

Title	Probleme bei Labyrinth-Stopfbüchsen
Sub Title	
Author	小茂鳥, 和生(Komotori, Kazunari)
Publisher	慶應義塾大学藤原記念工学部
Publication year	1961
Jtitle	Proceedings of the Fujihara Memorial Faculty of Engineering Keio University Vol.14, No.54 (1961. ) ,p.73(1)- 120(48)
JaLC DOI	
Abstract	<p>The sealing problems of the labyrinth packing are here dealt with theoretically and experimentally. The principal object of this research is to investigate the effects of the shape of the labyrinth packing, especially of the straight-through type.</p> <p>In the first chapter, the idealized state change of gas through a labyrinth packing is discussed as a fundament in considering the leakage loss of the labyrinth. In the second chapter, a theoretical consideration on the straight-through type labyrinth packing is introduced. The numerically calculated results of this theory were compared with our experimental results, and it was ascertained that they were in good agreement with each other.</p> <p>The experimental researches on the straight-through type are described in chapter 3. The experiments have been carried out to make clear the effects of the shape of the labyrinth from the various aspects. Some interesting and valuable results have been obtained, and in particular the effects of the depth of the pocket are worthy of note. Namely, it was found that the leakage loss was the smallest when the pocket of the labyrinth was in form of a shallow rectangular groove. This is of advantage not only for the purpose of reduction of the leakage loss, but also from the view point of constructing the labyrinth packing. Moreover, this problem could be illustrated by developing the theory described in chapter 2. In chapter 4, pressure distributions and state changes through the straight-through type are explained as compared with the ideal type described in chapter 1.</p> <p>Moreover, as the appendixes, the experiments on the idealized labyrinth packing, on the peculiar types and on the staggered type labyrinth packing are respectively explained.</p> <p>From these investigations we would be able to take the useful data and the principal points to consider the effects of labyrinth packing.</p> <p>This report is a summary of our investigations on the labyrinth packing and details of them have been successively published in Transactions of Japan Society of the Mechanical Engineers or other publications.</p>
Notes	
Genre	Departmental Bulletin Paper
URL	<a href="https://koara.lib.keio.ac.jp/xoonips/modules/xoonips/detail.php?koara_id=KO50001004-00140054-0001">https://koara.lib.keio.ac.jp/xoonips/modules/xoonips/detail.php?koara_id=KO50001004-00140054-0001</a>

慶應義塾大学学術情報リポジトリ(KOARA)に掲載されているコンテンツの著作権は、それぞれの著作者、学会または出版社/発行者に帰属し、その権利は著作権法によって保護されています。引用にあたっては、著作権法を遵守してご利用ください。

The copyrights of content available on the KeiO Associated Repository of Academic resources (KOARA) belong to the respective authors, academic societies, or publishers/issuers, and these rights are protected by the Japanese Copyright Act. When quoting the content, please follow the Japanese copyright act.

# Probleme bei Labyrinth-Stopfbüchsen

(Received September 18, 1962)

Kazunari KOMOTORI\*

## Abstract

The sealing problems of the labyrinth packing are here dealt with theoretically and experimentally. The principal object of this research is to investigate the effects of the shape of the labyrinth packing, especially of the straight-through type.

In the first chapter, the idealized state change of gas through a labyrinth packing is discussed as a fundament in considering the leakage loss of the labyrinth. In the second chapter, a theoretical consideration on the straight-through type labyrinth packing is introduced. The numerically calculated results of this theory were compared with our experimental results, and it was ascertained that they were in good agreement with each other.

The experimental researches on the straight-through type are described in chapter 3. The experiments have been carried out to make clear the effects of the shape of the labyrinth from the various aspects. Some interesting and valuable results have been obtained, and in particular the effects of the depth of the pocket are worthy of note. Namely, it was found that the leakage loss was the smallest when the pocket of the labyrinth was in form of a shallow rectangular groove. This is of advantage not only for the purpose of reduction of the leakage loss, but also from the view point of constructing the labyrinth packing. Moreover, this problem could be illustrated by developing the theory described in chapter 2. In chapter 4, pressure distributions and state changes through the straight-through type are explained as compared with the ideal type described in chapter 1.

