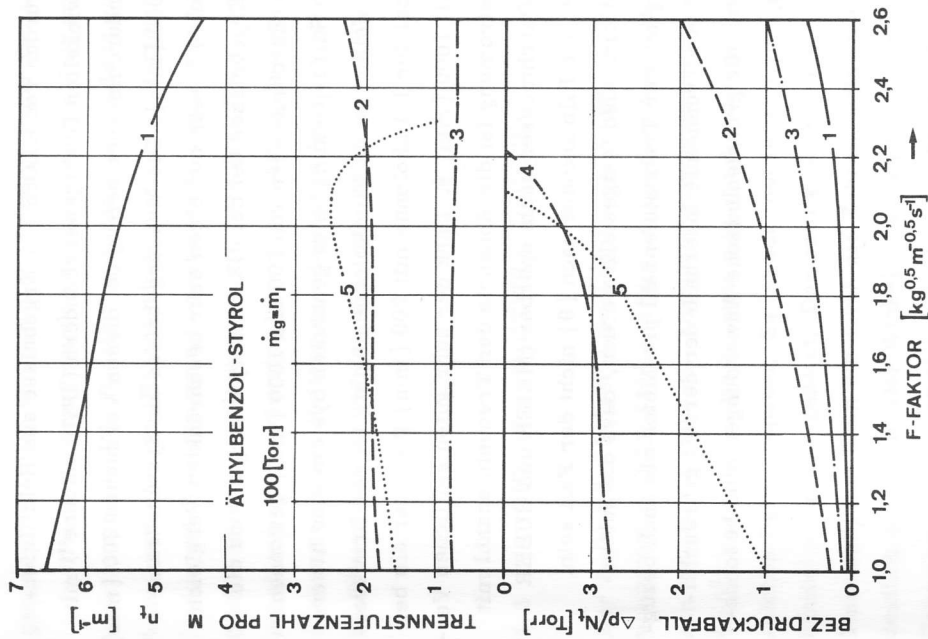


Bild 1.1: Trennwirkung und Druckabfall von Kolonneneinbauten für die Vakuumrektifikation, Kolonnendurchmesser 800 [mm] (5 : 500 [mm]).

Einbauten	Packungshöhe	Quelle	Beschreibung
1 BX-Sulzerpackung	2,07 [m]	[5] S. 31	Kapitel 1, 3
2 Pallringe 50 x 50	2,00 [m]	[5] S. 31	[5] S. 16, 17
3 Grob-Gridpackung	2,50 [m]	[5] S. 31	[5] S. 16, 21
4 Siebventilböden	*	[5] S. 67	[5] S. 20, 24
5 Raschgringe 50 x 50	keine Angaben	[6] S. 315	[6] S. 313

* Wehrhöhe 19 [mm], Bodenabstand 0,5 [m]

¹ In diesen Arbeiten werden auch Kostenvergleiche durchgeführt. Vergleiche dazu auch MEIER [7].

² Definition: KIRSCHBAUM [8] S. 131

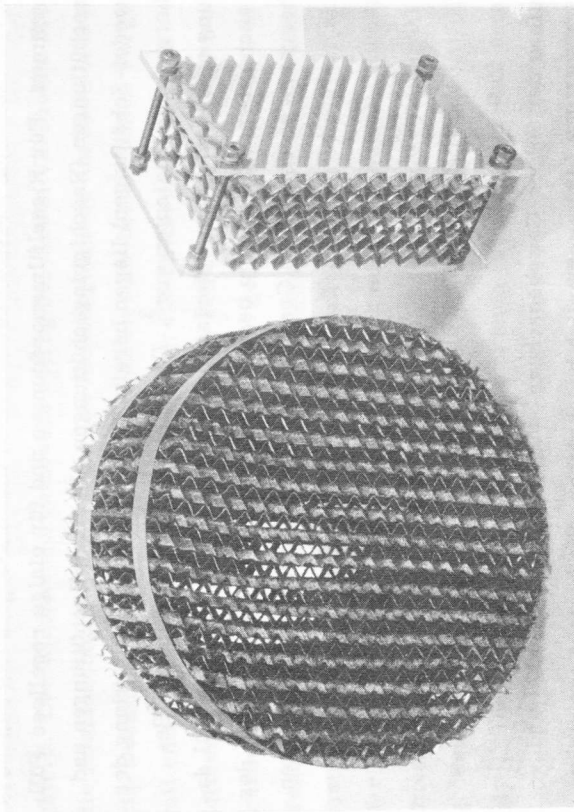


Bild 1.2: Einzelnes Packungspaket mit Ausschnitt

Der Neigungswinkel (φ in Bild 1.3) ist von Gewebelage zu Gewebelage abwechselungsweise positiv und negativ. Dadurch erfährt die Gasströmung einen intensiven seitlichen Transport. Im Bild 1.3 ist auch der Zahnwinkel γ , die Basislänge b , die Seitenlänge s und die Höhe h eines einzelnen Zahnkanals eingezeichnet. b_o ist die Basislänge in der zur Zahnkanalrichtung senkrechten Ebene und s_o die entsprechende Seitenlänge. Die Gesamtdicke δ_T einer beriezelten Zahnkanalflanke setzt sich aus den beiden Filmdicken δ_1 und der Gewebedicke δ_G zusammen. Gegenwärtig werden zwei Packungstypen hergestellt, nämlich die BX- und die CY-Packung. Ihre Abmessungen können der Tabelle 1.1 entnommen werden:

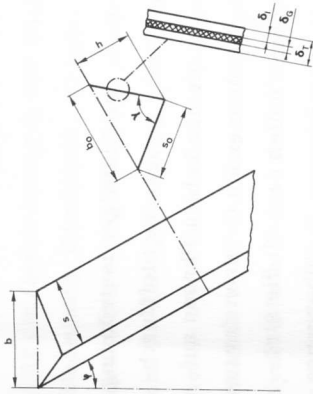


Bild 1.3: Geometrie des Zahnkanals

Tabelle 1.1: Abmessungen der BX- und CY-Packungen

Packungstyp	Basislänge b_o	Neigungswinkel φ	Zahnwinkel γ
BX	10,2 [mm]	30 [°]	78 [°]
CY	7,3 [mm]	45 [°]	81 [°]

2. STROMUNGSUNTERSUCHUNGEN

Ohne Kenntnisse über den Charakter der Gas- und Flüssigkeitsströmung in einer Füllkörperpackung ist es nicht möglich, gemessene Stoffdurchgangswiderstände in die Uebergangswiderstände der beiden Phasen aufzuteilen und diese in Abhängigkeit der sie bestimmenden Grössen darzustellen. Die Untersuchungen in diesem Kapitel sollen deshalb die strömungsmechanischen Grundlagen für das Verständnis des Stoffübergangs in der flüssigen und in der gasförmigen Phase bereitstellen.

2.1 GASSEITIGE STROMUNG

Zur Optimierung der Packungsgeometrie muss der Druckabfall in Abhängigkeit der massgebenden Strömungsparameter bekannt sein. Aus Druckabfallmessungen und durch das Sichtbarmachen der Strömung lassen sich für das Verständnis der Vorgänge beim Stoffaustausch unentbehrliche Informationen über die gasseitige Strömung gewinnen. Die experimentellen Untersuchungen der gasseitigen Strömung wurden auf die ausgebildete Strömung zwischen hydraulisch glatten Begrenzungen beschränkt. Sie wurden an Packungsmodellen aus Plexiglas durchgeführt. Für eine spätere Arbeit sind Druckverlustmessungen an einer bereits aufgestellten Absorptionsanlage geplant.

2.1.1 Modellähnlichkeit und Versuchsbereich

Für die Gasströmung in der Packung sind die drei folgenden Kräfte von Bedeutung: Druckkraft, Trägheitskraft und Viskositätskraft. Da diese drei Kräfte an jeder Stelle im Gleichgewicht sind, ist es für eine ähnliche Strömung genügend, wenn das Verhältnis zweier Kräfte (z. B. Trägheits- und Viskositätskraft) gleich gross ist. Bei geometrischer Ähnlichkeit zwischen dem Strömungsmodell¹ und einer ideellen Packung mit hydraulisch glatter Oberfläche² sind daher die Strömungen im Modell und in der ideellen Packung bei gleichen Reynoldszahlen ähnlich (vergleiche dazu GRASSMANN [13] S. 396, PRANDTL [14] S. 154).

Es stellt sich nun die Aufgabe, eine für die gasseitige Strömung in der Sulzerpackung zweckmässige Reynoldszahl zu definieren. Zunächst zur charakteristischen Länge:

Bei der Sulzerpackung strömt das Gas durch Kanäle zwischen den einzelnen Gewebelagen. Es ist deshalb naheliegend in Analogie zur Strömung in Kanälen mit nichtkreisförmigem Querschnitt den hydraulischen Durchmesser als charakteristische Länge einzuführen. Dieser ist definiert als Quotient aus dem vierfachen Strömungsquerschnitt und dem benetzten Umfang. Durch Erweiterung mit der Packungshöhe erhält man für den hydraulischen Durchmesser einen Ausdruck, der für beliebige Füllkörperpackungen Verwendung finden kann:

$$d_h = \frac{4 \times \text{Volumen der Gasphase in der Packung}}{\text{Oberfläche der Phasengrenze}}$$

Mit der Basislänge b_o und dem Zahnwinkel γ (Bild 1.3) erhält man daraus für das Strömungsmodell:

$$d_h' = b_o \cos\left(\frac{\gamma}{2}\right) \quad (2.1)$$

1 Beschreibung des Strömungsmodells; Abschnitt 2.1.2.1

2 Bei der wirklichen berieselten Packung ist die Beschaffenheit der freien Grenzfläche von den Belastungsverhältnissen abhängig. Sie ist nur im Bereich der wellenfreien Filmströmung hydraulisch glatt.

Für eine gegebene Zahnkanalgeometrie ist der hydraulische Durchmesser also vom Neigungswinkel der Zahnkanäle unabhängig.

Bei der berieselten Packung muss das Volumen der Packung und des Flüssigkeitsfilms vom Volumen der leeren Kolonne abgezogen werden. Man findet dann mit der bezogenen Oberfläche a und der Gesamtdicke von Gewebe und Film δ_T den folgenden Ausdruck für den hydraulischen Durchmesser

$$d_h = \frac{4}{a} - 2 \delta_T \quad (2.2)$$

Die bezogene Oberfläche a beträgt $500 \text{ [m}^2/\text{m}^3]$ beim BX- und $700 \text{ [m}^2/\text{m}^3]$ beim CY-Packungstyp (MEIER [7]). In normalen Anwendungen fallen ist der hydraulische Durchmesser nach der Gl. (2.2) etwa um 20% kleiner als der Wert nach der Gl. (2.1).

Problematischer ist die Wahl einer geeigneten charakteristischen Geschwindigkeit. Wie im Abschnitt 2.1.2 gezeigt wird, bildet sich in den Zahnkanälen der Sulzerpackung eine deutliche Kanalströmung in der durch den Neigungswinkel gegebenen Richtung aus. Man könnte deshalb die mittlere Geschwindigkeit in der Zahnkanalrichtung als charakteristische Geschwindigkeit ansehen. Im Abschnitt 2.1.3.7 wird darauf noch näher eingegangen.

Da solche deutlich bevorzugte Strömungsrichtungen bei regellosen Füllkörperschüttungen nicht vorkommen, wird allgemein mit der mittleren Geschwindigkeit in Richtung der Kolonnenachse gearbeitet. Um daran anzuschliessen, wird auch hier die mittlere Geschwindigkeit parallel zur Kolonnenachse verwendet. Der Tatsache, dass die Gasphase nicht an eine feste Wand, sondern an eine bewegte Flüssigkeitsoberfläche grenzt, wird oft (z.B. GLASER [15]) durch die Bildung der Relativgeschwindigkeit zwischen der mittleren Gasgeschwindigkeit und der mittleren Oberflächengeschwindigkeit des Flüssigkeitsfilms Rechnung getra-

3 Die Gewebedicke δ_G beträgt bei beiden Packungstypen $0,45 \text{ [mm]}$. Die Riesefilmdicke δ_1 variiert je nach Anwendungsbereich von ca. $0,1$ bis $0,2 \text{ [mm]}$ bei der BX- und von ca. $0,06$ bis $0,12 \text{ [mm]}$ bei der CY-Packung.

gen. Bei der Vakuumrektifikation mit der Sulzerpackung ist die Abströmgeschwindigkeit an der freien Filmoberfläche gegenüber der mittleren Strömungsgeschwindigkeit in Zahnkanalrichtung im normalen Betriebsbereich vernachlässigbar klein⁴. Die charakteristische Geschwindigkeit der Gasphase kann also ohne Berücksichtigung der Filmoberflächengeschwindigkeit aus dem Gasvolumenstrom \dot{V}_g^* und dem freien Strömungsquerschnitt $A = A_k (1 - a \cdot \delta_T/2)$ bestimmt werden:

$$\bar{w}_g = \frac{\dot{V}_g^*}{A_k (1 - a \delta_T/2)} \quad (2.3)$$

In normalen Anwendungsfällen ist die nach dieser Gleichung berechnete mittlere Gasgeschwindigkeit etwa um 20% grösser als die auf den leeren Kolonnenquerschnitt bezogene mittlere Gasgeschwindigkeit \bar{w}_g' :

$$\bar{w}_g' = \dot{V}_g^* / A_k \quad (2.4)$$

Mit der Gasdichte ρ_g und der dynamischen Zähigkeit η_g folgt die gasseitige Reynoldszahl zu:

$$Re_g = \frac{\bar{w}_g' \rho_g d_h}{\eta_g} \quad (2.5)$$

Weil sich die Abweichungen des hydraulischen Durchmessers d_h' von d_h und der mittleren Gasgeschwindigkeit \bar{w}_g' von \bar{w}_g gegenseitig weitgehend aufheben, gilt näherungsweise:

$$Re_g \approx Re_g' = \frac{\bar{w}_g' \rho_g d_h}{\eta_g} \quad (2.6)$$

Für das Strömungsmodell gilt die Gl. (2.6) exakt.

4 Beispiel aus dem Kapitel 3.2: Rektifikation von trans-cis-Dekalin in einer BX-Packung bei 50 [Torr] , vergleichbare Luftgeschwindigkeit (Symbolverzeichnis) $w_{Lu} = 1,86 \text{ [m/s]}$. Filmoberflächengeschwindigkeit = $0,053 \text{ [m/s]}$. Mittlere Geschwindigkeit in Zahnkanalrichtung = $5,29 \text{ [m/s]}$

Im normalen Einsatzbereich von 1 [Torr] bis 750 [Torr] ergeben sich mit der Gl. (2.6) bei der Rektifikation von trans-cis-Dekalin⁵ die in der Tabelle 2.1 zusammengestellten gaseitigen Reynoldszahlen:

Tabelle 2.1: Reynoldszahlen im normalen Einsatzbereich (Dekalin)

Druck [Torr]	w_{Lu} ⁶ [m/s]	Re _{BX} ^g Packung	Re _{CY} ^g Packung
1	1,25 2,5	162 324	113 226
750	0,75 1,5	1431 2862	1002 2004

Die gaseitige Reynoldszahl muss also bei den Strömungsversuchen im folgenden Bereich variiert werden:

$$100 \leq Re_g \leq 3000$$

2.1.2 Sichtbarmachung der Strömung

2.1.2.1 Versuchsaapparatur

Für die Sichtbarmachung der Strömung wird mit Vorteil eine Flüssigkeit als Strömungsmedium verwendet (WUEST [16] S. 161). Luft käme dafür aber auch nicht in Frage, weil die Strömungsvorgänge in den Zahnkanälen wegen der dann im Modell auftretenden Totalreflexion gar nicht

⁵ Stoffwerte von trans-cis-Dekalin im Abschnitt 3.2.2.1
⁶ w_{Lu} : vergleichbare Luftgeschwindigkeit nach KIRSCHBAUM [8], S. 130. Die vergleichbare Luftgeschwindigkeit oder der dazu proportionale F-Faktor des amerikanischen Schrifttums sind eigentlich nur bei vollturbulenter Strömung ein bezüglich dem Druckverlust sinnvoller Vergleichsmaßstab für die Dampfbelastung. Beide Begriffe haben sich aber auch zur Angabe der Dampfbelastung bei der Vakuumrektifikation eingebürgert (z. B. BILLET [5], MEIER [7], NYGREN und CONNOLLY [1], KLOSS [9]).

beobachtet werden könnten. Aus messtechnischen Gründen (hohe Messgenauigkeit des "Betz-Manometers") ist aber für die Druckverlustmessungen Luft vorzuziehen. Deshalb wurde eine Versuchsanlage für den Betrieb mit Wasser und Luft als Strömungsmedien ausgelegt. Im Bild 2.1 wird der Aufbau dieser Anlage für den Betrieb mit Wasser schematisch wiedergegeben.

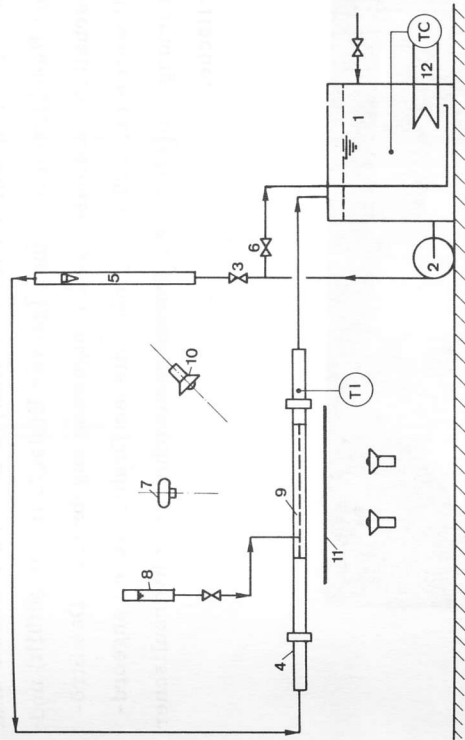


Bild 2.1: Versuchsaapparatur für Strömungsaufnahmen

Aus dem Vorratsbehälter 1 wird das Wasser mit der Zentrifugalpumpe 2 über das Regulierventil 3 zum Strömungskanal 4 gefördert. Der Volumenstrom wird mit dem geeichten Rotameter 5 gemessen. Der Bypass 6 dient der Feinregulierung des Volumenstroms und zur Umwälzung des Vorratswassers. Die Farbblösung⁷ gelangt durch eine feine Düse aus dem Vorratsbehälter 8 ins Strömungsmodell 9. Mit der Kamera 7 können die Strömungsbilder aufgenommen werden. Es wurde mit kombiniertem Durchlicht und 45° -Auflicht gearbeitet (Photolampen 10 und Mattscheibe 11). Die Heizung 12 dient der Entgasung des Leitungswassers vor den

⁷ Chromsäureblau in Wasser gelöst. Zur Erzielung der gleichen Dichte wie die des durchströmenden Wassers wird etwas Äthylalkohol beigefügt.

Versuchen und zur Aufrechterhaltung einer konstanten Wassertemperatur im Vorratsbehälter.

Das Bild 2.2 zeigt den Strömungskanal 4 mit einem eingebauten Strömungsmodell 9. Der Strömungskanal und die Strömungsmodelle wurden aus Plexiglas gefertigt. Der rechteckige Querschnitt des Strömungskanals weist innen die Abmessungen 24 [mm] x 400 [mm] auf. Zur Gleichverteilung der Strömung wurden vor dem Eintritt in den Strömungskanal eine 10 [mm] Raschigringschüttung (ganzer Einlaufdiffusor gefüllt) und zwei nachgeschaltete feinmaschige Drahtgewebe angebracht. Das Strömungsmodell wurde ca. 220 [mm] nach diesen Drahtgeweben angeordnet. Das Strömungsmodell ist ein Packungsausschnitt mit hydraulischer glatter Oberfläche.

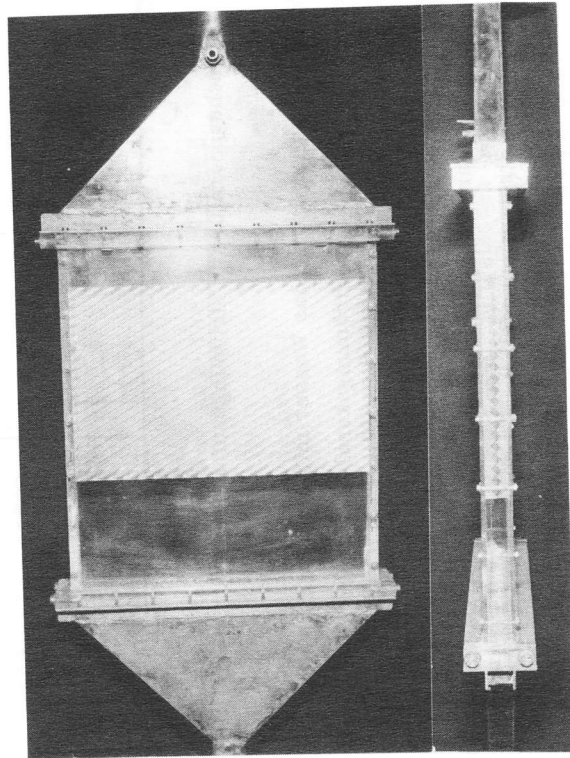


Bild 2.2: Strömungskanal mit Strömungsmodell

Die bei den Versuchen benutzten Kanalbreiten B können dem Bild 2.3 entnommen werden. Die Strömungsmodelle sind 260 [mm] lang. Die Farbinjektion erfolgte etwa 70 [mm] nach dem Eintritt ins Strömungs-

modell in der Mitte der Kreuzungszone zweier gegenüberliegender Zahnkanäle.

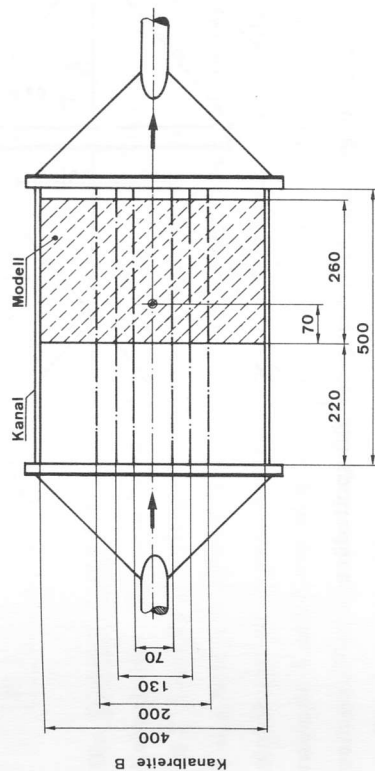


Bild 2.3: Abmessungen von Strömungsmodell und Strömungskanal

Die Versuche wurden mit drei Strömungsmodellen unterschiedlicher Neigungswinkel aber gleicher Zahnkanalgeometrie durchgeführt. Die letztere entspricht etwa jener der BX-Packung.

Neigungswinkel φ : 30, 45 und 60 [°]

Basislänge b_o : 10,2 [mm]

Zahnwinkel γ : 78 [°]

hydraulischer Durchmesser nach Gl. (2.6) d_h^i : 7,93 [mm]

Die Einspritzdüse für die Farbinjektion wurde so ausgebildet, dass in der Kreuzungszone eine möglichst homogene Farbverteilung erreicht wird, ohne die Zahnkanalströmungen stark zu stören. Das Bild 2.4 zeigt einen Schnitt durch die Düse und einen Ausschnitt des Strömungsmodells. Die Schnittebene liegt senkrecht zur Strömungsrichtung.

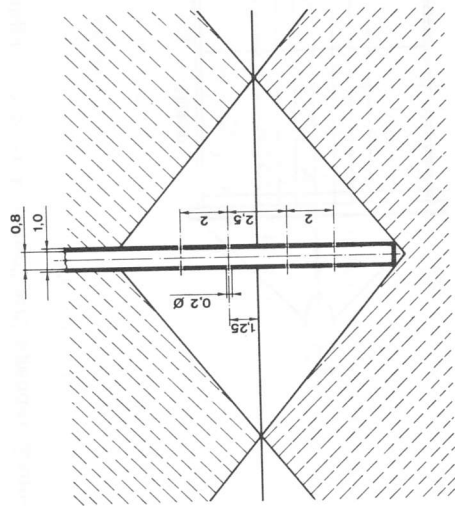


Bild 2.4: Abmessungen und Anordnung der Einspritzdüse

2.1.2.2 Zusammenstellung der Strömungsbilder

Aus einer grossen Zahl von Strömungsaufnahmen werden im folgenden einige besonders repräsentative herausgegriffen und besprochen. Die Bilder wurden im Bereich $50 \leq Re \leq 600$ aufgenommen. Bei einer Erhöhung der Reynoldszahl über den Wert 600 waren keine wesentlichen Veränderungen im Strömungsbild mehr zu erkennen.

Hier muss noch auf eine Unvollkommenheit hingewiesen werden, die bei der Beurteilung der folgenden Bilder zu beachten ist.

Es gelang nämlich nicht, in der Einspritz-Kreuzungszone eine vollkommen gleichmässige Farbverteilung über den ganzen Querschnitt der beiden Zahnkanäle zu erzeugen. Dies führte zu Unregelmässigkeiten und Unsymmetrien im Strömungsbild. Eine weitere Schwierigkeit bestand darin, dass schon bei geringsten Dichteunterschieden zwischen der Farblösung und dem Strömungsmedium (Wasser) infolge Absinkens oder Aufsteigens der Farblösung eine der beiden Zahnkanalrichtungen bevorzugt wurde.

Bei einer Kanalbreite B von 400 [mm] konnten die ersten turbulenten Wirbel bei den folgenden Reynoldszahlen beobachtet werden:

Tabelle 2.2: Beobachtete Laminaritätsgrenzen beim Strömungsmodell

Neigungswinkel	Reynoldszahl Re
30 [°]	ca. 300
45 [°]	ca. 200
60 [°]	ca. 90

Die Bilder 2.5 und 2.6 zeigen Aufnahmen aus dem laminaren, dem Uebergangs- und dem turbulenten Strömungsbereich an den Modellen mit 30 [°] und 60 [°] Neigungswinkel. Mit Ausnahme der Aufnahmen 3 und 5 von Bild 2.6 entstanden alle Photos bei kontinuierlicher Einspritzung einige Zeit nach dem Austreten der Farbfront aus dem Modell. Die Aufnahmen 3 und 5 von Bild 2.6 halten die Farbausbreitung nach einer kurzzeitigen Farbeinspritzung fest⁸.

Die Strömungsbilder lassen erkennen, dass die Gasströmung gegenüber der Filmströmung⁹ eine sehr gute seitliche Vermischung erfährt. Der Farbindikator wird beim Durchströmen des Modells fächerartig verteilt. Der Farbfächer wird seitlich durch die beiden Zahnkanäle begrenzt, welche sich an der Einspritzstelle kreuzen.

⁸ 3: Einspritzdauer: 1,5 [s], Aufnahmezeitpunkt 4,5 [s] nach Einspritzbeginn

5: Einspritzdauer: 1,5 [s], Aufnahmezeitpunkt 6 [s] nach Einspritzbeginn

⁹ Die Stromlinien des Flüssigkeitsfilms liegen ungefähr auf Fallgeraden der Zahnkanalflanken (Abschnitt 2.1.1). Die Flüssigkeitsteilchen bewegen sich also näherungsweise parallel zur Kolonnenachse.

Besonders deutlich ist der Unterschied zwischen laminarer und turbulenter Strömung bei der Ausbreitung des Farbindikators zu sehen. Dies wird in den Bildern 2.7 und 2.8 am Beispiel des $45 [^\circ]$ -Modells mit einigen Serieaufnahmen gezeigt.

Das Bild 2.7 lässt besonders gut erkennen, dass sich in den Zahnkanälen eine Kanalströmung in der durch den Neigungswinkel gegebenen Richtung ausbildet. Die Richtung der beiden gegenüberliegenden Zahnkanalströmungen unterscheidet sich um den doppelten Neigungswinkel. Sie beeinflussen sich aber gegenseitig nur wenig. Zwar konnte eine leichte Rotation der Zahnkanalströmung um ihre Strömungsachse beobachtet werden. Das Gebiet einer deutlichen gegenseitigen Beeinflussung der gegenüberliegenden Zahnkanalströmungen ist aber relativ klein. Diese Zone zwischen den beiden Zahnkanalströmungen wird im folgenden als "Zwischenschicht" bezeichnet.

Der durch die Zwischenschicht aus einer Zahnkanalströmung in die gegenüberliegende übergehende Teil des Strömungsmediums ist für die Farbverteilung zwischen den beiden, den Farbfächer begrenzenden Zahnkanälen ausschlaggebend. Im laminaren Strömungsbereich ist der in einer Kreuzungszone übertretende Anteil umso grösser, je dicker die Zwischenschicht ist¹⁰. Der übergehende Anteil ist bei kleinen Reynoldszahlen relativ gross, nimmt mit zunehmender Reynoldszahl ab und erreicht an der Laminaritätsgrenze ein Minimum (dort ist die laminare Zwischenschicht am dünnsten). Die Aufnahmen 2 von Bild 2.5 und 3 von Bild 2.6 bestätigen, dass die Wahrscheinlichkeit für ein Teilchen, aus demselben Zahnkanal aus dem Modell auszutreten, in welchen es einströmte, im Gebiet der Laminaritätsgrenze am grössten ist. Dort ist der seitliche Transport der Gasströmung gegenüber der flüssigen Phase also am besten.

Bei einer weiteren Erhöhung der Reynoldszahl treten in der Zwischenschicht die ersten turbulenten Wirbel auf, während die Zahnkanalströmung noch laminar ist. Die turbulenten Bewegungen bewirken nun mit zunehmender Reynoldszahl eine Intensivierung des Austauschs zwischen

¹⁰ Berechnung der laminaren Zwischenschichtdicke: Abschnitt 2.1.3.7

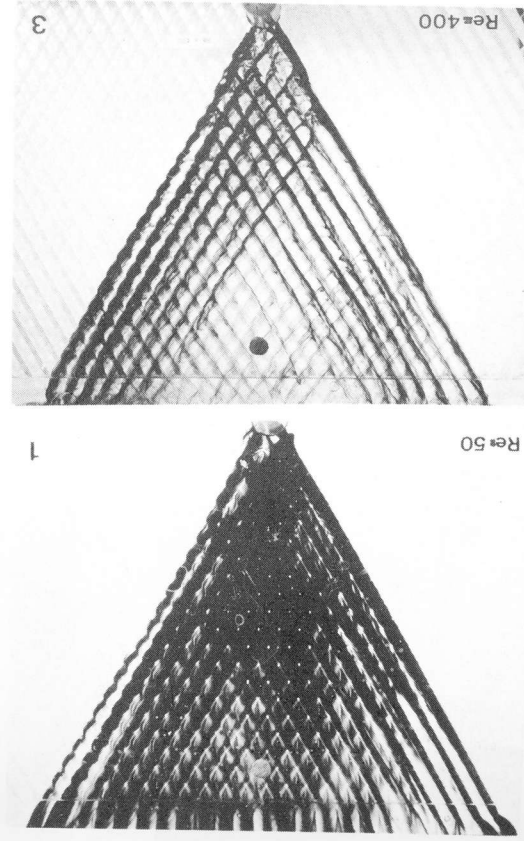
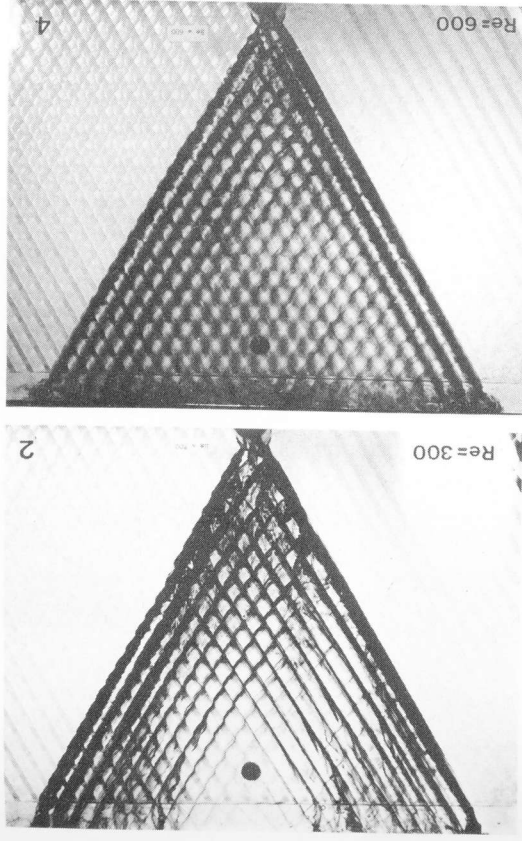


Bild 2.5: Strömungsaufnahmen am $30 [^\circ]$ -Modell Kanalbreite $B = 400$ [mm], kontinuierliche Einspritzung

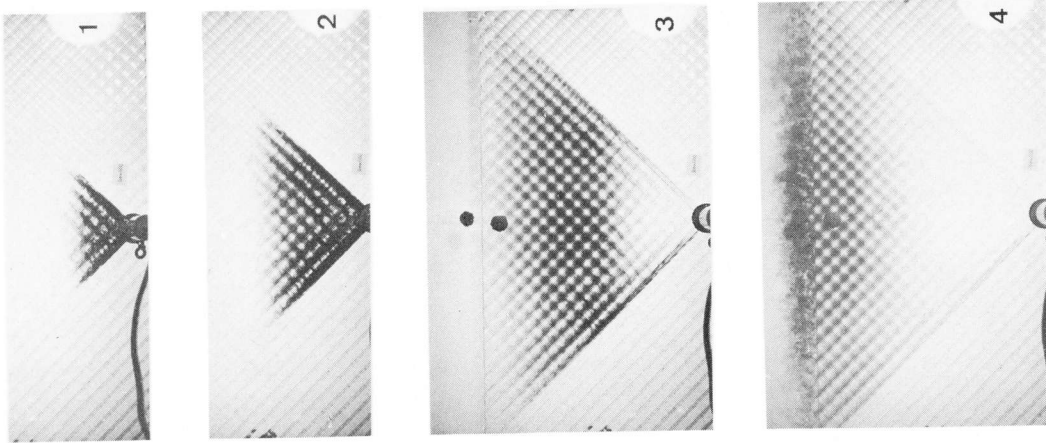


Bild 2. 8: Indikatorausbreitung bei turbulenter Strömung
 45 [°]-Modell, Kanalbreite B = 400 [mm]
 Reynoldszahl: 600
 kurzzeitige Einspritzung, Dauer: 0,6 [s]
 Aufnahmen: 0,6, 1,2, 1,8, 2,4 [s] nach Einspritzbeginn

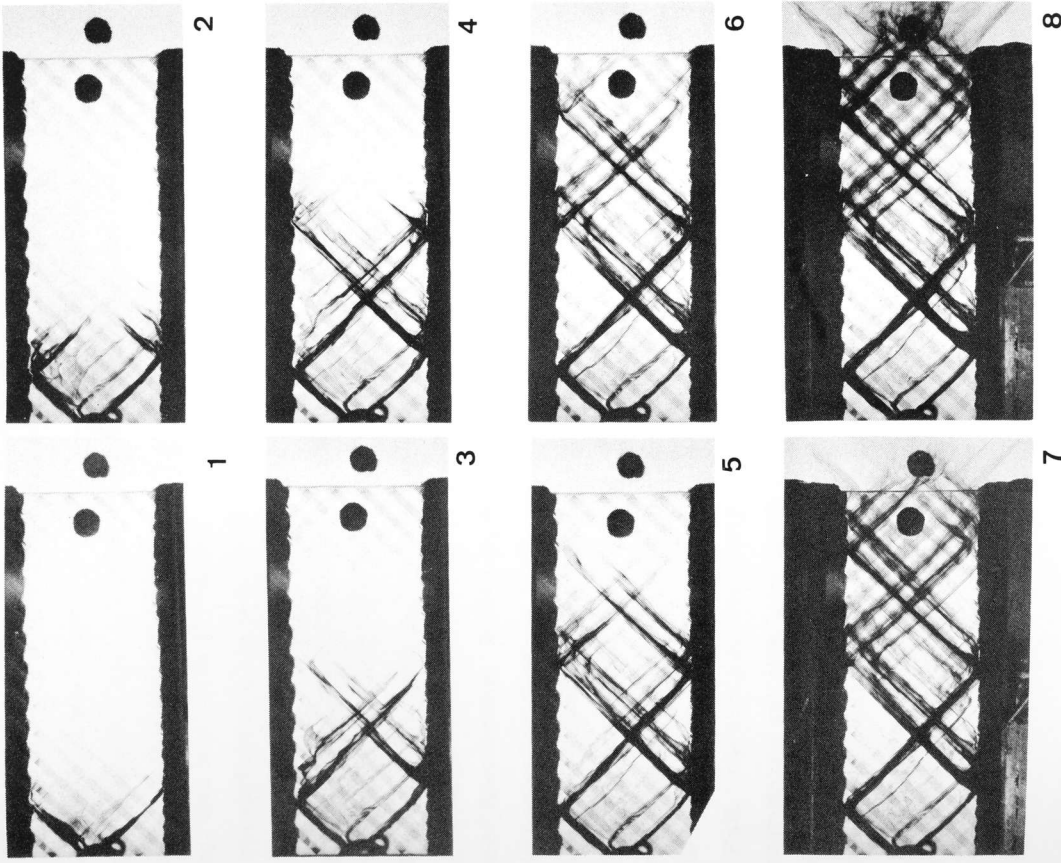


Bild 2. 9: Ausbreitung der Farbfront
 45 [°]-Modell, Kanalbreite B = 70 [mm]
 Reynoldszahl: 200 (Laminaritätsgrenze)

den Zahnkanälen. Man sieht dies z. B. im Bild 2. 8. Die Farbe, die während der Einspritzung in die zwei äussersten Zahnkanäle gelangte, ver-schwindet bis zum Austritt aus dem Modell weitgehend aus diesen.

Die Bilder 2. 7 und 2. 8 geben auch einen Eindruck über das unterschiedliche Verweilzeitspektrum von laminarer und turbulenter Strömung. Bei laminarer Strömung wird das Verweilzeitspektrum breiter als bei turbulenter. In dem im Bild 2. 7 festgehaltenen Fall waren Farbspuren noch eine Minute nach Einspritzbeginn zu sehen. Etwa 3 [s] nach Einspritzbeginn war bei der turbulenten Strömung (Bild 2. 8) schon alle Farbe aus dem Modell verschwunden.

Eine gute Illustration der beschriebenen Kanalströmung ist das Bild 2. 9. Es zeigt die Ausbreitung der Farbfront bei laminarer Strömung und kleiner Kanalbreite. An den seitlichen Begrenzungen wird die Zahnkanalströmung reflexionsartig in die gegenüberliegenden Zahnkanäle umgelenkt. Die Zahnkanalströmung bleibt auch nach diesen Umlenkungen erhalten. Die Aufnahmen im Bild 2. 9 zeigen weiter, dass die mittlere Zahnkanalgeschwindigkeit auch bei diesem Beispiel häufiger seitlicher Umlenkungen über die Kanalbreite etwa konstant ist. Wäre dies nicht der Fall, müssten aus Kontinuitätsgründen schon vor der seitlichen Kanalbegrenzung gut sichtbare Indikator Mengen aus den Zahnkanälen in die jeweils gegenüberliegenden übertreten, weil bei einem deutlichen Geschwindigkeitsabfall gegen die seitlichen Kanalbegrenzungen dort auch die mittlere Geschwindigkeit in Zahnkanalrichtung entsprechend reduziert würde.

2.1.2.3 Zusammenfassung der Ergebnisse

Die Ergebnisse der Sichtbarmachung der gaseitigen Strömung in der Sulzerpackung werden nachfolgend zusammengestellt:

1. In den Zahnkanälen bildet sich eine Zahnkanalströmung in der durch den Neigungswinkel gegebenen Richtung aus.
2. Die Zahnkanalströmung bleibt auch nach der Umlenkung an der Kolonnenwand erhalten.
3. Die ersten turbulenten Wirbel treten in der Zwischenschicht zwischen den gegenüberliegenden Zahnkanalströmungen auf. Die Laminaritätsgrenze ist vom Neigungswinkel der Packung abhängig. Sie verschiebt sich mit zunehmendem Neigungswinkel zu kleineren Reynoldszahlen. (Tabelle 2.3).
4. Bei sehr tiefen Kolonnendrücken (Größenordnung: 1 [Torr]) kann die gaseitige Strömung unter üblichen Betriebsbedingungen laminar werden.
5. Die durch den Richtungsunterschied der gegenüberliegenden Zahnkanäle bedingte Rotation der Zahnkanalströmung ist erstaunlich schwach.
6. Die mittlere Geschwindigkeit zwischen zwei Packungslagen ist über die ganze Kanalbreite nahezu konstant.
7. Der seitliche Transport der Gasströmung gegenüber der Filmströmung ist von der Reynoldszahl abhängig. Im Uebergangsbereich zwischen laminarer und turbulenter Strömung ist sie am besten.

2.1.3 Druckverlustuntersuchungen an den Strömungsmodellen

Der Druckverlust in einer mit der Sulzerpackung gefüllten Kolonne setzt sich aus dem Druckverlust in den einzelnen Packungspaketen bei hydraulisch glatter Oberfläche, dem Umlenkdruckverlust an den Kolonnenwänden, dem Umlenkdruckverlust zwischen den Packungspaketen und dem

Zusatzdruckverlust, der durch die Filmbewegung und die Welligkeit der freien Grenzfläche hervorgerufen wird, zusammen.

Um Aufschluss über die Grösse der einzelnen Druckverlustanteile zu erhalten, werden in dieser Arbeit nur die beiden erstgenannten Anteile untersucht. Der Gesamtdruckverlust wird in einer späteren Arbeit an einer Absorptionskolonne mit 190 [mm] Innendurchmesser gemessen. Der Druckverlust der ausgebildeten Strömung¹¹ zwischen den einzelnen Packungslagen bei hydraulisch glatter Oberfläche und der Umlenkdruckverlust an der Kolonnenwand können mit den bereits beschriebenen Strömungsmodellen experimentell bestimmt werden.

2.1.3.1 Apparatur zur Messung des Druckverlusts

Für die Druckverlustmessungen wurde im wesentlichen die schon im Abschnitt 2.1.2.1 beschriebene Apparatur benützt. Einige Aenderungen waren nötig, weil der Druckverlust aus dem bereits erwähnten Grund der hohen Messgenauigkeit des "Betz-Manometers" mit Luft als Strömungsmedium gemessen wurde. Im folgenden werden deshalb nur die gegenüber der im Bild 2.1 wiedergegebenen Apparatur neuen Anlageteile erwähnt; Bild 2.10

¹¹ Vergleiche dazu die Erläuterungen im Abschnitt 2.1.3.2

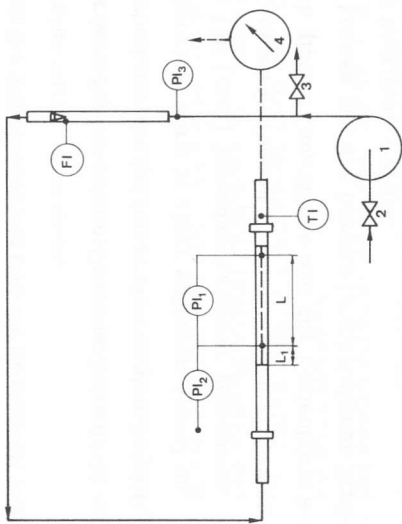


Bild 2. 10: Versuchsapparatur für die Druckverlustmessungen

Die Luft wird mit dem Ventilator 1 durch die Apparatur gefördert. Das Drosselventil 2 und das Abblasventil 3 dienen der Volumenstromregulierung. In der Kanalmitte wurden im Strömungsmodell an zwei Zahnkanal-Kreuzungsstellen im Abstand L Druckmessbohrungen angebracht. Das Rotameter wurde mit der nassen Gasuhr 4 geeicht¹². Diese fand auch bei den Druckverlustmessungen im Bereich sehr niedrigen Luftvolumenstroms Verwendung.

Die Anordnung von nur zwei Druckmessbohrungen in der Kanalmitte setzt voraus, dass die Druckänderungen senkrecht zur Kanalachse gegenüber dem Druckverlust in der Messstrecke vernachlässigbar sind. Da der Druck am Ein- und Austritt auf der ganzen Kanalbreite konstant ist und weil der Druckausgleich innerhalb des Modells in seitlicher Richtung durch die Zahnkanäle und zwischen den gegenüberliegenden Zahnkanälen in den Kreuzungszonen erfolgen kann, ist zu erwarten, dass diese Voraussetzung erfüllt ist. Wenn man den seitlichen Druckausgleich durch die Zahnkanalströmung und den Uebergang des Strömungsmediums durch die Kreuzungszonen ausschliesst, erkennt man durch Aufzeichnen des Druckverlaufs in den einzelnen Zahnkanälen, dass in diesem fiktiven Fall

¹² Anhang I: Eichung des Rotameters

der Druckunterschied senkrecht zur Kanalachse höchstens die Hälfte des Umlenckdruckverlusts betragen könnte. Da mit diesem Gedankenexperiment der seitliche Druckausgleich durch die Zahnkanäle und Kreuzungszonen nicht berücksichtigt wird, ist der Druckunterschied senkrecht zur Kanalachse in Wirklichkeit wesentlich kleiner als ein halber Umlenckdruckverlust. Die Umlenckdruckverluste sind von der Grössenordnung des Staudrucks. Die zwischen den Druckmessbohrungen gemessene Druckdifferenz ist acht bis vierhundert mal grösser als der Staudruck. Das Anbringen der zwei Druckmessbohrungen in der Kanalmitte ist deshalb gerechtfertigt.

Der Abstand L_1 der ersten Druckmessbohrung vom Eintritt ins Strömungsmodell und der Abstand L zwischen den beiden Druckmessbohrungen können der Tabelle 2. 3 entnommen werden.