Moreover, as the appendixes, the experiments on the idealized labyrinth packing, on the peculiar types and on the staggered type labyrinth packing are respectively explained.

From these investigations we would be able to take the useful data and the principal points to consider the effects of labyrinth packing.

This report is a summary of our investigations on the labyrinth packing and details of them have been successively published in Transactions of Japan Society of the Mechanical Engineers or other publications.<sup>14)~22)</sup>

---

\*小茂鳥和生 Prof. Dr.-Ing., Technische Fakultät an der Keio Universität, Tokyo.

## I. Einleitung

Die Untersuchungen an Labyrinth-Stopfbüchsen sind durch A. Stodola,<sup>1)</sup> A. Egli<sup>2)</sup> und andere Forscher<sup>3), 4)</sup> theoretisch und experimentell bereits weitgehend durchgeführt worden. Ihre Theorien beruhen aber auf der Annahme, daß die Zustandsänderungen der Gase in der Labyrinthdichtung idealisiert verlaufen. Deshalb besitzen die theoretisch bestimmten Werte keine allgemeine Gültigkeit und weichen bei der **Gerade-Labyrinthdichtung** (*straight-through type*) noch stärker ab. Auf der anderen Seite sind vielfältige und komplizierte Ausführungen für Dampfturbinen bei jeder Firma durch experimentelle Versuche entwickelt und in der Praxis angewendet worden.<sup>5) 6) 7)</sup> Bei Gasturbinen werden jedoch trotz der größeren Verluste gewöhnlich die Gerade-Labyrinthdichtungen angewendet, die sich durch eine einfache Konstruktion auszeichnen. Bei dem Labyrinthkolbenkompressor<sup>8) 9) 22)</sup> wird auch die Gerade-Labyrinthdichtung notwendig gebraucht. Die theoretische Behandlung der Funktion der Gerade-Labyrinthdichtung ist jedoch sehr schwierig. Deshalb beschränkten sich die durchgeführten Experimente auf die Untersuchung einiger Parameter, die aber zu wenigen wesentlichen Ergebnissen führten.<sup>10) 11)</sup>

In dieser Arbeit werden in der Hauptsache die experimentellen Untersuchungen an der Gerade-Labyrinthdichtung und auch ihre theoretische Behandlung beschrieben. Bei dieser Untersuchung wurden zahlreiche interessante Beobachtungen gemacht, wobei wertvolle Versuchsdaten und Hinweise für die Auslegung von Labyrinthdichtungen gewonnen werden konnten. Vor allem ist es das interessante Ergebnis, daß bei einer geringen Tiefe der Wirbelkammer der Spaltverlust ein Minimum wird.

Zur Klärung der spezifischen Eigenschaften der Gerade-Labyrinthdichtungen sind Messungen von der Druckverteilung und Beobachtungen der Strömungsvorgänge in einem Kanal, in dem Rauch zur Sichtbarmachung gebraucht wurde, durchgeführt worden.

Nachträglich wird auch auf die experimentellen Ergebnisse der **versetzten Doppel-Labyrinthdichtung** (*staggered-type*) eingegangen.

Diese Arbeiten wurden im Maschinenlaboratorium der Technischen Fakultät an der Keio Universität in Tokyo Japan ausgeführt. Der größte Teil der Arbeiten ist schon in „Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers“ und anderen Zeitschriften veröffentlicht worden. Daher sollen hier die wesentlichen Ergebnisse nur kurz aufgeführt werden. Wenn es um ausführliche Ergebnisse geht, sollen die Veröffentlichungen des Verfassers<sup>14), 15), 16), 17), 18), 19), 20), 21)</sup> eingesehen werden.

## II. Ideale Zustandsänderung des Gases in der Labyrinthdichtung<sup>20)</sup>

Am Anfang der Arbeit sollen Betrachtungen über die ideale Zustandsänderung des Gases in der Labyrinthdichtung angestellt werden. Bereits Stodola<sup>1)</sup> und andere Forscher haben Vorstellungen von der idealen Zustandsänderung entwickelt und

diese im Enthalpie-Entropie ( $i-s$ ) Diagramm des Gases dargestellt. Mit den Zustandsgrößen Druck  $P_0$  [Kg/m<sup>2</sup> abs.], Temperatur  $T_0$  [°K], spezifisches Volumen  $v_0$  [m<sup>3</sup>/Kg] ist der Zustand des Gases vor der Labyrinthdichtung gekennzeichnet und der Punkt 0 im  $i-s$  Diagramm des Gases in Abbildung 1 festgelegt, so daß die Enthalpie  $i_0$  des Gases aus dem Diagramm abgelesen werden kann.

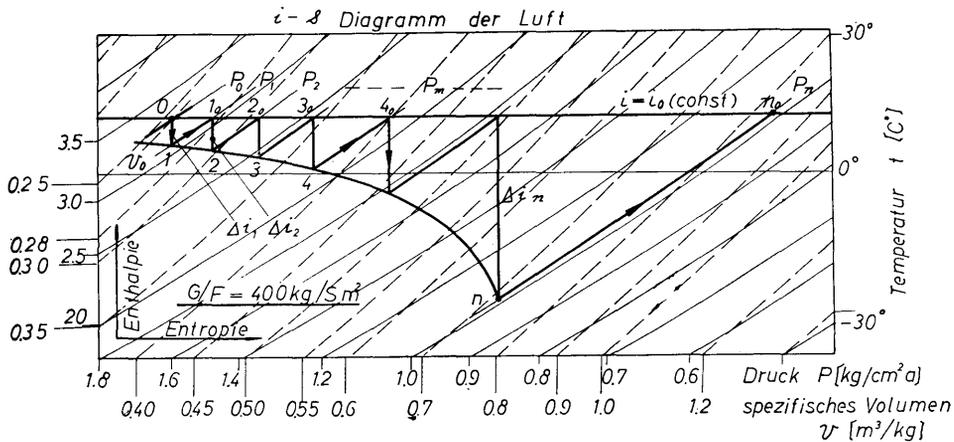


Abb. 1. Ideale Zustandsänderung der Luft in der Labyrinthdichtung.

Nach dem ersten Dichtungsspalt expandiert das Gas auf den Druck  $P_1$ . Diese Zustandsänderung verläuft reversibel adiabatisch, d. h. als Isentrope und kann im  $i-s$  Diagramm als Senkrechte vom Punkt 0 ausgehend dargestellt werden. Damit sind die Zustandsgrößen  $P_1$ ,  $v_1$  und  $T_1$  hinter dem Dichtungsspalt festgelegt. Die Enthalpieabnahme  $\Delta i_1 = i_0 - i_1$  wird in kinetische Energie umgewandelt, wobei das Gas die Geschwindigkeit  $w_1$  [m/s] erreicht. Der Ansatz für die Gleichung in der üblichen Form lautet mit dem mechanischen Wärmeäquivalent  $J$  [Kg-m/kcal]

$$\frac{w_1^2}{2g} = J(i_0 - i_1). \tag{1}$$

Unter der Voraussetzung, daß kein Wärmeaustausch mit der Umgebung stattfindet, setzt sich die kinetische Energie in der Wirbelkammer in Wärme um und bei  $P_1 = \text{konstant}$  erreicht die Enthalpie wieder den Anfangswert  $i_0$ . Diese Zustandsänderung ist in Abbildung 1 durch die Kurve  $1 \rightarrow 1_0$  längs des Isobaren  $P_1 = \text{konstant}$  gekennzeichnet. Der Punkt  $1_0$  stellt daher den Zustand vor dem nächsten Dichtungsspalt dar. Die Zuströmgeschwindigkeit besitzt dort den Wert 0. In der nächsten Wirbelkammer wird die Expansion des Gases fortgesetzt, wobei in dieser und den nachfolgenden Kammern die oben beschriebenen Vorgänge ablaufen. Der Druck fällt dabei von  $P_0 \rightarrow P_1 \rightarrow P_2 \dots$  auf  $P_m$  ab und erreicht nach dem letzten Spalt den Zustand  $P_n$ .

Eine Labyrinthdichtung, in der das Gas diesen Zustandsänderungen folgt, soll als **ideale Labyrinthdichtung** bezeichnet werden. In dem  $m$ -ten Dichtungsspalt

kann die Energiegleichung in der Form

$$\frac{w_m^2}{2g} = J(i_0 - i_m) \quad (2)$$

angesetzt werden.