Tabelle 2. 3: Anordnung der Druckmessbohrungen

Neigungswinkel φ [°]	Abstand L_1 [m]	Abstand L [m]
30	0, 0408	0, 203
45	0, 0721	0, 173
60	0, 0690	0, 177

Die Messgrössen und die zu deren Ermittlung verwendeten Messinstrumente sind in der folgenden Uebersicht zusammengestellt:

Messgröße		Messinstrument	Angaben zum Messinstrument
Volumenstrom	\dot{V}_g	geeichtes Rotameter ¹³	FI Metric-35 mit Aluminium- und Koraniteschwimmer ¹⁴
Temperatur am Modellaustritt	T_M	Thermoelement	TI Kupfer-Konstantan
Druckdifferenz zwischen den beiden Bohrungen	Δp_M	Betz-Manometer	PI ₁ Original Betz-M. Aerodynam. Inst. Göttingen. Messbereich 400 [mm WS]
Ueberdruck in der ersten Bohrung	p_α	Betz-Manometer	PI ₂ gleiches Instrument
Ueberdruck am Rotameter Eintritt	p_R	U-Rohrmanometer	PI ₃ Sperrflüssigkeit: Wasser
Umgebungsdruck	p_o	Hg-Barometer	

Der Strömungskanal und die eingebauten Strömungsmodelle wurden bereits im Abschnitt 2.1.2.1 beschrieben. Das Bild 2.11 gibt Aufschluss über die Ausbildung der Druckmessbohrungen.

¹³ Bei sehr kleinen Durchsätzen und zur Eichung des Rotameters wurde eine nasse Gasuhr der "Gas- und Wassermessfabrik AG, Zürich" für einen maximalen Luftvolumenstrom von 15 [m³/h] verwendet.
¹⁴ Rotameter Mfg. Co. Croydon.

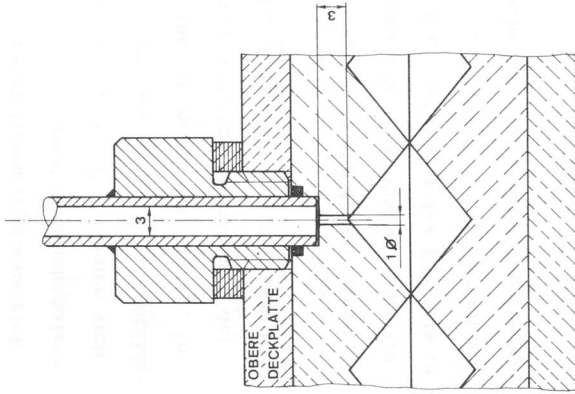


Bild 2.11: Druckmessbohrung

2.1.3.2 Bemerkungen zur Lage der Druckmessbohrungen

Die einzelnen Pakete der Sulzerpackung werden gegeneinander um je 90 [°] verdreht in die Kolonne eingebaut. Deshalb erfährt die Gasströmung nach dem Durchlaufen jedes Packungspakets eine Umlenkung. Die Zahnkanalströmung im jeweils folgenden Packungspaket kann daher erst nach einer gewissen Anlaufstrecke wieder "ausgebildet" sein.

Von einer ausgebildeten Strömung im üblichen Sinn¹⁵ kann bei der Sulzerpackung nicht gesprochen werden. Vom Eintritt in jede Kreuzungszone bildet sich zwischen den gegenüberliegenden Zahnkanalströmungen eine Zwischenschicht aus. In dieser findet die Umlenkung aus einer Zahnkanalrichtung in jene des gegenüberliegenden Zahnkanals statt. Man

¹⁵ z. B. ECKERT [19], S. 75

hat es hier also mit einem von Kreuzungszone zu Kreuzungszone sich stetig wiederholenden Anlaufvorgang zwischen den beiden Zahnkanalströmungen zu tun. Lediglich die Zahnkanalströmungen selbst können sich in einem beschränkten Sinn "ausbilden". Unter dem Begriff "ausgebildete Strömung" wird deshalb im folgenden eine Strömung verstanden, in welcher sich die Geschwindigkeiten an entsprechenden Punkten in der Kreuzungszone beim Durchströmen der Packung nicht mehr wesentlich voneinander unterscheiden.

Das Geschwindigkeitsprofil in der Anlaufstrecke und deren Länge sind bei der Packung und beim Strömungsmodell verschieden, weil die Umlenkung der Strömung am Eintritt und die Ausbildung des Einlaufs in den beiden Fällen nicht übereinstimmen. Aus diesem Grund wurden die Druckverlustmessungen am Strömungsmodell auf das Gebiet der ausgebildeten Gasströmung beschränkt.

Die Länge der Strömungsmodelle durfte aus Herstellungsgründen nicht grösser als 260 [mm] gewählt werden. Um diese Länge für die Druckverlustmessungen gut ausnutzen zu können, musste die erste Druckmessbohrung möglichst nahe am Modelleintritt angebracht werden. Für die Druckverlustmessungen ist es genügend, wenn sich der Druckverlust pro Längeneinheit in der Zahnkanalströmung am Ort der ersten Messbohrung von jenem in der vollausgebildeten Strömung nicht mehr spürbar unterscheidet.

Die Anlaufstrecke wird an der Laminaritätsgrenze am grössten (FLEMMING [17], AHMED [18]). Die Anlaufstrecke der Zahnkanalströmung an der Laminaritätsgrenze soll deshalb im folgenden abgeschätzt werden. Zu diesem Zweck wird angenommen, dass die Zahnkanalströmung der Strömung in einem geschlossenen Dreieckkanal entspreche. Der hydraulische Durchmesser $d_{h\Delta}$ dieses Dreieckkanals folgt mit $h = b_o / (2 \operatorname{tg} \chi / 2)$ und $s_o = b_o / (2 \sin \chi / 2)$ aus dem Bild 1. 3:

$$d_{h\Delta} = \frac{b_o \cos \frac{\chi}{2}}{(\sin \frac{\chi}{2} + 1)} \quad (2.7)$$

Zur Bildung der Reynoldszahl der entsprechenden Dreieckkanalströmung muss die mittlere Gasgeschwindigkeit in Zahnkanalrichtung $\bar{w}_x = \bar{w}_g / \cos \varphi$ als charakteristische Geschwindigkeit eingeführt werden. Die Reynoldszahl der der Zahnkanalströmung entsprechenden Dreieckkanalströmung Re_{Δ} wird definiert als:

$$Re_{\Delta} = \frac{\bar{w}_x}{\eta_g} \rho_g \frac{d_{h\Delta}}{\eta_g} \quad (2.8)$$

Oder mit der Gl. (2.7):

$$Re_{\Delta} = \frac{\bar{w}_g}{\eta_g} \frac{\rho_g b_o}{\eta_g} \frac{\cos \frac{\chi}{2}}{\cos \varphi (\sin \chi / 2 + 1)} \quad (2.9)$$

Beim Strömungsmodell folgt aus den Gln. (2.1), (2.6) und (2.9):

$$Re_{\Delta} = Re'_g \frac{1}{(\sin \frac{\chi}{2} + 1) \cos \varphi} \quad (2.10)$$

Die laminare Anlaufströmung in geschlossenen Dreieckkanälen wurden von FLEMMING und SPARROW [17] untersucht. Beim gleichschenkeligen Dreieck mit einem Spitzenwinkel von $78 [^\circ]$ fanden sie für einen Unterschied des Widerstandsbeiwerts von 5% nach der Einlaufänge L_E gegenüber der voll ausgebildeten Strömung die folgende Beziehung:

$$L_E / d_{h\Delta} \approx 0,06 \operatorname{Re} \quad (2.11)$$

Die Reynoldszahlen an der Laminaritätsgrenze können der Tabelle 2.2 entnommen werden. Aus der Gl. (2.10) folgt die Reynoldszahl der entsprechenden Dreieckkanalströmung. Die Gln. (2.7) und (2.11) liefern damit die Einlaufänge L_E für einen Widerstandsbeiwert, welcher 5%

16 Bei der wirklichen Packung, also bei endlichen Film- und Gewebedicken, erhält man praktisch denselben Wert für den hydraulischen Durchmesser wie nach der Gl. (2.7).

über dem Wert der ausgebildeten Dreieckkanalströmung liegt. Der dazugehörige Abstand $L_{1\min}$ der ersten Messbohrung vom Eintritt ins Strömungsmodell (Bild 2.10) beträgt: $L_{1\min} = L_E \cos \varphi$.

Die Ergebnisse dieser Abschätzung findet man in der Tabelle 2.4. Ein Vergleich mit den tatsächlichen Abständen L_1 der Tabelle 2.3 zeigt, dass Anlaufeffekte in die Druckverlustmessungen am $30 [^\circ]$ -Modell eingehen könnten. Aus diesem Grund wurde die Druckmessstrecke L beim $30 [^\circ]$ -Modell durch Anbringen einer dritten Druckmessbohrung in zwei Abschnitte unterteilt. Da die Messungen an beiden Abschnitten bei gleicher Reynoldszahl dieselben Druckverlustbeiwerte ergaben, wird auch in diesem Fall nur der Druckverlust der ausgebildeten Strömung gemessen.

Tabelle 2.4: Anlaufstrecke der entsprechenden Dreieckkanalströmung an der Laminaritätsgrenze

Neigungswinkel $[\circ]$	d_h^i [m]	Re'_g	$d_{h\Delta}$ [m]	Re_Δ	L_E [m]	$L_{1\min}$ [m]
30	0,00793	300	0,00487	213	0,0621	0,0537
45	0,00793	200	0,00487	174	0,0507	0,0358
60	0,00793	90	0,00487	111	0,0323	0,0161

2.1.3.3 Auswertung der Druckverlustmessungen

In Analogie zum Druckverlust in Kanälen kann der Druckverlust einer beliebigen Füllkörperpackung durch den dimensionslosen Widerstandsbeiwert in Abhängigkeit der Reynoldszahl beschrieben werden, wenn für die Berechnung des hydraulischen Durchmessers der Flüssigkeitsbetriebsinhalt berücksichtigt und wenn als charakteristische Geschwindigkeit die Relativgeschwindigkeit zwischen der mittleren Gasgeschwindigkeit und der Filmoberflächengeschwindigkeit gewählt wird (GLASER [15]). Im Abschnitt 2.1.1 wurde bereits darauf hingewiesen, dass die Filmoberflächengeschwindigkeit im normalen Einsatzbereich der Sulzerpackung gegenüber der für den Druckverlust massgebenden mittleren Geschwin-

digkeit in Zahnkanalrichtung vernachlässigbar klein ist. Der Widerstandsbeiwert und die Reynoldszahl können deshalb mit der mittleren Geschwindigkeit nach der Gl. (2.3) gebildet werden. Der hydraulische Durchmesser folgt aus der Gl. (2.2)

Der Druckverlust in einer Packung der Höhe L betrage Δp . Damit wird der Widerstandsbeiwert:

$$c_f = \frac{\Delta p}{\rho_g / 2 \bar{w}_g^2 L / d_h} \quad (2.12)$$

Am Strömungsmodell wird nur der Druckverlust Δp_M in der ausgebildeten Strömung bei hydraulisch glatter Oberfläche und der Einfluss der Kanalbreite auf den Druckverlust gemessen. Der Widerstandsbeiwert des Strömungsmodells c_{fM} folgt mit der mittleren Gasgeschwindigkeit aus der Gl. (2.4) zu:

$$c_{fM} = \frac{\Delta p_M}{\rho_g \bar{w}_g^2 \frac{L}{d_h^i}} \quad (2.13)$$

Aus den Druckverlustmessungen bei verschiedenen Kanalbreiten kann auf den Widerstandsbeiwert bei unendlicher Kanalbreite $c_{fM\infty}$ geschlossen werden. Der Widerstandsbeiwert bei endlicher Kanalbreite ist gegenüber dem Wert $c_{fM\infty}$ um den durch die Umlenkungen an der seitlichen Kanalbegrenzung¹⁷ bedingten Druckverlustanteil grösser:

$$c_{fM} = c_{fM\infty} + c_{fU} \quad (2.14)$$

Der Widerstandsbeiwert bei unendlicher Kanalbreite und ausgebildeter Strömung ist nur von der Reynoldszahl¹⁸ und vom Neigungswinkel abhängig:

$$c_{fM\infty} = c_{fM\infty}(\text{Re}_g, \varphi) \quad (2.15)$$

¹⁷ die seitliche Kanalbegrenzung entspricht der Kolonnenwand
¹⁸ beim Strömungsmodell gilt: $\text{Re}_g = \text{Re}_g^i$

Bei endlicher Kanalbreite tritt das Verhältnis der Kanalbreite B zum hydraulischen Durchmesser als zusätzliche Einflussgröße hinzu:

$$c_{fM} = c_{fM}(\text{Re}_g, \varphi, B/d_h') \quad (2.16)$$

Zur experimentellen Ermittlung der Funktion (2.15) müssen die Luftdichte im Strömungsmodell ρ_g , die mittlere Geschwindigkeit \bar{w}'_g und die dynamische Zähigkeit η_g zu jedem Messpunkt berechnet werden.

Der mittlere Druck in der Messstrecke des Strömungsmodells beträgt:

$$p_M = p_o + p_\alpha - \Delta p_M/2 \quad (2.17)$$

Die Temperatur in der Mitte der Messstrecke darf der nach dem Austritt aus dem Strömungsmodell gemessenen Temperatur T_M gleichgesetzt werden¹⁹. Ausgehend von der Dichte trockener Luft bei 760 [Torr] und 20 [C]²⁰ wird die Luftdichte ρ_g in der Messstrecke bei der Zustandsgleichung für ideale Gase berechnet:

$$\rho_g = 1,205 \frac{p_M}{760} \frac{293,15}{T_M} \quad (2.18)$$

Der freie Strömungsquerschnitt der Strömungsmodelle ist das Produkt aus der Kanalbreite B und der Zahnkanalhöhe h . Mit $h = b_o/2 \text{ tg } \gamma / 2$ folgt aus der Gl. (2.4):

$$w'_g = \frac{\dot{V}}{g} \frac{2 \text{ tg } \gamma / 2}{B b_o} \quad (2.19)$$

¹⁹ Die maximale Luftgeschwindigkeit betrug in der Zahnkanalrichtung etwa 10 [m/s]. Dem entspricht bei adiabatem Aufstau der Luft eine Differenz zwischen der Temperatur des Strömungsmediums und der Staupunkttemperatur von 0,05 [C] (WUEST [16] S. 117). Der Druckabfall zwischen der Mitte der Messstrecke und der Temperaturmessstelle ist gering, und die durchströmende Luft ist beinahe auf Umgebungstemperatur.

²⁰ aus GROEBER, ERK, GRIGULL [20] S. 416

²¹ alle Drücke in [Torr], T_M in [K]

Der Volumenstrom \dot{V}_g wird nach GRASSMANN [13] S. 455 aus den Eichgleichungen (A 1) bzw. (A 2) für die in der Messstrecke herrschende Luftdichte ermittelt:

$$w'_g = \frac{\dot{V}}{g} \text{Ro} \sqrt{\frac{T_M}{p_M}} \sqrt{\frac{p_o + p_R}{p_M}} \frac{3,248 \text{ tg } \gamma / 2}{B b_o} \quad (2.20)$$

Die dynamische Viskosität der Luft wird im Versuchsbereich von 15 bis 25 [C] durch die folgende Gleichung gut wiedergegeben²²:

$$\eta_g = 1,82 \cdot 10^{-5} \left(\frac{T_M}{293,15} \right)^{0,76} \quad (2.21)$$

Der hydraulische Durchmesser d_h' der Strömungsmodelle beträgt 7,93 [mm], der Messondenabstand L kann der Tabelle 2.3 entnommen werden.

Mit diesen Angaben wurde die Reynoldszahl Re_g aus der Gl. (2.6) und der Widerstandsbeiwert c_{fM} aus der Gl. (2.13) für jeden Messpunkt auf der Rechenanlage des RZETH²³ berechnet. Im Anhang II wird ein Messprotokoll mit den Ergebnissen der Auswertung als Beispiel gezeigt. Wegen der grossen Zahl von Messungen wird auf die Wiedergabe weiterer Protokolle verzichtet. Die Ergebnisse aller Auswertungen sind im Bild 2.12 eingetragen.

2.1.3.4 Messergebnisse

Die aus dem Bild 2.12 erkennbare Abhängigkeit des Widerstandsbeiwerts von der Reynoldszahl entspricht qualitativ der bei ungeordneten, trockenen Füllkörperschüttungen beobachteten. Die Widerstandsbeiwerte des 45°-Strömungsmodells sind über den ganzen Reynoldsbereich ungefähr

²² Nach Tabellenwerten für trockene Luft aus GROEBER, ERK,

GRIGULL [20] S. 416

²³ Rechenzentrum an der ETH-Zürich.

gleich gross wie die aus Messungen an Raschring- und Pallringschüttungen ermittelten (KAST [21], REICHELDT und BLASS [22]). Die Widerstandsbeiwerte des 30° -Strömungsmodells erreichen nur etwa 30% der Werte von Raschring- und Pallringschüttungen. Die am 60° -Strömungsmodell gemessenen Widerstandsbeiwerte sind bis zu 14 mal grösser als beim 30° -Strömungsmodell.

Die im Bild 2, 12 eingezeichneten Kurven gehen vom laminaren Strömungsbereich im linken Teil des Diagramms stetig zum turbulenten im rechten Diagrammteil über. Die bei der Sichtbarmachung der Strömung beobachteten Laminaritätsgrenzen der Tabelle 2, 2 werden durch den Verlauf dieser Kurven bestätigt²⁴.

Bei regellosen Füllkörperpackungen ist der Wandinfluss auf den Druckverlustbeiwert wesentlich schwächer als bei den untersuchten Strömungsmodellen. Während sich der Wandinfluss bei Raschring- und Kugelschüttungen erst für ein Verhältnis von Kolonnen- zu Füllkörperdurchmessern unter 10²⁵ bemerkbar macht (KAST [21], KIRSCHBAUM [8] S. 463), tritt bei den Strömungsmodellen bereits bei einem (B/d'_h) -Verhältnis von 50 ein deutlicher Wandinfluss auf. Das Bild 2, 12 zeigt, dass er im Gegensatz zu regellosen Füllkörperpackungen eine Vergrösserung des Druckverlusts für kleiner werdende Kanalbreiten (bzw. Kolonnendurchmesser) bewirkt²⁶. Die Abnahme des Druckverlusts mit kleiner werdendem Kolonnendurchmesser bei regellosen Füllkörperpackungen wird durch die Vergrösserung des freien Strömungsquerschnitts in der Nähe der Kolonnenwand verursacht. Die Kanalbreite der Strömungsmodelle hat dagegen keinen Einfluss auf den freien Strömungsquerschnitt in der Nähe der seitlichen Kanalbegrenzungen. Auch bei der wirklichen Packung

²⁴ Die theoretische Abhängigkeit des Widerstandsbeiwerts von der Reynoldszahl wird für die laminare Strömung im Abschnitt 2, 1, 3, 6 bestimmt. Siehe Bild 2, 19.

²⁵ Diesem Wert entspricht ein Verhältnis von Kolonnendurchmesser zu hydraulischem Durchmesser von ca. 12 bis 13

²⁶ Eine Ausnahme bilden die Kugelschüttungen. Sie weisen bei kleineren Kolonnendurchmessern höhere Druckverluste auf (METHA und HAWLEY [23]).

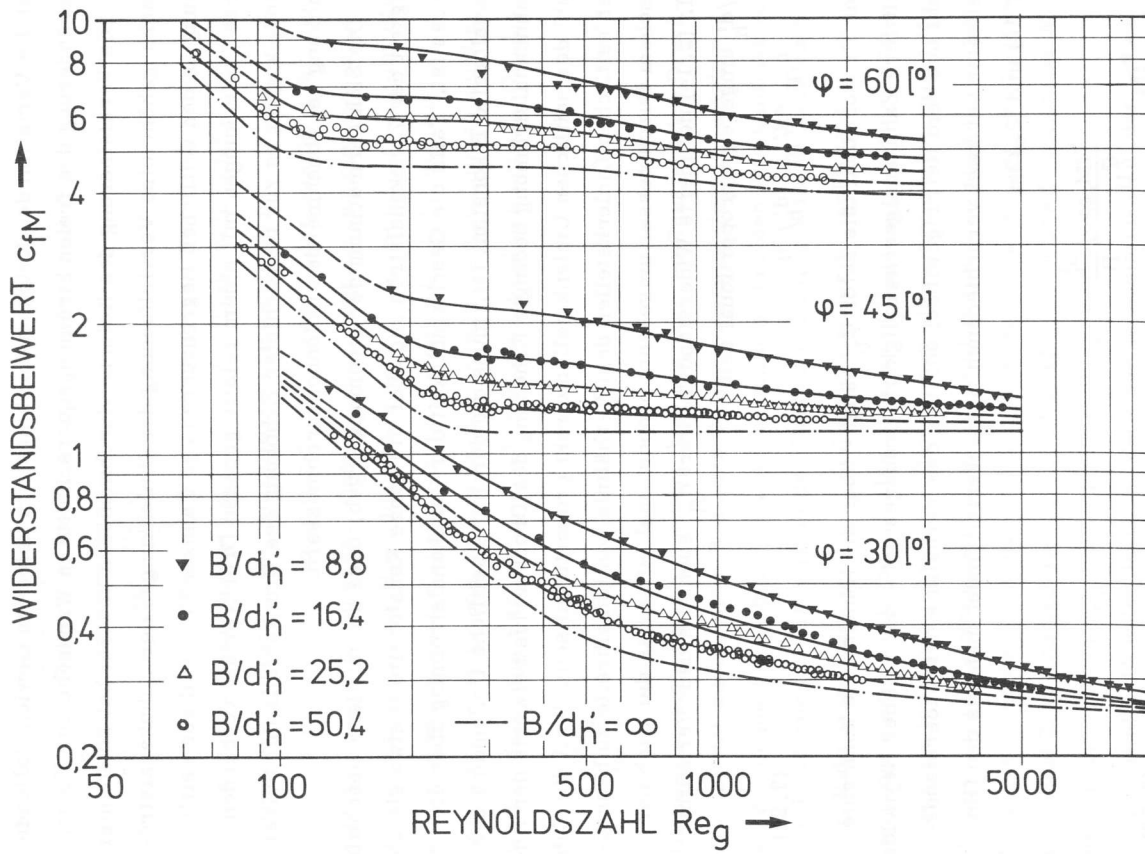


Bild 2, 12: Druckverlust der Strömungsmodelle

hat die Variation des Kolonnendurchmessers keine ins Gewicht fallende Veränderung des freien Strömungsquerschnitts in Wandnähe zur Folge.

Die Verkleinerung des Kolonnendurchmessers bewirkt bei konstanter Packungshöhe eine Vervielfachung der Umlenkungen der Zahnkanalströmung an den seitlichen Begrenzungen der Zahnkanäle. Da diese seitlichen Umlenkungen mit einem relativ grossen Druckverlust verbunden sind, kommt es zur beobachteten Erhöhung des Druckabfalls der Sulzerpackung bei abnehmenden Kolonnendurchmessern.

Die Sichtbarmachung der Strömung ergab, dass die mittlere Geschwindigkeit der Zahnkanalströmung über die ganze Kanalbreite B etwa gleich gross ist. Falls die Geschwindigkeit der Zahnkanalströmung über die Kanalbreite B konstant ist, muss die durch die seitliche Umlenkung der Zahnkanalströmung bedingte Erhöhung des Druckverlustbeiwerts der Anzahl der seitlichen Umlenkstellen direkt proportional sein. Weil die Zahl der seitlichen Umlenkstellen dem Verhältnis von Kanalbreite zu hydraulischem Durchmesser umgekehrt proportional ist, muss der nach der Gl. (2.14) definierte Widerstandsbeiwert c_{fU} ebenfalls dem Verhältnis B/d'_h umgekehrt proportional sein:

$$c_{fU} = \varphi_U \left(\frac{d'_h}{B} \right) \quad (2.22)$$

Der Proportionalitätsfaktor φ_U hängt - über die Kanalbreite konstante mittlere Zahnkanalgeschwindigkeit vorausgesetzt - nur von der Reynoldszahl und dem Neigungswinkel ab. Für das Verhältnis der Widerstandsbeiwerte bei zwei verschiedenen B/d'_h -Werten findet man aus den Gln. (2.14) und (2.22):

$$\frac{c_{fM\infty}}{c_{fM\infty}} = \frac{\frac{c_{fM\infty}}{\varphi_U} + \frac{d'_h}{B}}{\frac{c_{fM\infty}}{\varphi_U} + \left(\frac{d'_h}{B} \right) \infty} \quad (2.23)$$

Der Term $\varphi_U/c_{fM\infty}$ folgt daraus zu:

$$\frac{\varphi_U}{c_{fM\infty}} = \frac{\frac{c_{fM\infty}}{c_{fM\infty}} - 1}{\frac{d'_h}{B} - \frac{c_{fM\infty}}{c_{fM\infty}} \left(\frac{d'_h}{B} \right) \infty} \quad (2.24)$$

Aus zwei Messergebnissen bei gleichen Reynoldszahlen und Neigungswinkeln aber unterschiedlichen B/d'_h -Werten kann daraus $\varphi_U/c_{fM\infty}$ bestimmt werden. Die Auswertung der Messergebnisse aus den vier untersuchten B/d'_h -Werten ergab, dass $\varphi_U/c_{fM\infty}$ bei gegebenem Neigungswinkel und gegebener Reynoldszahl tatsächlich konstant ist. Die im Bild 2.12 eingezeichneten Kurven wurden mit der Gl. (2.23) ermittelt. Insbesondere wurden auch die Kurven für unendliche Kanalbreite auf diese Weise bestimmt. Für unendliche Kanalbreite folgt aus der Gl. (2.23):

$$\frac{c_{fM\infty}}{c_{fM\infty}} = 1 + \frac{\varphi_U}{c_{fM\infty}} \frac{d'_h}{B} \quad (2.25)$$

Diese Gleichung lässt erkennen, dass der Wandinfluss auf den Druckverlust mit wachsendem Wert des Verhältnisses $\varphi_U/c_{fM\infty}$ stärker wird. Dieses Verhältnis gibt also Aufschluss über den Wandinfluss auf den Druckverlust. Da sowohl der Proportionalitätsfaktor φ_U wie auch der Widerstandsbeiwert $c_{fM\infty}$ lediglich von der Reynoldszahl und dem Neigungswinkel abhängen, ist das Verhältnis $\varphi_U/c_{fM\infty}$ ebenfalls nur eine Funktion dieser Grössen. Die aus den Messergebnissen mit Hilfe der Gl. (2.24) berechneten $\varphi_U/c_{fM\infty}$ -Werte sind im Bild 2.13 in Abhängigkeit von der Reynoldszahl dargestellt. Die $\varphi_U/c_{fM\infty}$ -Werte aus dem Bild 2.13 ermöglichen mit der Gl. (2.23) die Bestimmung des Widerstandsbeiwerts c_{fM} bei beliebigem B/d'_h -Verhältnis.

Das Bild 2.13 zeigt deutlich, dass der Wandinfluss auf den Druckverlust im Uebergangsbereich zwischen laminarer und turbulenter Strömung am stärksten ist. Die Strömungsaufnahmen (z.B. Bild 2.9) lassen eine scharfe Umlenkung der Zahnkanalströmung an den seitlichen Kanalbegrenzungen erkennen. Bei der Umlenkung in die jeweils gegenüberliegenden Zahnkanäle ist daher mit ähnlichen Sekundärströmungen zu rech-

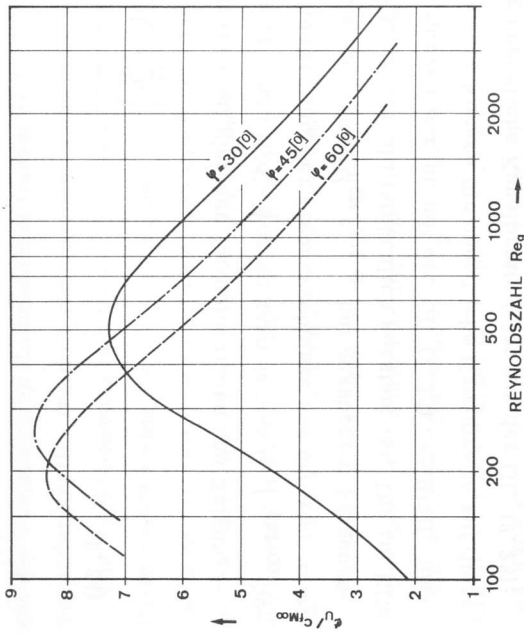


Bild 2.13: Einfluss der Kanalbreite auf den Druckverlust der Strömungsmodelle

nen, wie sie aus der Strömung durch Rohrkrümmer bekannt sind (PRANDTL [14] S. 207).

Die Sekundärströmungen entstehen durch die bei gekrümmten Stromlinien auftretenden Zentrifugalbeschleunigungen. Diese sind bei gegebenem Krümmungsradius dem Quadrat der Strömungsgeschwindigkeit proportional. Bei kleinen Geschwindigkeiten entstehen aus diesem Grund nur schwache Sekundärströmungen und entsprechend kleine Umlenckdruckverluste. Dies erklärt die Verringerung des Kanalbreiteneinflusses auf den Widerstandsbeiwert bei abnehmenden Reynoldszahlen unterhalb der Laminaritätsgrenze.

Die Bilder 2.12 und 2.13 zeigen, dass der Einfluss der Kanalbreite B bei grösser werdender Reynoldszahl wieder abnimmt. Dies kann folgendermassen erklärt werden: Bei hohen Reynoldszahlen wird die turbulente Austauschbewegung stark. Es gelangen daher mit zunehmender Reynoldszahl immer mehr Teilchen an jeder Kreuzungsstelle aus einem

Zahnkanal in den jeweils gegenüberliegenden. Auch zwischen den seitlichen Zahnkanalbegrenzungen wird daher ein stets grösser werdender Anteil der Zahnkanalströmung dauernd umgelenkt. Diese Tatsache wird durch die Strömungsaufnahmen des Abschnitts 2.1.2.2 bestätigt. Wenn bei grossen Reynoldszahlen an allen Zahnkanalkreuzungsstellen ein grosser Teil des Strömungsmediums umgelenkt wird, verschwindet demgegenüber die Wirkung der an den seitlichen Kanalbegrenzungen erzeugten Umlenkung.

Wie ADLER [24] in seiner Untersuchung der Strömung in gekrümmten Rohren gezeigt hat, ist auch dort der Zusatzdruckverlust gegenüber dem geraden Rohr im Uebergangsbereich zwischen laminarer und turbulenter Strömung am grössten.

2.1.3.5 Genauigkeit der Messergebnisse

Für die Genauigkeit der experimentell bestimmten Widerstandsbeiwerte sind nur die Fehler bei der Messung des Volumenstroms \dot{V}_{gRo} und der Druckdifferenz p_M von Bedeutung. Der Einfluss der maximalen Fehler der übrigen zur Bestimmung der Abhängigkeit $c_{fM}(Re_g)$ durchgeführten Messungen ist dagegen vernachlässigbar.

Die durch zufällige Messfehler bedingten relativen Fehler der Widerstandsbeiwerte betragen maximal $\pm 5\%$. Dank der grossen Zahl von Messungen wirken sie sich auf das Messergebnis nur wenig aus.

Interessanter sind die systematischen Messfehler, welche sich aus der Streuung der Messpunkte nicht erkennen lassen. Der maximale Messfehler der zur Eichung der Rotameterschwimmer benützten nassen Gasuhr beträgt im verwendeten Bereich $\pm 1,5\%$ ²⁷. Die Bestimmung des Volumenstroms erfolgte mit den Eichgleichungen (A 1) bzw. (A 2). Wie im Anhang I angegeben, beträgt die maximale Abweichung der aufgenommenen Eichpunkte 0,9% des Volumenstroms. Der maximale systematische

²⁷ Angabe der Herstellerfirma (Gas- und Wassermessfabrik AG Zürich)

Fehler bei der Volumenstrombestimmung ist deshalb nicht grösser als 2, 4% des Volumenstroms. Der maximale Messfehler des zur Messung von Δp_M benützten Betz-Manometers beträgt $\pm 0,02$ [mmWS]²⁸.

Gemäss der Gl. (2.13) wird der Fehler des Widerstandsbeiwerts am grössten, wenn die Fehler der Volumenstrommessung und der Druckverlustmessung umgekehrtes Vorzeichen haben. Für diesen Fall wurde der maximale relative Fehler Δc_{fM} des Widerstandsbeiwerts mit einem Fehler der Volumenstrommessung von - 2, 4% und der Druckverlustmessung von + 0,02 [mmWS] zu jedem Messpunkt errechnet. Die Ergebnisse bei der Kanalbreite $B = 400$ [mm] werden im Bild 2.14 wiedergegeben.

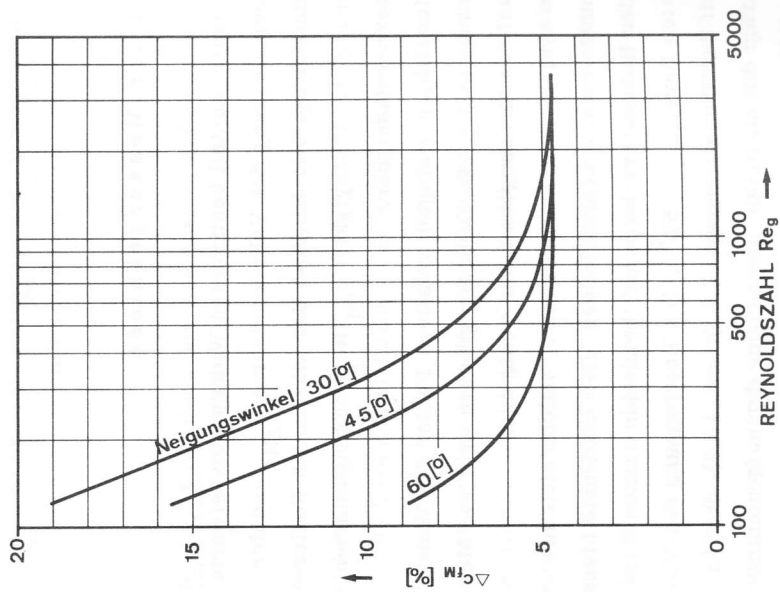


Bild 2.14: Maximaler relativer Fehler des Widerstandsbeiwerts bedingt durch systematische Messfehler. $B = 400$ [mm]

²⁸ Entspricht der Ablesegenauigkeit des Geräts. Seine Nullpunktsreproduzierbarkeit war sehr gut.

Der maximale relative Fehler Δc_{fM} des Widerstandsbeiwerts wird bei kleineren Kanalbreiten infolge des zunehmenden Druckverlusts niedriger als nach dem Bild 2.14.

Bei kleinen Reynoldszahlen wird der maximale relative Fehler Δc_{fM} sehr gross. Dies ist durch den in diesem Versuchsbereich sehr geringen Druckverlust bedingt²⁹.

2.1.3.6 Berechnung des Druckverlusts bei laminarer Strömung

Modellvorstellung zur Berechnung des Druckverlusts

Zur Berechnung des Druckverlusts im Strömungsmodell muss die sehr komplizierte gaseitige Strömung durch eine stark vereinfachende Modellvorstellung beschrieben werden.

Da zwei Gewebelagen der Sulzerpackung Zahnkanäle mit positivem und negativem Neigungswinkel einschliessen, gibt es zwischen den beiden gegenüberliegenden Zahnkanälen eine Kreuzungszone. Eine solche Kreuzungszone ist im Bild 2.15 zu sehen. Sie wird durch die Berührungspunkte A, A', B und B' begrenzt:

²⁹ vergleiche dazu die Messwerte im Anhang II

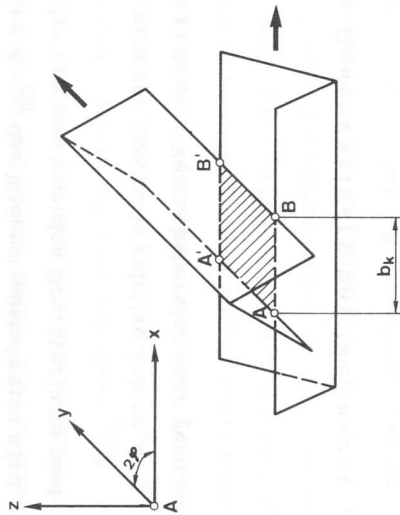


Bild 2.15: Kreuzungszone

Für die folgenden Überlegungen zur Berechnung des Druckverlusts wird ein einzelner Zahnkanal herausgegriffen. Dieser ist durch die Zahnkanalflanken des Strömungsmodells und die durch die Punkte A' B' B' aufgespannte Ebene begrenzt. Der Strömungswiderstand in diesem Zahnkanal wird durch die Wandreibung an den Zahnkanalflanken und die Reibung in den Kreuzungszonen bewirkt.

Der durch die Wandreibung an den Zahnkanälen verursachte Druckverlustanteil wird mit bekannten Unterlagen über den Druckverlust in geschlossenen Dreieckkanälen bestimmt. Die durch die Schubspannung zwischen den gegenüberliegenden Zahnkanalströmungen bedingte leichte Rotation der Zahnkanalströmung wird dabei vernachlässigt.

Zur Ermittlung des durch die Reibung in der Zwischenschicht³⁰ bewirkten Druckverlustanteils werden die folgenden Annahmen getroffen:

1. In der Kreuzungszone bildet sich - ausgehend vom Punkt A im Bild 2.15 - eine Zwischenschicht aus. In dieser findet die Geschwindigkeitsänderung von einer Zahnkanalrichtung in diejenige des gegenüberliegenden Zahnkanals statt.

³⁰ Dieser Begriff wurde bereits im Abschnitt 2.1.2.2 eingeführt

2. Die Zwischenschicht wird an jeder Kreuzungszone neu gebildet. Am Punkt A (Bild 2.15) ist die Dicke der Zwischenschicht Null.
3. Die Strömung ausserhalb der Zwischenschicht ist eine ebene Parallelströmung mit konstanter Geschwindigkeit in x- und y-Zahnkanalrichtung.
4. In der Zwischenschicht treten keine Geschwindigkeitskomponenten in z-Richtung auf.

Impulsleichung der Zwischenschicht

Zur Berechnung des von der Reibung in der Zwischenschicht herrührenden Druckverlusts muss die Schubspannung in der Mitte der Zwischenschicht bestimmt werden. Zu diesem Zweck wird im folgenden die Impulsleichung der Zwischenschicht hergeleitet.

Zur Aufstellung der Impulsleichung der Zwischenschicht wird der Impulssatz für ein beliebig herausgegriffenes infinitesimales Zwischenschichtelement formuliert. Dieses Zwischenschichtelement ist im Bild 2.16 eingezeichnet. Der Ursprung des Koordinatensystems liegt im Punkt A von Bild 2.15. Die x-Achse läuft durch die Punkte A-B und die y-Achse durch die Punkte A-A' des Bildes 2.15. Die Zwischenschichtdicke wird mit δ bezeichnet. w_x ist die Geschwindigkeit der Parallelströmung in x-Zahnkanalrichtung, w_y jene in y-Zahnkanalrichtung.

Aus Symmetriegründen genügt es, den Impulssatz nur für die x-Richtung anzuwenden. Es genügt ferner, nur eine Hälfte des Zwischenschichtelements zu betrachten (im Bild 2.16: Volumen EFGHKL_M). Die Geschwindigkeitskomponente in x-Richtung wird mit w_x und jene in y-Richtung mit w_y bezeichnet.

³¹ Da w_x , w_y , w_x und w_y nur in der Gasströmung vorkommen, wird der Index "g" bei diesen Grössen nicht geschrieben.

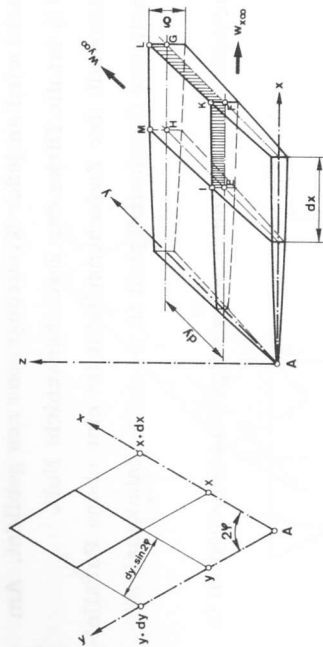


Bild 2.16: Zwischenschichtelement

Der durch die Flächen EFK und EGHM eindringende Massenstrom beträgt:

$$d\dot{M} = \rho dy \int_0^{\delta/2} w_x \sin 2\varphi dz + \rho dx \int_0^{\delta/2} w_y \sin 2\varphi dz \quad (2.26)$$

Diesem entspricht der x-Impulsstrom:

$$\dot{J}_x^* = \rho dy \int_0^{\delta/2} w_x^2 \sin 2\varphi dz + \rho dx \int_0^{\delta/2} w_x w_y \sin 2\varphi dz \quad (2.27)$$

Die Änderung des x-Impulsstroms längs dem Weg dx ist somit:

$$d\dot{J}_x^* = \rho \sin 2\varphi \frac{\partial}{\partial x} \left(dy \int_0^{\delta/2} w_x^2 dz + dx \int_0^{\delta/2} w_x w_y dz \right) dx \quad (2.28)$$

Der aus der x-Kanalströmung durch das Anwachsen der Zwischenschichtdicke durch die Fläche IKLM eindringende x-Impulsstrom \dot{J}_A^* ist das Produkt aus der Massenstromänderung im Kontrollvolumen EFGHKLM und der Kanalgeschwindigkeit $w_{x\infty}$:

$$d\dot{J}_A^* = \rho dy \frac{\partial}{\partial x} w_{x\infty} \left(\int_0^{\delta/2} w_x \sin 2\varphi dz \right) dx + \rho dx \frac{\partial}{\partial y} w_{x\infty} \left(\int_0^{\delta/2} w_y \sin 2\varphi dz \right) dy$$

etwas umgeformt lautet diese Gleichung:

$$d\dot{J}_A^* = \rho \sin 2\varphi dx dy \left(\frac{\partial}{\partial x} w_{x\infty} \int_0^{\delta/2} w_x dz + \frac{\partial}{\partial y} w_{x\infty} \int_0^{\delta/2} w_y dz \right) \quad (2.29)$$

Die resultierende Druckkraft in x-Richtung beträgt:

$$dF_{px} = \frac{\rho}{2} \frac{\partial p}{\partial x} dx dy \sin 2\varphi \quad (2.30)$$

und die an der Stelle $z = 0$ in x-Richtung wirkende Scherkraft:

$$dF_{\tau_x} = \tau_{x0} dx dy \sin 2\varphi \quad (2.31)$$

τ_{x0} bedeutet darin die Schubspannungskomponente in x-Richtung an der Stelle $z = 0$. Wenn die in x-Richtung wirkenden Kräfte positiv gezählt werden, liefert der Impulsatz mit den Gln. (2.28), (2.29) und (2.31) nach der Wegkürzung des Faktors $\sin 2\varphi$:

$$\begin{aligned} & - \rho \frac{\partial}{\partial x} \left(dy \int_0^{\delta/2} w_x^2 dz + dx \int_0^{\delta/2} w_x w_y dz \right) dx \\ & + \rho dx dy \left(\frac{\partial}{\partial x} w_{x\infty} \int_0^{\delta/2} w_x dz + \frac{\partial}{\partial y} w_{x\infty} \int_0^{\delta/2} w_y dz \right) \\ & - \frac{\rho}{2} \frac{\partial p}{\partial x} dx dy - \tau_{x0} dx dy = 0 \end{aligned} \quad (2.32)$$

Für diese Näherungsrechnung wurde angenommen, dass die Geschwindigkeit $w_{x\infty}$ in den Gebieten über und unter der Zwischenschicht trotz

der in Strömungsrichtung dicker werdenden Zwischenschicht genügend genau konstant bleibe:

$$\frac{\partial w_x \infty}{\partial x} = 0 \quad (2.33)$$

Gemäss der Bernoulli'schen Gleichung bedeutet diese Annahme, dass in der als reibungsfrei vorausgesetzten Kanalströmung der Druck in Zahnkanalrichtung konstant sein muss:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad (2.34)$$

Der in Wirklichkeit längs den Zahnkanalrichtungen auftretende Druckabfall wird nach dieser Modellvorstellung also als Summe von Drucksprüngen an jeder Grenze einer Kreuzungszone beschrieben.

Mit den Gln. (2.33) und (2.34) gewinnt man aus der Gl. (2.32) die folgende Impulsgleichung für eine Zwischenschichthälfte in x-Richtung:

$$\frac{\partial}{\partial x} \int_0^{\delta/2} (w_x \infty - w_x) w_x dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_0^{\delta/2} w_x \infty w_y dz - \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{\delta/2} w_x w_y dz = \frac{\tau_{x0}}{\varrho} \quad (2.35)$$

Die Impulsgleichung in y-Richtung findet man für die gegenüberliegende Zwischenschichthälfte durch Vertauschen von x und y in der Gl. (2.35). Da der Betrag der Geschwindigkeiten der ungestörten Parallelströmung in x- und y-Richtung gleich ist ($w_x \infty = w_y \infty$), gilt für die Geschwindigkeitskomponenten der Zwischenschicht:

$$w_x(z) = w_y(-z) \quad (2.36)$$

Die Schubspannungskomponenten in der Ebene $z = 0$ müssen nach dieser Beziehung an jeder Stelle x, y in beiden Zahnkanalrichtungen gleich gross sein. Durch Addition der Impulsgleichungen der beiden Zahnkanalrichtungen erhält man:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \left[\int_0^{\delta/2} (w_x \infty - w_x) w_x dz - \int_0^{\delta/2} w_x w_y dz + \int_0^{\delta/2} w_x \infty w_x dz \right] \\ & + \frac{\partial}{\partial y} \left[\int_0^{\delta/2} (w_x \infty - w_y) w_y dz - \int_0^{\delta/2} w_x w_y dz + \int_0^{\delta/2} w_x \infty w_y dz \right] \\ & = \frac{2 \tau_{x0}}{\varrho} \end{aligned}$$

Mit der Gl. (2.36) erkennt man, dass die Ausdrücke in den beiden eckigen Klammern gleich sind. Die obige Gleichung kann damit auf die folgende einfache Form gebracht werden:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \left[\int_0^{\delta/2} (w_x \infty - w_x) (w_x + w_y) dz \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\int_0^{\delta/2} (w_x \infty - w_x) (w_x + w_y) dz \right] \\ & = \frac{2 \tau_{x0}}{\varrho} \quad (2.37) \end{aligned}$$

Dicke der laminaren Zwischenschicht

Die Gl. (2.37) kann integriert werden, falls es gelingt, für die Geschwindigkeitskomponenten w_x und w_y einen geeigneten Ansatz für die Abhängigkeit von z zu finden. Analog zur laminaren Grenzschicht an einer parallel angeströmten Platte³² wird auch in diesem Fall angenommen, dass sich die Geschwindigkeitsprofile $w_x(z)$ bzw. $w_y(z)$ durch einen Polynomansatz hinreichend genau beschreiben lassen.

Anhand von Bild 2.17 können für das Profil der Geschwindigkeitskomponenten in x-Richtung die folgenden vier Bedingungen formuliert werden:

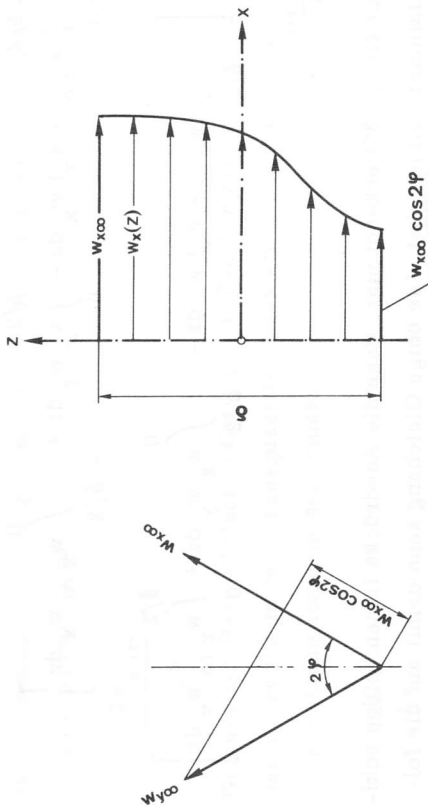


Bild 2.17: Profil der Geschwindigkeitskomponente in x-Richtung

$$w_x \left(\frac{\delta}{2} \right) = w_{x\infty}$$

$$w_x \left(-\frac{\delta}{2} \right) = w_{x\infty} \cos 2\varphi$$

$$\frac{\partial w_x}{\partial z} \left(\frac{\delta}{2} \right) = 0$$

$$\frac{\partial w_x}{\partial z} \left(-\frac{\delta}{2} \right) = 0$$

Die Abhängigkeit der Geschwindigkeitskomponente w_x von z kann also durch ein Polynom dritten Grades näherungsweise dargestellt werden:

$$w_x(z) = a + b \cdot z + c \cdot z^2 + d \cdot z^3$$

Die Konstanten a , b , c und d können aus den Gln. (2.38) bestimmt werden. Unter Berücksichtigung der Beziehung (2.36) findet man:

$$w_x(z) = w_{x\infty} \left[\left(\frac{1 + \cos 2\varphi}{2} \right) + \frac{3}{2} (1 - \cos 2\varphi) \frac{z}{\delta} - 2 \left(1 - \cos 2\varphi \right) \left(\frac{z}{\delta} \right)^3 \right] \quad (2.39)$$

$$w_y(z) = w_{x\infty} \left[\left(\frac{1 + \cos 2\varphi}{2} \right) - \frac{3}{2} (1 - \cos 2\varphi) \frac{z}{\delta} + 2 \left(1 - \cos 2\varphi \right) \left(\frac{z}{\delta} \right)^3 \right] \quad (2.40)$$

Bei laminarer Strömung beträgt die in x-Richtung wirkende Schubspannungskomponente ³³:

$$\tau_{x0} = \eta \frac{\partial w_x}{\partial z} \Big|_{z=0} \quad (2.41)$$

Die Gl. (2.39) liefert damit:

$$\tau_{x0} = \frac{3}{2} \eta \frac{w_{x\infty}}{\delta} (1 - \cos 2\varphi) \quad (2.42)$$

Durch Einsetzen der Geschwindigkeitskomponenten aus den Gln. (2.39) und (2.40) in die Gl. (2.37) und Auswerten des Integralausdrucks in den eckigen Klammern erhält man mit der Gl. (2.42) die folgende partielle Differentialgleichung für die Zwischenschichtdicke (x, y) :

$$\frac{\partial \delta}{\partial x} + \frac{\partial \delta}{\partial y} = \left[\frac{32}{(1 + \cos 2\varphi)} \frac{\eta}{w_{x\infty} \delta} \right] \frac{1}{\delta} \quad (2.43)$$

Über die Lösung dieser Differentialgleichung kann folgendes ausgesagt werden:

1. Sie muss in x und y symmetrisch sein, da $w_{x\infty} = w_{y\infty}$.
2. Es wurde bereits erwähnt, dass die Schubspannungskomponenten in der Ebene $z = 0$ auf Grund der Gl. (2.36) an jeder Stelle x, y in beiden Zahnkanalrichtungen gleich gross sein müssen. Durch Subtraktion der Impulsleichung (2.35) in x -Richtung von der entsprechenden Impulsleichung in y -Richtung findet man nach dem Auswerten der Integralausdrücke mit den Geschwindigkeitskomponenten aus den Gln. (2.39) und (2.40):

³³ Dieser einfache Ausdruck ergibt sich auf Grund der Vernachlässigung der Geschwindigkeitskomponente in z -Richtung (KAUFMANN [25] S. 208).

$$\frac{\partial \delta}{\partial x} = \frac{\partial \delta}{\partial y} \tag{2.44}$$

Die Zwischenschichtdicke muss also ausgehend von einer beliebigen Stelle x, y in beiden Zahnkanalrichtungen gleich stark anwachsen.

3. Am Ursprung ($x = y = 0$) muss die Zwischenschichtdicke nach den Annahmen der verwendeten Modellvorstellung Null sein ³⁴:

$$\delta(0, 0) = 0 \tag{2.45}$$

Diesen Bedingungen genügt die nachstehende Lösung der Gl. (2.43):

$$\delta = \sqrt{\frac{32 \eta}{(1 + \cos 2\varphi) w_x \infty \varphi}} \sqrt{x + y} \tag{2.46}$$

Durch die Reibung in der Zwischenschicht bedingter Druckverlustanteil

Die Film Dicke aus der Gl. (2.46) in die Gl. (2.42) eingesetzt, liefert:

$$\tau_{x0} = \frac{1,5}{\sqrt{32}} \sqrt{1 + \cos 2\varphi} w_x \infty \varphi \sqrt{\frac{\eta \varrho}{x + y}} \tag{2.47}$$

Für die Berechnung des Druckverlusts in der Packung muss die mittlere, in x-Kanalrichtung wirkende Schubspannungskomponente τ_{x0} berechnet werden. Zu diesem Zweck ist der Mittelwert über die Kreuzungszone zu bilden:

34 Die Bedingung einer auf den Koordinatenachsen ($x, y = 0$ und $x = 0, y$) verschwindenden Zwischenschichtdicke stünde dagegen mit der Gl. (2.44) im Widerspruch. Sie wäre also mit dem bezüglich dem Geschwindigkeitsprofil und dem Druckverlauf innerhalb der Kreuzungszone getroffenen Annahmen nicht zu vereinbaren. Es wäre aber kaum sinnvoll, die hier eingeschlagene Näherungslösung zu verfeinern, weil die wirkliche Strömung in der Zwischenschicht ohnehin keine ebene ist. Wie noch gezeigt wird, liefert die gewählte Näherungslösung eine durchaus brauchbare Beziehung zur Berechnung des durch die Reibung in der Zwischenschicht bedingten Druckverlustanteils.

$$\bar{\tau}_{x0} = \frac{\int_0^{b_k} \int_0^{b_k} \tau_{x0} dx dy}{b_k^2} \tag{2.48}$$

Nach dem Einsetzen von τ_{x0} aus der Gl. (2.47) findet man durch Auflösen des Flächenintegrals:

$$\bar{\tau}_{x0} = \frac{2}{\sqrt{32}} (2^{1,5} - 2) \sqrt{1 + \cos 2\varphi} (1 - \cos 2\varphi) \sqrt{\frac{\eta \varrho}{b_k}} w_x \infty \varphi \tag{2.49}$$

Nun kann der durch die Schubspannung in der Zwischenschicht bewirkte Druckverlust berechnet werden. Das Bild 2.18 zeigt einen Zahnkanal in einer Packung der Höhe L .

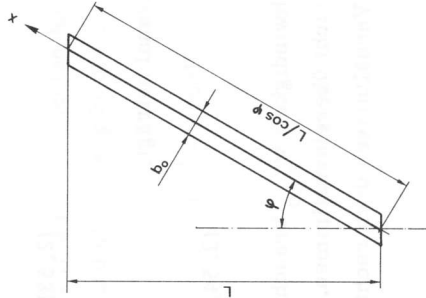


Bild 2.18: Einzelner Zahnkanal

Die auf die Strömung in diesem Zahnkanal wirkende Zwischenschicht-Scherkraft in Zahnkanalrichtung beträgt:

$$F \tau_x = \bar{\tau}_{x0} b_0 L / \cos \varphi \tag{2.50}$$

Mit dem Zahnkanalquerschnitt $b_o^2/4 \operatorname{tg} \gamma/2$ bewirkt diese Kraft den folgenden Druckverlust in der Zahnkanalströmung:

$$\Delta p_Z = 4 \frac{\tau_{xo} L \operatorname{tg} \gamma/2}{b_o} \quad (2.51)$$

Der durch die Zwischenschichtreibung bedingte Widerstandsbeiwert c_{fZ} beträgt dann:

$$c_{fZ} = \frac{\Delta p_Z}{\frac{\rho}{2} \bar{w}_g^2 \frac{L}{d_h^3}} \quad (2.52)$$

Durch Einsetzen von Δp_Z aus der Gl. (2.51) und von d_h^3 aus der Gl. (2.1) erhält man daraus:

$$c_{fZ} = \frac{8 \tau_{xo} \sin^2 \frac{\delta}{2}}{\rho \bar{w}_g^2} \quad (2.53)$$

Die mittlere Strömungsgeschwindigkeit im Zahnkanal beträgt:

$$\bar{w}_x = \bar{w}_g / \cos \varphi \quad (2.54)$$

Die im Zwischenschichtmodell verwendete Geschwindigkeit $w_{x\infty}$ braucht mit der mittleren Zahnkanalgeschwindigkeit \bar{w}_x nicht übereinzustimmen. Da das hier benützte Modell von den wirklichen Verhältnissen doch recht weit abweicht, kann über das Verhältnis

$$\psi_x = w_{x\infty} / \bar{w}_x \quad (2.55)$$

erst durch einen Vergleich mit den Messergebnissen etwas ausgesagt werden. Die Modellvorstellung dieses Abschnitts ist gerechtfertigt, wenn sich die Messergebnisse durch einen einzigen ψ_x -Wert darstellen lassen. Deshalb wird ψ_x im folgenden als eine aus den Versuchen zu bestimmende Konstante betrachtet.

Die Geschwindigkeit $w_{x\infty}$ folgt mit den Gln. (2.54) und (2.55) aus der mittleren Gasgeschwindigkeit zu:

$$w_{x\infty} = \bar{w}_g \psi_x / \cos \varphi \quad (2.56)$$

Die Seitenlänge der Kreuzungszone b_k (Bild 2.15) beträgt:

$$b_k = b_o / \sin 2\varphi \quad (2.57)$$

Die Gln. (2.56) und (2.57) in (2.49) eingesetzt und das so ermittelte τ_{xo} in die Gl. (2.53) eingeführt, liefert mit den Gln. (2.1) und (2.6) den folgenden Ausdruck für den Widerstandsbeiwert c_{fZ} :

$$c_{fZ} = 3,314 \sin \frac{\delta}{2} \sqrt{\frac{\frac{\rho}{\cos \frac{\delta}{2}}}{\cos \varphi}} \frac{\sqrt{\sin \varphi (1 - \cos 2\varphi)}}{\cos \varphi} \frac{\sqrt{1 + \cos 2\varphi}}{\sqrt{\operatorname{Re}_g}} \psi_x^{1,5} \quad (2.58)$$

Für die untersuchten Modelle mit den Neigungswinkeln = 30 [°], 45 [°] und 60 [°] ergibt die Gl. (2.58):

30 [°]-Modell:	$c_{fZ} = 0,919$	$\frac{\psi_x^{1,5}}{\sqrt{\operatorname{Re}_g}}$
45 [°]-Modell:	$c_{fZ} = 2,186$	$\frac{\psi_x^{1,5}}{\sqrt{\operatorname{Re}_g}}$
60 [°]-Modell:	$c_{fZ} = 3,629$	$\frac{\psi_x^{1,5}}{\sqrt{\operatorname{Re}_g}}$

Durch die Wandreibung in den Zahnkanälen bedingter Druckverlustanteil

Die Sichtbarmachung der Strömung zeigte, dass sich ausserhalb der Zwischenschicht eine praktisch ungestörte Zahnkanalströmung auszubilden vermag. Für die Berechnung des durch die Wandreibung an den Zahnkanalflanken verursachten Druckabfalls Δp_V wird deshalb angenommen, dass das Geschwindigkeitsprofil der Zahnkanalströmung in der Nähe der Zahnkanalflanken jenem einer ausgebildeten Dreieckkanalströmung entspreche.

Mit dieser Annahme kann der Druckverlust Δp_V näherungsweise aus bekannten Messergebnissen über den Druckverlust der laminaren Dreieckkanalströmung bestimmt werden. Diese werden in der Literatur als Widerstandsbeiwerte in Funktion der Reynoldszahl der Dreieckkanalströmung wiedergegeben.

Der hydraulische Durchmesser des als geschlossen gedachten Zahnkanals der Sulzerpackung wurde schon im Abschnitt 2.1.3.2 ermittelt. Auch die Reynoldszahl der als geschlossen gedachten Zahnkanalströmung wurde dort bereits definiert (Gln. (2.7), (2.9) und (2.10)).

Messungen von SPARROW und HAJI-SHEIKH [26] an laminar durchströmten gleichschenkligen Dreieckkanälen ergaben bei einem Spitzwinkel von 78° die folgende Abhängigkeit des Widerstandsbeiwerts von der Reynoldszahl:

$$c_{f\Delta} = \frac{53,5}{\text{Re}_\Delta} \quad (2.60)$$

Weil der als geschlossen gedachte Zahnkanal einen dem gleichseitigen Dreieck ähnlichen Querschnitt aufweist, sind die mittleren Wandschubspannungen an allen drei Seitenflächen ungefähr gleich gross. Da die dritte Begrenzungsfläche des Dreieckkanals - nämlich jene mit der Breite b_o in der Zwischenschicht - nur gedacht ist, beträgt der Widerstandsbeiwert der Zahnkanalströmung c_{fV}^1 dann nur: $c_{fV}^1 = [2 s_o / (2 s_o + b_o)] c_{f\Delta}$. Mit $s_o = b_o / 2 \sin \chi / 2$ folgt daraus:

$$c_{fV}^1 = \left(\frac{1}{1 + \sin \frac{\chi}{2}} \right) c_{f\Delta} \quad (2.61)$$

Es ist zweckmässig, den Widerstandsbeiwert analog zur Gl. (2.52) mit der mittleren Geschwindigkeit \bar{w}_g , dem hydraulischen Durchmesser d_h^1 und der Packungshöhe L zu bilden:

$$c_{fV} = \frac{p_V}{\frac{\rho g}{2} \bar{w}_g^2 \frac{L}{d_h^1}} \quad (2.62)$$

Mit den Gln. (2.1), (2.7) und (2.54) kann dieser Widerstandsbeiwert auf den nach der Gl. (2.61) bestimmten zurückgeführt werden. Mit den Gln. (2.10), (2.60) und (2.61) findet man dann den folgenden Ausdruck für den durch die Wandreibung an den Zahnkanalflanken bedingten Widerstandsbeiwert:

$$c_{fV} = \frac{53,5 \left(\sin \frac{\chi}{2} + 1 \right)}{\cos^2 \varphi \text{Re}_g} \quad (2.63)$$

Diese Gleichung liefert für die untersuchten Modelle mit den Neigungswinkeln $\varphi = 30^\circ$, 45° und 60° :

$$30^\circ \text{ [}^\circ\text{] - Modell: } c_{fV} = 116,2 / \text{Re}_g$$

$$45^\circ \text{ [}^\circ\text{] - Modell: } c_{fV} = 174,3 / \text{Re}_g \quad (2.64)$$

$$60^\circ \text{ [}^\circ\text{] - Modell: } c_{fV} = 348,7 / \text{Re}_g$$

Gesamtdruckverlust, Vergleich mit den Messergebnissen

Der Widerstandsbeiwert der "ausgebildeten" laminaren Strömung im Modell setzt sich aus den durch die Reibung in der Zwischenschicht und durch die Wandreibung an den Zahnkanalflanken verursachten Anteilen zusammen:

$$c_{fM}^{\text{oo}} = c_{fZ} + c_{fV} \quad (2.65)$$

Die Gln. (2.58) und (2.63) oben eingesetzt:

$$c_{fM \infty} = 3,314 \sin \frac{\chi}{2} \sqrt{\cos \frac{\chi}{2}} \frac{\sqrt{\sin \varphi (1 + \cos 2\varphi)} (1 - \cos 2\varphi) \psi_x^{1,5}}{\cos \varphi \sqrt{Re_g}} \quad (2.66)$$

$$+ \frac{53,5 (\sin \frac{\chi}{2} + 1)}{\cos^2 \varphi Re_g}$$

In dieser Gleichung ist das nach der Gl. (2.55) definierte Geschwindigkeitsverhältnis ψ_x noch unbekannt. Es kann nur durch einen Vergleich der aus den Messungen ermittelten Widerstandsbeiwerte bei unendlicher Kanalbreite mit den nach der Gl. (2.66) berechneten bestimmt werden. Dieser Vergleich liess bei den untersuchten Modellen keine Abhängigkeit des ψ_x -Werts von der Reynoldszahl und vom Neigungswinkel erkennen. Das Geschwindigkeitsverhältnis beträgt:

$$\psi_x = 2,0$$

Die Gl. (2.66) ergibt damit für die Strömungsmodelle:

$$30 [^\circ]\text{-Modell: } c_{fM \infty} = 2,600 / \sqrt{Re_g} + 116,2 / Re_g$$

$$45 [^\circ]\text{-Modell: } c_{fM \infty} = 6,183 / \sqrt{Re_g} + 174,3 / Re_g \quad (2.67)$$

$$60 [^\circ]\text{-Modell: } c_{fM \infty} = 10,264 / \sqrt{Re_g} + 348,7 / Re_g$$

Die mit der Gl. (2.67) berechnete Abhängigkeit des Widerstandsbeiwerts von der Reynoldszahl wird im Bild 2.19 der experimentell ermittelten gegenübergestellt. Obwohl die Gln. (2.67) bzw. (2.66) auf einer doch recht groben Modellvorstellung des wirklichen Strömungsvorgangs beruhen, ist die Übereinstimmung der berechneten Abhängigkeit des Widerstandsbeiwerts von der Reynoldszahl und dem Neigungswinkel mit der experimentell gefundenen bei den Modellen mit 30 und 45 [°] Neigungswinkel erstaunlich gut.

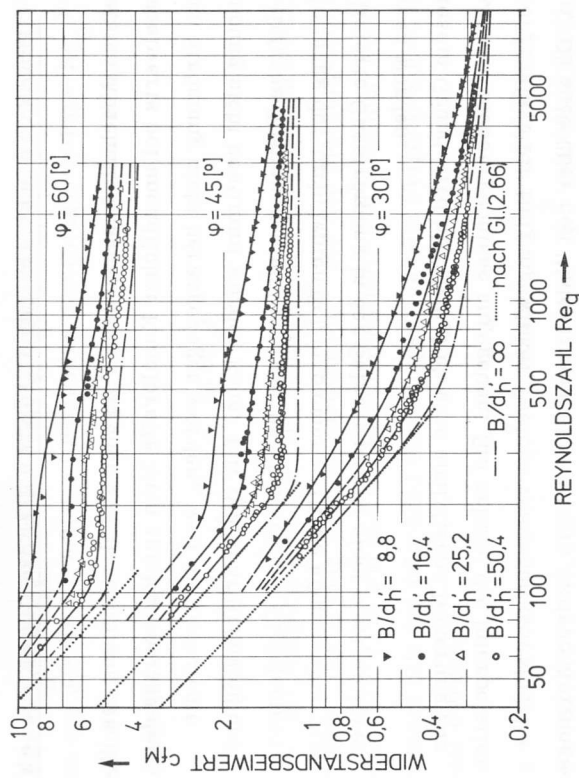


Bild 2.19: Vergleich der theoretisch und experimentell ermittelten Widerstandsbeiwerte bei unendlicher Kanalbreite (theoretische Kurven punktiert)

Beim 60 [°]-Modell ist der berechnete Widerstandsbeiwert um ca. 7% kleiner als der aus den Messungen bestimmte. Wie man im Bild 2.14 sieht, beträgt der durch systematische Messfehler bedingte maximale relative Fehler des experimentell gefundenen $c_{fM \infty}$ -Werts an der Laminaritätsgrenze bereits etwa 10%. Die Überlegungen dieses Abschnitts haben also zu einer durchaus brauchbaren Berechnungsgleichung für den Druckverlust der laminaren Strömung bei unendlicher Kanalbreite geführt.

Die Gl. (2.66) lässt erkennen, dass der durch die Reibung in der Zwischenschicht bedingte Druckverlustanteil gegenüber dem durch die Wandreibung an den Zahnkanalflanken verursachten mit zunehmender Reynoldszahl grösser wird. An der Laminaritätsgrenze der Strömungsmodelle ist der Wandreibungsanteil etwa zwei- bis dreimal so gross wie der Zwischenschichtanteil. Der durch die Reibung in der Zwischenschicht bedingte Druckverlust beträgt in dem im Bild 2.19 eingezeichneten Bereich 14 bis 33% des Gesamtdruckverlusts.

2.1.3.7 Druckverlust im turbulenten Strömungsbereich

Das im letzten Abschnitt beschriebene Vorgehen zur Bestimmung des Widerstandsbeiwerts bei unendlicher Kanalbreite kann zur Behandlung der turbulenten Strömung nicht herangezogen werden, weil die turbulente Schubspannung nicht bestimmt werden kann. Für die Rohrströmung und ähnliche einfache Strömungen gibt es zwar halbempirische Gleichungen zur Bestimmung der turbulenten Schubspannung. Diese können aber für die komplizierte Gasströmung in der Sulzerpackung nicht ohne weiteres übernommen werden.

Aus diesem Grund wird hier lediglich eine analytische Näherung zur Wiedergabe der Messergebnisse angegeben. Sie erlaubt die Interpolation der Messergebnisse für Neigungswinkel, welche von jenen der Modelle abweichen. Da auch über den Widerstandsbeiwert beim fiktiven Neigungswinkel Null etwas ausgesagt werden kann, ermöglicht sie eine Extrapolation auf Neigungswinkel unter $30 [^\circ]$.

Beim Neigungswinkel Null schliessen je zwei gegenüberliegende Zahnkanäle einen Strömungskanal mit Parallelogrammquerschnitt ein. Für diesen lässt sich der Widerstandsbeiwert bei turbulenter Strömung und kleinen Reynoldszahlen aus der Blasius'schen Gleichung bestimmen³⁵:

$$c_f = \frac{0,3164}{\text{Re}_g^{0,25}} \quad (2.68)$$

An der Laminaritätsgrenze muss der aus der Gl. (2.68) ermittelte Widerstandsbeiwert mit dem aus der Gl. (2.66) berechneten übereinstimmen. Aus dieser Bedingung für den Neigungswinkel $0 [^\circ]$ und den Laminaritätsgrenzen der Strömungsmodelle (Bild 2.19) findet man für die Laminaritätsgrenze:

$$\text{Re}_{gk} = 1763 - 95,85 \cdot \varphi + 2,0329 \cdot \varphi^2 - 0,014979 \cdot \varphi^3 \quad (2.69)$$

³⁵ vergleiche dazu CARLSON und IRVINE [27] und BEAVERS, SPARROW und LLOYD [28]

Für $\text{Re}_g \ll \text{Re}_{gk}$ folgt der Widerstandsbeiwert bei unendlicher Kanalbreite aus der Gl. (2.66). Im turbulenten Strömungsbereich $-\text{Re}_g > \text{Re}_{gk}$ kann der Widerstandsbeiwert durch die nachstehende Gleichung gut wiedergegeben werden:

$$c_{fM\infty} = e^a \text{Re}_g^{(b+c)} \ln \text{Re}_g \quad (2.70)$$

Für die Neigungswinkel $0, 30, 45$ und $60 [^\circ]$ wurden die Koeffizienten a, b und c durch eine Ausgleichsrechnung³⁶ mit den Messergebnissen aus dem Bild 2.12 und der Gl. (2.68) ermittelt. Die einzelnen Koeffizienten können mit den folgenden Gleichungen aus dem Neigungswinkel berechnet werden:

$$\begin{aligned} a &= -1,10913 + 1,20952 \cdot \varphi - 0,0423053 \cdot \varphi^2 + 0,000384148 \cdot \varphi^3 \\ b &= -2,60596 - 0,309756 \cdot \varphi + 0,0110049 \cdot \varphi^2 - 0,0000967467 \cdot \varphi^3 \\ c &= 0,00067456 + 0,020097 \cdot \varphi - 0,00068248 \cdot \varphi^2 + 0,0000058045 \cdot \varphi^3 \end{aligned} \quad (2.71)$$

Die maximale Abweichung der mit den Gln. (2.70) und (2.71) bestimmten Widerstandsbeiwerte von den aus den Messungen an den $30-, 45-$ und $60 [^\circ]$ -Strömungsmodellen ermittelten ist im ganzen Bereich

$\text{Re}_g < \text{Re}_{gk} \leq 3000$ kleiner als der durch die systematischen Messfehler bedingte relative Fehler der experimentellen Werte (Bild 2.14).

2.2 FLUESSIGKEITSEITIGE STROEMUNG

Eine eingehende Untersuchung der Flüssigkeitsströmung war im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich. Die Flüssigkeitsströmung wird nur soweit verfolgt, als es für die Bestimmung der flüssigkeitsseitigen Stoffüber-

³⁶ Nach STIEFEL [29] S. 52 auf der Rechenanlage gerechnet

gangskoeffizienten nötig ist. Anhand eines einfachen Rieselfilmmodells können Geschwindigkeitsprofil und Filmdicke mit hinreichender Genauigkeit berechnet werden.

2.2.1 Rieselfilmmodell

Für die folgenden Betrachtungen wird angenommen, dass die flüssige Phase in der Sulzerpackung als laminarer Rieselfilm an einer geneigten, ebenen Wand abfließt. Die Anlaufvorgänge nach jeder Gewebeknickstelle³⁷ und die durch die Gewebestruktur bedingte Unebenheit der wirklichen Rieselfläche wird also vernachlässigt.

Wenn weiter angenommen wird, dass die Reibung zwischen der Gas- und der Filmströmung keinen merklichen Einfluss auf die Ablaufrichtung der Flüssigkeit habe, fließen die Filmteilchen auf Fallgeraden der Gewebeoberfläche entlang. Diese Fallgeraden spannen die Abfließebene des Rieselfilms auf. Sie schließt mit der Horizontalebene den Neigungswinkel α ein. Er ist bei beiden Zahnkanalflanken gleich groß. Die Berechnung dieses Neigungswinkels erfolgt mit Hilfe des Bildes 2.20. Es zeigt einen einzelnen Zahnkanal der Länge 1 (von der Zwischenschichtseite her gesehen). Die Fallgerade BC ist die Schnittgerade der Normalenebene BCD zur Spur AC der Zahnkanalflankenebene ABC in der Horizontalebene ACD. Aus dem Bild 2.20 lassen sich die folgenden Beziehungen herleiten:

$$\epsilon = \arccos \left(\frac{\cos \varphi}{\operatorname{tg} \gamma/2} \right) \quad (2.72)$$

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\cos \varphi}{\sin \varphi \sin \epsilon} = \frac{\operatorname{ctg} \varphi}{\sin \left[\arccos \left(\frac{\cos \varphi}{\operatorname{tg} \gamma/2} \right) \right]} \quad (2.73)$$

³⁷ Nach CERRO und WHITAKER [36] ist die hydrodynamische Anlaufstrecke nach dem Austritt aus einer laminaren Spaltströmung bei den hier auftretenden sehr kleinen Filmreynoldszahlen ($Re_f < 10$) etwa gleich einer Filmdicke. Vergleiche auch LINKE [37].

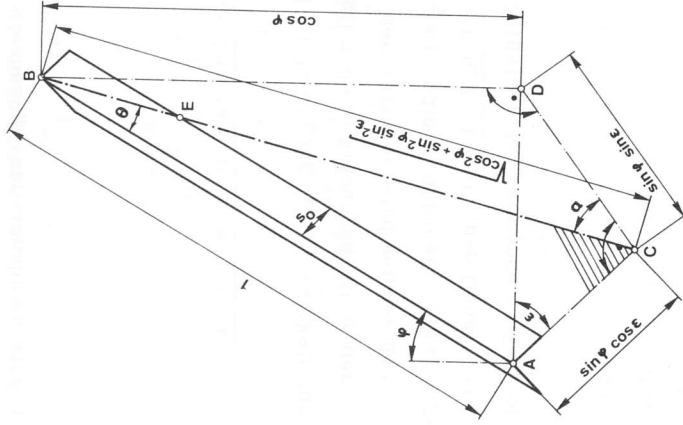


Bild 2.20: Zur Neigung der Rieselebene

Weil die Fallgerade BC senkrecht auf der Spur AC steht, folgt der Winkel θ aus dem Bild 2.20 zu:

$$\theta = \arcsin (\sin \varphi \cos \epsilon) \quad (2.74)$$

Die Packungsoberfläche muss mit der Fläche der geneigten Rieselebene des Rieselfilmmodells übereinstimmen. Bei gegebener bezogener Oberfläche a und gegebenem Kolonnenquerschnitt A_k beträgt die Breite der Rieselebene b_R :

$$b_R = a A_k \sin \alpha \quad (2.75)$$

Der durch die Reibung zwischen der Gas- und der Flüssigkeitsströmung bedingten Oberflächenschubspannung wird mit dem Rieselfilmmodell

ebenfalls Rechnung getragen. Auf die diesbezüglichen Annahmen wird im Abschnitt 2.2.3 näher eingegangen.

2.2.2 Hydrodynamik des laminaren Rieselfilms

Bei ausgebildeter Filmströmung wird die Bewegung der Flüssigkeit durch die Schwerkraft, die Wandreibungskraft und die Reibungskraft an der freien Filmoberfläche bestimmt. Von der letzteren wird gemäss der zweiten Annahme des Rieselfilmmodells nur die in Abflussrichtung wirkende Komponente berücksichtigt. Das Bild 2.21 gibt einen Ueberblick über die zur Beschreibung der Rieselfilmströmung verwendeten Symbole.

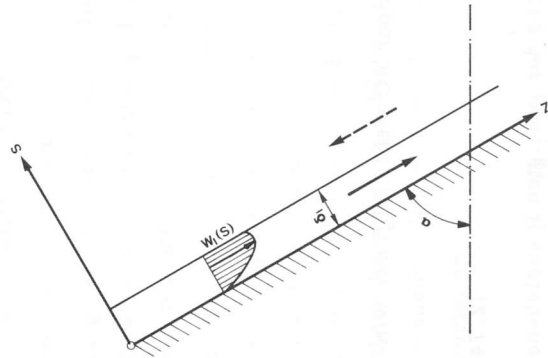


Bild 2.21: Rieselfilm an geneigter Ebene

Im folgenden werden bekannte Gleichungen für das Geschwindigkeitsprofil $w_1(s)$, die mittlere Filmgeschwindigkeit \bar{w}_1 und die Filmdicke δ_1 der laminaren Rieselfilmströmung zusammengestellt (NUSSELT [30], FEIND [31] S. 6). Die durch die Reibung zwischen der Gas- und der

Filmströmung hervorgerufene Oberflächenschubspannung in negativer z-Richtung wird mit τ_{δ_z} bezeichnet. Das Geschwindigkeitsprofil folgt aus dem Ausdruck:

$$w_1(s) = \frac{\rho_1 g \sin \alpha}{\eta_1} \left(\delta_1 s - \frac{s^2}{2} \right) - \frac{\tau_{\delta_z} s}{\eta_1} \tag{2.76}$$

Die mittlere Filmgeschwindigkeit \bar{w}_1 beträgt:

$$\bar{w}_1 = \frac{\rho_1 g \sin \alpha}{\eta_1} \left(\frac{\delta_1^2}{3} - \frac{\tau_{\delta_z} \delta_1}{2 g \rho_1 \sin \alpha} \right) \tag{2.77}$$

Die Gleichung zur Bestimmung der Filmdicke lautet:

$$\delta_1^3 - \left(\frac{3 \tau_{\delta_z}}{2 \rho_1 g \sin \alpha} \right) \delta_1^2 - \frac{3 \bar{V}_1 \eta_1}{b_R \rho_1 g \sin \alpha} = 0 \tag{2.78}$$

Diese kann mit der Cardanischen Formel³⁸ nach der Filmdicke δ_1 aufgelöst werden. Für eine vernachlässigbare Oberflächenschubspannung τ_{δ_z} erhält man aus der Gl. (2.78) die Filmdicke:

$$\delta_{1o} = \sqrt[3]{\frac{3 \bar{V}_1 \eta_1}{b_R \rho_1 g \sin \alpha}} \tag{2.79}$$

Mit der Rieselfilmbreite b_R aus der Gl. (2.75) findet man daraus:

$$\delta_{1o} = \sqrt[3]{\frac{3 \bar{V}_1 \eta_1}{a A_k \rho_1 g \sin \alpha}} \tag{2.80}$$

Zur Abschätzung des Strömungszustands des Rieselfilms muss die Filmreynoldszahl eingeführt werden:

$$Re_1 = \bar{w}_1 \rho_1 \delta_1 / \eta_1 \quad (2.81)$$

Oder in Abhängigkeit vom Massenstrom mit der Filmbreite b_R aus der Gl. (2.75):

$$Re_1 = \frac{\dot{M}_1}{b_R} / (\eta_1 a A_k \sin \alpha) \quad (2.82)$$

Im Falle vernachlässigbaren Einflusses der Gasströmung beträgt die maximale Reynoldszahl, bei welcher noch ein laminarer, glatter Rieselfilm bestehen kann, nach BRAUER [33] S. 34:

$$Re_{11} = 0,306 \left(\frac{\rho_1 \delta^3}{g \eta_1} \right)^{0,1} \quad (2.83)$$

Die maximale Reynoldszahl, bei welcher noch sinusförmige Oberflächenwellen auftreten, ist gegeben durch:

$$Re_{12} = 0,72 \left(\frac{\rho_1 \delta^3}{g \eta_1} \right)^{0,1} \quad (2.84)$$

Beim Ueberschreiten von:

$$Re_{13} = 35,0 \left(\frac{\rho_1 \delta^3}{g \eta_1} \right)^{0,1} \quad (2.85)$$

wird die Filmströmung turbulent.

Die Grenzen der einzelnen Strömungsbereiche wurden für die im Kapitel 3.2 ausgewerteten Rektifizierungsversuche nach diesen Gleichungen berechnet. Die Dichten und die dynamischen Viskositäten wurden dem Abschnitt 3.2.2.1 und die Oberflächenspannungen aus ZUIDERWEG [34] entnommen. Die Ergebnisse werden mit den im Kapitel 3.2 berechneten maximalen Filmreynoldszahlen der betreffenden Versuchsreihen in den Tabellen 2.5 und 2.6 wiedergegeben.

Tabelle 2.5: Strömungsbereiche bei der Rektifikation von trans-cis-De-kalin

p [Torr]	Re_1^{39} max.	Re_{11}	Re_{12}	Re_{13}
5	1,0	2,19	5,14	250,0
100	6,5	2,83	6,66	327,7

Tabelle 2.6: Strömungsbereiche bei der Rektifikation von Chlorbenzol-Aethylbenzol

p [Torr]	Re_1^{40} max.	Re_{11}	Re_{12}	Re_{13}
20	2,1	3,25	7,65	371,8
300	8,5	3,65	8,58	417,0

Obwohl durch das gegenströmende Gas eine starke Erniedrigung der angegebenen Strömungsbereichsgrenzen bewirkt werden kann (FEIND [31] S. 18), ist auf Grund der obigen Zusammenstellungen bei den Versuchsreihen mit tiefen Drücken eine wellenfreie laminare Filmströmung zu erwarten. Bei den Versuchsreihen mit höheren Drücken und grossen Belastungen weist die Filmströmung sinusförmige Wellen auf. Die Turbulenzgrenze wird in keinem Fall erreicht. Die Behandlung der Filmströmung als laminaren Rieselfilm ist also wenigstens für die Berechnung der mittleren Filmdicke und damit des Holdups gerechtfertigt. Ob dies auch für den Stoffaustausch im ganzen üblichen Einsatzbereich der Sulzerpackung zutrifft, werden erst die Messungen des flüssigkeitsseitigen Stoffübergangskoeffizienten zeigen.

2.2.3 Bestimmung der Filmdicke

Zur Berechnung der Filmdicke aus der Gl. (2.78) muss die Oberflächen-schubspannungskomponente in der Filmabfließrichtung ermittelt werden. Da weder über die Richtung noch über den Betrag der örtlichen Schubspannung in den Zahnkanalflanken genaue Aussagen gemacht werden können, muss man sich mit einer näherungsweise Berechnung begnügen. Die dazu getroffenen Annahmen stützen sich auf ähnliche Überlegungen, wie sie bereits im Abschnitt 2.1.3.6 angestellt wurden. Sie werden durch die Übereinstimmung des auf Grund der folgenden Ausführungen berechneten dynamischen Holdups mit dem gemessenen gerechtfertigt⁴¹.

Die mittlere Wandschubspannung in einem längs durchströmten Dreieckkanal beträgt bei gegebenem Widerstandsbeiwert:

$$\bar{\tau}_\Delta = c_{f\Delta} \frac{\rho \bar{w}^2}{8} \quad (2.86)$$

Mit den Annahmen, dass die mittleren Wandschubspannungen an allen drei Seitenflächen des Dreieckkanals gleich gross seien⁴² und dass diese durch den Ersatz der dritten Seitenfläche durch die Zwischenschicht nicht verändert werden⁴³, kann daraus die mittlere Schubspannung in Zahnkanalrichtung an der freien Filmoberfläche bestimmt werden. Gemäss der zweiten Annahme des Rieselfilmodells wird für die Berechnung der Filmdicke nur die in der Filmabfließrichtung wirkende Komponente der Reibungskraft berücksichtigt. Die entsprechende Schubspannungskomponente folgt nach dem Bild 2.20 zu:

$$\tau_{\delta z} = \frac{c_{f\Delta}}{8} \rho \bar{w}_x^2 \cos \theta \quad (2.87)$$

41 vgl. Schluss dieses Abschnitts

42 Bei laminarer Strömung ist dies nur im Fall des gleichschenkligen Dreieckschnitts ganz zutreffend. Auf Grund der Arbeit von CARLSON und IRVINE [27] ist dies auch bei einem Spitzenwinkel von 78 [°] noch gut erfüllt. Im turbulenten Strömungsbereich ist diese Annahme ohnehin gerechtfertigt (PRANDTL [14] S. 211).

43 vgl. Abschnitt 2.1.3.6

Für die laminare Strömung erhält man daraus mit den Gln. (2.60)⁴⁴, (2.54) und (2.10):

$$\tau_{\delta z \text{ lam.}} = \frac{53,5 \cos \theta}{8 \cos \varphi \operatorname{Re}'_g} \left(\sin \frac{\chi}{2} + 1 \right) \rho \bar{w}_g^2 \quad (2.88)$$

Mit Re'_g aus den Gln. (2.1), (2.4) und (2.6), \bar{w}_g aus der Gl. (2.3) und $a \approx 4/b_0 \cos \frac{\chi}{2}$ liefert die Gl. (2.88):

$$\tau_{\delta z \text{ lam.}} = \frac{53,5 \left(\sin \frac{\chi}{2} + 1 \right) \cos \theta}{32 \cos \varphi \left(1 - a \frac{\delta_T}{T} \right)^2} \frac{\rho \bar{v}_g^*}{A_k} \quad (2.89)$$

Für den turbulenten Strömungsbereich wird die Reynoldsabhängigkeit des Widerstandsbeiwerts entsprechend dem Blasius'schen Gesetz angenommen (CARLSON und IRVINE [27]):

$$c_{f\Delta} = \frac{\phi}{4 \sqrt{\operatorname{Re}}} \quad (2.90)$$

Bei turbulenter Strömung findet man analog zur Gl. (2.88):

$$\tau_{\delta z \text{ turb.}} = \frac{\phi \sqrt[4]{\left(\sin \frac{\chi}{2} + 1 \right) \cos \varphi \cos \theta} \rho \bar{w}_g^2}{4 \sqrt[4]{\operatorname{Re}'_g} \cos^2 \varphi} \quad (2.91)$$

An der Laminaritätsgrenze, also bei $\operatorname{Re}'_g \approx \operatorname{Re}'_{gk}$ ⁴⁵, müssen die Schubspannungskomponenten nach den Gln. (2.88) und (2.91) übereinstimmen. Aus dieser Bedingung kann der Koeffizient ϕ bestimmt werden. Mit denselben Substitutionen, welche zur Gl. (2.89) führten, erhält man damit für die Schubspannungskomponente in Filmabfließrichtung:

44 Falls der Zahnwinkel stark von 78 [°] abweicht, ist in die Gl. (2.60) anstelle des Zahlenwerts 53,5 der Wert 0,4931 + 0,14341 · φ - 0,0014870 · φ^2 + 0,0000034066 · φ^3 einzusetzen.

(nach dem Diagramm von SPARROW und HAJI-SHEIKH [26] S. 427) 45 Re_{gk} ist die aus den Versuchen an den Strömungsmodellen ermittelte Laminaritätsgrenze. Diese braucht mit der in berieselten Packungen auftretenden nicht übereinzustimmen.

$$\tau_{\delta_z} = \frac{53,5 (\sin \frac{\delta}{2} + 1) \cos \theta \ a^{0,25} \ \eta_g^{0,25} \ S_g^{0,75} \ V_g^{*1,75}}{11,314 \cos \varphi (1 - a \ \delta_T/2)^2 \ Re_{gk}^{0,75} \ A_k^{1,75}} \quad (2.92)$$

Mit den Schubspannungskomponenten aus den Gln. (2.89) bzw. (2.92) kann die Filmdicke durch Auflösen der Gl. (2.78) berechnet werden. Da die Gesamtdicke von Gewebe und Film eine Funktion der Filmdicke ist (Bild 1.3: $\delta_T = \delta_G + 2 \delta_1$), muss dazu iterativ vorgegangen werden. Als erste Näherung kann dabei die Filmdicke ohne Oberflächenreibungseinfluss aus der Gl. (2.80) verwendet werden. Der genaue Rechnungsgang kann dem Bild 2.22 entnommen werden.

Der dynamische Holdup kann aus der Filmdicke und der bezogenen Oberfläche bestimmt werden:

$$V_1/V_k = a \ \delta_1 \quad (2.93)$$

Zur Ueberprüfung der Zulässigkeit der bezüglich der Flüssigkeitsströmung getroffenen Annahmen wurde der dynamische Holdup für alle im Kapitel 3.2 ausgewerteten Rektifizierungsversuche auf dem angegebenen Weg berechnet und mit Messungen, die von HEINZ [35] bei der Firma Sulzer durchgeführt wurden, verglichen. Bei der Rektifikation von trans-cis-De-kalin im Druckbereich von 5 bis 100 [Torr] in einer BX-Packung⁴⁶ und von Chlorbenzol-Aethylbenzol im Druckbereich von 20 bis 300 [Torr] in einer CY-Packung⁴⁶ beträgt die Abweichung des berechneten vom gemessenen Holdup etwa $\pm 10\%$. Da der Gesamtholdup auf Grund von Niveaumessungen in der Blase ermittelt wurde, liegen die berechneten Holdupwerte also innerhalb der zu erwartenden Genauigkeit der experimentellen Werte.