Mit der für jeden Spalt gleichgroßen Öffnungsfläche  $F[\text{m}^2]$  und Einschnürungsbeiwert  $\alpha_m$  folgt

$$G_{th} \cdot v_m = F \cdot \alpha_m \cdot w_m. \quad (3)$$

In dieser Gleichung stellt  $G_{th}[\text{Kg}/\text{m}^2\text{s}]$  den Spaltverlust und  $v_m[\text{m}^3/\text{Kg}]$  das spezifische Volumen in der  $m$ -ten Wirbelkammer dar. Daraus ergibt sich

$$\frac{G_m}{F \cdot \alpha_m} = \frac{w_m}{v_m} = \frac{\sqrt{2gJ(i_0 - i_m)}}{v_m} = \text{konstant}. \quad (4)$$

Daher wird die ideale Zustandsänderung in einer Labyrinthdichtung durch eine zickzackförmige Linie  $0 \rightarrow 1 \rightarrow 1_0 \rightarrow 2 \rightarrow 2_0 \dots m \rightarrow m_0 \rightarrow \dots n \rightarrow n_0$  dargestellt. Entsprechend der Gleichung (4) liegen die Punkte 1, 2,  $\dots$ ,  $m$ ,  $\dots$ ,  $n$  auf der Kurve des konstanten Strömungsverlustes, die auch als **Fanno Kurve** in der Literatur bekannt ist.

Im Gegensatz zu den oben beschriebenen Zustandsänderungen weisen die in normalen Labyrinthdichtungen große Abweichungen auf. Die Ausdehnung des Gases im Dichtungsspalt erfolgt nicht isentropisch, sondern polytrop und ist reibungsverlust- und wärmeaustauschbehaftet. Ebenso strömt das Gas durch den nächsten Spalt mit einer gewissen Zuströmgeschwindigkeit, so daß nur ein Teil der Energie in dieser Wirbelkammer in Wärme umgesetzt wird. Dieses Phänomen ist als „*carry-over*“ bekannt und stellt besonders bei der Geraden-Labyrinthdichtung ein großes Problem dar.

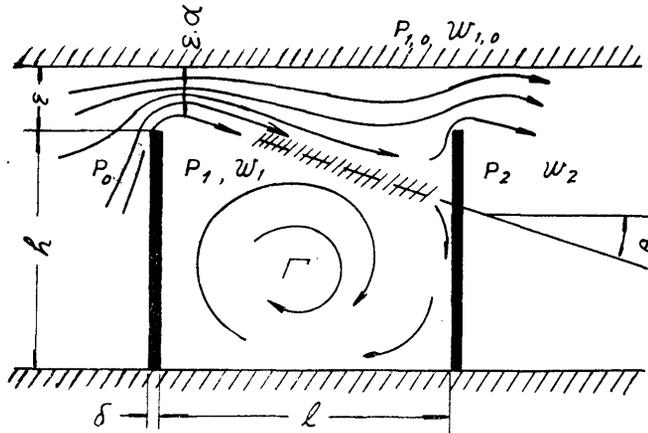
### III. Theorie über die Gerade-Labyrinthdichtung <sup>18)</sup>

Für die theoretische Analyse der Gerade-Labyrinthdichtung muß der Einfluß des *carry-over* berücksichtigt werden. Darüber hat J. Jerie <sup>12), 23)</sup> eine originelle Untersuchung durchgeführt, in der er den Strömungszustand in der Labyrinthdichtung in Betracht gezogen hat. Da er jedoch in dem Gang der Rechnung eine zweifelhafte Gleichung benutzt, weichen die berechneten Werte von den praktischen Werten ab. In der hier gezeigten theoretischen Untersuchung wird dieser Punkt nochmals übergelegt und eine neue Beurteilung des Vorgangs der Rechnung hinzugefügt, so daß daraus gute Näherungen an unsere Meßergebnisse erzielt werden.