⁴⁶ Abmessungen der beiden Packungstypen in der Tabelle 1.1

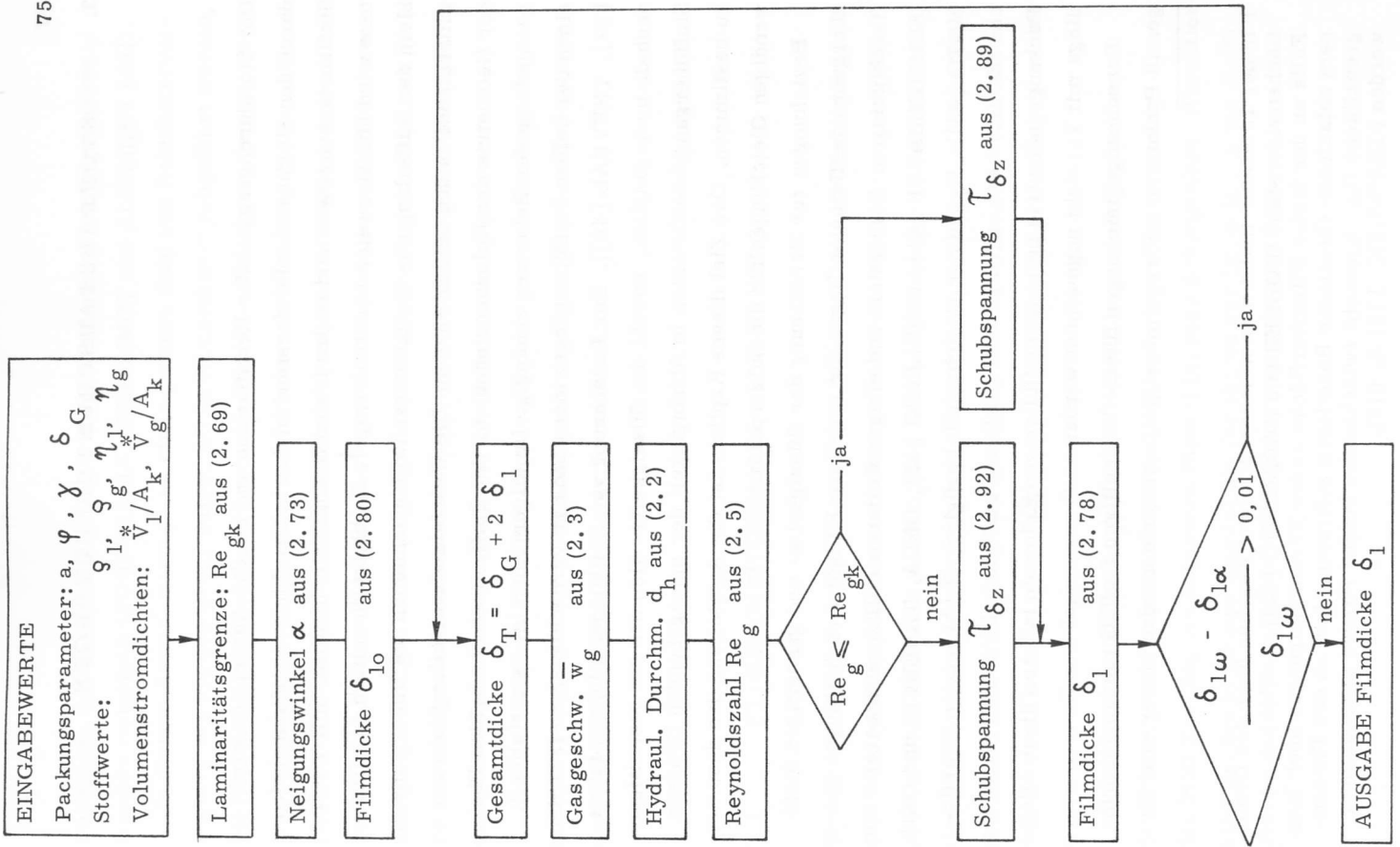


Bild 2.22: Rechenschema zur Bestimmung der Filmdicke

3. STOFFAUSTAUSCHUNTERSUCHUNGEN

Der Stoffdurchgang bei der Rektifikation und bei der Absorption wird durch den Stoffaustauschwerstand in den beiden Phasen und durch den Stoffaustauschwerstand in der freien Grenzfläche bestimmt. Der letztere wird üblicherweise vernachlässigt¹. Es bleibt dann noch das Problem der Aufteilung des Stoffaustauschwerstands auf die Uebergangswiderstände in den beiden Phasen. Die Widerstandsverteilung ist von der Geometrie der Kolonneneinbauten, den Stoffwerten der beiden Phasen und von der Belastung abhängig. Im allgemeinen ist es unstatthaft, einen der beiden Stoffübergangswiderstände zu vernachlässigen (STUKE [39], TREYBAL [40]). Zur Berechnung von Füllkörperkolonnen ist es deshalb unumgänglich, sowohl die flüssigkeits- als auch die gasseitigen Stoffübergangskoeffizienten in Abhängigkeit der massgebenden Grössen zu bestimmen. Das Ziel dieses Kapitels ist die Aufstellung der dazu notwendigen Gleichungen für die Sulzerpackung.

Beziehungen zur Berechnung der flüssigkeits- und gasseitigen Stoffübergangskoeffizienten liegen für regellose Füllkörperschüttungen aus Raschigringen, Berisätteln und einigen weiteren Füllkörpern bereits vor (SEMMELEBAUER [41], GNIELINSKI [42], ONDA, TAKEUCHI und OKUMOTO [43]). Wegen der Unsicherheit bezüglich der benetzten Oberfläche (KOLEV [44], GNIELINSKI [45]) und bezüglich der Aehnlichkeit der Packungsgeometrie beim Neuauffüllen von Kolonnen müssen diese allerdings mit Vorsicht angewendet werden.

Berechnungsgleichungen für die beidseitigen Stoffübergangsgleichungen in Packungen mit regelmässiger Geometrie wurden bisher erst für

¹ In der Literatur findet man widersprüchliche Angaben über den Grenzflächenwiderstand (HOBLER und KEDZIERSKI [38]). Falls an der freien Filmoberfläche weder Verunreinigungen noch langsam ablaufende chemische Reaktionen auftreten, darf an der Phasengrenzfläche Gleichgewicht zwischen den beiden Phasen angenommen werden (GRASSMANN [13] S. 616).

Packungen aus abwechselungsweise ebenen und sinusförmig gewellten Blechen mitgeteilt (POBEREZKIN, GERASIMOV und ALEKSEEV [46]).

In diesem Kapitel werden aus einer grossen Zahl von Rektifizierversuchen, die bei den Gebr. Sulzer AG in Winterthur durchgeführt wurden, die Stoffdurchgangskoeffizienten bestimmt. Die flüssigkeitsseitigen Stoffübergangskoeffizienten werden auf Grund einer Modellvorstellung berechnet. Aus den gemessenen Stoffdurchgangskoeffizienten und den theoretisch ermittelten flüssigkeitsseitigen Stoffübergangskoeffizienten werden die gasseitigen Stoffübergangskoeffizienten bestimmt. Auf diese Weise werden dimensionslose Gleichungen zur Berechnung des flüssigkeits- und gasseitigen Stoffübergangs bei der Sulzerpackung gewonnen.

Dieses Vorgehen erfordert eine verallgemeinerte Behandlung der bisherigen Grundlagen zur Bestimmung der Stoffübergangskoeffizienten an der freien Oberfläche laminarer Rieselfilme.

3.1 FLÜESSIGKEITSEITIGER STOFFÜBERGANG

Wie im Abschnitt 2.2.2 gezeigt wurde, darf die Flüssigkeitsströmung in der Sulzerpackung als laminare Rieselfilmströmung an einer geneigten ebenen Wand behandelt werden. Die Annahme, dass der flüssigkeitsseitige Stoffübergangskoeffizient in der Sulzerpackung ähnlich jenem eines laminaren Rieselfilms an einer geneigten Wand sei, liegt deshalb nahe. Aus diesem Grund wird im folgenden der Stoffübergangskoeffizient an der freien Grenzfläche laminarer Rieselfilme berechnet.

Dabei wird die Diffusion in Filmabflussrichtung und die Reibung an der Phasengrenzfläche berücksichtigt. Daraus ergeben sich einige für den Stoffübergang am laminaren Rieselfilm neue Erkenntnisse. Abschliessend werden in diesem Kapitel die Annahmen zur Berechnung des Stoffübergangskoeffizienten bei der Sulzerpackung besprochen.

3.1.1 Der Stoffübergang an der freien Grenzfläche laminarer Rieselfilme

3.1.1.1 Einleitung

Zur Bestimmung des Stoffübergangskoeffizienten an der freien Grenzfläche laminarer, wellenfrequer Rieselfilme wurden bisher drei Methoden benützt:

1. Das Zweifilmmodell von WHITMAN [47]. Bei diesem wird stationäre Diffusion durch eine ruhende Schicht angenommen. Die Hydrodynamik des Rieselfilms wird also überhaupt nicht berücksichtigt. Dies führt zum irrigen Schluss, dass der Stoffübergangskoeffizient linear vom molekularen Diffusionskoeffizienten abhängt (ROZEN und KRYLOV [48]). Obwohl dieses Modell heute noch zur Auswertung von Stoffaustauschmessungen herangezogen wird (z. B. UYEHARA und HAGIHARA [49]) wird darauf im folgenden nicht mehr eingegangen.

2. Das Penetrationsmodell von HIGBIE [50]. Nach diesem wird angenommen, dass der Film eine der Oberflächengeschwindigkeit entsprechende konstante Geschwindigkeit aufweise. In diesen Film gelangt der aufzunehmende Stoff durch instationäre Diffusion. Durch die Vernachlässigung des Geschwindigkeitsprofils im Rieselfilm werden die wirklichen Strömungsverhältnisse auch mit diesem Modell nicht erfasst. Eine korrekte theoretische Bestimmung des Stoffübergangskoeffizienten muss den konvektiven Stofftransport der wirklichen Geschwindigkeitsverteilung entsprechend berücksichtigen und ist nur durch eine Lösung der Differentialgleichung für den stationären Stofftransport mit erzwungener Konvektion möglich. Diese Differentialgleichung kann aber analytisch nicht in geschlossener Form gelöst werden.
3. Die analytische Näherungslösung (PIGFORD [51], [52]) dieser Stofftransportgleichung für den Fall vernachlässigbarer Reibung an der freien Filmoberfläche und vernachlässigbarer Diffusion in Strömungsrichtung. Sie erlaubt die Berechnung mittlerer Stoffübergangskoeffizienten bei grossen Filmstärken.

Die nach diesen drei Theorien berechneten Stoffübergangskoeffizienten stimmen in keinem Bereich überein. Sie erlauben auch keine Abschätzung des Einflusses der Oberflächenreibung und der Längsdiffusion.

Aus dieser Situation ergab sich die Notwendigkeit, die Stofftransportgleichung mit Berücksichtigung der Längsdiffusion und der Oberflächenreibung numerisch zu lösen.

Im Gegensatz zur Absorption eines reinen Gases bei konstantem Druck und konstanter Temperatur ist die Zusammensetzung der Filmflüssigkeit an der freien Oberfläche bei der Rektifikation in der Abströmrichtung nicht konstant. Die Aenderung der Oberflächenkonzentration kann bei der Rektifikation je nach dem Betrag der relativen Flüchtigkeit beträchtlich grösser sein als bei der Absorption. Die Uebertragbarkeit der aus Absorptionsmessungen gewonnenen Stoffübergangskoeffizienten auf die Rektifikation ist deshalb nicht ohne weiteres gewährleistet. Experimentell fand man bisher allerdings keine eindeutigen Unterschiede (NORMAN [53] S. 58/59).

3.1.1.2 Voraussetzungen

Die weiteren Ausführungen zur Bestimmung der örtlichen und mittleren Sherwoodzahlen beruhen auf den folgenden Annahmen:

1. Die Rieselfilmströmung ist laminar und wellenfrei (vergleiche Abschnitt 2.2.2).
2. Die Filmbreite ist sehr viel grösser als die Filmstärke.
3. Die Rieselfilmströmung ist auf der ganzen Länge voll ausgebildet (vergleiche Abschnitt 2.2.1).
4. Der zwischen den beiden Phasen ausgetauschte Stoffstrom ist gegenüber den Hauptströmen der beiden Phasen vernachlässigbar klein.
5. Im betrachteten Filmstück werden die Stoffwerte durch den ausgetauschten Stoff nicht spürbar verändert.

6. Es treten keine durch Oberflächenspannungsunterschiede hervorgerufene Bewegungen auf (Marangoni-Effekt).

7. Die Konzentration an der freien Filmoberfläche ist konstant.

Diese Annahmen werden auch beim Penetrationsmodell und bei der Lösung von Pigford vorausgesetzt. Im vorangehenden Abschnitt wurde darauf hingewiesen, dass die 7. Annahme bei der Rektifikation fraglich ist. Deshalb werden im folgenden die dimensionslosen Stofftransportgleichungen für den Fall einer in Abflussrichtung linear ändernden Konzentration an der freien Filmoberfläche hergeleitet. Die numerische Behandlung würde den Rahmen dieser Arbeit aber sprengen.

3.1.1.3 Stofftransportgleichung und Randbedingungen

Die Konzentration des auszutauschenden Stoffs im Innern des Rieselfilms betrage $c_i(z, s)$. z und s sind die im Bild 2.21 gezeigten Koordinaten in Filmabflussrichtung und in der zur freien Filmoberfläche senkrechten Richtung. Die Stoffbilanz an einem beliebigen infinitesimalen Filmelement der Länge dz und der Dicke ds liefert für den stationären Stofftransport im laminaren Rieselfilm die folgende bekannte partielle Differentialgleichung:

$$w_1(s) \left(\frac{\partial c_i}{\partial z} \right) - D_1 \left[\left(\frac{\partial^2 c_i}{\partial z^2} \right) + \left(\frac{\partial^2 c_i}{\partial s^2} \right) \right] = 0 \quad (3.1)$$

Darin bedeuten $w_1(s)$ die Strömungsgeschwindigkeit an der Stelle s und D_1 der molekulare Diffusionskoeffizient der Komponente i in der Filmflüssigkeit.

Die Konzentration der Komponente i an der freien Grenzfläche habe am Filmanfang den Wert $c_{iE\alpha}$. Bei der Annahme einer linearen Änderung der Oberflächenkonzentration ergibt sich diese an einer beliebigen Stelle z :

$$c_{iE} = c_{iE\alpha} + m_0 z \quad (3.2)$$

An der Aufgabestelle des Rieselfilms betrage die Konzentration der i -ten Komponente $c_{i\alpha}$. Die ebene Wand ist stoffundurchlässig. Damit können für die Gl. (3.1) folgende Randbedingungen formuliert werden:

$$c_i(z, \delta_1) = c_{iE}$$

$$c_i(0, s) = c_{i\alpha} \quad (3.3)$$

$$\left(\frac{\partial c_i}{\partial z} \right) (z, 0) = 0$$

Bei bekannter Geschwindigkeitsverteilung $w_1(s)$ ist die Konzentration der Komponente i an jeder Stelle z , s des Rieselfilms durch die Gln. (3.1) und (3.3) gegeben.

3.1.1.4 Stoffübergangskoeffizienten

Die durch die Phasengrenzfläche dringende Massenstromdichte der Komponente i wird mit m_i^* , das treibende Konzentrationsgefälle im Film mit Δc_i bezeichnet. Es ist die Differenz aus der mittleren Konzentration des Stoffes i und seiner Konzentration an der Phasengrenzfläche. Die mittlere Konzentration kann auf zwei verschiedene Arten definiert werden (GRASSMANN [13] S. 613); nämlich erstens als Mittelwert der Konzentration des Stoffes i an der Stelle $z = \text{konst.}$:

$$\bar{c}_i = \frac{1}{\delta_1} \int_0^{\delta_1} c_i ds \quad (3.4)$$

und zweitens als Mittelwert, den man bei vollständiger Durchmischung des Films nach der Stelle $z = \text{konst.}$ erhält:

$$\bar{c}_i = \frac{1}{w_1 \delta_1} \int_0^{\delta_1} c_i w_1 ds \quad (3.5)$$

Die entsprechenden treibenden Konzentrationsgefälle betragen:

$$\Delta c_i^I = \left[\frac{1}{\delta_1} \int_0^{\delta_1} c_i ds \right] - c_{iE} \quad (3.6)$$

$$\Delta c_i = \left[\frac{1}{w_1 \delta_1} \int_0^{\delta_1} c_i w_1 ds \right] - c_{iE} \quad (3.7)$$

Die Stoffübergangskoeffizienten werden definiert als:

$$\beta_1^I = m_i / \Delta c_i^I \quad (3.8)$$

$$\beta_1 = m_i / \Delta c_i \quad (3.9)$$

Die Massenströmdichte kann mit dem ersten Fick'schen Gesetz aus dem Konzentrationsgradienten an der Phasengrenzfläche bestimmt werden.

Diese in die Gl. (3.8) eingesetzt, liefert mit der Gl. (3.6) den folgenden Ausdruck für den örtlichen Stoffübergangskoeffizienten:

$$\beta_1^I = \frac{D_1 \left(\frac{\partial c_i}{\partial s} \right)_s = \delta_1}{c_{iE} - \frac{1}{\delta_1} \int_0^{\delta_1} c_i ds} \quad (3.10)$$

Für den ungestrichenen Stoffübergangskoeffizienten erhält man analog:

$$\beta_1 = \frac{D_1 \left(\frac{\partial c_i}{\partial s} \right)_s = \delta_1}{c_{iE} - \frac{1}{\delta_1 w_1} \int_0^{\delta_1} c_i w_1 ds} \quad (3.11)$$

Durch die Gln. (3.1), (3.3) und (2.76) ist das Konzentrationsfeld $c_i(z, s)$ an jeder Stelle des Films gegeben. Daher sind mit den Gln. (3.10) bzw.

(2.77) und (3.11) die örtlichen Stoffübergangskoeffizienten an jeder Stelle z bestimmt. Für praktische Stoffübergangsrechnungen ist man an einem geeignet definierten mittleren Stoffübergangskoeffizienten interessiert, welcher die Bestimmung der übergehenden Stoffströme mit dem logarithmischen Mittelwert des treibenden Konzentrationsgefälles an der Aufgabestelle ($z = 0$, $\Delta c_i = \Delta c_{i\alpha}$) und am Ende ($z = z_\omega$, $\Delta c_i = \Delta c_{i\omega}$) des betrachteten Rieselfilmstücks erlaubt². Dieser mittlere Stoffübergangskoeffizient kann aus den folgenden Gleichungen berechnet werden:

$$\bar{\beta}_1^I = \frac{\int_0^{z_\omega} \beta_1^I \Delta c_i^I dz}{z_\omega} = \frac{\Delta c_{i\alpha} - \Delta c_{i\omega}}{\ln \left(\frac{\Delta c_{i\alpha}}{\Delta c_{i\omega}} \right)} \quad (3.12)$$

$$\bar{\beta}_1 = \frac{\int_0^{z_\omega} \beta_1 \Delta c_i dz}{z_\omega} = \frac{\Delta c_{i\alpha} - \Delta c_{i\omega}}{\ln \left(\frac{\Delta c_{i\alpha}}{\Delta c_{i\omega}} \right)} \quad (3.13)$$

In dieser Arbeit werden die gestrichenen wie auch die ungestrichenen örtlichen und mittleren Stoffübergangskoeffizienten berechnet. Je nachdem, in welchem Zusammenhang die Stoffübergangskoeffizienten benötigt werden, sind die gestrichenen oder ungestrichenen Werte sinnvoll.

Während die ungestrichenen Stoffübergangskoeffizienten für die Berechnung des Stoffübergangs in Rieselfilmmanordnungen (Konzentration auf der Bilanzlinie) und bei der Auswertung von Stoffübergangsuntersuchungen durch Messung der mittleren Ein- und Austrittskonzentrationen benötigt werden, sind die gestrichenen eher von theoretischer Bedeutung.

und der Reynoldszahl Re_1 aus der Gl. (2.81) folgt daraus die dimensionslose Beziehung:

$$\psi \left(\frac{\partial \mu}{\partial \xi} + Ko \right) - \frac{1}{Re_1 Sc_1} \left(\frac{\partial \mu}{\partial \xi^2} + \frac{\partial \mu}{\partial \eta^2} \right) = 0 \quad (3.18)$$

Die Einführung der dimensionslosen Schubspannung

$$Fg = \frac{\tau_{bz}}{S_1 g \sin \alpha \delta_1} \quad (3.19)$$

liefert mit den Gln. (2.76) und (2.77) den folgenden Ausdruck für die dimensionslose Geschwindigkeit:

$$\psi = \frac{S_1^2}{\frac{1}{3} - \frac{Fg}{2}} \quad (3.20)$$

Gl. (3.20) in die Gl. (3.18) eingesetzt, ergibt die allgemeine Form der dimensionslosen Transportgleichung:

$$\left[\frac{S_1^2 (1 - Fg) - \frac{S_1^2}{2}}{\frac{1}{3} - \frac{Fg}{2}} \right] \left(\frac{\partial \mu}{\partial \xi} + Ko \right) - \frac{\left(\frac{\partial \mu}{\partial \xi^2} + \frac{\partial \mu}{\partial \eta^2} \right)}{Re_1 Sc_1} = 0 \quad (3.21)$$

Die dimensionslose Transportgleichung bei vernachlässigbarer Reibung zwischen dem Film und der Gasphase folgt als Spezialfall mit $Fg = 0$ aus der Gl. (3.21). Ebenso jene für konstante Oberflächenkonzentration mit $Ko = 0$.

Die Randbedingungen (3.3) gehen mit den dimensionslosen Variablen über in:

$$\begin{aligned} \mu(\xi, 1) &= 0 \\ \mu(0, \eta) &= 1 \\ \frac{\partial \mu}{\partial \eta}(\xi, 0) &= 0 \end{aligned} \quad (3.22)$$

Sie dienen der Bestimmung der Holdup-Konzentration und sind auch bei der Auswertung von Konzentrationsmessungen innerhalb von Rieselfilmen, wie sie von Hiby [54] durchgeführt wurden, von Interesse.

3.1.1.5 Dimensionslose Schreibweise

Um zu allgemein verwendbaren Ergebnissen zu gelangen, müssen die Transportgleichung und die Ausdrücke für die Stoffübergangskoeffizienten durch das Einführen dimensionsloser Variablen umgeformt werden. Als Bezugsgrößen werden die Filmdicke, die mittlere Geschwindigkeit und die Differenz zwischen der Anfangskonzentration und Grenzflächenkonzentration an der Stelle $z = 0$ gewählt. Damit können die folgenden dimensionslosen Variablen gebildet werden:

- dimensionslose Koordinate in z-Richtung: $\xi = z / \delta_1$
- dimensionslose Koordinate in s-Richtung: $S = s / \delta_1$
- dimensionslose Geschwindigkeit: $\psi = w_1 / \bar{w}_1$ (3.14)
- dimensionslose Konzentration: $\mu = \frac{c_i - c_{iE}}{c_{i\alpha} - c_{iE}}$

Gemäss den Annahmen im Abschnitt 3.1.1.2 ist die Filmdicke konstant. Unter dieser Voraussetzung findet man durch Einsetzen der Ausdrücke (3.14) und ihrer Ableitungen in die Gl. (3.1):

$$\psi \bar{w}_1 \left(\frac{\partial \mu}{\partial \xi} + \frac{m_0 \delta_1}{c_{i\alpha} - c_{iE}} \right) - \frac{D_1}{\delta_1} \left(\frac{\partial \mu}{\partial \xi^2} + \frac{\partial \mu}{\partial S^2} \right) = 0 \quad (3.15)$$

Durch Einführen der dimensionslosen Kennzahl

$$Ko = m_0 \delta_1 / (c_{i\alpha} - c_{iE}) \quad (3.16)$$

der Schmidtzahl

$$Sc_1 = \eta_1 / (S_1 D_1) \quad (3.17)$$

Die Beziehungen (3.10) und (3.11) für die örtlichen Stoffübergangskoeffizienten müssen ebenfalls auf dimensionslose Form gebracht werden. Durch Auflösen des Ausdrucks (3.14) für die dimensionslose Konzentration nach der örtlichen Konzentration und durch Einführung der Sherwoodzahl

$$\text{Sh}_1^i = \beta_1^i \delta_1 / D_1 \quad (3.23)$$

findet man aus der Gl. (3.10):

$$\text{Sh}_1^i = \frac{\left(\frac{\partial \mu}{\partial \xi}\right)_{\xi=1}}{1 - \int_0^1 \mu d\xi} \quad (3.24)$$

Aus der Gl. (3.11) erhält man mit der Sherwoodzahl

$$\text{Sh}_1 = \beta_1 \delta_1 / D_1 \quad (3.25)$$

und der dimensionslosen Geschwindigkeit der Gl. (3.14):

$$\text{Sh}_1 = \frac{\left(\frac{\partial \mu}{\partial \xi}\right)_{\xi=1}}{1 - \int_0^1 \mu \psi d\xi} \quad (3.26)$$

Die Gl. (3.12) liefert mit den Gln. (3.4) und (3.14) und der Definition

$$\overline{\text{Sh}}_1^i = \overline{\beta}_1^i \delta_1 / D_1 \quad (3.27)$$

nach einigen Umformungen den folgenden Ausdruck für die mittlere Sherwoodzahl:

$$\overline{\text{Sh}}_1^i = \frac{\left[\int_0^1 \xi \omega \text{Sh}_1 \left(\int_0^1 \mu d\xi \right) d\xi \right] \ln \int_0^1 \mu \omega d\xi}{- \xi \omega \left[1 - \int_0^1 \mu \omega d\xi \right]} \quad (3.28)$$

Oder mit der Gl. (3.23):

$$\overline{\text{Sh}}_1^i = \frac{\left[\int_0^1 \xi \omega \left(\frac{\partial \mu}{\partial \xi} \right)_{\xi=1} d\xi \right] \ln \int_0^1 \mu \omega d\xi}{\xi \omega \left[1 - \int_0^1 \mu \omega d\xi \right]} \quad (3.29)$$

Für die mit dem ungestrichenen mittleren Stoffübergangskoeffizienten gebildete mittlere Sherwoodzahl

$$\overline{\text{Sh}}_1 = \overline{\beta}_1 \delta_1 / D_1 \quad (3.30)$$

findet man aus den Gln. (3.5), (3.13) und (3.14):

$$\overline{\text{Sh}}_1 = \frac{\left[\int_0^1 \xi \omega \text{Sh}_1 \left(\int_0^1 \mu \psi d\xi \right) d\xi \right] \ln \int_0^1 \mu \omega \psi d\xi}{- \xi \omega \left[1 - \int_0^1 \mu \omega \psi d\xi \right]} \quad (3.31)$$

Oder mit der Gl. (3.26):

$$\overline{\text{Sh}}_1 = \frac{\left[\int_0^1 \xi \omega \left(\frac{\partial \mu}{\partial \xi} \right)_{\xi=1} d\xi \right] \ln \int_0^1 \mu \omega \psi d\xi}{\xi \omega \left[1 - \int_0^1 \mu \omega \psi d\xi \right]} \quad (3.32)$$

Die Stofftransportgleichung (3.18) beschreibt mit der dimensionslosen Geschwindigkeit aus der Gl. (3.20) und den Randbedingungen (3.22) das dimensionslose Konzentrationsfeld $\mu(\xi, \eta)$ des Stoffes i im Rieselfilm. Die örtlichen und mittleren gestrichenen und ungestrichenen Sherwoodzahlen sind daher nach den Gln. (3.24), (3.26), (3.29) und (3.32) $\text{Re}_1 \text{Sc}_1$, der dimensionslosen Schubspannung, der dimensionslosen Kennzahl für die Oberflächenkonzentrationsänderung und der dimensionslosen Filmlänge abhängig:

$$Sh_1 = Sh_1 (Re_1 Sc_1, Fg, Ko, \xi)$$

$$\bar{Sh}_1 = \bar{Sh}_1 (Re_1 Sc_1, Fg, Ko, \xi) \quad (3.33)$$

Da es für die Stofftransportgleichung (3.21) keine geschlossene analytische Lösung gibt, werden diese Abhängigkeiten mit Ausnahme jener von Ko numerisch bestimmt. Das Miteinbeziehen der Abhängigkeit von der Kennzahl für die lineare Änderung der Oberflächenkonzentration würde eine wesentliche Vergrößerung des Rechenaufwandes bedeuten. Im Rahmen dieser Arbeit wird davon abgesehen, weil die Auswertung der Rektifizierungsversuche im Kapitel 3.2 mit den für konstante Oberflächenkonzentration ($Ko = 0$) berechneten flüssigkeitsseitigen Stoffübergangskoeffizienten befriedigende Ergebnisse zeigte.

Die genaue Abklärung des Einflusses der Oberflächenkonzentrationsänderung bleibt einer späteren Arbeit vorbehalten. Einige Aussagen sind aber an dieser Stelle bereits möglich. Der Definitionsgleichung (3.16) kann entnommen werden, dass der Betrag von Ko bei gegebenen Werten des Koeffizienten m_0 und der Filmdicke δ_1 mit kleiner werdender Konzentrationsdifferenz am Filmanfang $c_{i0} - c_{iE0}$ zunimmt. Der Einfluss der Oberflächenkonzentrationsänderung auf die örtlichen und mittleren flüssigkeitsseitigen Sherwoodzahlen wird also umso stärker, je mehr der Stoffübergangswiderstand auf die Gasseite verlagert wird. Die Abhängigkeit der Kennzahl Ko von der relativen Flüchtigkeit bei der Rektifikation binärer Gemische ist dagegen schwächer, da bei einer grosseren relativen Flüchtigkeit zwar einerseits die Konzentrationsänderung an der Filmoberfläche und damit der Betrag von m_0 zunimmt; andererseits die im Nenner der Gl. (3.16) auftretende Konzentrationsdifferenz am Filmanfang auch anwächst.

3.1.1.6 Lösungsbereich

Da die Gl. (3.21) einen konvektiven Stofftransport in der zur Filmoberfläche senkrechten Richtung ausschliesst, ist sie nur für den wellenf freien, laminaren Film gültig. Bei ruhendem Gas - also bei $Fg = 0$ - ist die Grenze dieses Strömungsbereichs mit der Gl. (2.82) gegeben.

In einer Abschätzung für das Beispiel der Absorption von Kohlendioxid mit den Lösungsmitteln Wasser, Äthylalkohol und N-Methylpyrrolidon hat der Verfasser gezeigt, dass das Produkt aus Reynolds- und Schmidtzahl für eine wellenfreie, laminare Strömung auch bei vernachlässigbarem Einfluss der Gasströmung kleiner als 2000 ist (ZOGG [55]).

Bei den im Kapitel 3.2 zur Auswertung herangezogenen Rektifizierungsversuchen liegt das Produkt aus Reynolds- und Schmidtzahl zwischen 200 und 2000. Da zusammenhängende Flüssigkeitsfilme unterhalb einer Reynoldszahl von etwa 0,1 aufbrechen, genügt die numerische Lösung der Stofftransportgleichung (3.21) und die Bestimmung der örtlichen und mittleren Sherwoodzahlen im Bereich:

$$60 \leq Re_1 Sc_1 \leq 2000$$

Falls die Einwirkung der Gasströmung auf die Filmströmung nicht vernachlässigbar ist, entstehen die ersten Wellen bereits bei Filmreynoldszahlen unter dem nach der Gl. (2.82) berechneten Re_{11} -Wert. Feind ([31], S. 18) fand bei Versuchen am innen mit einem Wasser-Diäthylen-glykolgemisch berieselten Rohr (50 [mm]-Durchmesser), dass bei einer Filmreynoldszahl von 0,1 und bei gegenströmender Luft eine Gasreynoldszahl von ca. 27 000 zur Erzeugung der ersten Oberflächenwellen genügt. Die nach der Gl. (3.19) definierte dimensionslose Schubspannung beträgt in diesem Fall ca. 0,11. Bei grösseren Filmreynoldszahlen wird der maximale Wert von Fg , bei welcher noch eine wellenfreie Filmströmung möglich ist, kleiner. Obwohl eine allgemein gültige Gesetzmässigkeit für die Grenze der wellenf freien Filmströmung bei gegenströmendem Gas nicht bekannt ist, dürfte der Fg -Wert an dieser Stelle den Wert 0,15 nicht überschreiten.

3.1.1.7 Bemerkungen zu den numerischen Rechnungen

Die Transportgleichung (3.21) wurde unter Beachtung der Randbedingungen (3.22) nach dem Relaxationsverfahren (ECKERT [19], S. 49) integriert. Zu diesem Zweck wurde die diskretisierte Transportgleichung für den instationären Fall angeschrieben. Ausgehend von einem angenommenen oder aus früheren Rechnungen übernommenen Konzentrationsfeld wurde die Konzentration der einzelnen Feldpunkte solange geändert, bis der instationäre Term an jeder Stelle verschwindend klein wurde. Dann ist die Gl. (3.21) für jeden Punkt des Konzentrationsfelds erfüllt.

Die grossen Konzentrationsgradienten am Filmanfang erfordern eine variable Schrittlänge in ξ -Richtung. Diese wurde als geometrische Reihe angesetzt. Mit dem laufenden Index k in ξ -Richtung, der Anfangsschrittweite $\Delta \xi(1)$ und dem Quotienten q betragen die einzelnen Schrittlängen:

$$\Delta \xi(k) = \Delta \xi(1) \left(\frac{q^{k-1} - 1}{q - 1} \right) \tag{3.34}$$

Die Schrittzahl in ξ -Richtung betrug 150, der Schritt $\Delta \xi(1) = 0,0075^3$ und der Quotient $q = 1,1$. Die Filmdicke wurde in 40 gleich grosse Schritte aufgeteilt.

Mit dieser Einteilung des Integrationsfeldes ergibt sich aus der Transportgleichung (3.21) für $K_0 = 0$ die folgende Differenzgleichung für den instationären Fall:

3 Zur Bestimmung der Sherwoodzahlen bei dimensionslosen Filmlängen unter 10 wurde mit noch feinerer Schrittteilung gerechnet.

$$\left[\frac{\mathcal{Y}(1 - Fg) - \mathcal{Y}^2/2}{1/3 - Fg/2} \right]_q [\mu(k, 1, \tau) - \mu(k-1, 1, \tau)] + \frac{1}{q} [\mu(k+1, 1, \tau) - \mu(k, 1, \tau)]$$

$$\frac{\Delta \xi(n-1)}{(1+q)}$$

$$\frac{1}{\text{Re}_1 \text{Sc}_1} \left\{ \frac{2 \left[\frac{q}{1+q} \mu(k-1, 1, \tau) - \mu(k, 1, \tau) + \frac{1}{1+q} \mu(k+1, 1, \tau) \right]}{q \Delta \xi(n-1)^2} \right.$$

$$\left. \frac{\mu(k, 1+1, \tau) - 2 \mu(k, 1, \tau) + \mu(k, 1-1, \tau)}{2 \Delta \xi} \right\} = \frac{\mu(k, 1, \tau + \Delta \tau) - \mu(k, 1, \tau)}{\Delta \tau} \tag{3.35}$$

Darin sind k und l die laufenden Indices in ξ - bzw. \mathcal{Y} -Richtung. Die Variable τ entspricht der Zeit. Die Gl. (3.35) ermöglicht die Bestimmung der dimensionslosen Konzentration zur Zeit $\tau + \Delta \tau$ aus der bekannten dimensionslosen Konzentration zum Zeitpunkt τ . Das dimensionslose Konzentrationsfeld zu Beginn der Iteration wurde für die erste Durchrechnung mit $\mu(k, 1, 0) = 1$ angenommen. Für die weiteren Durchrechnungen mit veränderten Werten der Parameter $\text{Re}_1 \text{Sc}_1$ und Fg wurde jeweils das Endkonzentrationsfeld einer vorangegangenen Rechnung als Ausgangsfeld eingelesen.

Die Gl. (3.35) liefert die dimensionslose Konzentration zum Zeitpunkt $\tau + \Delta \tau$ an jeder Stelle k, l . Der alte Konzentrationswert $[\mu(k, l, \tau)]$ wurde an jeder Stelle k, l nach der Bestimmung des neuen $[\mu(k, l, \tau + \Delta \tau)]$ durch diesen ersetzt. Dadurch wird eine raschere Konvergenz erreicht, als bei der Berechnung aller Konzentrationswerte zum Zeitpunkt $\tau + \Delta \tau$ und anschliessendem feldweisen Ersatz der alten Werte. Ebenfalls aus Konvergenzgründen erfolgte die Iteration vom Gebiet mit dem grössten Konzentrationsgradienten, also von der Phasengrenzfläche und vom Filmanfang, her.

Die Grösse des Zeitschritts muss der Grenze der numerischen Stabilität angepasst werden. Er wurde entsprechend der Schrittteilung in ξ -Richtung variiert und konnte im Laufe der Rechnungen vergrössert werden. Nach jeweils 75 Iterationen des ganzen Konzentrationsfeldes wurden die örtlichen und mittleren Sherwoodzahlen nach den Gln. (3.24), (3.26), (3.29) und (3.32) berechnet. Die Bestimmung der Integralaus-

drücke in diesen Gleichungen erfolgte mit der Simpson'schen Regel. Der Konzentrationsgradient an der Phasengrenzfläche wurde aus vier Stützpunkten mit einem Polynom dritten Grades ermittelt.

Die Iteration wurde abgebrochen, wenn sich die örtliche Sherwoodzahl an der Stelle $\xi = 300$ nach 75 Durchrechnungen um weniger als 1% änderte. Dies wurde je nach dem Lösungsbereich nach ca. 2000 (bei $Re_1 Sc_1 = 2000$) bis 5000 (bei $Re_1 Sc_1 = 62,5$) Korrekturen des Konzentrationsfeldes erreicht. Sämtliche Rechnungen wurden auf der Anlage CDC 6400/6500 des RZETH durchgeführt.

Die Diskretisationsfehler sind bei hohen $Re_1 Sc_1$ -Werten und bei kleinen dimensionslosen Filmlängen am grössten. Die Abschätzung des Diskretisationsfehlers erfolgte daher am Beispiel mit $Re_1 Sc_1 = 2000$ durch fortgesetzte Halbierung der Schrittweiten. Diese Abschätzung ergab, dass der Fehler der mit der angegebenen Einteilung des Integrationsfeldes berechneten Sherwoodzahlen kleiner als +2% ist, d. h. die numerisch bestimmten Sherwoodzahlen sind besonders bei kurzen Filmen und grossen $Re_1 Sc_1$ -Werten etwas zu gross.

3.1.1.8 Ergebnisse für $Ko = 0$

Dimensionslose Konzentration

Die Bilder 3.1 und 3.2 zeigen einige durch die beschriebene Lösung der dimensionslosen Stofftransportgleichung (3.21) bestimmte Konzentrationsprofile bei verschiedenen dimensionslosen Filmlängen. Sie lassen erkennen, dass der Konzentrationsgradient an der freien Filmoberfläche mit zunehmender Filmlänge kleiner wird und dass er für grosse Filmlängen dem treibenden Konzentrationsgefälle proportional wird. Dies lässt vermuten, dass der Stoffübergangskoeffizient für grosse Filmlängen einem konstanten Wert zustrebt.

Auf die mittlere Filmkonzentration bezogene Sherwoodzahl ("gestrichene Sherwoodzahl")

Im Bild 3.3 sind die örtlichen Sherwoodzahlen für verschiedene Werte des Produktes $Re_1 Sc_1$ über der dimensionslosen Filmlänge ξ aufgetragen. Bei gross werdenden Filmlängen streben die örtlichen Sherwoodzahlen einem gemeinsamen Grenzwert zu. Dieser wird bei niedrigeren Werten von $Re_1 Sc_1$ rasch; bei grossen erst später erreicht. Im hier betrachteten Fall vernachlässigbarer Oberflächenspannung ($Fg = 0$) beträgt dieser Grenzwert $Sh_{1\infty} = 2,866$.

Die in der Abbildung gezeigte Abhängigkeit der Sherwoodzahl von der dimensionslosen Filmlänge und dem Produkt $Re_1 Sc_1$ für den Fall $Fg = 0$ wird durch die folgende Gleichung gut wiedergegeben:

$$Sh_1 = 2,866 + 0,621 \sqrt{\frac{Re_1 Sc_1}{\xi}} \exp\left(-20,3 \frac{\xi}{Re_1 Sc_1}\right) \quad (3.36)$$

Die Abweichung der nach der Gl. (3.36) berechneten Sherwoodzahlen von den numerisch berechneten Werten ist im Bereich $62,5 \leq Re_1 Sc_1 \leq 2000$ und $\xi \geq 1$ kleiner als 2,8%.

Die mittlere Sherwoodzahl \overline{Sh}_1 wurde mit der Gl. (3.29) bestimmt. Es erwies sich, dass die numerisch berechneten Werte ab einer gewissen Filmlänge mit der Lösung von FIGFORD [51], [52] übereinstimmen. Darauf wird im nächsten Abschnitt näher eingegangen.

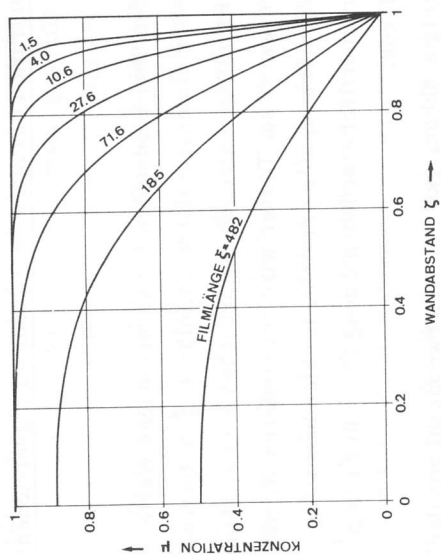


Bild 3.1: Konzentrationsprofile bei $Re_1 Sc_1 = 2000$ und $F_g = 0$

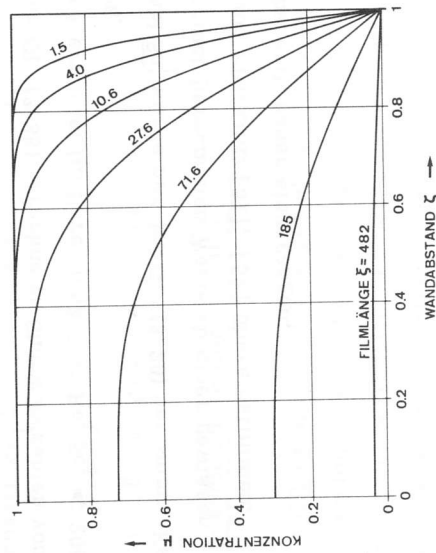


Bild 3.2: Konzentrationsprofile bei $Re_1 Sc_1 = 250$ und $F_g = 0$

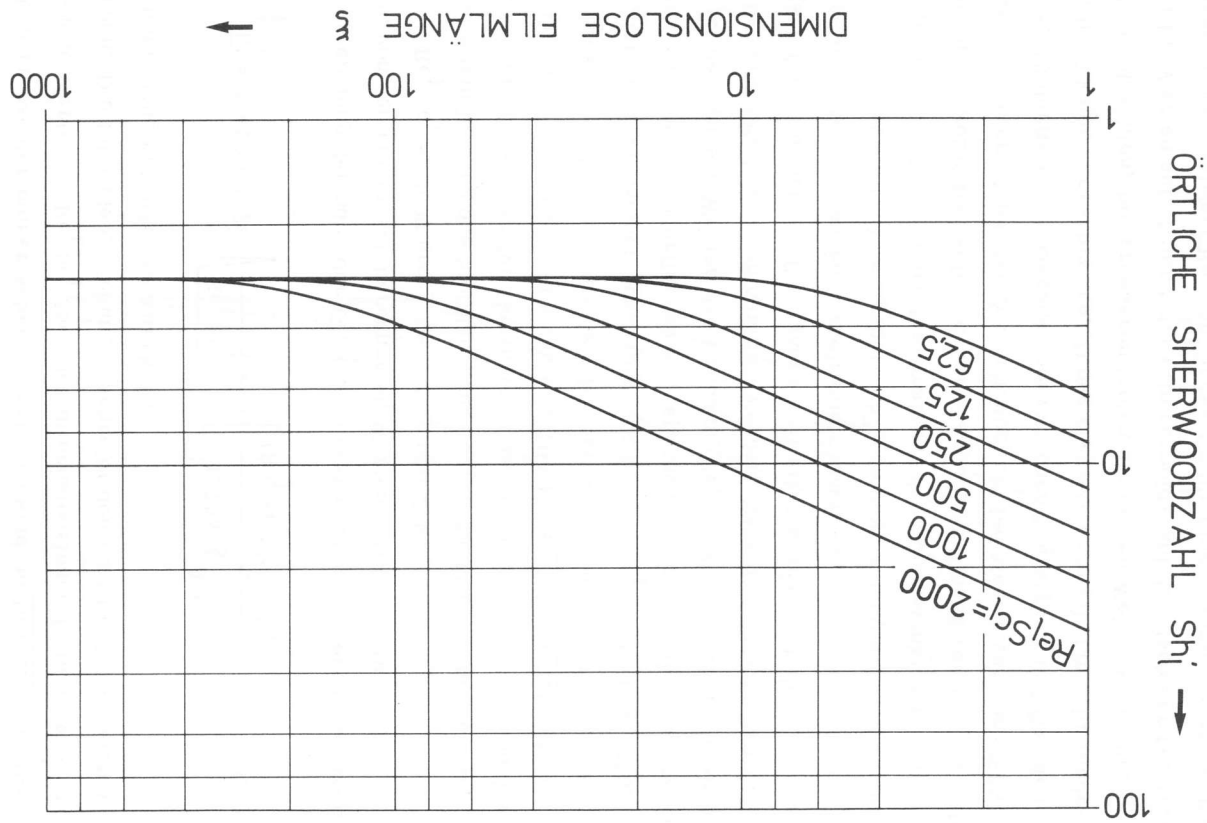


Bild 3.3: Örtliche gestrichene Sherwoodzahl ohne Oberflächeneinfluss ($F_g = 0$)

Die Ergebnisse der numerischen Rechnungen sind im Bild 3.4 für verschiedene Werte von $Re_1 Sc_1$ über der dimensionslosen Filmlänge ξ aufgetragen. Die folgende Gleichung beschreibt den im Bild 3.4 gezeigten Zusammenhang mit guter Genauigkeit:

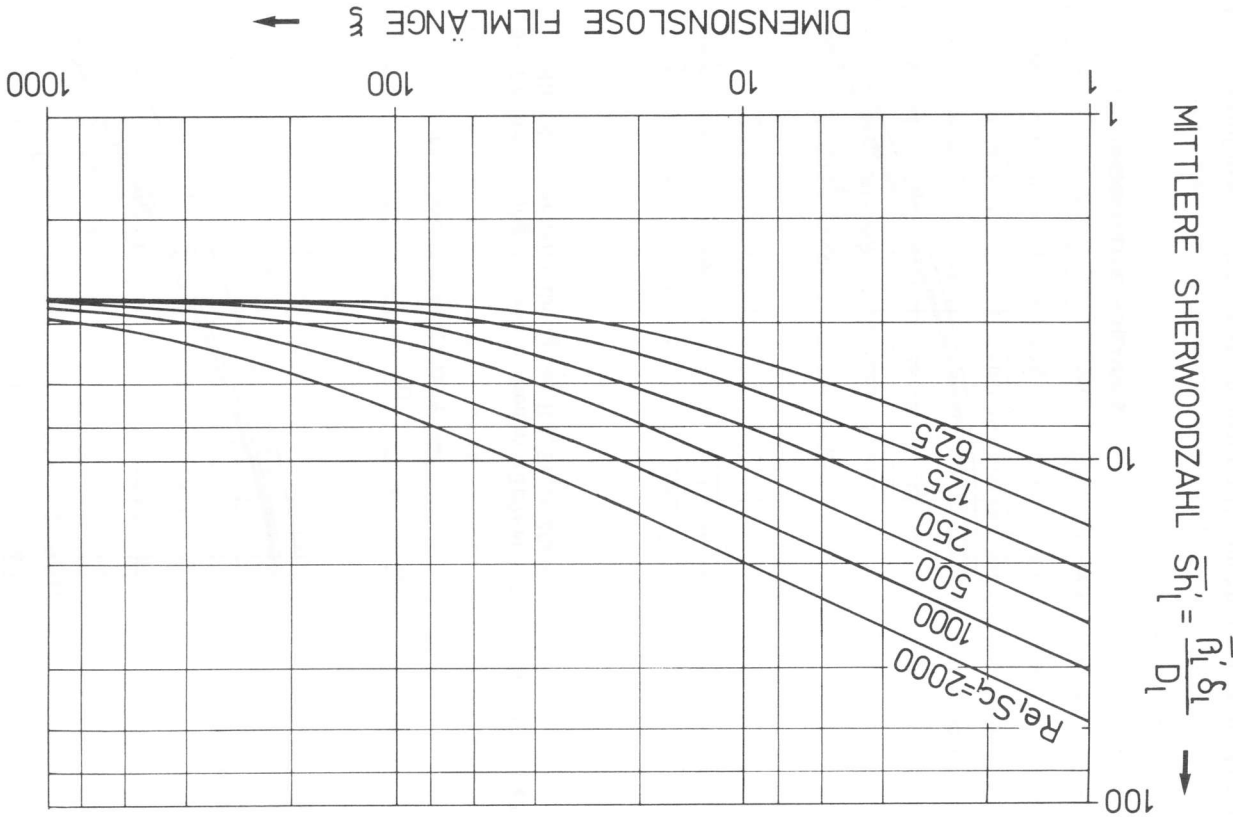
$$\overline{Sh}_1 = 3,415 + 1,26 \sqrt{\frac{Re_1 Sc_1}{\xi}} \exp \left[-1,735 \xi^{0,6} \frac{(Re_1 Sc_1)^{0,5384}}{\xi} \right] \quad (3.37)$$

Die Abweichung der nach der Gl. (3.37) bestimmten mittleren Sherwoodzahlen von den numerisch berechneten Werten beträgt im Bereich $62,5 \leq Re_1 Sc_1 \leq 2000$ und $\xi \geq 1$ maximal 2,6%.

Die Beeinflussung des Stoffübergangs durch die Oberflächenreibung wird an zwei Beispielen für Gegenstrom zwischen der flüssigen und der gasförmigen Phase ($Fg > 0$) erläutert. Die Bilder 3.5 und 3.6 geben Aufschluss über die Verkleinerung der Sherwoodzahl bei zunehmendem Wert der dimensionslosen Schubspannung für $Re_1 Sc_1 = 2000$ bzw. 250.

Der Einfluss der Oberflächenschubspannung auf die mittlere Sherwoodzahl ist bei grossen Werten des Produkts $Re_1 Sc_1$ stärker als bei kleinen. Den beiden Bildern kann entnommen werden, dass der Oberflächenreibungseinfluss auf den Stoffübergangskoeffizienten innerhalb des Bereichs der wellenfreien laminaren Rieselstromung vernachlässigbar klein ist; Wie im Abschnitt "Lösungsbereich" erwähnt, kann die Filmströmung nur bis zu einem bestimmten Maximalwert der dimensionslosen Schubspannung Fg wellenfrei sein. Dieser Maximalwert muss von Fall zu Fall bestimmt werden. Nach der Abschätzung mit den Messungen von FEIND [31] S. 18 dürfte er bei Gegenstrom zwischen Flüssigkeit und Gas den Wert 0,15 kaum überschreiten. Diese obere Grenze gilt für sehr niedrige Reynoldszahlen; bei grösseren treten die ersten Wellen schon bei tieferen Fg -Werten auf. Nimmt die Filmreynoldszahl den nach der Gl. (2.83) gegebenen Maximalwert Re_{11} an, muss Fg für eine wellenfreie Strömung gleich Null sein. Aus den Bildern 3.5 und 3.6 ist aber zu erkennen, dass bis $Fg = 0,15$ nur bei grossen $Re_1 Sc_1$ -Werten eine merkliche Abwei-

Bild 3.4: Mittlere gestrichene Sherwoodzahl ohne Oberflächenreibungseinfluss ($Fg = 0$)



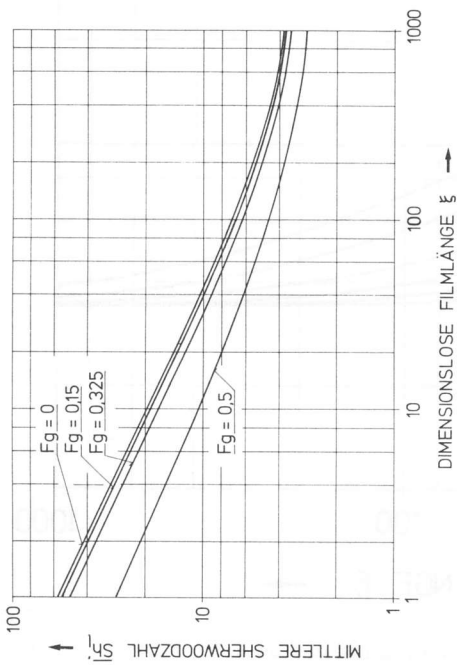


Bild 3.5: Beeinflussung der gestrichenen mittleren Sherwoodzahl durch die Oberflächenreibung bei $Re_1 Sc_1 = 2000$

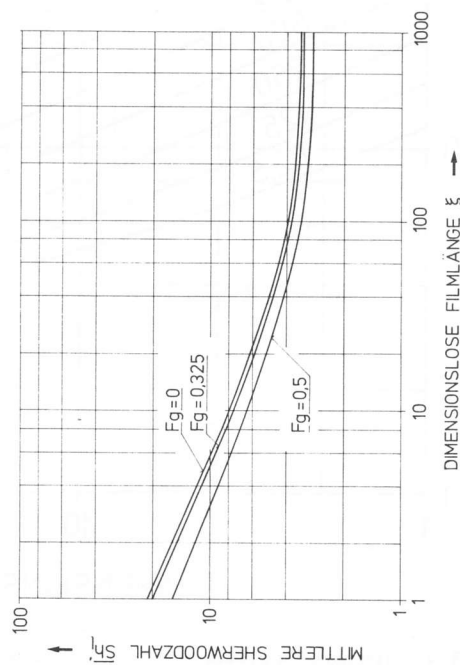


Bild 3.6: Beeinflussung der gestrichenen mittleren Sherwoodzahl durch die Oberflächenreibung bei $Re_1 Sc_1 = 250$

chung⁴ der Sherwoodzahl gegenüber dem Wert bei vernachlässigbarer Oberflächenschubspannung auftritt. Hier ist aber bereits bei Fg-Werten unter 0,15 eine wellige Filmströmung zu erwarten. Dies bedeutet, dass der Einfluss der Oberflächenreibung auf den Stoffübergangskoeffizienten innerhalb des Bereichs der wellenfreien Rieselfilmströmung nicht von Bedeutung ist.

Bei stärkerer Oberflächenreibung ($Fg > 0,15$) würde die Sherwoodzahl bei Gegenstrom allerdings beachtlich verkleinert. In Wirklichkeit wird der Stoffübergang aber dann auch noch durch die Oberflächenwellen beeinflusst. Zur Beurteilung von Stoffübergangsuntersuchungen an welligen Rieselfilmen ist der Stoffübergangskoeffizient, welcher beim entsprechenden wellenfreien Film zu erwarten wäre, aber doch von Interesse. Deshalb werden in den Bildern 3.5 und 3.6 die Sherwoodzahlen auch für höhere Fg-Werte (0,325 und 0,5) eingetragen.

Auf die mittlere Konzentration des örtlich durch den Filmquerschnitt fließenden Volumenstroms bezogene Sherwoodzahl ("ungestrichene Sherwoodzahl")

Das Bild 3.7 zeigt die ungestrichene örtliche Sherwoodzahl nach der Gl. (3.26) in Abhängigkeit der dimensionslosen Filmlänge für einige Werte des Produkts $Re_1 Sc_1$. Bei gross werdenden Filmlängen streben auch diese örtlichen Sherwoodzahlen einem gemeinsamen Grenzwert zu. Im betrachteten Fall vernachlässigbaren Oberflächenschubspannungseinflusses ist dieser aber gegenüber jenem der gestrichenen örtlichen Sherwoodzahl um den Faktor 1,191 höher und beträgt 3,415. Dieser Wert fällt mit dem Grenzwert für unendlich grosse Filmlängen der mittleren Sherwoodzahl zusammen.

Die numerisch bestimmte ungestrichene örtliche Sherwoodzahl kann durch die folgende analytische Näherung gut wiedergegeben werden:

⁴ Bei $Re_1 Sc_1 = 2000$ und $1 \leq \xi \leq 1000$ ist die Sherwoodzahl für $Fg = 0,15$ nur um ca. 3% kleiner als bei $Fg = 0$.

$$\text{Sh}_1 = 3,415 + 0,5975 \sqrt{\frac{\text{Re}_1 \text{Sc}_1}{\xi}} \exp \left[\frac{-14,098 \xi^{1,05}}{(\text{Re}_1 \text{Sc}_1)^{0,98192}} \right] \quad (3.38)$$

Die Abweichung von den numerisch berechneten Werten ist im Bereich $62,5 \leq \text{Re}_1 \text{Sc}_1 \leq 2000$ und $\xi \geq 1$ kleiner als 3,2%.

Die ungestrichene mittlere Sherwoodzahl nach der Gl. (3.32) ist im Bild 3.8 über der dimensionslosen Filmlänge aufgetragen. Die Grenzwerte der Sherwoodzahlen für dimensionslose Filmlängen gegen Null und gegen Unendlich stimmen mit jenen der gestrichenen mittleren Sherwoodzahl überein. Die im Bild 3.8 gezeigte Abhängigkeit der ungestrichenen mittleren Sherwoodzahl von der dimensionslosen Filmlänge und dem Produkt $\text{Re}_1 \text{Sc}_1$ wird für den betrachteten Fall vernachlässigbaren Oberflächenreibungseinflusses durch die nachstehende Gleichung gut angenähert:

$$\bar{\text{Sh}}_1 = 3,415 + 1,2496 \sqrt{\frac{\text{Re}_1 \text{Sc}_1}{\xi}} \exp \left[\frac{-0,72054 \xi^{0,6}}{(\text{Re}_1 \text{Sc}_1)^{0,45801}} \right] \quad (3.39)$$

Die Abweichung der nach der Gl. (3.39) berechneten Sherwoodzahlen von den numerischen Ergebnissen ist im Bereich $62,5 \leq \text{Re}_1 \text{Sc}_1 \leq 2000$ und $\xi \geq 1$ kleiner als 2,2%.

Der Einfluss der Oberflächenreibung auf die ungestrichene mittlere Sherwoodzahl kann den Bildern 3.9 und 3.10 entnommen werden. Er ist ein wenig stärker als der in den Bildern 3.5 und 3.6 für die gestrichene mittlere Sherwoodzahl gezeigte. Der Grund dafür liegt im mit zunehmender Oberflächenschubspannung kleiner werdenden Gewicht der grenzflächennahen Zonen bei der Mittelwertbildung nach der Gl. (3.5). Dies bedingt eine mit zunehmender Oberflächenschubspannung gegenüber $\Delta c_i'$ grösser werdende Konzentrationsdifferenz Δc_i und eine dementsprechende relative Verkleinerung der ungestrichenen gegenüber den gestrichenen Stoffübergangskoeffizienten bzw. Sherwoodzahlen. Diese Erscheinung

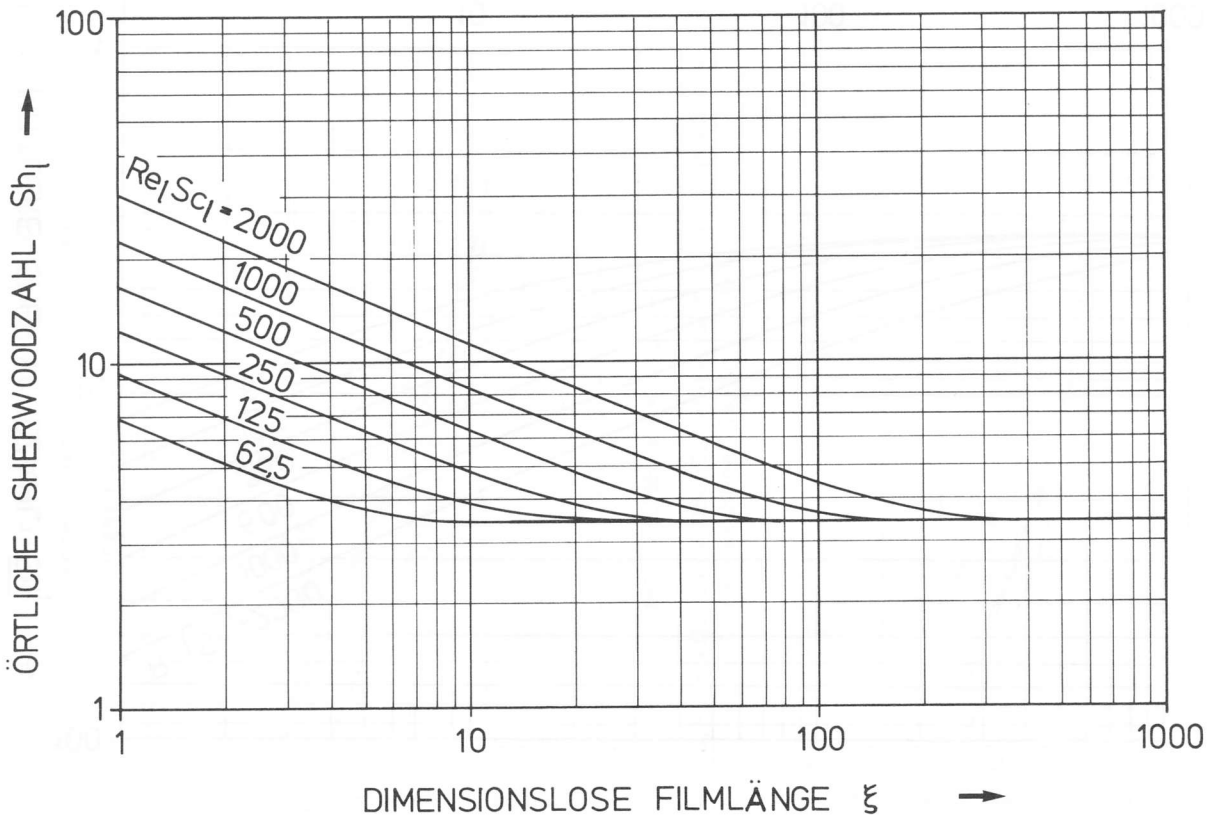


Bild 3.7: Örtliche Sherwoodzahl ohne Oberflächenreibungseinfluss ($F_g = 0$)

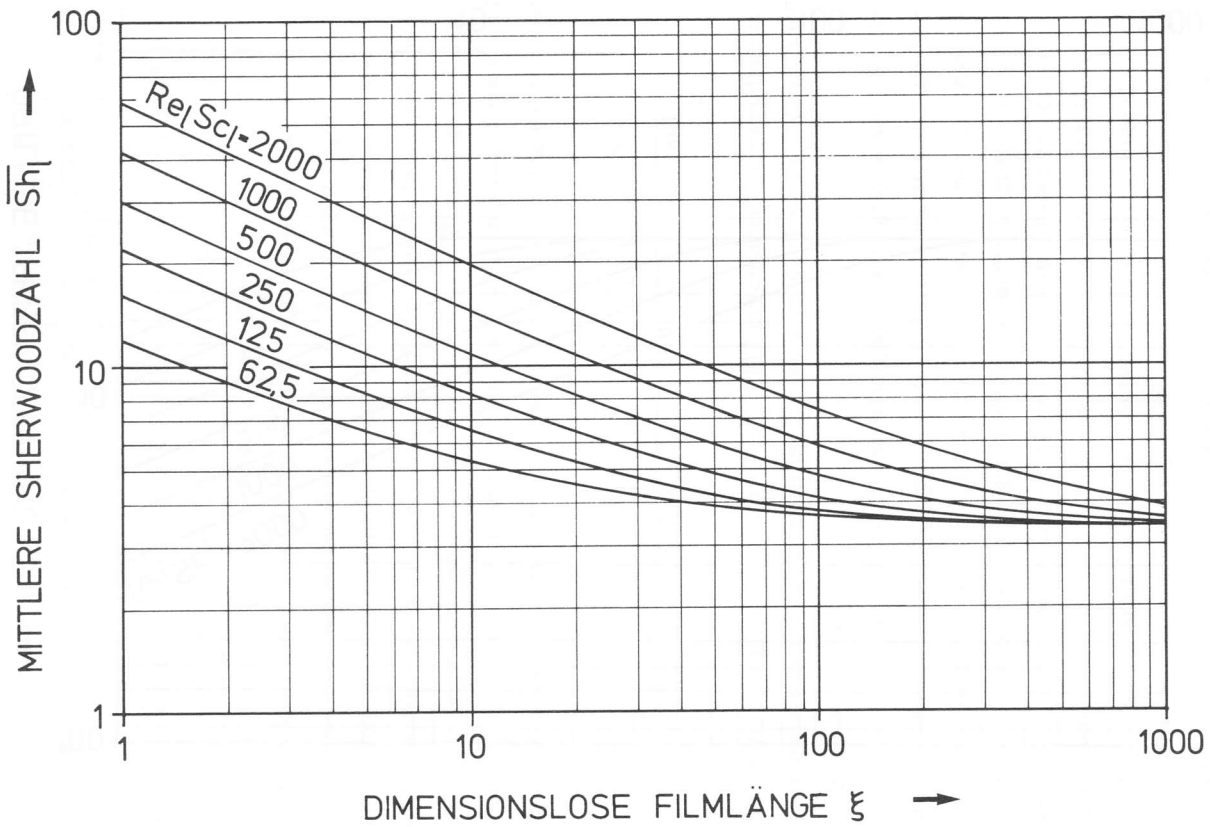


Bild 3.8: Mittlere Sherwoodzahl ohne Oberflächenreibungseinfluss ($F_g = 0$)

ist aber erst bei Werten der dimensionslosen Schubspannung über 0, 2 von Bedeutung. Im Bereich der wellenfreien laminaren Filmströmung ist der Oberflächenreibungseinfluss auch bei der ungestrichenen mittleren Sherwoodzahl im ganzen untersuchten Bereich vernachlässigbar klein.

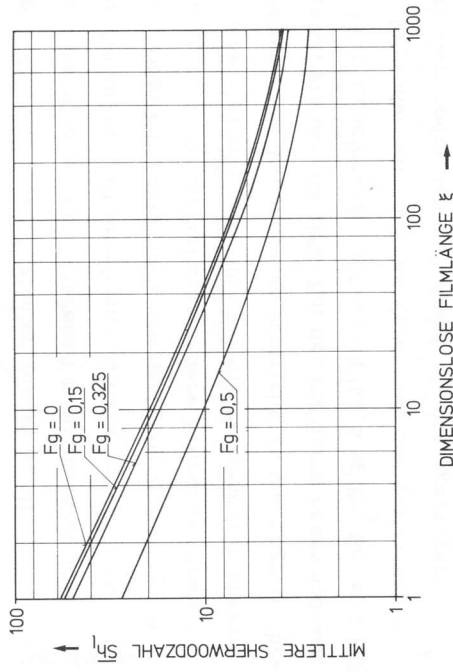


Bild 3.9: Einfluss der Oberflächenreibung auf die ungestrichene mittlere Sherwoodzahl bei $Re_1 Sc_1 = 2000$

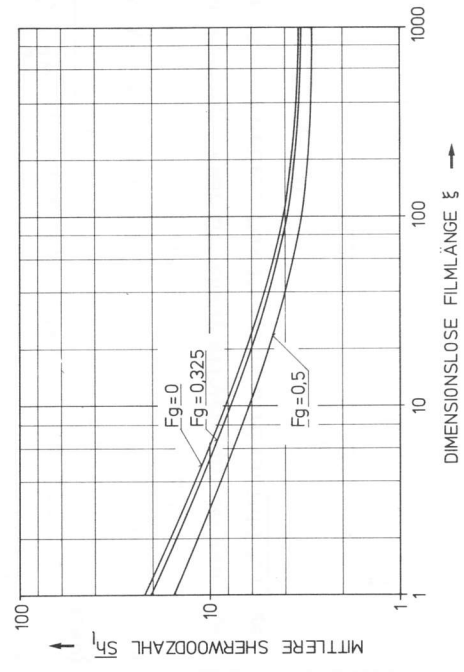


Bild 3.10: Einfluss der Oberflächenreibung auf die ungestrichene mittlere Sherwoodzahl bei $Re_1 Sc_1 = 250$

Gegenüberstellung der auf die mittlere Filmkonzentration und der auf die mittlere Konzentration des örtlich durch den Filmquerschnitt tretenden Volumenstroms bezogenen Sherwoodzahlen

Was im Abschnitt 3.1.1.4 bezüglich der Verwendung der gestrichenen und ungestrichenen Stoffübergangskoeffizienten gesagt wurde, gilt sinngemäss auch für die Sherwoodzahlen. Während für die meisten praktischen Anwendungen die auf die mittlere Konzentration des örtlich durch den Filmquerschnitt tretenden Volumenstroms bezogene ungestrichene Sherwoodzahl benötigt wird, ist die auf die mittlere Filmkonzentration bezogene ungestrichene Sherwoodzahl eher von theoretischem Interesse.

Der Unterschied zwischen den örtlichen gestrichenen und ungestrichenen Sherwoodzahlen ist kleiner als 20%. Bei den mittleren Sherwoodzahlen ist der Unterschied im untersuchten Bereich ($62,5 \leq Re_1 Sc_1 \leq 2000$) kleiner als 9%. Im folgenden wird auf das Verhältnis der gestrichenen und ungestrichenen Sherwoodzahlen noch etwas näher eingegangen.

Das Verhältnis der örtlichen Sherwoodzahlen folgt aus den Gln. (3.24) und (3.26) zu:

$$\frac{Sh_1}{Sh_1'} = \frac{\int_0^1 \mu d\vartheta}{\int_0^1 \mu \psi d\vartheta} \quad (3.40)$$

Die numerische Auswertung dieser Gleichung erfolgte mit der Simpson'schen Methode mit 20 Stützstellen. Das Ergebnis wird im Bild 3.11 gezeigt.

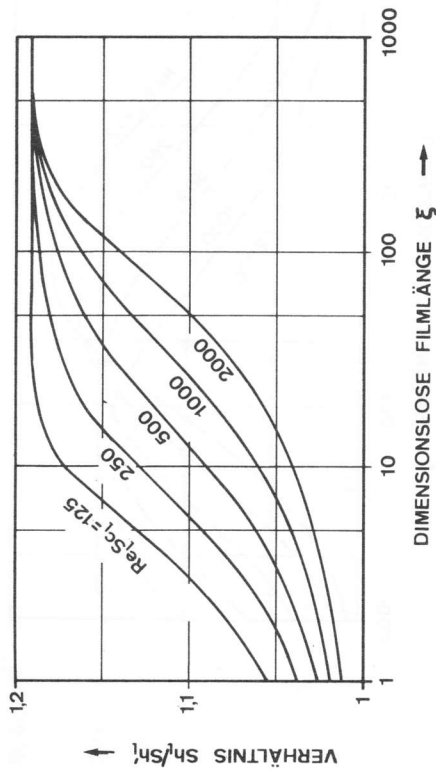


Bild 3.11: Verhältnis der örtlichen Sherwoodzahlen bei vernachlässigbarem Oberflächenreibungseinfluss ($Fg = 0$)

Am Filmanfang ergeben die beiden Mittelwertbildungen nach den Gln. (3.4) und (3.5) dieselbe mittlere Konzentration, weil die Konzentration an der Stelle $\xi = 0$ über die ganze Filmdicke bis zur Grenzfläche konstant ist. Dies bedeutet, dass das Verhältnis Sh_1/Sh_1' an der Stelle $\xi = 0$ gleich 1 sein muss.

Für grosse Filmstärken strebt das Verhältnis der beiden örtlichen Sherwoodzahlen dem Grenzwert 1,191 zu. Die örtliche Sherwoodzahl Sh_1 stimmt dann mit der mittleren \bar{Sh}_1 überein.

Das Verhältnis der mittleren Sherwoodzahlen an der Stelle $\xi = \xi_\omega$ findet man aus den Gln. (3.29) und (3.32):

$$\frac{\bar{Sh}_1}{Sh_1'} = \frac{(1 - \int_0^1 \mu_\omega d\vartheta) \ln \int_0^1 \mu_\omega \psi d\vartheta}{(1 - \int_0^1 \mu_\omega \psi d\vartheta) \ln \int_0^1 \mu_\omega d\vartheta} \quad (3.41)$$

Das Ergebnis der numerischen Auswertung dieser Gleichung kann dem Bild 3.12 entnommen werden.

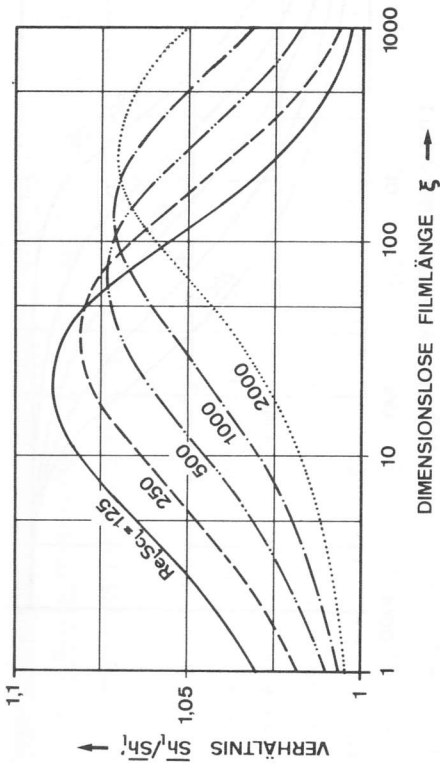


Bild 3.12: Verhältnis der mittleren Sherwoodzahlen bei vernachlässigbarem Oberflächenreibungseinfluss ($Fg = 0$)

Aus dem schon beim Verhältnis der örtlichen Sherwoodzahlen dargelegten Grund sind auch die gestrichenen und ungestrichenen mittleren Sherwoodzahlen am Filmanfang gleich gross. Weil die Integraalausdrücke in der Gl. (3.41) bei langen Filmen sehr klein werden, strebt das Verhältnis \bar{Sh}_1 / Sh_1 für unendlich grosse Filmlängen ebenfalls dem Grenzwert 1 zu. Dazwischen weist dieses Verhältnis ein Maximum auf. Dieses verschiebt sich bei zunehmenden Werten des Produkts aus Reynolds- und Schmidtzahl zu grösseren Filmlängen.

Die Maximalwerte des Verhältnisses \bar{Sh}_1 / Sh_1 sind vom Produkt $Re_1 Sc_1$ abhängig und variieren im untersuchten Bereich zwischen 1,1 bei kleinen und 1,07 bei grossen $Re_1 Sc_1$ -Werten. Im Mittel ist die ungestrichene mittlere Sherwoodzahl im Filmlängenbereich $1 \ll \xi \ll 1000$ aber nur etwa 5% grösser als die gestrichene.

3.1.1.9 Vergleich mit früheren Arbeiten

Die im vorangehenden Abschnitt zusammengestellten Ergebnisse ermöglichen erstmals eine Abschätzung des Oberflächenreibungseinflusses auf die mittleren flüssigkeitsseitigen Sherwoodzahlen an laminaren, wellenförmigen Rieselfilmen.

Die örtliche Sherwoodzahl konnte bisher nur nach dem Penetrationsmodell theoretisch ermittelt werden. Nach HIGBIE [50] beträgt der örtliche Stoffübergangskoeffizient:

$$\beta_1 = \sqrt{\frac{D_1}{\pi t}} \tag{3.42}$$

Darin bedeutet t die Kontaktzeit der Filmoberfläche mit der Gasphase. Bei vernachlässigbarer Oberflächenreibung findet man für diese Kontaktzeit mit $w_1(\delta)$ aus der Gl. (2.76):

$$t = \frac{z}{w_1(\delta)} = \frac{2 \eta_1 z}{S_1 \delta^2 g \sin \alpha} \tag{3.43}$$

Die Gln. (3.42) und (3.43) ergeben durch Einführung der hier verwendeten dimensionslosen Variablen (Gln. (3.14), (2.81) und (3.23)) den folgenden Ausdruck für die örtliche Sherwoodzahl:

$$Sh_1 = \sqrt{\frac{3}{2 \pi}} \sqrt[3]{Re_1 Sc_1} \sqrt[3]{\xi} \tag{3.44}$$

Die aus der Gl. (3.44) berechneten Sherwoodzahlen werden im Bild 3.13 für $Re_1 Sc_1 = 2000$ und $Re_1 Sc_1 = 125$ mit der eigenen Lösung verglichen.

Dieser Vergleich lässt erkennen, dass die Gl. (3.44) bei kleinen $Re_1 Sc_1$ -Werten auch bei kurzen dimensionslosen Filmlängen nur als Näherung betrachtet werden darf. Bei grossen dimensionslosen Filmlängen ist sie unbrauchbar.

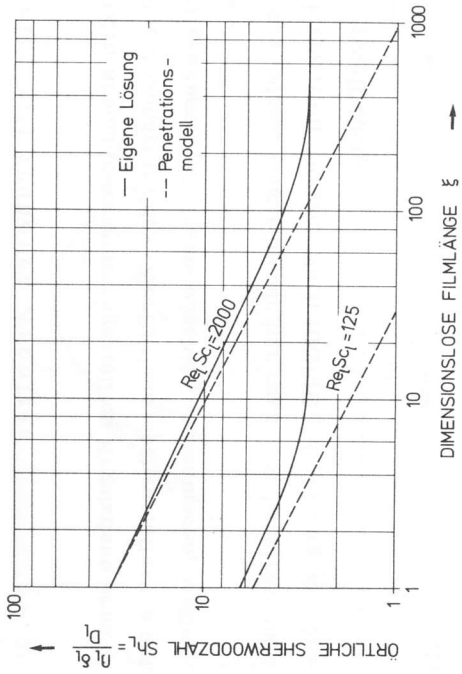


Bild 3.13: Vergleich der örtlichen Sherwoodzahlen mit jenen nach dem Penetrationsmodell für konstante Oberflächenkonzentration (Ko = 0)

An der Stelle $\xi \rightarrow 0$ müsste die eigene Lösung mit der Gl. (3.44) übereinstimmen, wenn in der Gl. (3.21) nicht auch die Diffusion in Strömungsrichtung berücksichtigt worden wäre. Diese bewirkt eine etwas kleinere Sherwoodzahl an der Stelle $\xi \rightarrow 0$. Durch Extrapolation mit der Gl. (3.36) findet man eine gegenüber der Lösung aus dem Penetrationsmodell um ca. 10% kleinere Sherwoodzahl. Diese Abweichung ist aber mit grosser Vorsicht aufzufassen, da die Extrapolation ja aus dem Gebiet maximaler Diskretisationsfehler erfolgte! Bei den praktisch vorkommenden Filmlängen ist die Längsdiffusion bedeutungslos.

Das beim Penetrationsmodell als konstant angenommene treibende Konzentrationsgefälle ist nur bei sehr kurzen Filmen berechtigt. Für diese folgt die mittlere Sherwoodzahl zu:

$$\bar{Sh}_1 = \frac{\int_0^{\xi} Sh_1 d\xi}{\xi} \tag{3.45}$$

Mit der Gl. (3.44) erhält man daraus:

$$\bar{Sh}_1 \approx \sqrt{\frac{6}{\pi}} \sqrt{Re_1 Sc_1} \frac{1}{\sqrt{\xi}} \tag{3.46}$$

Demgegenüber ist die Lösung von PIGFORD [51], [52] eine wesentliche Verbesserung. Für grosse Filmlängen liefert sie korrekte mittlere Sherwoodzahlen. Zur Berechnung der mittleren Sherwoodzahl gab Pigford die folgende Reihe an:

$$\beta_1 = - \frac{\bar{w}_1 \delta_1}{z} \ln (0,7857 e^{-5,121 p} + 0,1001 e^{-39,31 p} + 0,0360 e^{-105,6 p} + 0,0181 e^{-204,7 p} + \dots) \tag{3.47}$$

Der Exponent p beträgt:

$$p = \frac{D_1 t}{\delta_1^2} \tag{3.48}$$

In die hier verwendete dimensionslose Schreibweise umgeformt, ergibt sich daraus für die mittlere Sherwoodzahl:

$$\bar{Sh}_1 = \frac{Re_1 Sc_1}{\xi} \ln (0,7857 e^{-5,121 a} + 0,1001 e^{-39,31 a} + 0,0360 e^{-105,6 a} + 0,0181 e^{-204,7 a} + \dots) \tag{3.49}$$

Der Exponent a folgt aus:

$$a = - \frac{\xi}{3 Re_1 Sc_1} \tag{3.50}$$

Im Bild 3.14 werden die mittleren Sherwoodzahlen nach den Gln. (3.46) und (3.49) der eigenen Lösung gegenübergestellt. Das Penetrationsmodell liefert erwartungsgemäss nur bei kleinen dimensionslosen Filmlängen und grossen $Re_1 Sc_1$ -Werten brauchbare Ergebnisse. Für diesen Fall

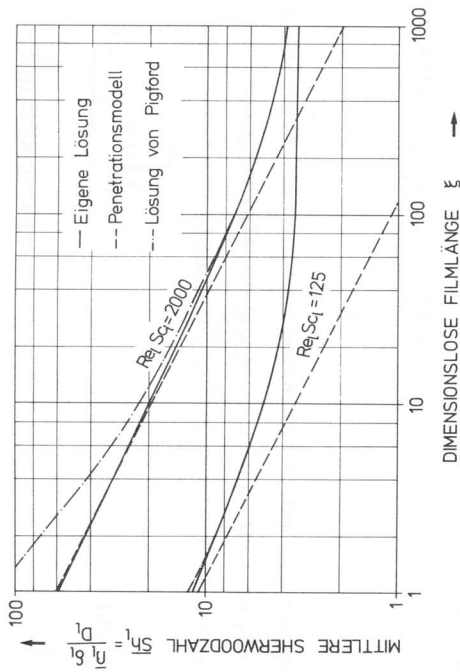


Bild 3.14: Vergleich der mittleren Sherwoodzahlen mit bisherigen Lösungen für konstante Oberflächenkonzentration ($K_0 = 0$)

ergibt die Lösung von Pigford zu grosse Sherwoodzahlen. Bei $Re_1 Sc_1 = 125$ ist die Lösung von Pigford im ganzen Bereich $2 \leq \xi \leq 1000$ praktisch identisch mit der eigenen.

Nach diesem Vergleich darf abschliessend festgestellt werden, dass mit der vorliegenden Arbeit auch die bisherige Lücke in den Berechnungsunterlagen zur Bestimmung der gestrichenen Stoffübergangskoeffizienten bei vernachlässigbarer Oberflächenreibung im Bereich mittlerer Film-längen geschlossen werden konnte.

3.1.2 Flüssigkeitsseitiger Stoffübergangskoeffizient bei der Sulzerpackung

Mit der Annahme, dass der Stoffübergangsvorgang auf der Flüssigkeitsseite der Sulzerpackung jenem im laminaren Rieselfilm an einer geneigten ebenen Wand entspreche⁵, kann die mittlere Sherwoodzahl aus der

⁵ Vergleiche dazu die Abschnitte 2.2.1 und 2.2.2

Gl. (3.39) berechnet werden, falls es gelingt, eine zutreffende Annahme für die vermischungsfreie Filmlänge zu finden.

Voraussetzung dazu ist allerdings, dass keine durch Oberflächenspannungsgradienten hervorgerufene Instabilitäten auftreten. ZUIDERWEG und HARMENS [56] beobachteten das Aufreissen von Flüssigkeitsfilmen bei in Strömungsrichtung abnehmender Oberflächenspannung. FRANK [91] und ANDERES [92] haben die Abhängigkeit des Stoffaustausches zwischen Dampfblasen und Flüssigkeit von der Ausstrichrichtung untersucht. Sie erhielten bei allen Versuchsgemischen höhere Stoffübergangskoeffizienten, wenn der Stoffaustausch zu einer Konzentrationsänderung in der Flüssigkeit führte, welche eine Erhöhung der Oberflächenspannung nach sich zog. Auch andere Autoren (z. B. BURNET und HIMMELBLAU [57], RUCKENSTEIN [58], BRIAN [59]) führen die bei oberflächenspannungspositiven Systemen⁶ festgestellte Erhöhung des flüssigkeitsseitigen Stoffübergangskoeffizienten auf Oberflächenbewegungen ("Marangoni-Effekt") zurück. Eine quantitative Erfassung dieser Vorgänge ist noch nicht gelungen. Ueber die Bedingungen, unter welchen die Marangoni-Instabilität auftreten kann, liegen bereits eingehende Untersuchungen vor (BRIAN [59]). Anhand dieser Unterlagen ist die Anwendbarkeit der Gl. (3.39) bei deren Herleitung durch Oberflächenspannungsgradienten bedingte Grenzflächenbewegungen ja ausgeschlossen wurden - von Fall zu Fall zu überprüfen.

Bei den im Kapitel 3.2 ausgewerteten Rektifizierversuchen sind keine Marangoni-Instabilitäten zu erwarten. Das Gemisch Chlorbenzol-Aethylbenzol ist oberflächenspannungsnegativ. Hingegen ist das Gemisch trans-cis-Dekalin im ganzen Versuchsereich oberflächenspannungspositiv. Da die Oberflächenspannungsgradienten wie auch die Filmdicken sehr klein sind - die Marangonzahl⁷ erreicht in keinem Fall die von BRIAN [59] angegebenen kritischen Werte - sind keine Oberflächeninstabilitäten zu erwarten.

⁶ Beim oberflächenspannungspositiven System nimmt die Oberflächenspannung beim herabrieselnden Flüssigkeitsfilm zu.

⁷ z. B. BRIAN [59]: $\frac{\sigma}{c_i} m_0 \delta_1^2 / (\eta_1 D_1)$

Der Flüssigkeitsfilm wird in der Sulzerpackung an sämtlichen Gewebeknickstellen umgelenkt. Man kann sich daher für die Flüssigkeitsvermischung zwei Grenzfälle vorstellen: im ersten findet an jeder Packungsknickstelle eine vollständige Flüssigkeitsvermischung statt⁸; im andern läuft der Film ohne jede Vermischung durch ein ganzes Packungspaket und wird erst beim Uebergang an das darunterliegende vollständig vermischt. Der erste Grenzfall wird im folgenden mit "Knickstellenvermischung", der zweite mit "Paketübergangvermischung" bezeichnet. Die vermischungsfreie Filmlänge entspricht bei der Knickstellenvermischung der Strecke B - E im Bild 2. 20 und beträgt:

$$z = \frac{b}{2 \sin \frac{\alpha}{2} \sin \theta} \quad (3.51)$$

Bei der Paketübergangvermischung beträgt die vermischungsfreie Filmlänge für eine Packungspakethöhe L:

$$z = L / \sin \alpha \quad (3.52)$$

Die Auswertung zahlreicher Rektifizierversuche hat gezeigt, dass die Knickstellenvermischung den wirklichen Verhältnissen näher kommt als die Paketübergangvermischung. Darauf wird im Kapitel 3. 2 eingegangen.

3. 2 GASSEITIGER STOFFUEBERGANG

In diesem Kapitel werden die mittleren gaseitigen Stoffübergangskoeffizienten aus ca. 140 Trennstufenzahlmessungen bei der Rektifikation der Testgemische trans-cis-Dekalin und Chlorbenzol-Aethylbenzol in BX-

⁸ Bei Füllkörperschüttungen aus Kugeln und Zylindern wurde bei Filmreynoldszahlen über 50 eine vollständige Vermischung im Film beim Uebergang von einem Füllkörper zum andern festgestellt (COEURET, JAMET und RONCO [60]).

und CY-Packungen bestimmt. Nach einer Erläuterung des allgemeinen Vorgehens erfolgt im 2. Abschnitt die numerische Auswertung.

3. 2. 1 Mittlerer gaseitiger Stoffübergangskoeffizient

3. 2. 1. 1 Mittlerer Stoffübergangskoeffizient aus Trennstufenzahlmessungen

Für die nachstehenden Ausführungen ist es zweckmäßiger, mit Molströmen statt wie bisher mit Massenströmen zu rechnen. Die entsprechenden Stoffübergangskoeffizienten werden mit \bar{k}_1 bzw. \bar{k}_g bezeichnet. Der auf die Molstromdichte bezogene mittlere flüssigkeitsseitige Stoffübergangskoeffizient \bar{k}_1 folgt aus der nach dem Abschnitt 3. 1. 2 bestimmten mittleren Sherwoodzahl zu:

$$\bar{k}_1 = \frac{\bar{S}_1 \bar{\beta}_1}{\bar{M}_1} = \frac{\bar{S}_1 D_1 Sh_1}{\bar{M}_1 \delta_1} \quad (3.53)$$

Darin sind \bar{S}_1 die Dichte und \bar{M}_1 das Molekulargewicht der Filmflüssigkeit.

Die für die Trennstufenzahlmessungen verwendeten Testgemische weisen eine sehr geringe relative Flüchtigkeit auf. Sie beträgt bei trans-cis-Dekalin im Versuchsbereich etwa 1, 31 bis 1, 47 und bei Chlorbenzol-Aethylbenzol 1, 14 bis 1, 20 (ZUIDERWEG [34], S. 8, 9). Da die Rektifikation bei totalem Rücklauf erfolgte, darf die Gleichgewichtskurve im Mittel als zur Bilanzgeraden parallel verlaufend betrachtet werden. Unter dieser Voraussetzung ist der HTU-Wert mit dem HETP-Wert identisch. Bei den zur Auswertung herangezogenen Rektifizierversuchen gilt also mit genügender Genauigkeit:

⁹ vergleiche dazu PARIS [61] S. 318

$$\frac{\overset{*}{N}_g}{\bar{K}_a A_k} = \text{HETP} = 1/n_t \quad (3.54)$$

Mit der bei einer bestimmten auf den leeren Kolonnenquerschnitt A_k bezogenen Massenstromdichte m_g gemessenen Trennstufenzahl pro Meter Packungshöhe n_t erhält man daraus den mittleren Stoffdurchgangskoeffizienten:

$$\bar{K}_g = \frac{n_t m_g}{\mathcal{M}_g a} \quad (3.55)$$

Der mittlere auf die Gasseite bezogene Stoffdurchgangskoeffizient ist mit den gas- und flüssigkeitsseitigen Stoffübergangskoeffizienten durch die nachstehende Gleichung verknüpft (KIRSCHBAUM [8] S. 458):

$$\frac{1}{\bar{K}_g} = \frac{1}{\bar{k}_g} + \frac{m}{\bar{k}_l} \quad (3.56)$$

Da bei den ausgewerteten Rektifizierversuchen die Steigung m der Gleichgewichtskurve im Mittel etwa 1 beträgt, ergibt sich der mittlere gasseitige Stoffübergangskoeffizient mit $m = 1$ aus der Gl. (3.56):

$$\bar{K}_g = \frac{\bar{k}_g \bar{k}_l}{\bar{k}_l - \bar{k}_g} \quad (3.57)$$

Nun kann der mittlere gasseitige Stoffübergangskoeffizient aus dem flüssigkeitsseitigen (Abschnitt 3.1.2 und Gl. (3.39)) und den pro Meter Packungshöhe gemessenen Trennstufenzahlen (Gln. (3.55) und (3.57)) berechnet werden.

3.2.1.2 Dimensionslose Darstellung

In der Literatur findet man zahlreiche Gleichungen zur Berechnung der mittleren gasseitigen Sherwoodzahlen in Füllkörperschüttungen und Rieselapparatoren von der Form:

$$\bar{Sh}_g = \phi_1 Re_g^{\phi_2} Sc_g^{\phi_3} \quad (3.58)$$

In einigen Arbeiten wurden noch zusätzliche Terme, welche den Einfluss der Flüssigkeitsströmung und der Oberflächenspannungsänderung berücksichtigen, hinzugefügt. Der Oberflächenspannungseinfluss wurde bereits im Abschnitt 3.1.2.1 diskutiert. Bei den zur Auswertung benützten Rektifizierversuchen ist er nicht von Bedeutung.