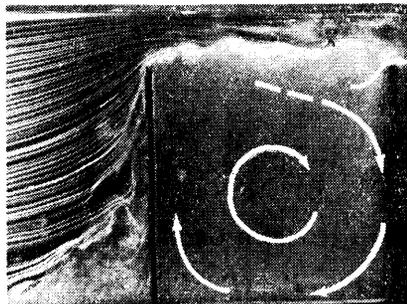
Für die in Abbildung 2 (a) (b) und (c) gezeigte Gerade-Labyrinthdichtung wird das folgende gegebene Modell der Strömung vorausgesetzt: Die Strömung wird als zweidimensional angenommen. In dem Dichtspalt wird das Strömende Medium eingeschnürt; der wahre Querschnitt der Strömung ergibt sich zu  $\varepsilon \cdot \alpha$ . Hierbei ist  $\alpha$  Einschnürungsbeiwert oder *coefficient of vena-contracta*, wobei der statische

Druck  $P_1$  und die Strömungsgeschwindigkeit  $w_1$  bestehen. Nach der Einschnürung tritt die Strömung verbreitert mit einem Winkel  $\theta$  in die Wirbelkammer ein. Die Geschwindigkeit vermindert sich bis auf  $w_{1,0}$  vor dem nächsten Spalt während der statische Druck sich bis  $P_{1,0}$  vergrößert.

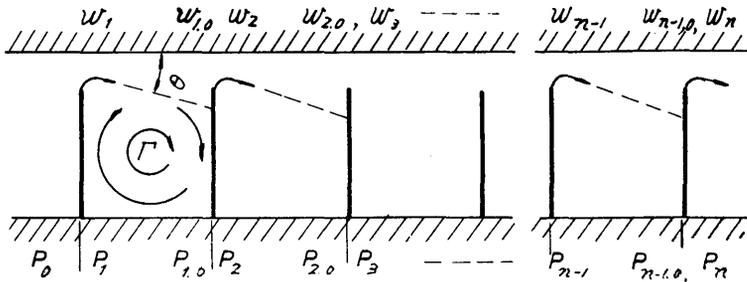
In der Wirbelkammer existiert ein Wirbel  $\Gamma$ , der die Energie von der Hauptströmung bekommt und eine Kreisbewegung ausführt. Seine Energie wird infolge



(a) Zeichen ( $n=2$ )



(b) Strömungsbild auf dem Rauchkanal.



(c) Zeichen ( $n < 2$ )

Abb. 2. Strömungsmodell.

der Reibungsverluste in Wärme umgewandelt und diese Wärme wird nach außen abgegeben. Dieses Strömungsmodell entspricht dem Strömungsbild, das auf dem Rauchkanal beobachtet worden ist.<sup>19)</sup> Abbildung 2 (b) zeigt ein Beispiel der Strömungsbeobachtung. Dazu werden noch folgende Annahmen gemacht: Die Druckänderung ist so klein, daß spezifische Gewicht des strömenden Mediums  $\gamma$  [Kg/m<sup>3</sup>] konstant ist. Ferner gilt für jede Wirbelkammer die Öffnung des Spaltes sei  $\varepsilon$ =konstant,  $\alpha$ =konstant und  $\theta$ =konstant.

### 1. Berechnung für Dichtspaltzahl $n=2$

Mit dem *Druckwiederherstellungsverhältnis*  $\eta$  kann die Beziehung zwischen dem Druck und der Geschwindigkeit in der Strömung durch folgende Gleichung angesetzt werden

$$P_{1,0} - P_1 = \frac{\gamma}{2g} (w_1^2 - w_{1,0}^2) \cdot \eta. \quad (5)$$

Die Kontinuitätsbedingung lautet

$$w_1 \cdot \varepsilon \cdot \alpha = w_{1,0} (\varepsilon \cdot \alpha + s \cdot \operatorname{tg} \theta). \quad (6)$$

Gleichung (6) kann auch in folgender Form geschrieben werden

$$w_{1,0} = A \cdot w_1 \quad (7)$$

hierin ist

$$A = \frac{\varepsilon \cdot \alpha}{\varepsilon \cdot \alpha + s \cdot \operatorname{tg} \theta} = \frac{\alpha \cdot \varepsilon / s}{\alpha \cdot \varepsilon / s + \operatorname{tg} \theta}. \quad (8)$$