Die Flüssigkeitsströmung wirkt sich auf den gasseitigen Stoffübergang im allgemeinen durch die Verminderung des freien Strömungsquerschnitts und über die Beschaffenheit der Phasengrenzfläche aus. Bei zweckmäßiger Definition der gasseitigen Reynoldszahl wird der Verdrängungswirkung der Filmflüssigkeit ohnehin Rechnung getragen. Hingegen darf die Veränderung der Grenzflächenbeschaffenheit im normalen Einsatzbereich der Sulzerpackung infolge der sehr niedrigen Filmreynoldszahlen vernachlässigt werden¹⁰.

Im Kapitel 2.1 wurde festgestellt, dass sich in den Zahnkanälen der Sulzerpackung eine Kanalströmung in Zahnkanalrichtung ausbildet. Es ist deshalb sinnvoll, die Potenzgleichung (3.58) mit der durch die Gl. (2.9) definierten Reynoldszahl der entsprechenden Dreieckkanalströmung zu bilden. Mit der mittleren Gasgeschwindigkeit aus der Gl. (2.3) findet man für diese:

¹⁰ HOFFMANN [62] hat an einem aussen berieselten Rundstab den gasseitigen Stoffübergangskoeffizienten bei der Rektifikation von Benzol-1,2-Dichloräthan bestimmt. Einen Einfluss der Filmströmung konnte er erst ab Filmreynoldszahlen über 100 finden. Bei den zur Auswertung herangezogenen Rektifizierversuchen war die Filmreynoldszahl kleiner als 10.

$$\text{Re}_\Delta = \frac{\overset{*}{V}_g \rho_{g0} \cos \frac{\chi}{2}}{A_k (1 - a \delta_{T/2}) \eta_g \cos \varphi (\sin \frac{\chi}{2} + 1)} \quad (3.59)$$

Aus dem gleichen Grund wird auch für die charakteristische Länge in der gassetigen Sherwoodzahl der hydraulische Durchmesser der entsprechenden Dreieckkanalströmung (Gl. (2.7)) gewählt:

$$\overline{\text{Sh}}_g = \frac{\overline{\beta}_{g,h\Delta} d_{h\Delta} \bar{k}_g \overline{M}_{d,h\Delta}}{D_g} = \frac{\overline{S}_g D_g}{S_g D_g} \quad (3.60)$$

Die gassetige Schmidtzahl variierte bei den ausgewerteten Rektifizierversuchen nur sehr wenig. Der Exponent ϕ_3 der Gl. (3.58) kann darum aus diesen Versuchen nicht ermittelt werden. Einer theoretischen Bestimmung des Exponenten ϕ_3 ist die sehr komplizierte Gasströmung nicht zugänglich¹¹. Bei verschiedenen turbulent durchströmten Füllkörper-schüttungen wurde experimentell der Wert $\phi_3 = 1/3$ gefunden (SEMMELBAUER [41], ONDA, TAKEUCHI und OKUMOTO [43], GNIELINSKI [42], KOLEV [64]). Bei Rieselfilmanordnungen werden nebst diesem Wert auch noch 0,42 (HOCHGESAND [65]) und 0,44 (GILLILAND und SHERWOOD [66]), KAST [67], BRAUN und HIBY [68]) angegeben. CHERTKOV, RAMM und DOBROMYSLOVA [69] fanden für laminare Gasströmung den Exponenten 1/3. Für die einzige Packung mit regelmäßiger Geometrie, für welche eine der Gl. (3.58) entsprechende Beziehung vorliegt, wird ϕ_3 ebenfalls mit 1/3 angegeben (POBERENZKIN, GERASIMOV und ALEKSEEV [46]). Strömungsbereichsmässig lassen sich aus den Angaben in der Literatur keine bestimmten Tendenzen feststellen. Deshalb wird auch für die Sulzerpackung ϕ_3 mit 1/3 angenommen. Damit lautet die Potenzgleichung (3.58) für die Sulzerpackung:

$$\overline{\text{Sh}}_g = \phi_1 \text{Re}_\Delta^{\phi_2} \text{Sc}^{1/3} \quad (3.61)$$

11 vergleiche dazu PRESSER [63]

Die Konstanten ϕ_1 und ϕ_2 werden im nächsten Abschnitt aus den Trennstufenzahlmessungen bestimmt.

3.2.2 Auswertung der Trennstufenzahlmessungen

3.2.2.1 Stoffwerte der Testgemische

Die Molanteile der beiden Komponenten der binären Testgemische ändern bei den ausgewerteten Rektifizierversuchen zwischen den Probeentnahmen etwa von 5 bis 95%. Zur Bestimmung der mittleren Stoffübergangskoeffizienten wurde deshalb mit den Stoffwerten für die Zusammensetzung $x_1 = x_2 = 0,5$ gerechnet. Zur Ueberprüfung dieses Vorgehens wurden die mittleren Stoffübergangskoeffizienten auch noch mit den Stoffwerten der reinen Komponenten errechnet. Für die folgenden Auswertungen müssen daher die Stoffwerte der reinen Komponenten und jene für das Gemisch mit $x_1 = x_2 = 0,5$ bereitgestellt werden.

Gemisch trans-Dekalin/cis-Dekalin

Siedetemperatur

Die Dampfdruckgleichungen der reinen Komponenten findet man bei ZUIDERWEG [34] S. 9. Nach der Siedetemperatur aufgelöst, lauten sie für trans-Dekalin (p in [Torr], T in [C]):

$$T_1 = - \frac{1569,962}{(\log p - 6,863969)} - 206,876 \quad (3.62)$$

und für cis-Dekalin:

$$T_2 = - \frac{1595,255}{(\log p - 6,876333)} - 203,484 \quad (3.63)$$

Das Gemisch trans-cis-Dekalin verhält sich praktisch ideal¹². Der Dampfdruck des Gemischs kann daher nach dem Raoult'schen Gesetz aus den Dampfdrücken der reinen Komponenten berechnet werden. Für die Zusammensetzung $x_1 = x_2$ findet man:

$$p = 1/2 \left[10 \left(\frac{6,863969 - \frac{1569,962}{206,876 + \bar{T}}}{6,876333 - \frac{1595,255}{203,484 + \bar{T}}} \right) \right] \quad (3.64)$$

Die Auflösung nach der Siedetemperatur des Gemischs \bar{T} erfolgt mit dem arithmetischen Mittelwert der Siedetemperaturen T_1 und T_2 als erster Näherung nach der Regula falsi.

Relative Flüchtigkeit

Dafür gibt ZUIDERWEG [34] S. 9 die nachstehende Gleichung an:
(T in [C])

$$\log \alpha_{1,2} = -0,025546 + \frac{36,6267}{138,32 + T} \quad (3.65)$$

Flüssigkeitsdichte an der Siedelinie

Die Dichte von flüssigem trans- und cis-Dekalin wurde von SEYER und DAVENPORT [71] im Bereich -30 [C] $\leq T \leq$ 180 [C] gemessen. Sie haben die Messergebnisse durch die folgenden Gleichungen wiedergegeben (Temperatur T in [C]):

¹² Beide Komponenten sind unpolar (McCLELLAN [70]). Vergleiche auch die bei ZUIDERWEG [34] S. 9 tabellierten relativen Flüchtigkeiten.

trans-Dekalin: $S_{11} = 884,9 - 0,7396 \cdot T - 3,42 \cdot 10^{-6} \cdot T^2 - 1,655 \cdot 10^{-8} \cdot T^3$
(3.66)

cis-Dekalin: $S_{12} = 912,0 - 0,76092 \cdot T + 9,19 \cdot 10^{-6} \cdot T^2 - 2,78 \cdot 10^{-9} \cdot T^3$
(3.67)

Da das Molekulargewicht der beiden Komponenten gleich gross ist, beträgt die Dichte des Flüssigkeitsgemischs der Zusammensetzung $x_1 = x_2$:

$$\bar{S}_1 = \frac{2 S_1 S_2}{S_1 + S_2} \quad (3.68)$$

Die Dichten der Komponenten erhält man aus den Gln. (3.66) und (3.67) mit der Siedetemperatur des Flüssigkeitsgemischs \bar{T} aus der Gl. (3.64).

Sattdampfdichte

Diese wird nach dem Theorem der korrespondierenden Zustände berechnet:

$$S_g = \frac{p}{Z} \frac{M}{R T} \quad (3.69)$$

Der Realgasfaktor am kritischen Punkt beträgt bei beiden Komponenten 0,267 (REID und SHERWOOD [72] S. 575). Der in die Gl. (3.69) einzusetzende Realgasfaktor Z kann daher ohne Korrektur HOUGEN, WATSON und RAGATZ [73]¹³ entnommen werden. An der Sättigungslinie beträgt er für Drücke unter 750 [Torr]:

$$Z = 1 - 1,425 p_r \quad (3.70)$$

Darin ist p_r der reduzierte Druck. Der kritische Druck von trans- und cis-Dekalin beträgt 21812 [Torr] (REID und SHERWOOD [72] S. 575).

Der Realgasfaktor der Mischung der Zusammensetzung $x_1 = x_2$ wird nach dem Amagat'schen Gesetz (REID und SHERWOOD [72] S. 321) berechnet:

$$\bar{Z} = y_1 Z_1 + y_2 Z_2 \quad (3.71)$$

Da beide Komponenten gleiche Realgasfaktoren und gleiche Molekulargewichte aufweisen, folgt die Dichte des Sattdampfgemischs ebenfalls aus den Gln. (3.69) und (3.70).

Dynamische Viskosität der Flüssigkeit

Die dynamische Viskosität von trans- und cis-Dekalin wurde von SEYER und LESLIE [74] gemessen. Ihre Ergebnisse lassen sich mit der folgenden Gleichung gut wiedergeben¹⁴ (Temperatur in [C]):

$$\text{trans-Dekalin:} \quad \eta_{11} = \exp[-10,4929 + (931,743/T) + (99919,7/T^2)] \quad (3.72)$$

$$\text{cis-Dekalin:} \quad \eta_{12} = \exp[-9,83347 + (498,811/T) + (210174,0/T^2)] \quad (3.73)$$

Die dynamische Viskosität des Flüssigkeitsgemischs der Zusammensetzung $x_1 = x_2$ wird nach der modifizierten Souders-Gleichung ermittelt. Für $x_1 = x_2$ lautet diese (REID und SHERWOOD [72] S. 448):

$$\bar{\eta}_1 = 10^{-4} \cdot 10^{10} \left(\frac{I_1 + I_2}{S_1 M_1 + M_2} - 2,9 \right) \quad (3.74)$$

¹⁴ Aus 19 Messpunkten im Temperaturbereich $0 [C] \leq T \leq 180 [C]$ durch einen Ausgleich nach Gaus bestimmt. Maximale Abweichungen der Viskositätswerte nach der Gl. (3.72) 1% und nach der Gl. (3.73) 1,5% der Messwerte.

Die Bestimmungsgleichungen für die Viskositätskonstanten I_1 und I_2 lauten¹⁵:

$$I_1 = \frac{M_1}{S_{11}} [(\log \log 10^4 \eta_{11}) + 2,9] \quad (3.75)$$

$$I_2 = \frac{M_2}{S_{12}} [(\log \log 10^4 \eta_{12}) + 2,9]$$

Dynamische Viskosität des Sattdampfes

Hier stehen auch für die reinen Komponenten keine experimentellen Daten zur Verfügung. Mit den Gleichungen von STEEL und THODOS [75] kann die dynamische Viskosität des Sattdampfes aber gut berechnet werden. Der zu erwartende Fehler ist kleiner als 2 bis 4%. Trans- und cis-Dekalin sind unpolare Stoffe (McCLELLAN [70]). Für diese gilt bei einer reduzierten Temperatur T_r unter 1,5:

$$\eta_g = \frac{3,4 \cdot 10^{-7} T_r^{0,94} M^{0,5} p_k^{2/3}}{T_k^{1/6}} \quad (3.76)$$

(Kritischer Druck p_k in [atm], kritische Temperatur in [K]).

Mit dem kritischen Druck und der kritischen Temperatur aus REID und SHERWOOD [72] S. 575 liefert die Gl. (3.76) für trans-Dekalin¹⁶:

$$\eta_{g1} = 1,2629 \cdot 10^{-5} T_r^{0,94} \quad (3.77)$$

und cis-Dekalin¹⁶

$$\eta_{g2} = 1,2598 \cdot 10^{-5} T_r^{0,94} \quad (3.78)$$

Zur Berechnung der dynamischen Viskosität eines Gasgemisches wird die Wilke-Gleichung empfohlen (REID und SHERWOOD [72] S. 421). Diese lautet für ein binäres System:

¹⁵ Die Dichten und dynamischen Viskositäten der Komponenten sind für die Siedetemperatur T des Gemischs einzusetzen.

¹⁶ Kritische Temperatur von trans-Dekalin: 681,5 [K], von cis-Dekalin: 691,7 [K]

$$\bar{\eta}_g = \left[\eta_{g1} / \left(1 + \frac{y_2}{y_1} \phi_{12} \right) \right] + \left[\eta_{g2} / \left(1 + \frac{y_1}{y_2} \phi_{21} \right) \right] \quad (3.79)$$

$$\phi_{12} = \left[1 + \sqrt{\frac{\eta_{g1}}{\eta_{g2}}} \left(\mathcal{M}_2 / \mathcal{M}_1 \right)^{0,25,2} / \sqrt{8 \left[1 + \left(\mathcal{M}_1 / \mathcal{M}_2 \right) \right]} \right] \quad (3.80)$$

$$\phi_{21} = \phi_{12} \left(\eta_{g2} / \eta_{g1} \right) \left(\mathcal{M}_1 / \mathcal{M}_2 \right)$$

Entscheidend für den Stoffübergang sind die grenzflächennahen Zonen. Da an der freien Grenzfläche Gleichgewicht zwischen Dampf und Flüssigkeit angenommen wird, kann der Molanteil der leichter flüchtigen Komponente in der Gasphase y_1 aus jenem in der flüssigen Phase ($x_1 = 0,5$) mit der relativen Flüchtigkeit aus der Gl. (3.65) bestimmt werden¹⁷:

$$y_1 = \alpha_{1,2} x_1 / [\alpha_{1,2} - 1] + 1 \quad (3.81)$$

Diffusionskoeffizient der Flüssigkeit

Auch für den Diffusionskoeffizienten der Flüssigkeit stehen keine experimentellen Daten zur Verfügung. Er wurde deshalb nach den Gleichungen von WILKE und CHANG [76], SCHEIBEL [77] und SITARAMAN, IBRAHIM und KULOOR [78] berechnet. Alle drei Berechnungsmethoden ergaben ähnliche Diffusionskoeffizienten¹⁸. Die Werte nach Wilke und Chang liegen zwischen denjenigen nach den beiden anderen Berechnungsgleichungen. Für die folgenden Auswertungen wird deshalb die Gleichung von Wilke und Chang benutzt:

$$D_{112} = 7,4 \cdot 10^{-12} \sqrt{\phi \mathcal{M}_2} T_2 / (10^3 \eta_{12} V_1^{0,6}) \quad (3.82)$$

¹⁷ Bei den kleinen relativen Flüchtigkeiten der Gemische trans-/cis-Dekalin und Chlorbenzol/Aethylbenzol würde sich mit der Setzung $y_1 = x_1 = 0,5$ am Ergebnis praktisch nichts ändern.

¹⁸ Für $p = 1$ [Torr] erhält man nach Wilke und Chang für die Diffusion von trans- in cis-Dekalin $D_{112} = 4,02 \cdot 10^{-10}$ [m²/s], nach Scheibel 3,86 · 10⁻¹⁰ [m²/s] und nach Sitaraman und Mitarbeitern 4,15 · 10⁻¹⁰ [m²/s].

Der Assoziationsparameter ϕ ist in diesem Fall 1. Das Molvolumen (in [cm³/mol]) am Normalsiedepunkt der durch die Komponente 2 diffundierenden Komponente 1, V_1 , kann mit der Benson-Gleichung bestimmt werden (REID und SHERWOOD [72] S. 87):

$$V_1 = V_{k1} / (0,422 \log p_{k1} + 1,981) \quad (3.83)$$

Das kritische Volumen V_k von trans- und cis-Dekalin beträgt 488 [cm³/mol], der kritische Druck p_k 28,7 [atm] ([72] S. 575). Damit liefert die Gl. (3.83) für trans- und cis-Dekalin $V_1 = V_2 = 187,97$ [cm³/mol]. Die Temperatur ist in [K] in die Gl. (3.82) einzusetzen.

Der Diffusionskoeffizient des Flüssigkeitsgemischs der Zusammensetzung $x_1 = x_2$ kann nach der Gleichung von LEFFLER und CULLINAN [79] bestimmt werden. Diese lautet für ein ideales Gemisch der Zusammensetzung $x_1 = x_2$:

$$\bar{D}_{112} = \frac{\sqrt{D_{121} \eta_{11}} \sqrt{D_{112} \eta_{12}}}{\bar{\eta}_1} \quad (3.84)$$

Die Gleichungen für die durch die Komponente 1 diffundierende Komponente 2 erhält man durch Vertauschen der Indizes in den Gln. (3.82), (3.83) und (3.84). Die Gl. (3.82) in (3.84) eingesetzt, ergibt insbesondere:

$$\bar{D}_1 = \bar{D}_{112} = \bar{D}_{121} \quad (3.85)$$

Für trans-cis-Dekalin findet man (\bar{T} in [K]):

$$\bar{D}_1 = 3,758 \cdot 10^{-15} \bar{T} / \bar{\eta}_1 \quad (3.86)$$

Es muss hier bemerkt werden, dass die Berechnungsgleichungen für den Diffusionskoeffizienten in Flüssigkeiten noch recht grob sind. Besonders

unsicher ist die Temperaturabhängigkeit, da die meisten Messwerte nur im Temperaturbereich von 10 [C] bis 30 [C] vorliegen (REID und SHERWOOD [72] S. 559)¹⁹.

Diffusionskoeffizient des Sattdampfes

Messungen des Diffusionskoeffizienten in der Gasphase liegen bisher ebenfalls keine vor. Er kann aber mit sehr guter Genauigkeit aus der folgenden Gleichung berechnet werden ([72] S. 523)²⁰:

$$D_{g12} = 1,4121 \cdot 10^{-4} T_2^{1,5} [(M_1 + M_2)/(M_1 M_2)]^{0,5} / (p \delta_{12}^2 \Omega_{D12}) \quad (3.87)$$

(T in [K], p in [Torr], $\delta_{1,2}$ in [\AA]).

Diese Beziehung gilt für die Diffusion der Komponente 1 durch die Komponente 2 bei unendlicher Verdünnung. Die Lennard-Jones-Konstante der Mischung folgt aus ([72], S. 39, 523):

$$\delta_{1,2} = 0,0933 [(V_{k1}^{1/3} Z_{k1}^{-6/5}) + (V_{k2}^{1/3} Z_{k2}^{-6/5})] \quad (3.88)$$

(V_k in [cm^3/mol], in [\AA]).

Für das Kollisionsintegral Ω_{D12} hat CHEN [80] die nachstehende Beziehung angegeben:

$$\Omega_{D12} = 1,075 (kT_2 / \epsilon_{12})^{-0,1615} + 2 (10 \cdot kT_2 / \epsilon_{12})^{-0,74} \log(10kT_2 / \epsilon_{12}) \quad (3.89)$$

Mit:

$$\epsilon_{12}/k = 65,3 \sqrt{T_{k1} T_{k2} (Z_{k1} Z_{k2})^{3,6}} \quad (3.90)$$

¹⁹ Im Rahmen des Unterausschusses "Testgemische" des Ausschusses "Thermische Zerlegung von Gas- und Flüssigkeitsgemischen" des VDI sind Bestrebungen zur Messung der Diffusionskoeffizienten der Testgemische im Gange.

²⁰ REID und SHERWOOD [72] S. 533/39 haben gezeigt, dass von den empirischen Berechnungsgleichungen kein besseres Ergebnis zu erwarten ist, als von der gaskinetisch begründeten Gl. (3.87).

Die Auswertung dieser Gleichungen liefert für trans-cis-Dekalin:

$$D_{g12} = 3,309 \cdot 10^{-7} T_2^{1,5} / (p \Omega_{D12}) \quad (3.91)$$

Den Diffusionskoeffizienten D_{g21} erhält man aus den obigen Beziehungen durch Vertauschen der Indizes.

Der Diffusionskoeffizient bei der Flüssigkeitszusammensetzung $x_1 = x_2$, \bar{D}_g , folgt ebenfalls aus den Gln. (3.89) und (3.91), wenn darin die Temperatur T_2 durch die Temperatur \bar{T} aus der Gl. (3.64) ersetzt wird.

Die numerische Berechnung der Stoffwerte erfolgte in der hier angezeigten Weise auf der Rechenanlage. Die Ergebnisse sind im Anhang III in dem für die Auswertung der Trennstufenzahlmessungen benötigten Bereich tabelliert. Im Bild 3.15 sind die einzelnen Stoffwerte für die Zusammensetzung $x_1 = x_2$ über dem Druck aufgezeichnet.

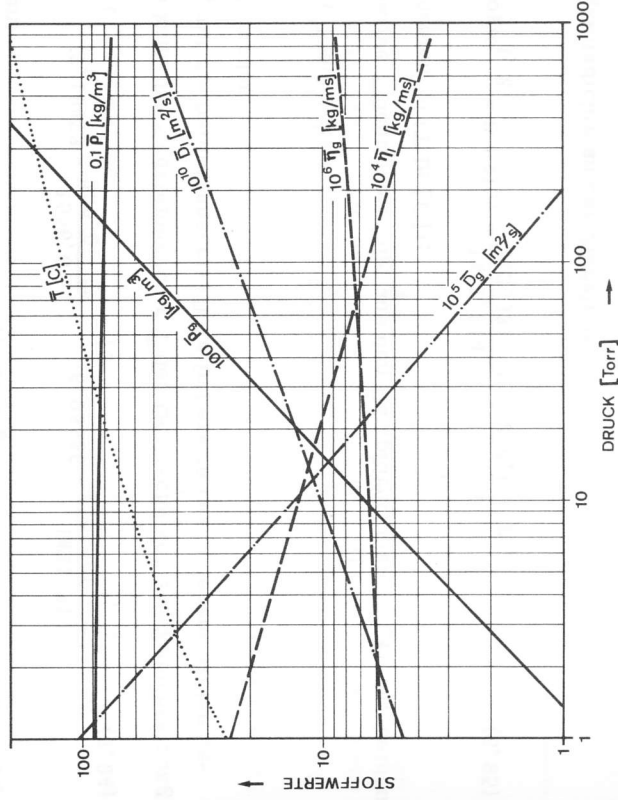


Bild 3.15: Stoffwerte des Gemischs trans-Dekalin/cis-Dekalin der Zusammensetzung $x_1 = x_2$ an der Siedelinie

Gemisch Chlorbenzol/Aethylbenzol

Siedetemperatur

Die Dampfdruckgleichungen der reinen Komponenten (ZUIDERWEG [34] S. 8) lauten nach der Siedetemperatur aufgelöst (T in [C], p in [Torr]):
1: Chlorbenzol, 2: Aethylbenzol)

$$T_1 = - \frac{1556,6}{(\log p - 7,18473)} - 230,0 \quad (3.92)$$

$$T_2 = - \frac{1421,914}{(\log p - 6,95366)} - 212,931 \quad (3.93)$$

Wie man der Tabelle der relativen Flüchtigkeit in ZUIDERWEG [34] S. 8 entnehmen kann, verhält sich auch das System Chlorbenzol-Aethylbenzol praktisch ideal. Der Dampfdruck des Gemischs kann also nach dem Gesetz von Raoult ermittelt werden. Für die Zusammensetzung $x_1 = x_2$ erhält man:

$$p = 1/2 \left[10 \frac{1556,6}{(7,18473 - 230,0 + T)} + 10 \frac{1421,914}{(6,95366 - 212,931 + T)} \right] \quad (3.94)$$

Daraus kann die Siedetemperatur \bar{T} des Gemischs der Zusammensetzung $x_1 = x_2$ auf die beim trans-cis-Dekalin bereits beschriebene Weise bestimmt werden.

Relative Flüchtigkeit

Die relative Flüchtigkeit folgt aus den Dampfdruckgleichungen der beiden Komponenten zu (T in [C]):

$$\log \alpha_{1,2} = 0,23107 + \frac{1421,914}{212,931 + T} - \frac{1556,6}{230,0 + T} \quad (3.95)$$

Flüssigkeitsdichte an der Siedelinie

Neuere Dichtemessungen wurden von DARNAND [81] durchgeführt. Die Korrelation der Ergebnisse nach WATSON [82] ergab (1: Chlorbenzol, 2: Aethylbenzol; T in [C]):

$$S_{11} = (8154,68 + 0,2332787 \cdot T_1) \omega \quad (3.96)$$

$$S_{12} = (6442,736 + 0,0432551 \cdot T_2) \omega \quad (3.97)$$

Dabei gelten die folgenden Beziehungen zur Berechnung des Expansionsfaktors ω aus dem reduzierten Druck und der reduzierten Temperatur²¹:

$$0,55 < T_r \leq 0,95:$$

$$\omega = 0,1327 - (0,115 - 0,012 p_r) (0,7071 - \sqrt{1 - T_r}) \quad (3.98)$$

$$T_r \leq 0,55:$$

$$\omega = 0,1757 - 0,0857 T_r \quad (3.99)$$

Die Dichte des Flüssigkeitsgemischs der Zusammensetzung $x_1 = x_2$ beträgt (Molekulargewicht von Chlorbenzol $M_1 = 112,56$ [kg/kmol], von Aethylbenzol $M_2 = 106,16$ [kg/kmol]):

$$\bar{S}_1 = \frac{109,36}{\frac{56,28}{S_{11}} + \frac{53,08}{S_{12}}} \quad (3.100)$$

Sattdampf-dichte

Die Bestimmung der Sattdampf-dichte der reinen Komponenten erfolgt ebenfalls nach den Gln. (3.69) und (3.70). Die Dichte des Sattdampf-gemischs der Zusammensetzung y_1, y_2 folgt aus:

$$\bar{S}_g = \frac{(y_1 M_1 + y_2 M_2) p}{Z R \bar{T}} \quad (3.101)$$

21 Chlorbenzol: kritischer Druck: $p_k = 33826$ [Torr]; aus [81]
kritische Temperatur: $T_k = 632,35$ [K]; aus [81]
Aethylbenzol: $p_k = 28044$ [Torr]; aus [72] S. 575
 $T_k = 617,1$ [K]; aus [72] S. 575

Den Molanteil der leichter flüchtigen Komponente in der Gasphase y_1 erhält man mit $x_1 = 0,5$ aus den Gln. (3.81) und (3.95) und den Realgasfaktor des Gemischs aus der Gl. (3.71).

Dynamische Viskosität der Flüssigkeit

DARNAND [81] hat die dynamische Viskosität der reinen Komponenten im Temperaturbereich von 0 [C] bis 130 [C] gemessen und mit der nachstehenden Formel wiedergegeben (T in [K]):

$$\eta_1 = 10 \left(A_0 - 3 + \frac{A_1}{T} \right) \quad (3.102)$$

Die Konstanten betragen bei Chlorbenzol: $A_0 = -1,717918$

$A_1 = 475,551$ und bei Äthylbenzol: $A_0 = -1,769788$

$A_1 = 467,6101$.

Die dynamische Viskosität des Flüssigkeitsgemischs $\bar{\eta}_1$ wird mit den Gln. (3.74) und (3.75) berechnet.

Dynamische Viskosität des Sattdampfes

Chlorbenzol ist ziemlich stark und Äthylbenzol schwach polar²². Für polare Gase gilt nach STIEL und THODOS [84] ($T_r < 2$, T_k in [K], p_k in [atm]):

$$\eta_g = \frac{(7,55 T_r - 0,55) p_k^{2/3} 10^{-8}}{T_k^{1/6} Z_k^{1,25}} \quad (3.103)$$

Der kritische Realgasfaktor von Chlorbenzol beträgt 0,2704 (EDMISTER [85]), derjenige von Äthylbenzol 0,272 (REID und SHERWOOD [72] S. 575). Die dynamische Viskosität des Gasgemisches wird mit den Molanteilen y_1 und y_2 aus den Gln. (3.81) und (3.95) nach den Gln. (3.79) berechnet.

²² McCLELLAN [70], NELSON, LIDE und MARGOTT [83]

Diffusionskoeffizient der Flüssigkeit

Der Diffusionskoeffizient bei unendlicher Verdünnung wird nach den drei beim Gemisch trans-cis-Dekalin beschriebenen Methoden bestimmt.

Falls der Assoziationsparameter ϕ der Gleichung von Wilke und Chang gleich 1 gesetzt wird, ergeben alle drei Berechnungsgleichungen ähnliche Diffusionskoeffizienten²³. Auch hier wird für die folgenden Auswertungen die Gl. (3.82) von Wilke und Chang benützt. Das Molvolumen am Normalsiedepunkt V_1 beträgt bei Chlorbenzol 115 [cm³/mol] ([72] S. 88). Dasjenige von Äthylbenzol folgt aus der Gl. (3.83) zu 141,5 [cm³/mol]²⁴.

Der Diffusionskoeffizient des Flüssigkeitsgemischs der Zusammensetzung $x_1 = x_2$ wird nach der Gl. (3.84) berechnet (\bar{T} in [K]):

$$\bar{D}_1 = \frac{4,2182 \cdot 10^{-15} \bar{T}}{\bar{\eta}_1} \quad (3.104)$$

Diffusionskoeffizient des Sattdampfes

Die Bestimmung der Diffusionskoeffizienten in der Gasphase erfolgt in der für das Gemisch trans-Dekalin/cis-Dekalin gezeigten Weise. Anstelle der Gl. (3.91) erhält man mit Ω_{D12} aus der Gl. (3.89):

$$D_{g12} = 4,880 \cdot 10^{-7} T_2^{1,5} / (p \Omega_{D12}) \quad (3.105)$$

Für den zur Auswertung der Stoffübergangsmessungen benötigten Bereich sind die numerischen Ergebnisse im Anhang III tabelliert. Die Druckabhängigkeit der einzelnen Stoffwerte kann dem Bild 3.16 entnommen werden.

²³ Beispiel: Diffusion von Chlorbenzol in Äthylbenzol bei 10 [Torr]. Nach Wilke und Chang erhält man $D_{112} = 2,131 \cdot 10^{-9}$ [m²/s], nach Scheibel 2,272 $\cdot 10^{-9}$ [m²/s] und nach Sitaraman und Mitarbeitern 1,895 $\cdot 10^{-9}$ [m/s].

²⁴ Das kritische Molvolumen von Äthylbenzol beträgt 374 [cm³/mol] ([72] S. 575).

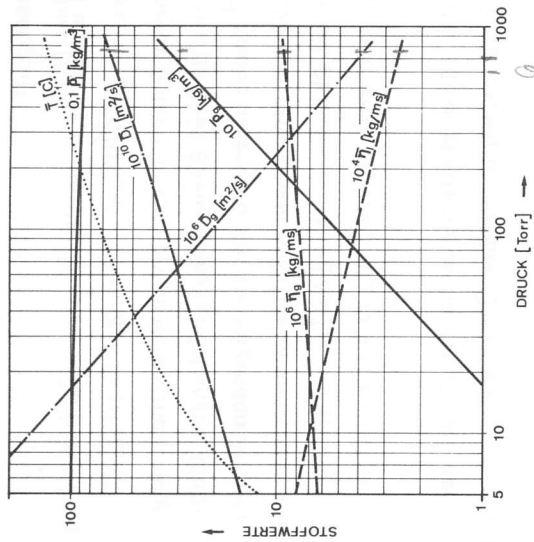


Bild 3.16: Stoffwerte des Gemischs Chlorbenzol/Aethylbenzol der Zusammensetzung $x_1 = x_2$ an der Siedelinie

3.2.2.2 Numerische Auswertung der Rektifizierungsversuche

Die zur Auswertung herangezogenen Rektifizierungsversuche wurden mit BX- und CY-Packungen²⁵ in Kolonnen mit 0,5 und 1,0 [m] Durchmesser durchgeführt. Die Packungshöhe variierte zwischen 1,9 und 3,25 [m]. Die Testgemische trans-/cis-Dekalin und Chlorbenzol/Aethylbenzol wurden bei totalem Rücklauf rektifiziert. MEIER [7] hat über diese Versuche bereits berichtet. Er hat unter anderem gemittelte Trennstufenzahlen und Druckabfälle pro Meter Packungshöhe in Abhängigkeit von der Belastung angegeben. Für die Auswertung in diesem Kapitel werden die bei den einzelnen Versuchen erhaltenen Messwerte benützt (SULZER [86]).

²⁵ Die Abmessungen der beiden Packungstypen BX und CY findet man in der Tabelle 1.1.

Sie wird auf kleinere Belastungen, bei welchen noch keine Beeinflussung der Trennstufenzahl pro Meter durch mitgerissene Flüssigkeitströpfchen festgestellt werden konnte, beschränkt.

Die Stoffwerte wurden für die Flüssigkeitszusammensetzung $x_1 = x_2 = 0,5$ und den mittleren Kolonnendruck in die Rechnungen eingesetzt. Diese Mittelwertbildung wird noch diskutiert.

Der zur numerischen Auswertung eingeschlagene Rechenweg kann dem Bild 3.17 entnommen werden. Die mittleren Gasgeschwindigkeiten, die hydraulischen Durchmesser, die gaseitigen Reynoldszahlen und die Filmdicken werden nach dem Bild 2.22 bestimmt. Für dieses Rechenchema ist deshalb im Bild 3.17 nur noch das Feld "Filmdicke δ_1 nach Bild (2.22)" vermerkt.

Die Ergebnisse der numerischen Rechnungen sind im Anhang IV tabelliert. Sie werden im nächsten Abschnitt besprochen.

3.2.2.3 Ergebnisse

In den Bildern 3.18 und 3.19 werden die flüssigkeits- und gaseitigen Stoffübergangskoeffizienten für die Knickstellenvermischung in Funktion der vergleichbaren Luftgeschwindigkeit gezeigt.

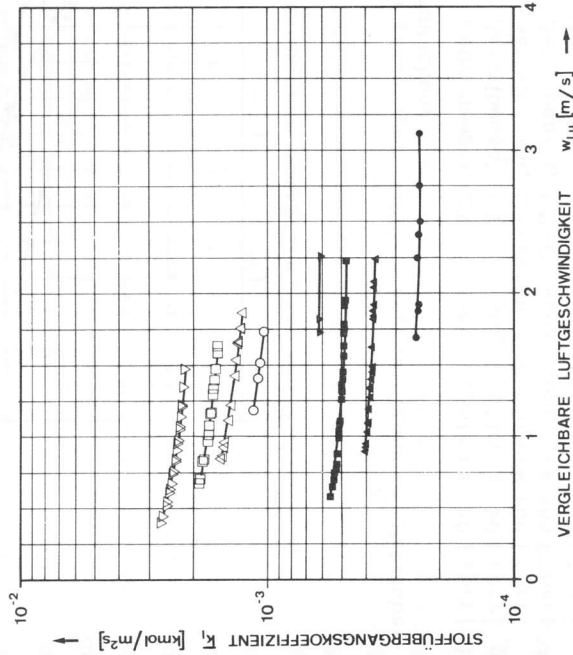


Bild 3.18: Mittlerer flüssigkeitsseitiger Stoffübergangskoeffizient bei Knickstellenvermischung

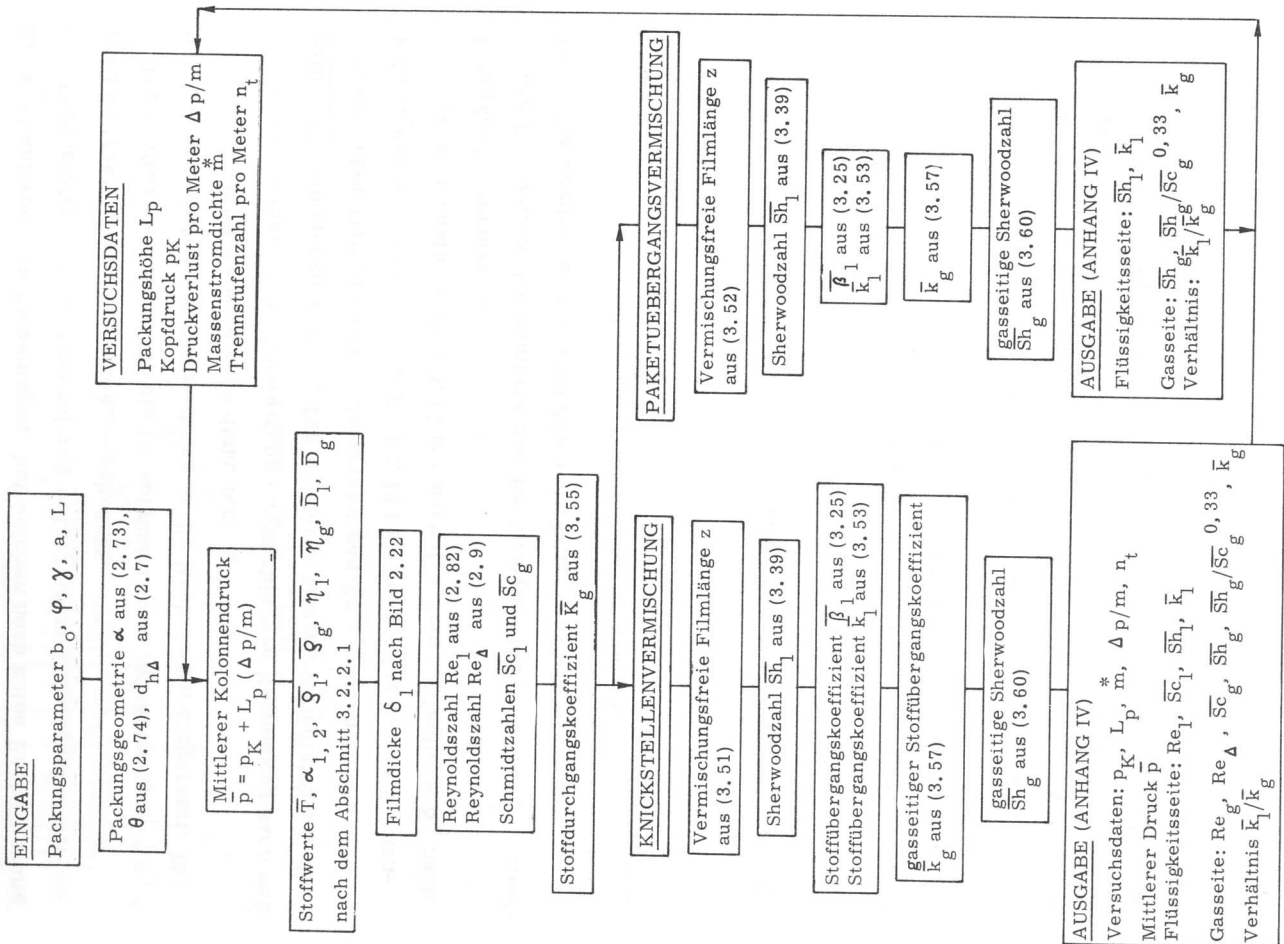


Bild 3.17: Rechenschema zur Ermittlung der gas- und flüssigkeitsseitigen Stoffübergangskoeffizienten

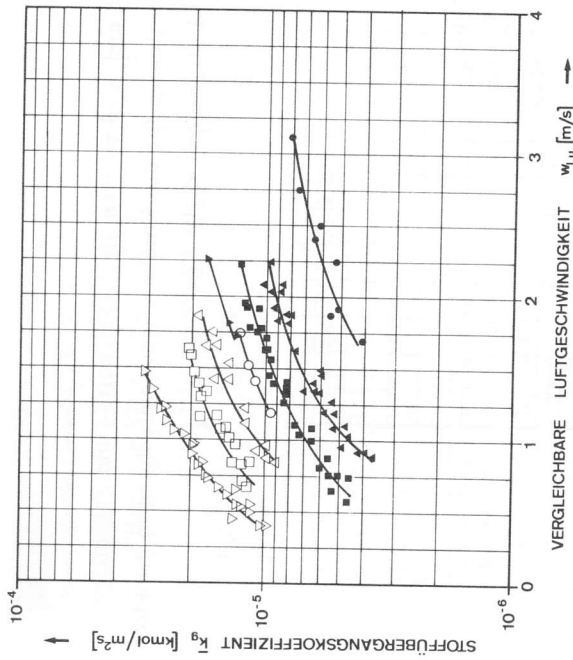


Bild 3.19: Mittlerer gaseitiger Stoffübergangskoeffizient bei Paketübergangsgemisch

- Chlor-Aethylbenzol, CY-Packung, Kopfdruck 20 [Torr]
- △ Chlor-Aethylbenzol, CY-Packung, Kopfdruck 50 [Torr]
- Chlor-Aethylbenzol, CY-Packung, Kopfdruck 100 [Torr]
- ▽ Chlor-Aethylbenzol, CY-Packung, Kopfdruck 300 [Torr]
- trans-cis-Dekalin, BX-Packung, Kopfdruck 5 [Torr]
- ▲ trans-cis-Dekalin, BX-Packung, Kopfdruck 20 [Torr]
- trans-cis-Dekalin, BX-Packung, Kopfdruck 50 [Torr]
- ▼ trans-cis-Dekalin, BX-Packung, Kopfdruck 100 [Torr]

Der mittlere gaseitige Stoffübergangskoeffizient nimmt zunächst mit zunehmender Belastung zu. Ab einer gewissen Belastung fällt er dann plötzlich stark ab. Der Grund dafür ist vermutlich das Mitreißen einzelner Tröpfchen an besonders stark umströmten Stellen durch die Gasströmung. Die Auswertung der Rektifizierungsversuche wurde auf den Bereich beschränkt, in welchem diese Erscheinung noch nicht auftritt.

Wie bereits erwähnt, wurden die mittleren Stoffübergangskoeffizienten der Bilder 3.18 und 3.19 mit den Stoffwerten bei einer Flüssigkeits-

zusammensetzung von $x_1 = x_2$ und beim mittleren Kolonnendruck²⁶ berechnet. Dem könnte man entgegenhalten, dass in den Ecken des McCabe-Thiele-Diagramms zur Erzielung einer bestimmten Aenderung der Molanteile des Gemischs mehr Trennstufen erforderlich sind, als bei $x_1 = x_2$ und dass die Auswertung der Messungen mit den Stoffwerten bei $x_1 = x_2$ und beim mittleren Kolonnendruck deshalb fraglich sei. Aus diesem Grund wurden die mittleren Stoffübergangskoeffizienten auch mit den Stoffwerten bei $x_1 = 0$ und Sumpfdruck sowie bei $x_1 = 1$ und Kopfdruck bestimmt²⁷. Dabei hat sich gezeigt, dass der arithmetische Mittelwert der auf diese Weise erhaltenen Extremwerte der mittleren Stoffübergangskoeffizienten sowohl auf der Gas- wie auch auf der Flüssigkeitsseite sehr gut mit dem nach dem Rechenschema von Bild 3.17 berechneten mittleren Stoffübergangskoeffizienten übereinstimmt. Die Abweichungen der arithmetischen Mittelwerte der mit den Stoffwerten bei $x = 0$ und Sumpfdruck und bei $x = 1$ und Kopfdruck berechneten flüssigkeitsseitigen Stoffübergangskoeffizienten von den nach dem Bild 3.17 erhaltenen Werten lagen bei beiden Gemischen unter 1%; die entsprechenden Abweichungen der gaseitigen Stoffübergangskoeffizienten waren sogar kleiner als 0,1%. Die für diese Auswertungen gewählte Mittelung der Stoffwerte ist somit gerechtfertigt.

Die auf den hydraulischen Durchmesser des entsprechenden Dreieckkanals ($d_{h\Delta}$) bezogene Zahnkanallänge beträgt bei der BX-Packung ca. 40 und bei der CY-Packung ca. 60. Es kann also angenommen werden, dass die Stoffaustausch-Anlaufvorgänge den mittleren gaseitigen Stoffübergangskoeffizienten nicht wesentlich beeinflussen. Unter dieser Voraussetzung können die Sherwoodzahlen aller Messreihen an beiden Packungstypen mit einer der Gl. (3.61) entsprechenden Potenzgleichung dargestellt werden. Dies bedeutet, dass der über der Reynoldszahl der ent-

²⁶ vergleiche Bild 3.17

²⁷ Die so berechneten mittleren flüssigkeitsseitigen Stoffübergangskoeffizienten unterscheiden sich von jenen nach dem Bild 3.17 um maximal 10% bei trans-cis-Dekalin und um maximal 2,8% bei Chlorbenzol-Aethylbenzol. Die entsprechenden Abweichungen der gaseitigen Stoffübergangskoeffizienten sind bei trans-cis-Dekalin kleiner als 1,5% und bei Chlorbenzol-Aethylbenzol kleiner als 3,6%.

sprechenden Dreieckkanalströmung Re_{Δ} aufgetragene Quotient $\frac{Sh_g}{Sc_g}^{1/3}$ im logarithmischen Koordinatennetz eine Gerade ergeben soll.

Das Bild 3.20 zeigt, dass dies innerhalb der erreichten Messgenauigkeit für das Modell der Knickstellenvermischung zutrifft. Die eingezeichnete Gerade wurde durch eine Ausgleichsrechnung nach Gauss bestimmt. Ihr entspricht die nachstehende Gleichung zur Berechnung der mittleren gasseitigen Sherwoodzahl:

$$\overline{Sh}_g = 0,05144 Re_{\Delta}^{0,8034} \frac{1}{Sc_g}^{1/3} \quad (3,106)$$

Die mittlere Abweichung aller 140 aus den Trennstufenzahlmessungen bestimmten gasseitigen Sherwoodzahlen vom Wert nach der Gl. (3.106) beträgt 6,90%²⁸. Die maximalen Abweichungen liegen bei $\pm 15\%$. Wenn man bedenkt, dass die Versuche an grostechnischen Kolonnen mit Durchmessern von 0,5 [m] und 1 [m] bei unterschiedlichen Packungshöhen durchgeführt wurden, ist dieses Ergebnis erstaunlich gut. Ein systematischer Einfluss der Kolonnenhöhe und des Kolonnendurchmessers auf die mittlere Sherwoodzahl kann nicht festgestellt werden. Der Grund für diese aussergewöhnliche Erscheinung liegt im äusserst guten seitlichen Transport der Gasphase gegenüber der flüssigen Phase, wie im Abschnitt 2.1.2.2 anhand der Strömungsaufnahmen gezeigt wurde.

Die Reynoldsabhängigkeit der mittleren Sherwoodzahl nach der Gl. (3.106) entspricht der bei Gegenstrom an berieselten Rohren und Stäben in vergleichbaren Strömungsbereichen gemessenen (GILLILAND und SHERWOOD [66], CHILTON und COLBURN [86], LOEW [87]). Bei gleichen Reynoldszahlen sind die mittleren Sherwoodzahlen der Sulzerpackung etwa doppelt so hoch wie diejenigen berieselter Rohre und Stäbe. Dies ist durch die gegenseitige Beeinflussung der gegenüberliegenden Zahnkanalströmungen erklärlich. Infolge der in der Zwischenschicht auftretenden Schubspannungen (Abschnitt 2.1.3.6) wird die Zahnkanalströ-

28 Die Messreihen mit der BX- und der CY-Packung wurden auch getrennt ausgeglichen. Die mittlere Abweichung betrug bei den Messungen in der BX-Packung (78 Messpunkte) 6,89% und bei jenen in der CY-Packung (62 Messpunkte) 6,47% der ausgeglichenen Werte.

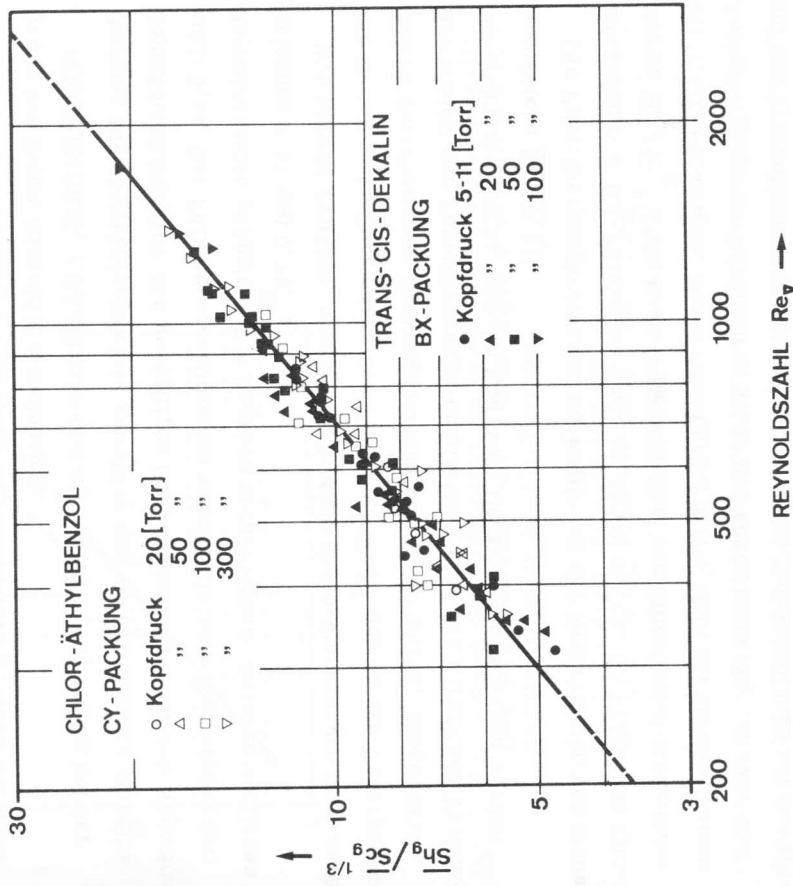


Bild 3.20: Dimensionslose Darstellung des gasseitigen Stoffübergangs bei Knickstellenvermischung und totalem Rücklauf

mung in leichte Rotation um die Zahnkanalachse versetzt. Das Geschwindigkeitsprofil weicht in der Nähe der Kreuzungszonen von jenem einer gewöhnlichen Kanalströmung ab und der Turbulenzgrad der Gasströmung ist in der Sulzerpackung bei gleichen Reynoldszahlen grösser als jener in den erwähnten Rieselfilmanordnungen.

POBERENZKIN, GERASIMOV und ALEKSEEV [46] fanden bei der Packung aus abwechselungsweise gewellten und ebenen Blechen dieselbe Reynoldsabhängigkeit der gaseitigen Sherwoodzahl (Potenz der Reynoldszahl: 0,8). Bei Füllkörperschüttungen wurden kleinere Exponenten der Reynoldszahlen gefunden. Die Angaben verschiedener Autoren variieren zwischen 0,51 und 0,70²⁹.

Wie bereits erwähnt, wurden die Stoffdurchgangsmessungen auch nach der Modellvorstellung, dass der Flüssigkeitsfilm nur an den Uebergangsstellen zwischen zwei Packungspaketen vermischt werde, ausgewertet. Das Modell der Paketübergangsvermischung wird den wirklichen Verhältnissen kaum gerecht, wie die folgenden Ueberlegungen zeigen werden (vergleiche Bild 3.21).

Die Paketübergangsvermischung ergibt bei der Rektifikation von trans-cis-Dehalin in BX-Packungen einen im Mittel um ca. 6% grösseren Quotienten $\frac{Sh_g}{Sc_g}^{1/3}$ als bei der Rektifikation von Chlorbenzol-Aethylbenzol in CY-Packungen. Diese Abweichung dürfte nicht auf Stoffaustausch-Anlaufvorgänge zurückzuführen sein. Wie schon bemerkt, ist zwar die auf den hydraulischen Durchmesser bezogene Zahnkanallänge bei der BX-Packung grösser als bei der CY-Packung. Da die Gasströmung beim Uebergang von einem Packungspaket zum darauffolgenden in der CY-Packung aber eine stärkere Umlenkung erfährt als in der BX-Packung, kann die kleinere Sherwoodzahl der CY-Packung nicht mit dem bei beiden Packungstypen unterschiedlichen Anlaufeffekt erklärt werden.

29 Raschigringe:	KOLEV [54]	0,514
	SEMMELEBAUER [41]	0,59
	ONDA [43]	0,70
Berlsättel:	SEMMELEBAUER [41]	0,59
	ONDA [43]	0,70

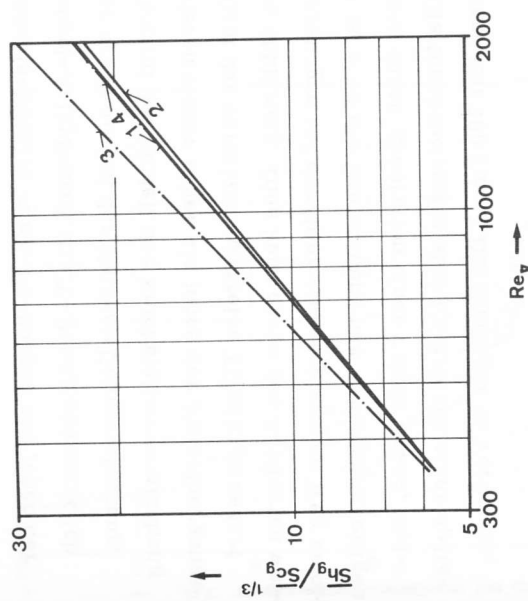


Bild 3.21: Vergleich der Ergebnisse der beiden Vermischungsmodelle. Getrennter Ausgleich der 78 Messungen an der BX- und der 62 Messungen an der CY-Packung.

- 1: BX-Packung, Knicstellenvermischung
- 2: CY-Packung, Knicstellenvermischung
- 3: BX-Packung, Paketübergangsvermischung
- 4: CY-Packung, Paketübergangsvermischung

Im weiteren ergibt die Ausgleichsrechnung der Ergebnisse aller nach dem Modell der Paketübergangsvermischung ausgewerteten 140 Messpunkte einen Exponenten der Reynoldszahl (ψ_2 in der Gl. (3.61)) von 0,884. Dieser Wert ist unwahrscheinlich hoch und liegt deutlich über dem bei anderen Rieselfilmanordnungen in ähnlichen Strömungsbereichen festgestellten Exponenten von 0,51³⁰ bis 0,83³¹.

Als letztes Argument gegen die Paketübergangsvermischung sei noch beigefügt, dass auch der getrennte Ausgleich der Quotienten $\frac{Sh_g}{Sc_g}^{1/3}$

30 Raschigringschüttungen, KOLEV [54]
31 innen berieseltes Rohr, GILLILAND und SHERWOOD [66]

der Messreihen mit trans-cis-Dekalin in BX-Packungen und jener der Messreihen mit Chlorbenzol-Aethylbenzol in CY-Packungen merklich grössere mittlere Fehler ergab als bei der Knickstellenvermischung. Aus diesen Gründen kommt das Modell der Knickstellenvermischung den wirklichen Verhältnissen sicher näher als jenes der Paketübergangsvermischung. Das Problem der vermischungsfreien Filmhöhe bedarf aber noch einer weiteren Abklärung. Dies kann durch das Auswerten weiterer Trennstufenzahlmessungen auf dem hier eingeschlagenen Weg erfolgen. Noch verlässlicher ist aber die Bestimmung des flüssigkeitsseitigen Stoffübergangskoeffizienten durch Absorption eines reinen Gases. Entsprechende experimentelle Untersuchungen sind im Rahmen einer späteren Arbeit an einer Kolonne mit 200 [mm] Durchmesser in Vorbereitung.

3.3 ANTEIL DER BEIDEN PHASEN AM STOFFDURCHGANGSWIDERSTAND

Die Aufteilung des Stoffdurchgangswiderstands auf die beiden Phasen ist von den Stoffdaten des Gemischs und der Belastung in beiden Phasen sowie von der Packungsgeometrie abhängig. Für die ausgewerteten Trennstufenzahlmessungen ist das Verhältnis der mittleren Stoffübergangskoeffizienten \bar{k}_1/\bar{k}_g im Bild 3.22 über der vergleichbaren Luftgeschwindigkeit aufgetragen.

Das Bild zeigt, dass der mittlere flüssigkeitsseitige Stoffübergangskoeffizient in allen Fällen grösser ist als der gasseitige. Der Stoffübergangswiderstand ist also auf der Gasseite grösser als auf der Flüssigkeitsseite.

Das Verhältnis der Stoffübergangswiderstände der beiden Phasen ist stark belastungsabhängig. Der Hauptstoffübergangswiderstand tritt mit abnehmender Belastung immer eindeutiger auf der Gasseite auf. Während der mittlere gasseitige Stoffübergangswiderstand bei der Rektifikation von Chlorbenzol-Aethylbenzol in CY-Packungen für kleine Belastun-

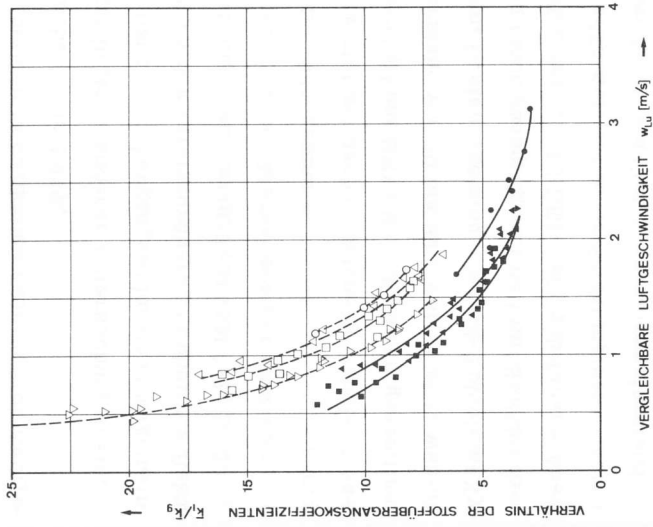


Bild 3.22: Verhältnis der mittleren Stoffübergangskoeffizienten beider Phasen bei totalem Rücklauf (Knickstellenvermischung).

- Chlor-Aethylbenzol, CY-Packung, Kopfdruck 20 [Torr]
- △ Chlor-Aethylbenzol, CY-Packung, Kopfdruck 50 [Torr]
- Chlor-Aethylbenzol, CY-Packung, Kopfdruck 100 [Torr]
- ▽ Chlor-Aethylbenzol, CY-Packung, Kopfdruck 300 [Torr]
- trans-cis-Dekalin, BX-Packung, Kopfdruck 5 [Torr]
- ▲ trans-cis-Dekalin, BX-Packung, Kopfdruck 20 [Torr]
- trans-cis-Dekalin, BX-Packung, Kopfdruck 50 [Torr]
- ▼ trans-cis-Dekalin, BX-Packung, Kopfdruck 100 [Torr]

gen bis zum fünfundzwanzigfachen des flüssigkeitsseitigen beträgt, ist der gasseitige Stoffübergangswiderstand bei der Rektifikation von trans-cis-Dekalin in BX-Packungen für grosse Belastungen noch etwa dreimal so hoch wie der flüssigkeitsseitige.

Im ausgewerteten Bereich liegt der gasseitige Anteil am Stoffaustauschwiderstand bei der Rektifikation von trans-cis-Dekalin in der BX-

Packung zwischen 74 und 92%; bei der Rektifikation Chlorbenzol-Aethylbenzol in der CY-Packung zwischen 87 und 97%.

Dieses Ergebnis fügt sich gut in jenes anderer Untersuchungen ein. Bei Rieselfilmsäulen wird der Hauptstoffübergangswiderstand allgemein der Gasseite zugeschrieben. Nach der Literaturübersicht über die Rektifizierungsuntersuchungen an Rieselfilmsäulen von HOFFMANN [62] S. 22 wurden bisher Anteile des gasseitigen Stoffübergangswiderstands am Durchgangswiderstand von 85 bis 100% gefunden.

Bei der Rektifikation des Dreistoffgemischs Aceton-Methanol-Aethanol in Kugelschüttungen (10 [mm] ϕ) hat BEVERS [88] einen gasseitigen Anteil am Stoffdurchgangswiderstand von 70 bis 80% festgestellt, während WESTPHELY [89] mit dem Dreistoffgemisch Benzol-Toluol-m-Xylol in derselben Kugelschüttung einen gasseitigen Anteil am Stoffdurchgangswiderstand von 50 bis 50% erhielt. TELLER [90] gab für die Absorption von Ammoniak-Luft in Wasser mit einer Schüttung von 1-Zoll-Raschigringen einen gasseitigen Anteil am Stoffdurchgangswiderstand von 60 bis 94% an.

Der Rektifiziervorgang in der Sulzerpackung ist wohl am ehesten jenem in Rieselfilmsäulen zu vergleichen. Wie im Abschnitt 3.2.2.3 bereits erwähnt wurde, ist der gasseitige Stoffübergang aber infolge der gegenseitigen Beeinflussung der Zahnkanalströmungen besser als bei den Rieselsäulen. Dies erklärt den gegenüber den Rieselsäulen höheren Anteil des flüssigkeitsseitigen Stoffübergangswiderstands der Sulzerpackung.

4. ZUSAMMENFASSUNG

Die Verfügbarkeit von Beziehungen zur Bestimmung der flüssigkeits- und gasseitigen Stoffübergangskoeffizienten aus den Stoffdaten des Gemischs und den Strömungsverhältnissen der beiden Phasen ist Voraussetzung für einen allgemein durchführbaren Vergleich der Höhen einer Trennstufe bei der Rektifikation desselben Gemischs. In den letzten Jahren wurden zahlreiche Gleichungen zur Bestimmung von Stoffübergangskoeffizienten für Rieselsäulen und einige Füllkörperschüttungen angegeben.

Das Auffinden entsprechender Gesetzmässigkeiten für die Sulzer-Gewebepackung ist von Interesse, weil mit dieser Packung bei sehr geringem Druckverlust besonders hohe Trennstufenzahlen pro Packungshöheinheit erreicht werden (Bild 1.1). Die Sulzerpackung ist Stoffübergangsuntersuchungen wegen ihrer regelmässigen, relativ einfachen Geometrie und ihren guten Benetzungseigenschaften auch bedeutend besser zugänglich als gewöhnliche Füllkörperschüttungen.

Im Kapitel "Strömungsuntersuchungen" werden die für das Verständnis der Stoffübergangsvorgänge notwendigen strömungsmechanischen Grundlagen erarbeitet. Anhand von Druckverlustmessungen und mit der Sichtbarmachung der gasseitigen Strömung in Strömungsmodellen wird gezeigt, dass sich zwischen den Gewebelagen eine Strömung in Richtung der Zahnkanäle ausbildet (z. B. Bild 2.9). Auf Grund dieses Erkenntnis wird der Druckverlust bei laminarer Gasströmung, unendlichem Kolonnen Durchmesser und hydraulisch glatter Phasengrenzfläche bis auf eine aus einer Messung zu bestimmende Konstante für Neigungswinkel zwischen 0 und 60 [°] theoretisch ermittelt (Gl. (2.66)).

Die Strömungsaufnahmen lassen auch erkennen, dass die Gasströmung in der Sulzerpackung gegenüber der Filmströmung seitlich sehr intensiv transportiert wird (z. B. Bild 2.6). Dies ist der Hauptgrund für die Unabhängigkeit der Höhe einer Uebergangseinheit dieser Packung vom Kolonnen Durchmesser.

Die aus den Druckverlustmessungen an den Strömungsmodellen gewonnenen Widerstandsbeiwerte können dem Bild 2. 12 entnommen werden. Der Einfluss des Kolonnendurchmessers auf den Druckverlust wird diskutiert.

Die flüssigkeitsseitige Strömung wird mit Hilfe eines Rieselfilmmodells behandelt. Die Filmdicke lässt sich damit hinreichend genau bestimmen (Bild 2. 22).

Auf die Ergebnisse der Strömungsuntersuchungen aufbauend, werden im dritten Kapitel Gleichungen zur Bestimmung der mittleren flüssigkeits- und gaseitigen Sherwoodzahlen aufgestellt (Gln. (3. 39) und (3. 106)).

Der flüssigkeitsseitige Stoffübergangskoeffizient wird mit der Annahme berechnet, dass der Stoffübergang jenem beim laminaren Rieselfilm an einer geeigneten ebenen Wand entspreche und dass der Rieselfilm an jeder Gewebeknickstelle vollständig vermischt wird.

Die Berechnung des flüssigkeitsseitigen Stoffübergangskoeffizienten erfordert eine Erweiterung bestehender Theorien zum Stoffübergang an der freien Grenzfläche laminarer Rieselfilme. Das Penetrationsmodell von Higbie ist nur für sehr kurze und die analytische Näherungslösung von Pigford nur für grosse dimensionslose Filmlängen gültig. Im Abschnitt 3. 1. 1 wird die Stofftransportgleichung mit Berücksichtigung der Reibung an der freien Grenzfläche und der Längsdiffusion im interessierenden Filmlängenbereich numerisch gelöst. Es zeigt sich, dass die Längsdiffusion bei den praktisch vorkommenden Filmlängen vernachlässigbar ist. Auch die vom Gasstrom auf den Flüssigkeitsfilm ausgeübte Schubspannung hat im Bereich der wellenfreien Filmströmung keinen merkbaren Einfluss auf den flüssigkeitsseitigen Stoffübergangskoeffizienten.

Die Sherwoodzahlen werden für zwei unterschiedlich definierte treibende Konzentrationsgefälle berechnet. Im ersten Fall ist es die Differenz zwischen der Grenzflächenkonzentration und der mittleren Filmkonzentration, im zweiten die Differenz zwischen der Grenzflächenkonzentration und der mittleren Konzentration des örtlich durch den Filmquer-

schnitt fließenden Volumenstroms. Die erste Definition ist für den Vergleich mit früheren Arbeiten und für die Berechnung der Holdup-Konzentration von Bedeutung. Die damit erhaltenen örtlichen und mittleren Sherwoodzahlen werden durch die Gln. (3. 36) und (3. 37) wiedergegeben. Die zweite Definition des treibenden Konzentrationsgefälles ist für bilanzielle Stoffübergangsberechnungen nötig. Sie ergibt etwas höhere örtliche und mittlere Sherwoodzahlen (Gln. (3. 38) und (3. 39)).

Die mittleren gaseitigen Stoffübergangskoeffizienten werden aus experimentell gewonnenen Stoffdurchgangskoeffizienten und den berechneten flüssigkeitsseitigen Stoffübergangskoeffizienten bestimmt. Die mittleren Stoffdurchgangskoeffizienten werden aus 140 Rektifizierungsversuchen mit den Gemischen trans-/cis-Dekalin und Chlorbenzol-Aethylbenzol bei totalem Rücklauf und Drücken von 5 bis 300 [Torr] in BX- und CY-Packungen mit 0, 5 und 1, 0 [m] Durchmesser berechnet.

Die Abhängigkeit der mittleren gaseitigen Sherwoodzahl von der Reynoldszahl der dem Zahnkanal entsprechenden Dreieckkanalströmung ist mit der an Rieselfilmsäulen in ähnlichen Strömungsbereichen gemessenen identisch (Gl. (3. 106)). Infolge der gegenseitigen Beeinflussung der gegenüberliegenden Zahnkanalströmungen ist die mittlere Sherwoodzahl der Sulzerpackung aber bei gleicher Reynoldszahl etwa doppelt so gross wie jene der Rieselfilmsäulen.

Der Stoffübergangswiderstand lag bei den ausgewerteten Trennstufenmessungen hauptsächlich auf der Gasseite. Er wies bei der Rektifikation von trans-/cis-Dekalin in BX-Packungen je nach Belastung und Druck einen Anteil von 74 bis 92% und bei der Rektifikation von Chlorbenzol-Aethylbenzol in CY-Packungen einen solchen von 87 bis 97% des Stoffdurchgangswiderstands auf (Bild 3. 22).

ANHANG I

EICHUNG DES ROTAMETERS FUER DIE DRUCKVERLUSTMESSUNGEN

Die Eichung des Rotameters erfolgte mit einer nassen Gasuhr. Die Ergebnisse wurden nach GRASSMANN [13], S. 459 auf einen Druck von 760 [Torr] und eine Temperatur von 15 [C] umgerechnet.

Um bei der Auswertung Ablesefehler aus Eichdiagrammen zu vermeiden, wurden die Eichwerte durch eine Parabel 2. Grades angenähert. Die Konstanten der Parabel wurden durch einen Ausgleich nach Gauss bestimmt. Für den Luftvolumenstrom im Rotameter bei einem Druck am Rotametertritt von 760 [Torr] und einer Lufttemperatur von 15 [C] ergab die Eichung für den Aluminium-Schwimmer:

$$\dot{V}_{gRo}^* = 7.7201 \cdot 10^{-4} + 2.5270 \cdot 10^{-4} \times Skt + 1.5131 \cdot 10^{-6} \times Skt^2 \quad (A 1)$$

und für den Koranite-Schwimmer:

$$\dot{V}_{gRo}^* = 1.2799 \cdot 10^{-3} + 4.5739 \cdot 10^{-4} \times Skt + 2.6821 \cdot 10^{-7} \times Skt^2 \quad (A 2)$$

Diese Gleichungen liefern den Luftvolumenstrom in [m³/s]. "Skt" bedeutet Skalenteile der Rotameterskala.

Die grösste Abweichung der aufgenommenen Eichpunkte von diesen Gleichungen beträgt 0,9% des Volumenstroms.

ANHANG II

Neigungswinkel: 45 [°]
Kanalarbreite: 400 [mm]
Luftdruck p₀: 726, 2 [Torr]

AUSWERTUNG EINER MESSEIHE (BEISPIEL)

Table with columns: Rote [Skt], T_M [C], P_R [mmWS], P_α [mmWS], ΔP_M [mmWS], Re_g, c_{fM}, Δc_{fM} [%]. Rows contain experimental data points.

ANHANG III

STOFFWERTE DER VERSUCHSGEMISCHE

Table with columns: DRUCK [Torr], SIEDTEMPERATUREN [C], FLÜSSIGKEITSDICHTE [kg/m³], SATTDAMPFDICHTE [kg/m³], 1: trans-Dekalin, 2: cis-Dekalin, 1: Chlorbenzol, 2: Äthylbenzol. Rows list physical properties for various mixtures.

DRUCK	SIEDTEMPERATUR [c]			FLUESSIGKEITSVISK. [kg/ms]					DAMPFVISKOSITÄT [kg/ms]			
	p [Torr]	η_1	η_2	η	η_{12}	η_{21}	η_1	η_{12}	η_{21}	η_2	η_{21}	η_1
5.0	47.78	54.76	50.96	1.33E-03	1.73E-03	1.52E-03	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06
6.0	48.83	52.77	50.73	1.33E-03	1.73E-03	1.52E-03	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06
7.0	49.83	52.77	50.73	1.33E-03	1.73E-03	1.52E-03	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06
8.0	50.75	52.77	50.73	1.33E-03	1.73E-03	1.52E-03	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06
9.0	51.09	52.77	50.73	1.33E-03	1.73E-03	1.52E-03	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06
10.0	51.99	52.77	50.73	1.33E-03	1.73E-03	1.52E-03	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06
15.0	54.78	54.76	50.96	1.33E-03	1.73E-03	1.52E-03	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06
20.0	54.56	38.62	36.51	6.27E-04	5.37E-04	5.95E-04	7.29E-06	7.29E-06	7.29E-06	7.29E-06	7.29E-06	7.29E-06
30.0	42.72	46.71	44.64	6.32E-04	5.92E-04	5.49E-04	7.51E-06	7.51E-06	7.51E-06	7.51E-06	7.51E-06	7.51E-06
40.0	48.83	52.77	50.73	4.40E-04	4.23E-04	4.40E-04	7.82E-06	7.82E-06	7.82E-06	7.82E-06	7.82E-06	7.82E-06
50.0	53.75	57.91	59.79	5.23E-04	4.93E-04	4.65E-04	7.94E-06	7.94E-06	7.94E-06	7.94E-06	7.94E-06	7.94E-06
60.0	57.91	61.81	59.79	5.23E-04	4.93E-04	4.65E-04	7.94E-06	7.94E-06	7.94E-06	7.94E-06	7.94E-06	7.94E-06
70.0	61.52	65.41	63.39	5.05E-04	4.09E-04	4.49E-04	7.94E-06	7.94E-06	7.94E-06	7.94E-06	7.94E-06	7.94E-06
80.0	64.72	68.60	66.59	4.76E-04	3.66E-04	4.24E-04	8.21E-06	8.21E-06	8.21E-06	8.21E-06	8.21E-06	8.21E-06
90.0	67.60	71.48	69.47	4.76E-04	3.66E-04	4.24E-04	8.21E-06	8.21E-06	8.21E-06	8.21E-06	8.21E-06	8.21E-06
100.0	70.23	74.11	72.10	4.65E-04	3.77E-04	4.14E-04	8.28E-06	8.28E-06	8.28E-06	8.28E-06	8.28E-06	8.28E-06
150.0	105.43	128.02	135.91	1.31.74	1.19.54	1.16.51	1.28.02	1.28.02	1.28.02	1.28.02	1.28.02	1.28.02
200.0	88.73	92.68	90.64	3.95E-04	3.74E-04	3.95E-04	7.82E-06	7.82E-06	7.82E-06	7.82E-06	7.82E-06	7.82E-06
250.0	95.19	99.19	97.12	3.74E-04	3.06E-04	3.06E-04	8.97E-06	8.97E-06	8.97E-06	8.97E-06	8.97E-06	8.97E-06
300.0	100.66	104.71	102.61	3.58E-04	2.94E-04	2.94E-04	9.13E-06	9.13E-06	9.13E-06	9.13E-06	9.13E-06	9.13E-06
350.0	105.43	109.53	107.41	3.45E-04	2.83E-04	2.83E-04	9.29E-06	9.29E-06	9.29E-06	9.29E-06	9.29E-06	9.29E-06

DRUCK	SIEDTEMPERATUR [c]			FLUESSIGKEITSVISK. [kg/ms]					DAMPFVISKOSITÄT [kg/ms]			
	p [Torr]	η_1	η_2	η	η_{12}	η_{21}	η_1	η_{12}	η_{21}	η_2	η_{21}	η_1
5.0	47.78	54.76	50.96	1.33E-03	1.73E-03	1.52E-03	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06
6.0	48.83	52.77	50.73	1.33E-03	1.73E-03	1.52E-03	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06
7.0	49.83	52.77	50.73	1.33E-03	1.73E-03	1.52E-03	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06
8.0	50.75	52.77	50.73	1.33E-03	1.73E-03	1.52E-03	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06
9.0	51.09	52.77	50.73	1.33E-03	1.73E-03	1.52E-03	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06
10.0	51.99	52.77	50.73	1.33E-03	1.73E-03	1.52E-03	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06
15.0	54.78	54.76	50.96	1.33E-03	1.73E-03	1.52E-03	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06	6.22E-06
20.0	54.56	38.62	36.51	6.27E-04	5.37E-04	5.95E-04	7.29E-06	7.29E-06	7.29E-06	7.29E-06	7.29E-06	7.29E-06
30.0	42.72	46.71	44.64	6.32E-04	5.92E-04	5.49E-04	7.51E-06	7.51E-06	7.51E-06	7.51E-06	7.51E-06	7.51E-06
40.0	48.83	52.77	50.73	4.40E-04	4.23E-04	4.40E-04	7.82E-06	7.82E-06	7.82E-06	7.82E-06	7.82E-06	7.82E-06
50.0	53.75	57.91	59.79	5.23E-04	4.93E-04	4.65E-04	7.94E-06	7.94E-06	7.94E-06	7.94E-06	7.94E-06	7.94E-06
60.0	57.91	61.81	59.79	5.23E-04	4.93E-04	4.65E-04	7.94E-06	7.94E-06	7.94E-06	7.94E-06	7.94E-06	7.94E-06
70.0	61.52	65.41	63.39	5.05E-04	4.09E-04	4.49E-04	7.94E-06	7.94E-06	7.94E-06	7.94E-06	7.94E-06	7.94E-06
80.0	64.72	68.60	66.59	4.76E-04	3.66E-04	4.24E-04	8.21E-06	8.21E-06	8.21E-06	8.21E-06	8.21E-06	8.21E-06
90.0	67.60	71.48	69.47	4.76E-04	3.66E-04	4.24E-04	8.21E-06	8.21E-06	8.21E-06	8.21E-06	8.21E-06	8.21E-06
100.0	70.23	74.11	72.10	4.65E-04	3.77E-04	4.14E-04	8.28E-06	8.28E-06	8.28E-06	8.28E-06	8.28E-06	8.28E-06
150.0	105.43	128.02	135.91	1.31.74	1.19.54	1.16.51	1.28.02	1.28.02	1.28.02	1.28.02	1.28.02	1.28.02
200.0	88.73	92.68	90.64	3.95E-04	3.74E-04	3.95E-04	7.82E-06	7.82E-06	7.82E-06	7.82E-06	7.82E-06	7.82E-06
250.0	95.19	99.19	97.12	3.74E-04	3.06E-04	3.06E-04	8.97E-06	8.97E-06	8.97E-06	8.97E-06	8.97E-06	8.97E-06
300.0	100.66	104.71	102.61	3.58E-04	2.94E-04	2.94E-04	9.13E-06	9.13E-06	9.13E-06	9.13E-06	9.13E-06	9.13E-06
350.0	105.43	109.53	107.41	3.45E-04	2.83E-04	2.83E-04	9.29E-06	9.29E-06	9.29E-06	9.29E-06	9.29E-06	9.29E-06

ANHANG IV

AUSWERTUNG DER TRENNSTUFENZAHLMESSUNGEN

Die Messungen mit dem Gemisch trans-Dekalin/cis-Dekalin wurden mit dem Packungstyp BX und jene mit dem Gemisch Chlorbenzol-Aethylbenzol mit dem Packungstyp CY durchgeführt. In den folgenden Tabellen gibt die erste Zeile jeweils die Ergebnisse für das Modell der Knickstellenvermischung und die zweite jene für die Paketübergangvermischung wieder.

Die Symbole im Anhang IV haben die folgende Bedeutung:

UM	Massenstromdichte	\dot{m}
DPM	Druckabfall pro Meter Packungshöhe	
NT	Trennstufenzahl pro Meter Packungshöhe	n_t
P	mittlerer Kolonnendruck	p
REL	Filmreynoldszahl	Re_l
SCL	Schmidtzahl der flüssigen Phase bei der Zusammensetzung $x_1 = x_2$	Sc_l
SHL	mittlere flüssigkeitsseitige Sherwoodzahl	Sh_l
KL	mittlerer flüssigkeitsseitiger Stoffübergangskoeffizient	k_l
REG	gasseitige Reynoldszahl	Re^g
REGK	Reynoldszahl der entsprechenden Dreieckkanalströmung	Re_Δ
SCG	Schmidtzahl der Gasphase für die Gleichgewichtszusammensetzung bei $x_1 = x_2$	Sc^g
SHG	mittlere gasseitige Sherwoodzahl	Sh^g
V	Verhältnis	$\frac{Sh^g}{Sc^g}^{1/3}$
KG	mittlerer gaseitiger Stoffübergangskoeffizient	k^g
KL/KG	Verhältnis der mittleren Stoffübergangskoeffizienten	$\frac{k_l}{k^g}$

TRANS-CIS-DEKALIN KOPFDRUCK = 5.0 [TORR] PACKUNGSHÖHE = 2.72 [M] KOLONNENDURCHMESSER = 0.5 [M]																
UM	DPM	NT	P	REL	SCL	SHL	KL	REG	REGK	SCG	SHG	V	KG	KL/KG		
KMOL/SM ²																
0.42	0.85	7.50	0.1	0.1	0.63	1.954	4.83	2.46E-04	5.28	9	444.6	7.43	7.15	7.89	5.54E-05	4.44
0.43	0.80	6.95	0.0	0.0	0.64	1.966	4.83	2.44E-04	5.39	7	454.2	7.43	7.82	8.53	6.06E-05	2.94
0.57	1.50	6.20	0.9	0.9	0.89	1.807	5.45	2.44E-04	7.17	9	610.7	7.42	8.28	9.14	6.46E-05	3.78
0.58	1.35	5.80	0.7	0.7	0.91	1.838	4.57	2.40E-04	7.36	5	627.9	7.42	7.90	8.71	6.16E-05	3.89
0.67	1.90	5.92	7.4	7.4	1.08	1.729	5.90	2.43E-04	8.44	2	724.3	7.42	9.64	10.53	7.55E-05	3.21
0.79	2.40	5.30	0.1	0.1	1.30	1.644	6.41	2.42E-04	9.69	7	858.0	7.42	10.30	11.37	8.11E-05	2.98
KMOL/SM ²																
TRANS-CIS-DEKALIN KOPFDRUCK = 5.0 [TORR] PACKUNGSHÖHE = 2.55 [M] KOLONNENDURCHMESSER = 0.5 [M]																
0.38	0.75	0.47	6.0	6.0	0.56	1.966	4.83	2.50E-04	4.76	2	399.0	7.43	5.28	5.82	4.09E-05	6.12
0.53	1.35	5.72	0.8	0.8	0.82	1.819	5.27	2.47E-04	6.65	7	564.3	7.42	6.81	7.51	5.31E-05	4.65
KMOL/SM ²																

TRANS-CIS-DEKALIN KOPFDRUCK = 20.0 [TORR] PACKUNGSHOEHEN = 2.55 [M] KOLONNENDURCHMESSER = 1.0 [M]														
UM	DPM	NT	P	REL	SCL	SHL	KL	REG	REGK	SCG	SHG	V	KG	KL/KG
KG/SM ² TORR/M							KMOL/SM ²							
1/M TORR							KMOL/SM ²							
36	30	7.30	20.4	.77	930.5	4.07	4.04E-04	354.8	.788	5.05	3.58	4.21E-05	9.57	9.57
43	65	7.55	20.8	.93	918.2	4.25	3.95E-04	424.0	.738	6.39	7.06	5.34E-05	7.40	7.40
47	50	7.40	20.6	1.01	923.4	4.37	3.89E-04	559.7	466.3	.738	6.96	7.70	5.81E-05	6.69
53	60	6.80	20.8	1.13	919.9	4.52	3.84E-04	625.3	522.3	.738	7.19	7.95	6.01E-05	6.39
53	63	7.70	20.8	1.15	918.9	4.54	3.84E-04	631.8	527.9	.738	8.42	9.31	7.03E-05	5.45
65	107	6.70	21.4	1.41	904.0	4.85	3.78E-04	772.1	648.7	.738	9.08	10.04	7.61E-05	4.97
74	110	6.80	21.4	1.59	903.0	5.10	3.73E-04	870.5	734.3	.738	10.74	11.88	8.99E-05	4.14
78	135	6.60	21.7	1.69	894.9	5.22	3.72E-04	919.0	776.7	.738	11.08	12.25	9.28E-05	4.01
82	135	6.40	21.7	1.79	894.9	5.35	3.70E-04	974.8	825.7	.738	11.50	12.71	9.64E-05	3.84
84	143	6.60	21.8	1.84	892.3	5.41	3.69E-04	997.5	845.7	.738	12.31	13.61	1.03E-04	3.58
90	120	5.85	21.5	1.96	899.7	5.60	3.64E-04	1067.3	907.8	.738	11.55	12.77	9.68E-05	3.76

TRANS-CIS-DEKALIN KOPFDRUCK = 20.0 [TORR] PACKUNGSHOEHEN = 2.72 [M] KOLONNENDURCHMESSER = .5 [M]														
UM	DPM	NT	P	REL	SCL	SHL	KL	REG	REGK	SCG	SHG	V	KG	KL/KG
KG/SM ² TORR/M							KMOL/SM ²							
1/M TORR							KMOL/SM ²							
38	30	8.08	21.4	.80	929.8	4.11	4.01E-04	444.7	368.7	.738	5.90	3.52	4.92E-05	8.15
56	65	6.80	20.9	1.19	916.7	4.60	3.82E-04	658.0	550.4	.738	7.63	8.44	6.38E-05	5.99
76	120	6.15	21.6	1.65	897.1	5.15	3.73E-04	896.3	756.8	.738	9.84	10.88	8.24E-05	4.52
76	120	5.95	21.6	1.65	897.1	5.15	3.73E-04	896.3	756.8	.738	9.45	10.45	7.92E-05	4.71
85	140	5.70	21.9	1.85	890.3	5.41	3.70E-04	1000.6	848.4	.738	10.28	11.37	8.62E-05	4.29

TRANS-CIS-DEKALIN KOPFDRUCK = 50.0 [TORR] PACKUNGSHOEH = 2.55 [M] KOLONNENDURCHMESSER = 1.0 [M]

UM	DPM	NT	P	REL	SCL	SHL	KL	REG	REGK	SCG	SHG	V	KG	KL/KG	KG/SM ² TORR/M	1/M	TORR	KMOL/SM ²																											
1.17	1.00	6.10	51.3	3.01	528.3	5.31	4.96E-04	1213.6	1026.5	733	13.33	13.74	15.22	1.22E-04	4.05	1.15	5.80	51.5	3.24	527.1	5.48	4.94E-04	1306.6	1108.1	733	13.74	15.22	1.22E-04	4.05	1.17	5.80	51.5	3.24	527.1	5.48	4.94E-04	1306.6	1108.1	733	13.74	15.22	1.22E-04	4.05		
1.08	1.00	6.10	51.3	3.01	528.3	5.31	4.96E-04	1213.6	1026.5	733	13.33	13.74	15.22	1.22E-04	4.05	1.08	6.10	51.3	3.01	528.3	5.31	4.96E-04	1213.6	1026.5	733	13.33	13.74	15.22	1.22E-04	4.05	1.08	6.10	51.3	3.01	528.3	5.31	4.96E-04	1213.6	1026.5	733	13.33	13.74	15.22	1.22E-04	4.05
.98	.80	6.00	51.0	2.73	529.9	5.10	4.99E-04	1101.9	929.1	733	11.59	12.08	14.12	1.13E-04	3.06	.98	6.00	51.0	2.73	529.9	5.10	4.99E-04	1101.9	929.1	733	11.59	12.08	14.12	1.13E-04	3.06	.98	6.00	51.0	2.73	529.9	5.10	4.99E-04	1101.9	929.1	733	11.59	12.08	14.12	1.13E-04	3.06
.84	.51	6.60	50.7	2.32	532.3	4.80	5.05E-04	940.5	769.3	733	10.73	11.88	13.03	1.02E-04	3.59	.84	6.60	50.7	2.32	532.3	4.80	5.05E-04	940.5	769.3	733	10.73	11.88	13.03	1.02E-04	3.59	.84	6.60	50.7	2.32	532.3	4.80	5.05E-04	940.5	769.3	733	10.73	11.88	13.03	1.02E-04	3.59
.76	.40	6.62	50.5	2.10	533.2	4.63	5.09E-04	850.3	711.8	733	9.55	10.57	11.59	8.48E-05	6.00	.76	6.62	50.5	2.10	533.2	4.63	5.09E-04	850.3	711.8	733	9.55	10.57	11.59	8.48E-05	6.00	.76	6.62	50.5	2.10	533.2	4.63	5.09E-04	850.3	711.8	733	9.55	10.57	11.59	8.48E-05	6.00
.62	.30	7.15	50.4	1.72	534.0	4.35	5.20E-04	697.8	581.4	733	8.28	9.17	7.35E-05	7.07	.62	.30	7.15	50.4	1.72	534.0	4.35	5.20E-04	697.8	581.4	733	8.28	9.17	7.35E-05	7.07	.62	.30	7.15	50.4	1.72	534.0	4.35	5.20E-04	697.8	581.4	733	8.28	9.17	7.35E-05	7.07	
.49	.15	7.80	50.2	1.34	535.2	4.09	5.37E-04	545.3	422.1	734	6.89	7.04	6.25E-05	7.21	.49	.15	7.80	50.2	1.34	535.2	4.09	5.37E-04	545.3	422.1	734	6.89	7.04	6.25E-05	7.21	.49	.15	7.80	50.2	1.34	535.2	4.09	5.37E-04	545.3	422.1	734	6.89	7.04	6.25E-05	7.21	
.46	.23	7.70	50.3	1.27	534.6	4.03	5.42E-04	514.1	425.8	733	6.35	7.04	5.64E-05	9.61	.46	.23	7.70	50.3	1.27	534.6	4.03	5.42E-04	514.1	425.8	733	6.35	7.04	5.64E-05	9.61	.46	.23	7.70	50.3	1.27	534.6	4.03	5.42E-04	514.1	425.8	733	6.35	7.04	5.64E-05	9.61	

TRANS-CIS-DEKALIN KOPFDRUCK = 50.0 [TORR] PACKUNGSHOEH = 3.23 [M] KOLONNENDURCHMESSER = .5 [M]

UM	DPM	NT	P	REL	SCL	SHL	KL	REG	REGK	SCG	SHG	V	KG	KL/KG	KG/SM ² TORR/M	1/M	TORR	KMOL/SM ²																										
1.17	1.00	5.30	51.9	3.25	524.6	5.47	4.96E-04	1306.0	1107.5	733	12.28	13.60	1.09E-04	4.54	1.17	1.15	5.30	51.9	3.25	524.6	5.47	4.96E-04	1306.0	1107.5	733	12.28	13.60	1.09E-04	4.54	1.17	1.15	5.30	51.9	3.25	524.6	5.47	4.96E-04	1306.0	1107.5	733	12.28	13.60	1.09E-04	4.54
1.08	1.00	5.60	51.6	3.01	526.1	5.30	4.97E-04	1213.1	1025.9	733	11.99	13.28	1.07E-04	4.66	1.08	1.00	5.60	51.6	3.01	526.1	5.30	4.97E-04	1213.1	1025.9	733	11.99	13.28	1.07E-04	4.66	1.08	1.00	5.60	51.6	3.01	526.1	5.30	4.97E-04	1213.1	1025.9	733	11.99	13.28	1.07E-04	4.66
.46	.23	7.10	50.4	1.27	534.1	4.03	5.42E-04	514.0	425.7	733	5.81	5.44	5.16E-05	10.51	.46	.23	7.10	50.4	1.27	534.1	4.03	5.42E-04	514.0	425.7	733	5.81	5.44	5.16E-05	10.51	.46	.23	7.10	50.4	1.27	534.1	4.03	5.42E-04	514.0	425.7	733	5.81	5.44	5.16E-05	10.51

TRANS-CIS-DEKALIN KOPFDRUCK = 50.0 [TORR] PACKUNGSHOEH = 2.72 [M] KOLONNENDURCHMESSER = .5 [M]

UM	DPM	NT	P	REL	SCL	SHL	KL	REG	REGK	SCG	SHG	V	KG	KL/KG	KG/SM ² TORR/M	1/M	TORR	KMOL/SM ²																										
1.04	.96	5.60	51.3	2.89	528.1	5.22	4.98E-04	1166.9	985.6	733	11.44	12.57	1.02E-04	4.90	1.04	.96	5.60	51.3	2.89	528.1	5.22	4.98E-04	1166.9	985.6	733	11.44	12.57	1.02E-04	4.90	1.04	.96	5.60	51.3	2.89	528.1	5.22	4.98E-04	1166.9	985.6	733	11.44	12.57	1.02E-04	4.90
.94	.85	5.95	51.2	2.62	529.0	5.01	5.01E-04	1058.2	891.0	733	10.92	12.10	9.71E-05	5.16	.94	.85	5.95	51.2	2.62	529.0	5.01	5.01E-04	1058.2	891.0	733	10.92	12.10	9.71E-05	5.16	.94	.85	5.95	51.2	2.62	529.0	5.01	5.01E-04	1058.2	891.0	733	10.92	12.10	9.71E-05	5.16
.88	.72	6.50	51.0	2.43	530.1	4.87	5.04E-04	980.6	825.8	733	11.07	12.27	9.84E-05	5.12	.88	.72	6.50	51.0	2.43	530.1	4.87	5.04E-04	980.6	825.8	733	11.07	12.27	9.84E-05	5.12	.88	.72	6.50	51.0	2.43	530.1	4.87	5.04E-04	980.6	825.8	733	11.07	12.27	9.84E-05	5.12
.67	.45	6.95	50.6	1.84	532.5	4.45	5.16E-04	747.5	623.7	733	8.68	9.61	7.71E-05	6.70	.67	.45	6.95	50.6	1.84	532.5	4.45	5.16E-04	747.5	623.7	733	8.68	9.61	7.71E-05	6.70	.67	.45	6.95	50.6	1.84	532.5	4.45	5.16E-04	747.5	623.7	733	8.68	9.61	7.71E-05	6.70
.39	.20	8.80	50.3	1.07	534.7	3.90	5.37E-04	436.2	300.2	733	6.12	8.78	5.44E-05	10.25	.39	.20	8.80	50.3	1.07	534.7	3.90	5.37E-04	436.2	300.2	733	6.12	8.78	5.44E-05	10.25	.39	.20	8.80	50.3	1.07	534.7	3.90	5.37E-04	436.2	300.2	733	6.12	8.78	5.44E-05	10.25

TRANS-CIS-DEKALIN KOPFDRUCK = 100.0 [TORR] PACKUNGSHOEH = 1.87 [M] KOLONNENDURCHMESSER = 1.0 [M]														
UM	DPM	NT	P	REL	SCL	SHL	KL	REG	REGK	SCG	SHG	V	KG	KL/KG
KG/SM ² TORR/M 1/M TORR							KMOL/SM ²							
1.87	.65	5.00	100.6	6.29	349.5	6.17	6.11E-04	2004.8	1717.0	.729	18.61	20.65	1.74E-04	3.51
1.51	.45	5.30	100.4	5.07	349.9	5.55	6.17E-04	1615.3	1371.2	.729	15.22	16.90	1.42E-04	4.33
1.43	.40	5.10	100.4	4.80	350.0	5.43	6.18E-04	1532.1	1298.2	.729	13.61	15.11	1.27E-04	4.85

CHLOR-AETHYLBENZOL KOPFDRUCK = 20.0 [TORR] PACKUNGSHOEH = 2.46 [M] KOLONNENDURCHMESSER = 1.0 [M]														
UM	DPM	NT	P	REL	SCL	SHL	KL	REG	REGK	SCG	SHG	V	KG	KL/KG
KG/SM ² TORR/M 1/M TORR							KMOL/SM ²							
3.80	12.07	24.7	2.11	254.2	4.84	1.03E-03	574.9	617.3	.726	7.83	8.71	1.25E-04	8.27	5.57
2.70	13.36	23.3	1.78	261.3	4.55	1.07E-03	491.2	522.7	.725	7.32	8.14	1.17E-04	9.20	6.67
2.35	13.65	22.9	1.63	263.6	4.42	1.10E-03	453.4	480.5	.725	6.85	7.51	1.09E-04	10.06	7.55
1.50	14.60	21.8	1.33	269.7	4.17	1.15E-03	375.3	394.6	.725	5.97	6.54	9.46E-05	12.11	9.73

TRANS-CIS-DEKALIN KOPFDRUCK = 50.0 [TORR] PACKUNGSHOEH = 1.87 [M] KOLONNENDURCHMESSER = 1.0 [M]														
UM	DPM	NT	P	REL	SCL	SHL	KL	REG	REGK	SCG	SHG	V	KG	KL/KG
KG/SM ² TORR/M 1/M TORR							KMOL/SM ²							
1.35	1.40	5.25	51.3	3.74	528.1	5.87	4.88E-04	1509.2	1287.6	.733	14.57	15.14	1.30E-04	3.77
1.18	1.05	5.80	51.0	3.27	530.1	5.52	4.92E-04	1323.0	1122.6	.733	13.97	15.47	1.24E-04	3.96
1.06	.90	5.80	50.8	2.92	531.0	5.25	4.96E-04	1183.1	999.9	.733	12.14	13.45	1.08E-04	4.59
.99	.80	5.85	50.7	2.73	531.6	5.11	4.98E-04	1105.4	932.1	.733	11.29	12.51	1.00E-04	4.96
.85	.70	5.85	50.7	2.34	532.2	4.82	5.04E-04	949.8	797.3	.733	9.42	10.43	8.36E-05	6.03
.82	.70	6.10	50.7	2.27	532.2	4.75	5.06E-04	918.7	770.5	.733	9.51	10.53	8.44E-05	5.99
.79	.65	6.30	50.6	2.19	532.5	4.70	5.07E-04	887.6	743.8	.733	9.48	10.50	8.42E-05	6.02
.65	.50	6.20	50.5	1.80	533.4	4.42	5.17E-04	732.0	610.5	.733	7.44	8.24	6.61E-05	7.82
.60	.40	6.80	50.4	1.65	534.0	4.31	5.22E-04	669.8	557.6	.733	7.46	8.26	6.62E-05	7.88
.53	.35	6.70	50.3	1.46	534.3	4.17	5.31E-04	592.0	491.5	.733	6.38	7.07	5.67E-05	9.37
.44	.30	6.70	50.3	1.23	534.6	4.00	5.45E-04	498.5	412.6	.733	5.27	5.84	4.68E-05	11.63
.42	.26	7.50	50.2	1.15	534.9	3.95	5.50E-04	407.4	386.4	.734	5.55	6.15	4.93E-05	11.17
.35	.25	8.65	50.2	.96	535.0	3.42	5.10E-04	389.5	321.1	.734	5.30	5.87	4.71E-05	12.09

CHLOR-ÄTHYL BENZOL KOPFDRUCK = 50.0 [TORR] PAKUNGSHÖHE = 2.46 [M] KOLONNENDURCHMESSER = 1.0 [M]

UM	DPM	NT	P	REL	SCL	SHL	KL	REG	REGK	SCG	SHG	V	KG	KL/KG	KMOL/SM ²
.50	1.10	14.10	51.4	1.76	177.4	4.01	1.53E-03	383.8	401.1	.730	5.83	5.47	9.80E-05	15.64	1.10
.71	1.90	11.96	52.3	2.50	175.7	4.40	1.41E-03	543.0	573.9	.730	7.13	7.92	1.20E-04	11.78	1.90
.83	2.55	11.80	53.1	2.95	174.4	4.65	1.36E-03	638.0	679.1	.730	8.42	9.34	1.42E-04	9.61	2.55
.83	2.57	13.25	53.2	2.95	174.4	4.65	1.36E-03	638.0	679.1	.730	9.57	10.52	1.61E-04	8.45	2.57
.97	3.40	12.05	54.2	3.46	172.7	4.95	1.31E-03	743.2	797.8	.730	10.27	11.39	1.73E-04	7.59	3.40
.99	3.50	11.72	54.3	3.51	172.5	4.99	1.31E-03	753.7	809.8	.730	10.11	11.22	1.71E-04	7.68	3.50
1.04	3.90	10.70	54.8	3.72	171.7	5.11	1.29E-03	795.6	857.9	.730	9.72	10.78	1.64E-04	7.88	3.90
1.11	4.40	11.40	55.4	3.97	170.8	5.27	1.27E-03	847.9	918.6	.730	11.26	12.49	1.90E-04	6.68	4.40

CHLOR-ÄTHYL BENZOL KOPFDRUCK = 50.0 [TORR] PAKUNGSHÖHE = 3.23 [M] KOLONNENDURCHMESSER = .5 [M]

UM	DPM	NT	P	REL	SCL	SHL	KL	REG	REGK	SCG	SHG	V	KG	KL/KG	KMOL/SM ²
.49	1.10	13.50	51.8	1.71	176.7	3.93	1.55E-03	372.9	389.4	.730	5.40	5.99	9.08E-05	17.05	1.10
.53	1.30	14.40	52.1	1.88	176.1	4.05	1.52E-03	409.0	428.1	.730	6.39	7.09	1.07E-04	14.10	1.30
.56	1.40	12.70	52.3	1.96	175.8	4.10	1.50E-03	425.9	446.3	.730	5.84	6.47	9.82E-05	15.29	1.40
.65	1.90	12.90	53.1	2.31	174.5	4.23	1.45E-03	499.8	526.5	.730	7.07	7.84	1.19E-04	12.19	1.90
.92	3.50	10.70	55.7	3.28	170.4	4.81	1.35E-03	699.3	747.5	.730	8.37	9.29	1.42E-04	9.55	3.50
1.00	4.10	10.85	56.6	3.59	169.0	4.99	1.33E-03	761.8	818.3	.730	9.38	10.40	1.59E-04	8.37	4.10

CHLOR-ÄTHYLBENZOL KOPFDRUCK = 100.0 [TORR] PACKUNGSHÖHE = 2.46 [M] KOLONNENDURCHMESSER = 1.0 [M]

UM	DPM	NT	P	REL	SCL	SHL	KL	REG	REGK	SCG	SHG	V	KG	KL/KG	KG/SM ²	TORR/M	1/M	TORR	KMOL/SM ²										
1.26	3.30	10.67	104.1	5.22	124.6	5.09	1.59E-03	916.4	984.5	.733	11.18	12.39	1.98E-04	8.05	5.13	10.67	104.1	5.22	124.6	5.09	1.59E-03	916.4	984.5	.733	11.18	12.39	1.98E-04	8.05	5.13
1.11	2.50	11.23	103.1	4.58	125.2	4.81	1.63E-03	806.3	860.4	.733	10.23	11.33	1.81E-04	9.03	6.14	11.23	103.1	4.58	125.2	4.81	1.63E-03	806.3	860.4	.733	10.23	11.33	1.81E-04	9.03	6.14
1.03	2.15	12.00	102.6	4.23	125.4	4.67	1.66E-03	746.1	793.3	.733	10.08	11.17	1.78E-04	9.30	6.55	12.00	102.6	4.23	125.4	4.67	1.66E-03	746.1	793.3	.733	10.08	11.17	1.78E-04	9.30	6.55
.85	1.50	12.32	101.8	3.48	125.9	4.38	1.72E-03	615.4	649.5	.733	8.37	9.28	1.48E-04	11.63	8.86	12.32	101.8	3.48	125.9	4.38	1.72E-03	615.4	649.5	.733	8.37	9.28	1.48E-04	11.63	8.86
.67	1.10	12.19	101.4	2.74	126.2	4.10	1.81E-03	484.5	507.6	.733	6.38	7.07	1.13E-04	16.03	13.19	12.19	101.4	2.74	126.2	4.10	1.81E-03	484.5	507.6	.733	6.38	7.07	1.13E-04	16.03	13.19
.92	1.75	13.57	102.2	3.77	125.7	4.49	1.70E-03	665.7	704.6	.733	10.16	11.26	1.80E-04	9.44	6.95	13.57	102.2	3.77	125.7	4.49	1.70E-03	665.7	704.6	.733	10.16	11.26	1.80E-04	9.44	6.95
.67	1.05	14.21	101.3	2.73	126.3	4.10	1.81E-03	484.5	507.6	.733	7.52	8.33	1.33E-04	13.60	11.17	14.21	101.3	2.73	126.3	4.10	1.81E-03	484.5	507.6	.733	7.52	8.33	1.33E-04	13.60	11.17
.53	.90	15.89	101.1	2.16	126.4	3.90	1.90E-03	383.6	399.6	.733	6.58	7.29	1.16E-04	16.36	14.21	15.89	101.1	2.16	126.4	3.90	1.90E-03	383.6	399.6	.733	6.58	7.29	1.16E-04	16.36	14.21

CHLOR-ÄTHYLBENZOL KOPFDRUCK = 100.0 [TORR] PACKUNGSHÖHE = 3.23 [M] KOLONNENDURCHMESSER = .5 [M]

UM	DPM	NT	P	REL	SCL	SHL	KL	REG	REGK	SCG	SHG	V	KG	KL/KG	KG/SM ²	TORR/M	1/M	TORR	KMOL/SM ²										
1.32	4.20	10.35	106.8	5.48	123.0	5.15	1.59E-03	954.7	1027.7	.733	11.32	12.54	2.01E-04	7.93	4.96	10.35	106.8	5.48	123.0	5.15	1.59E-03	954.7	1027.7	.733	11.32	12.54	2.01E-04	7.93	4.96
1.18	3.20	11.00	105.2	4.88	123.9	4.92	1.63E-03	855.3	915.1	.733	10.68	11.84	1.89E-04	8.58	5.68	11.00	105.2	4.88	123.9	4.92	1.63E-03	855.3	915.1	.733	10.68	11.84	1.89E-04	8.58	5.68
1.07	2.60	10.95	104.2	4.42	124.5	4.74	1.65E-03	775.4	825.7	.733	9.51	10.54	1.69E-04	9.82	6.83	10.95	104.2	4.42	124.5	4.74	1.65E-03	775.4	825.7	.733	9.51	10.54	1.69E-04	9.82	6.83
.93	1.90	11.60	103.1	3.83	125.2	4.51	1.70E-03	675.3	715.0	.733	8.69	9.63	1.54E-04	11.03	8.13	11.60	103.1	3.83	125.2	4.51	1.70E-03	675.3	715.0	.733	8.69	9.63	1.54E-04	11.03	8.13
.86	1.80	11.55	102.9	3.55	125.3	4.40	1.72E-03	625.0	659.9	.733	7.94	8.80	1.41E-04	12.26	9.31	11.55	102.9	3.55	125.3	4.40	1.72E-03	625.0	659.9	.733	7.94	8.80	1.41E-04	12.26	9.31
.81	1.55	12.00	102.5	3.31	125.5	4.31	1.74E-03	584.8	616.1	.733	7.69	8.53	1.36E-04	12.81	9.95	12.00	102.5	3.31	125.5	4.31	1.74E-03	584.8	616.1	.733	7.69	8.53	1.36E-04	12.81	9.95
.76	1.30	12.05	102.1	3.14	125.8	4.25	1.76E-03	554.8	583.5	.733	7.30	8.08	1.29E-04	13.65	10.78	12.05	102.1	3.14	125.8	4.25	1.76E-03	554.8	583.5	.733	7.30	8.08	1.29E-04	13.65	10.78
.65	1.10	13.40	101.8	2.68	126.0	4.08	1.82E-03	474.2	496.5	.733	6.90	7.64	1.22E-04	14.91	12.33	13.40	101.8	2.68	126.0	4.08	1.82E-03	474.2	496.5	.733	6.90	7.64	1.22E-04	14.91	12.33
.56	.75	15.60	101.2	2.28	126.3	3.94	1.88E-03	403.8	421.1	.733	6.82	7.55	1.20E-04	15.61	13.41	15.60	101.2	2.28	126.3	3.94	1.88E-03	403.8	421.1	.733	6.82	7.55	1.20E-04	15.61	13.41

CHLOR-ÄTHYLBENZOL KOPFDRUCK = 300.0 [TORR] PACKUNGSHÖHE = 2.46 [M] KOLONNENDURCHMESSER = 1.0 [M]

UM	DPM	NT	P	REL	SCL	SHL	KL	REG	REGK	SCG	SHG	V	KG	KL/KG	KMOL/SM ²
53	50	14.35	300.6	2.79	72.4	3.72	2.71E-03	3.42	2.49E-03	3.61	4.735	5.29	5.86	1.03E-04	26.36
53	50	13.74	300.6	2.79	72.4	3.72	2.71E-03	3.42	2.49E-03	3.61	4.735	5.06	5.60	9.82E-05	27.58
53	50	13.74	300.6	2.79	72.4	3.72	2.71E-03	3.42	2.49E-03	3.61	4.735	5.08	5.62	9.85E-05	25.24
69	60	12.77	300.7	3.67	72.4	3.89	2.55E-03	3.42	2.24E-03	4.78	0.735	6.26	5.93	1.21E-04	21.01
72	62	11.48	300.8	3.82	72.4	3.92	2.53E-03	3.42	2.21E-03	4.97	0.735	5.83	6.46	1.13E-04	22.36
86	75	10.97	300.9	4.55	72.3	4.05	2.45E-03	3.42	2.08E-03	5.95	0.735	6.70	7.42	1.30E-04	16.84
65	60	12.87	300.7	3.45	72.4	3.84	2.58E-03	3.42	2.29E-03	4.48	0.735	5.91	6.54	1.15E-04	22.54
88	80	12.58	301.0	4.62	72.3	4.08	2.44E-03	3.42	2.05E-03	6.05	4.735	7.88	8.72	1.53E-04	15.98
94	90	12.72	301.1	4.99	72.3	4.15	2.41E-03	3.42	1.98E-03	6.54	4.735	8.65	9.58	1.68E-04	14.36
97	92	12.36	301.1	5.14	72.3	4.18	2.40E-03	3.42	1.96E-03	6.74	4.735	8.66	9.59	1.68E-04	14.28
1.08	1.07	12.04	301.3	5.73	72.3	4.31	2.36E-03	3.42	1.87E-03	7.53	4.735	9.47	10.48	1.84E-04	12.83
1.18	1.20	11.67	301.5	6.24	72.3	4.42	2.33E-03	3.42	1.80E-03	8.23	4.735	10.05	11.13	1.95E-04	11.93
1.28	1.35	10.74	301.7	6.76	72.2	4.53	2.30E-03	3.42	1.74E-03	8.93	4.735	10.02	11.09	1.94E-04	11.83
1.36	1.50	11.02	301.8	7.20	72.2	4.62	2.28E-03	3.42	1.69E-03	9.58	4.735	11.05	12.23	2.14E-04	10.63

CHLOR-ÄTHYLBENZOL KOPFDRUCK = 300.0 [TORR] PACKUNGSHÖHE = 3.23 [M] KOLONNENDURCHMESSER = 0.5 [M]

UM	DPM	NT	P	REL	SCL	SHL	KL	REG	REGK	SCG	SHG	V	KG	KL/KG	KMOL/SM ²
58	40	16.70	300.6	3.08	72.4	3.77	2.05E-03	3.42	2.39E-03	3.85	4.400	6.89	7.53	1.34E-04	19.79
69	50	13.50	300.8	3.67	72.4	3.89	2.55E-03	3.42	2.24E-03	4.58	0.735	6.63	7.34	1.29E-04	19.82
72	55	13.10	300.9	3.82	72.3	3.92	2.53E-03	3.42	2.21E-03	4.77	0.735	6.70	7.42	1.30E-04	19.44
81	68	12.70	301.1	4.26	72.3	4.00	2.48E-03	3.42	2.11E-03	5.32	0.735	7.28	8.06	1.41E-04	17.55
88	75	12.10	301.2	4.63	72.3	4.08	2.44E-03	3.42	2.05E-03	5.77	0.735	7.56	8.37	1.47E-04	16.66
99	90	12.50	301.5	5.21	72.3	4.20	2.39E-03	3.42	1.95E-03	6.51	0.735	8.90	9.85	1.73E-04	13.86
1.10	1.10	11.60	301.8	5.80	72.2	4.32	2.35E-03	3.42	1.86E-03	7.24	0.735	9.22	10.21	1.79E-04	10.20
1.25	1.40	11.10	302.3	6.61	72.2	4.49	2.31E-03	3.42	1.76E-03	8.25	0.735	10.14	11.22	1.97E-04	11.74
1.40	1.70	11.55	302.7	7.42	72.1	4.67	2.27E-03	3.42	1.67E-03	9.26	0.735	12.02	13.31	2.33E-04	9.74
1.49	1.90	11.55	303.1	7.87	72.1	4.75	2.25E-03	3.42	1.62E-03	9.81	0.735	12.83	14.20	2.49E-04	9.06
1.60	2.30	11.25	303.7	8.46	72.0	4.89	2.23E-03	3.42	1.57E-03	10.54	0.735	13.51	14.36	2.62E-04	8.52
1.78	2.75	10.85	304.4	9.42	71.9	5.11	2.20E-03	3.42	1.48E-03	11.73	0.735	14.65	16.22	2.85E-04	7.74
1.94	3.50	10.60	305.7	10.31	71.8	5.30	2.18E-03	3.42	1.42E-03	12.82	0.735	15.81	17.51	3.07E-04	7.09

SYMBOLVERZEICHNIS

a	bezogene Oberfläche	m^2/m^3
A	freier Strömungsquerschnitt	m^2
A_k	Kolonnenquerschnitt	m^2
b	Basislänge des Zahnkanals	m
b_k	Seitenlänge der Kreuzungszone	m
b_o	Basislänge des Zahnkanals, senkrecht zur Zahnkanalrichtung	m
b_R	Rieselfilmbreite	m
B	Strömungskanalbreite (Modellbreite)	m
c_f	Widerstandsbeiwert	
c_{fM}	Widerstandsbeiwert des Strömungsmodells	
$c_{fM \infty}$	Widerstandsbeiwert des Strömungsmodells bei unendlicher Kanalbreite	
c_{fU}	Widerstandsbeiwert des Druckverlustanteils durch die Umlenkung der Zahnkanalströmung an der Wand	
c_{fV}	Widerstandsbeiwert des Druckverlustanteils der Zahnkanalströmung	
c_{fZ}	Widerstandsbeiwert des Druckverlustanteils der Zwischenschicht	
$c_{f\Delta}$	Widerstandsbeiwert der entsprechenden Dreieckskanalströmung	
c_i	Konzentration der Komponente i	kg/m^3
c_{iE}	Konzentration der Komponente i an der Phasengrenze	kg/m^3
$c_{iE\alpha}$	Konzentration der Komponente i an der Phasengrenze am Filmanfang	kg/m^3
$c_{i\alpha}$	Konzentration der Komponente i am Filmanfang	kg/m^3
ϕ	Konstante	
d_h	hydraulischer Durchmesser der berieselten Packung	m
d'_h	hydraulischer Durchmesser des Strömungsmodells	m

$d_{h\Delta}$	hydraulischer Durchmesser des entsprechenden Dreieckkanals	m
D	Diffusionskoeffizient	m^2/s
F	Kraft	mkg/s^2
F_{px}	Druckkraft in x-Kanalrichtung	mkg/s^2
$F_{\tau x}$	Schubspannungskraft in x-Kanalrichtung	mkg/s^2
g	Schwerebeschleunigung	m/s^2
h	Zahnkanalhöhe	m
HETP	Höhe einer Trennstufe	m
HTU	Höhe einer Uebergangseinheit	m
J	Impuls	mkg/s
*J	Impulsstrom	mkg/s^2
k	Stoffübergangskoeffizient	$kmol/m^2 s$
\bar{k}	mittlerer Stoffübergangskoeffizient	$kmol/m^2 s$
K	Stoffdurchgangskoeffizient	$kmol/m^2 s$
L	Höhe eines Packungspakets	m
L_1	Abstand der ersten Druckmessbohrung vom Modelleintritt	m
L_E	Anlaufstrecke der entsprechenden Dreieckskanalströmung	m
L_P	Packungshöhe	m
m	Neigung der Gleichgewichtskurve	$kg/m^2 s$
*m	Massenstromdichte	kg/s
*M	Massenstrom	$kg/kmol$
\mathcal{M}	Molekulargewicht	$kg/kmol$
\mathcal{M}_i	Molekulargewicht der Komponente i	$kg/kmol$
m_o	Koeffizient für die lineare Aenderung der Oberflächenkonzentration (Gl. 3.2)	kg/m^4
n	Zahl der Kilomole	$kmol$
*n	Molstromdichte	$kmol/sm^2$
n_t	Trennstufenzahl pro Meter	1/m
*N	Molstrom	$kmol/s$
N_t	Trennstufenzahl	
p	Druck	Torr, N/m^2
P_k	kritischer Druck	atm, N/m^2

P_K	Kopfdruck	Torr, N/m^2
P_O	Umgebungsdruck	Torr, N/m^2
P_M	mittlerer Druck in den Strömungsmodellen	Torr, N/m^2
P_r	reduzierter Druck	
P_R	Ueberdruck am Rotameterreintritt	Torr, N/m^2
P_α	Ueberdruck in der ersten Bohrung	Torr, N/m^2
r	Raumkoordinate senkrecht zur Kolonnenachse	m
s	Raumkoordinate senkrecht zur Rieselebene	m
t	Zeit	s
T	Temperatur	C, K
T_k	kritische Temperatur	C, K
T_M	Temperatur am Modellaustritt	C, K
v	Volumenstromdichte	m/s
V	Volumen	m^3
V^*	Volumenstrom	m^3/s
V_k	kritisches Volumen	m^3
V_K	Volumen der leeren Kolonne	m^3
V^*_{gRo}	Volumenstrom bei 760 [Torr] und 15 [C]	m^3/s
w	Geschwindigkeit	m/s
\bar{w}	mittlere Geschwindigkeit	m/s
\bar{w}'	mittlere Gasgeschwindigkeit in der leeren Kolonne	m/s
\bar{w}_g	mittlere Gasgeschwindigkeit in Richtung Kolonnenachse	m/s
$w_x \infty$	Geschwindigkeit der Parallelströmung in x-Zahnkanalrichtung	m/s
$w_y \infty$	Geschwindigkeit der Parallelströmung in y-Zahnkanalrichtung	m/s
w_{Lu}	vergleichbare Luftgeschwindigkeit = $\bar{w}' \cdot \sqrt{g'/1,2}$	m/s
x	Molanteil in der flüssigen Phase	
X	Raumkoordinate in positiver Zahnkanalrichtung	m
y	Molanteil in der Gasphase	
Y	Raumkoordinate in negativer Zahnkanalrichtung	m

z	Raumkoordinate in Filmabflussrichtung	m
Z	Realgasfaktor	
Z_k	Realgasfaktor am kritischen Punkt	
α	Neigungswinkel der Rieselebene	
$\alpha_{1,2}$	relative Flüchtigkeit	
β	örtlicher Stoffübergangskoeffizient	m/s
$\bar{\beta}$	mittlerer Stoffübergangskoeffizient	m/s
γ	Zahnwinkel	
δ	Schichtdicke	m
δ_G	Gewebedicke	m
δ_1	Rieselfilmdicke	m
δ_{10}	Rieselfilmdicke bei vernachlässigbarer Oberflächenreibung	m
δ_T	Gesamtdicke von Gewebe und Film	m
Δ_{cfM}	Maximaler relativer Fehler des Widerstandsbeiwerts	
Δc_i	Konzentrationsdifferenz	kg/m^3
Δp	Druckdifferenz	Torr, N/m^2
Δp_M	Druckverlust in der Messstrecke des Modells	Torr, N/m^2
δ	dimensionslose Filmdicke s/δ_1	
η	dynamische Viskosität	kg/ms
θ	Winkel zwischen Zahnkanal- und Filmabflussrichtung	
μ	dimensionslose Konzentration (Gl. 3.8)	
ξ	dimensionslose Filmlänge z/δ_1	
ρ	Dichte	kg/m^3
$\bar{\rho}$	Oberflächenspannung	N/m
τ	Schubspannung	N/m^2
$\bar{\tau}$	mittlere Schubspannung	N/m^2
$\tau_{\delta z}$	Schubspannungskomponente in Filmabflussrichtung an der freien Filmoberfläche	N/m^2
$\bar{\tau}_\Delta$	mittlere Wandschubspannung im Dreieckskanal	N/m^2
φ	Neigungswinkel	
ψ	Geschwindigkeitsverhältnis (Gl. 3.8)	

Dimensionslose Kennzahlen

Fg	dimensionslose Oberflächenschubspannung:	Gl. (3.13)
Ko	Kennzahl für die Oberflächenkonzentrationsänderung:	Gl. (3.10)
Re _g	gasseitige Reynoldszahl:	Gl. (2.5)
Re' _g	gasseitige Reynoldszahl bei vernachlässigbarer Film- und Gewebedicke:	Gl. (2.6)
Re ^{gk}	gasseitige Reynoldszahl an der Laminartätsgrenze	
Re _Δ	gasseitige Reynoldszahl der entsprechenden Dreieckkanalströmung:	Gl. (2.8)
Re _l	Filmreynoldszahl:	Gl. (2.81)
Sc	Schmidtzahl	
Sh _l	örtliche flüssigkeitsseitige Sherwoodzahl:	Gl. (3.26)
Sh' _l	örtliche flüssigkeitsseitige Sherwoodzahl:	Gl. (3.24)
\bar{Sh}_l	mittlere flüssigkeitsseitige Sherwoodzahl:	Gl. (3.32)
\bar{Sh}'_l	mittlere flüssigkeitsseitige Sherwoodzahl:	Gl. (3.29)
\bar{Sh}_g	mittlere gasseitige Sherwoodzahl:	Gl. (3.69)

Indices

g	auf die Gasphase bezogen
l	auf die flüssige Phase bezogen
x	Komponente in x-Kanalrichtung
y	Komponente in y-Kanalrichtung
-	Stoffwerte des Gemischs der Zusammensetzung $x_1 = x_2$
1	leichter flüchtige Komponente
2	schwerer flüchtige Komponente

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] Nygren, P. G. und G. K. S. Conolly: Selecting vacuum fractionation equipment, chem. Engng. Progr. 67 (1971) 3, 49/58
- [2] Fair, J. R.: Comparing trays and packings, chem. Engng. Progr. 66 (1970) 3, 45/49
- [3] Billet, R.: Optimierung in der Rektifizierertechnik, BI-Hochschultaschenbuch Nr. 261, Bibliographisches Institut, Mannheim 1967
- [4] Billet, R.: Optimisation and comparison of mass transfer columns, Preprints International Symposium on Distillation, Heft 4, 38/59, The Institution of Chemical Engineers, London 1969
- [5] Billet, R.: Trennkolonnen für die Vakuumrektifikation, BI-Hochschultaschenbuch Nr. 548, Bibliographisches Institut, Mannheim 1971
- [6] Billet, R., S. Conrad und C. M. Grubb: Gesichtspunkte bei der Auswahl von Stoffaustauscheinrichtungen, verfahrenstechn. 4 (1970) 7, 308/315
- [7] Meier, W.: Vakuumrektifikation mit Sulzer-Packungen BX und CY, Sulzer techn. Rdsch. 52 (1970) 3, 147/156
- [8] Kirschbaum, E.: Destillier- und Rektifizierertechnik, 4. Auflage, Springer, Berlin Heidelberg und New York 1969
- [9] Kloss, H. J.: Rektifizieren mit einer Filmkolonne im Druckbereich zwischen 1 und 10 Torr, Chemiker-Ztg. 96 (1971) 12, 556/562
- [10] Meier, W. und M. Huber: Measurements of the number of theoretical plates in packed columns with artificial maldistribution, Preprints International Symposium on Distillation, Heft 4, 27/33, The Institution of Chemical Engineers, London 1969
- [11] Huber, M.: Sulzer-Kolonnen für die Vakuumrektifikation, Sulzer techn. Rdsch. 49 (1967) 1, 30/36
- [12] Wartenweiler, M.: Weiterentwicklung der Sulzer-Schwerwasserkolonne, Sulzer techn. Rdsch. 52 (1970) 2, 84/86
- [13] Grassmann, P.: Physikalische Grundlagen der Verfahrenstechnik, 2. Auflage, Sauerländer, Aarau 1970
- [14] Prandtl, L.: Führer durch die Strömungslehre, 6. Auflage, Vieweg, Braunschweig 1965
- [15] Glaser, H.: Druckverlust und Leistungszahl bei der Rektifikation in einer Füllkörperkolonne, Chemie-Ing.-Techn. 41 (1969) 7, 444/450
- [16] Wuest, W.: Strömungsmesstechnik, Vieweg, Braunschweig 1969
- [17] Flemming, D. P. und E. M. Sparrow: Flow in the hydrodynamic entrance region of ducts of arbitrary cross section, Trans. ASME, Ser. C 91 (1969) 3, 345/354
- [18] Ahmed, S. und E. Brundrett: Turbulent flow in non-circular ducts, Int. J. Heat Mass Transfer 14 (1971) 3, 365/375
- [19] Eckert, E. R. G.: Einführung in den Wärme- und Stoffaustausch, 3. Auflage, Springer, Berlin Göttingen Heidelberg und New York 1966

- [20] Gröber, H., S. Erk und U. Grigull: Die Grundgesetze der Wärmeübertragung, 3. Auflage, Springer, Berlin Göttingen und Heidelberg 1963
- [21] Kast, W.: Gesetzmäßigkeiten des Druckverlusts in Füllkörpersäulen, Chemie-Ing. - Techn. 36 (1964) 5, 464/468
- [22] Reichelt, W. und E. Blass: Strömungstechnische Untersuchungen an mit Raschig-Ringen gefüllten Füllkörperrohren und -säulen, Chemie-Ing. - Techn. 43 (1971) 17, 949/955
- [23] Metha, D. und M. C. Hawley: Wall effect in packed columns, Ind. Engng. Chem., Process, Des. Devel. 8 (1969) 2, 280/282
- [24] Adler, M.: Strömung in gekrümmten Rohren, Z. angew. Math. Mech. 14 (1934) 5, 257/276
- [25] Kaufmann, W.: Technische Hydro- und Aeromechanik, 3. Auflage, Springer, Berlin Göttingen Heidelberg 1963
- [26] Sparrow, E. M. und A. Haji-Sheikh: Laminar heat transfer and pressure drop in isosceles triangular, right triangular and circular sector ducts, Trans. ASME, Ser. C 87 (1965) 3, 426/428
- [27] Carlson, L. W. und T. F. Irvine: Fully developed pressure drop in triangular shaped ducts, Trans. ASME, Ser. C 83 (1961) 4, 441/443
- [28] Beavers, G. S., E. M. Sparrow und J. R. Lloyd: Low Reynolds number turbulent flow in large aspect ratio rectangular ducts, Trans. ASME, Ser. D 93 (1971) 2, 296/299
- [29] Stiefel, E.: Einführung in die numerische Mathematik, 2. Auflage, Teubner, Stuttgart 1963
- [30] Nusselt, W.: Die Oberflächenkondensation des Wasserdampfes, VDI-Z. 60 (1916) 27, 541/546
- [31] Feind, K.: Strömungsuntersuchungen bei Gegenstrom von Rieselfilmen und Gas in lotrechten Rohren, VDI-Forschg. H. 481 (1960)
- [32] Arnold, G.: Formeln der Mathematik, Westermann, Braunschweig 1965
- [33] Brauer, H.: Strömung und Wärmeübergang bei Rieselfilmen, VDI-Forschg. H. 457 (1956)
- [34] Zuidehweg, F. J.: Recommended test mixtures for distillation columns, The Institution of Chemical Engineers, London 1969
- [35] Heinz, P.: Messungen des statischen und dynamischen Holdups der BX- und CY-Packung, interner Laborbericht der Gebr. Sulzer AG, Winterthur 1970
- [36] Cerro, R. L. und S. Whitaker: Entrance region flows with a free surface: the falling liquid film, chem. Engng. Sci. 26 (1971), 785/789
- [37] Linke, W.: Zum Wärmeübergang bei der Verdampfung von Flüssigkeitsfilmen, Kältetechnik 5 (1953) 10, 275/279
- [38] Hobler, T. und S. Kedzierski: Analysis of the equations of mass transfer in the liquid phase in the flow of liquid down a wall, int. chem. Engng. 7 (1967) 4, 654/666
- [39] Stuke, B.: Zur Rektifikation in Füllkörperkolonnen, Chemie-Ing. - Techn. 25 (1953) 11, 677/682
- [40] Treybal, R. E.: Adiabatic gas absorption and stripping in packed towers, Ind. Engng. Chem. 61 (1969) 7, 36/41

- [41] Semmelbauer, R.: Die Berechnung der Schütthöhe bei Absorptionsvorgängen in Füllkörperkolonnen, chem. Engng. Sci. 22 (1967), 1237/1255
- [42] Gnielinski, V.: Ueber den gaseitigen Stoffübergang in Raschig-Ringschüttungen, verfahrenstechn. 4 (1970) 7, 284/291
- [43] Onda, K., H. Takeuchi und Y. Okumoto: Mass transfer coefficients between gas and liquid phases in packed columns, J. chem. Engng. Japan 1 (1968) 1, 56/62
- [44] Kolev, N.: Berechnung der wirksamen Oberfläche von Raschig-Ringschüttungen, verfahrenstechn. 4 (1970) 1, 29/32
- [45] Gnielinski, V.: Stoffübergang in berieselten, nicht vollkommen benetzten Raschigringschüttungen, verfahrenstechn. 5 (1971) 5, 204/211
- [46] Poberezkin, A. E., P. V. Gerasimov und V. P. Alekseev: An investigation of the process of rectification in regular corrugated packing, int. chem. Engng. 11 (1971) 3, 396/398 (Erstpublikation in: Izd. Vyssh. Ucheb. Zaved., Khimiya i Khimicheskaya Tekhnologiya 13 (1970) 8, 1207/1210)
- [47] Whitman, W. G.: The two-film theory of gas absorption, Chem. metallurg. Engng. 29 (1923) 4, 146/148
- [48] Rozen, A. M. und V. S. Krylov: Problems of mass-transfer theory, int. chem. Engng. 6 (1966) 3, 429/437 (Erstpublikation in: Khimicheskaya Promyshlennost (1966), 1, 51/57)
- [49] Ueyehara, H. und Y. Hagihara: Application of the film theory to the analysis of mass transfer in liquid phase molecular distillation, int. chem. Engng. 10 (1970) 3, 466/471
- [50] Higbie, R.: The rate of absorption of a pure gas into a still liquid during short periods of exposure, Trans. Amer. Inst. chem. Engr. 31 (1935), 365/389
- [51] Pigford, R. L.: Ph. D. thesis, Univ. Illinois, 1941
- [52] Emmert, R. E. und R. L. Pigford: A study of gas absorption in falling liquid films, chem. Engng. Progr. 50 (1954) 2, 87/93
- [53] Norman, W. S.: Absorption, distillation and cooling towers, Longmans, London 1961
- [54] Hiby, J. W.: Eine Fluoreszenzmethode zur Untersuchung des Transportmechanismus bei der Gasabsorption im Rieselfilm, Wärme Stoffübertr. 1 (1968) 2, 105/116
- [55] Zogg, M.: Der Stoffübergang an der freien Grenzfläche laminarer Rieselfilme, verfahrenstechn. 5 (1971) 8, 328/333
- [56] Zuidehweg, F. J. und A. Harms: The influence of surface phenomena on the performance of distillation columns, chem. Engng. Sci. 9 (1958) 2, 89/103
- [57] Burnett, J. C. und D. M. Himmelblau: The effect of surface active agents on interphase mass transfer, A. I. Ch. E. J. 16 (1970) 2, 185/193
- [58] Ruckenstein, E.: Effect of interfacial turbulence on the rate of absorption, A. I. Ch. E. J. 16 (1970) 6, 1098/1100
- [59] Brian, P. L. T.: Effect of Gibbs absorption on Marangoni instability, A. I. Ch. E. J. 17 (1971) 4, 765/772

- [60] Jamet, B., F. Coeurt, J. J. Ronco: Transfer de matière avec réaction chimique irréversible du second ordre dans une colonne de sphères et de cylindres alternés, *chem. Engng. Sci.* 25 (1970) 12, 1869/1880
- [61] Paris, A.: Les procédés de rectification dans l'industrie chimique, Dunod, Paris 1959
- [62] Hoffmann, R.: Untersuchung der Stoffaustausch Widerstände im Dampf und in der Flüssigkeit bei Zweistoffgemischen, VDI-Forschg. H. 536 (1969)
- [63] Presser, L.: Experimentelle Prüfung der Analogie zwischen konvektiver Wärme- und Stoffübertragung an einem Pfeilrippenrohr, *Chemie-Ing.-Techn.* 41 (1969) 21, 1176/1181
- [64] Kolev, N.: Raschigringe optimaler Abmessungen, verfahrenstechn. 5 (1971) 7, 302/304
- [65] Hochgesand, G.: Ueber den Einfluss von Kondensation und Verdampfung auf die Rektifikation von Zweistoffgemischen in Rohrkolonnen, VDI-Forschg. H. 498 (1963)
- [66] Gilliland, E. R. und T. K. Sherwood: Diffusion of vapors into air streams, *Ind. Engng. Chem.* 26 (1934) 5, 516/523
- [67] Kast, W.: Untersuchungen zum Wärme- und Stoffübergang an freien Flüssigkeitsoberflächen, *chem. Techn.* 18 (1966) 3, 152/159
- [68] Braun, D. und J. W. Hiby: Der gassetige Stoffübergangskoeffizient am Rieselfilm, *Chemie-Ing.-Techn.* 42 (1970) 6, 345/349
- [69] Chertkov, B. A., V. M. Ramm und Z. Dobromyslova: Absorption of NH_3 by water and sulfuric acid, absorption of SO_3 by sulfuric acid monohydrate, *J. appl. Chem. USSR* 38 (1965) 9, 1933/1945 (Erstpublikation in: *zh. prikl. khim.* 38 (1965) 9, 1972/1987)
- [70] McClellan, A. L.: Tables of experimental dipole moments, Freeman, San Francisco und London 1963
- [71] Seyer, W. F. und C. H. Davenport: The densities and surface tension of cis- and trans-Decahydronaphthalene between - 30 an 180 [C], *J. Amer. chem. Soc.* 63 (1941) 9, 2425/2427
- [72] Reid, R. C. und T. K. Sherwood: The properties of gases and liquids, 2. Auflage, McGraw-Hill, New York 1966
- [73] Hogen, A., K. M. Watson und R. A. Ragatz: Chemical process principles charts, 3. Auflage, Wiley, New York London und Sidney 1964
- [74] Seyer, W. F. und J. D. Leslie: The viscosity of cis and trans Decahydronaphthalene, *J. Amer. chem. Soc.* 64 (1942) 8, 1912/1916
- [75] Stiel, L. I. und G. Thodos: The viscosity of nonpolar gases at normal pressures, *A. I. Ch. E. J.* 7 (1961) 4, 611/615
- [76] Wilke, C. R. und P. Chang: Correlation of diffusion coefficients in dilute solutions, *A. I. Ch. E. J.* 1 (1955) 2, 264/270
- [77] Scheibel, E. G.: Liquid diffusivities, *Ind. Engng. Chem.* 46 (1954) 9, 2007/2008
- [78] Sitaraman, R., S. H. Ibrahim und N. R. Kulloor: *J. chem. Engng. Data* 8 (1963), 168
- [79] Leffler, J. und H. T. Cullinan: Variation of liquid diffusion Coefficients with composition, *Ind. Engng. Chem., Fundam.* 9 (1970) 1, 84/88

- [80] Chen, N. H.: Empirical equation for the collision function on Leonard-Jones potential for gas diffusion coefficients, *Ind. Engng. Chem.* 51 (1959) 12, 1494
- [81] Darnand: Normierung von Testsubstanzen für Destillations- und Absorptionsprozesse, Bayer, Ingenieurabteilung AP 16, Leverkusen 1968
- [82] Watson, K. M.: Thermodynamics of the liquid state, *Ind. Engng. Chem.* 35 (1943) 4, 398/406
- [83] Nelson, R. D., D. R. Lide und A. A. Maryott: Selected values of electric dipole moments for molecules in the gas phase, NSRDS - National Bureau of Standards 10, U.S. Government Printing Office, Washington 1967
- [84] Stiel, L. I. und G. Thodos: The viscosity of polar gases at normal pressures, *A. I. Ch. E. J.* 8 (1962) 2, 229/232
- [85] Edmister, W. C.: Applied hydrocarbon thermodynamics: compressibility factors and equation of state, *Petrol. Refiner.* 37 (1958) 4, 173/179
- [86] Chilton, T. H. und A. P. Colburn: Mass transfer coefficients, *Ind. Engng. Chem.* 26 (1934) 11, 1183/1187
- [87] Löw, H. P.: Stoffaustausch zwischen Rieselfilm und gegenströmendem Dampf bei Zweistoffgemischen, Dissertation ETH, 2801 (1958)
- [88] Bevers, K.: Stoffaustausch widerstände in Flüssigkeit und Dampf bei der Rektifikation von Dreistoffgemischen, *Chemie-Ing.-Techn.* 39 (1967) 1, 27/34
- [89] Westphely, H.: Das Verhältnis der Stoffaustausch widerstände bei der Rektifikation von Dreistoffgemischen, *Chemie-Ing.-Techn.* 42 (1970) 22, 1367/1372
- [90] Teller, A. J.: Phase and area contributions to mass transfer kinetics, *A. I. Ch. E. J.* 7 (1961) 1, 129/133
- [91] Frank, A.: Wärme- und Stoffaustausch zwischen Dampfblase und Flüssigkeit bei $\text{N}_2\text{-O}_2$ -Gemischen, Dissertation ETH, 2827 (1958)
- [92] Anderès, G.: Abhängigkeit des Stoffaustausches zwischen Dampfblasen und Flüssigkeit von der Austauschrichtung und den Eigenschaften der Flüssigkeit, Dissertation ETH, 3101 (1960)

LEBENS LAUF

30. 8. 1942 In Ebnat-Kappel SG geboren
- 1949-1955 Primarschule im Bendel bei Ebnat-Kappel und im Steintal-Wattwil
- 1955-1958 Sekundarschule in Wattwil SG
- 1958-1962 Mechanikerlehre bei den Flug- und Fahrzeugwerken AG in Altenrhein SG
- 1959-1962 Maturitätsvorbereitung bei der Akademikergemeinschaft in Zürich
- 1963-1967 Eidgenössische Matur, Typ C
- 1963-1967 Studium an der Abteilung für Maschineningenieurwesen an der Eidgenössischen Technischen Hochschule in Zürich
- 1968 Abschluss mit Diplom
- Praktische Tätigkeit bei der Florida Power and Light Co. in Miami USA (Inbetriebsetzung eines Grosskraftwerks) und bei der Firma Sulzer AG in Winterthur (Tiefemperaturtechnik)
- 1969 Assistent am Institut für Verfahrens- und Kältetechnik der Eidgenössischen Technischen Hochschule in Zürich (Vorsteher: Prof. Dr. P. Grassmann)
- 1969-1972 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am gleichen Institut, Durchführung der vorliegenden Arbeit.