Aus der anderen Bedingung folgt

$$w_1 = \sqrt{2g \frac{P_0 - P_1}{\gamma}}. \quad (9)$$

Aus den in Gleichung (5) eingesetzten Gleichungen (7), (8), und (9) ergibt sich

$$P_{1,0} = P_1 + (P_0 - P_1) (1 - A^2) \cdot \eta. \quad (10)$$

Die Bedingung  $\gamma$ =konstant

liefert

$$w_1 = w_2$$

$$\frac{2g}{\gamma} (P_0 - P_1) = w_{1,0}^2 + \frac{2g}{\gamma} (P_{1,0} - P_2). \quad (11)$$

Mit den Gleichungen (10) und (11) ergibt sich

$$(P_0 - P_1) (1 - A^2) = (P_0 - P_1) (1 - A^2) \eta + P_1 - P_2. \quad (12)$$

Durch Einführung der Druckdifferenzen

$$P_0 - P_1 = \Delta P_1$$

und

$$P_0 - P_2 = \Delta P_2$$

folgt Gleichung (12)

$$\Delta P_2 = \Delta P_1 \{1 + (1-A^2)(1-\eta)\}. \quad (13)$$

Der Spaltverlust  $G$  [Kg/s] ergibt sich mit  $\Delta P_1$

$$G = \alpha \cdot \varepsilon \cdot \gamma \sqrt{\frac{2g}{\gamma} \Delta P_1}. \quad (14)$$

Die strömungsmenge  $G'$  durch eine Blende mit der gleichen Öffnung  $\varepsilon$ , der gleichen Einschnürungsbeiwert  $\alpha$  und der Druckdifferenz  $\Delta P_2$  beträgt

$$G' = \alpha \cdot \varepsilon \cdot \gamma \sqrt{\frac{2g}{\gamma} \Delta P_2}. \quad (15)$$

Das Verhältnis

$$\psi = \frac{G}{G'} = \sqrt{\frac{\Delta P_1}{\Delta P_2}} \quad (16)$$

zeigt die Wirksamkeit der Labyrinthdichtung mit zwei Dichtspalten und kann mit der Gleichung (13) in folgender Form angesetzt werden

$$\psi = \frac{1}{\sqrt{1 + (1-A^2)(1-\eta)}}. \quad (17)$$

Dieses Verhältnis  $\psi$  hängt dabei hauptsächlich von dem Verlust der Strömungsverbreiterung ab. Weiterhin ergibt sich dieser Verlust mit Hilfe der folgenden Formel von Borda: <sup>13)</sup>

$$P_{1,0} = P_1 + \frac{\gamma}{2g}(w_1^2 - w_{1,0}^2) - \frac{\gamma}{2g}(w_1 - w_{1,0})^2. \quad (18)$$

Mit Gleichung (3) liefert Gleichung (18)

$$P_{1,0} = P_1 + \frac{\gamma}{2g} w_1^2 \cdot 2A(1-A) \quad (19)$$

aus Gleichung (19) und Gleichung (5) entsteht

$$\frac{\gamma}{2g} w_1^2 \cdot 2A(1-A) = (P_0 - P_1)(1-A^2)\eta \quad (20)$$

damit wird

$$\eta = \frac{2A}{1+A} \quad (21)$$

so daß aus (21) und (17) folgt

$$\psi = \frac{1}{\sqrt{1 + (1-A)^2}}. \quad (22)$$

Wenn das Verhältnis  $\varepsilon/s$  der Wirbelkammer bestimmt wird, kann der Wert  $\psi$  aus der Gleichung (22) errechnet werden.

## 2. Berechnung für Dichtspaltzahl $n > 2$

Wird die Dichtspaltzahl  $n$  größer als 2, so ist die Durchführung folgender Rechnung möglich. Nach dem oben beschriebenen Verfahren ergibt sich:

$$w_1 = w_2 = \dots = w_n. \quad (23)$$

Nach Gleichung (7) kann angesetzt werden

$$\begin{aligned} \frac{\gamma}{2g} w_1^2 &= P_0 - P_1 \\ &= \frac{\gamma}{2g} w_{1,0}^2 + P_{1,0} - P_1 \\ &= \dots \\ &\vdots \\ &= \frac{\gamma}{2g} w_{n-1,0}^2 + P_{n-1,0} - P_n \end{aligned} \quad (24)$$

auch im allgemeinen in der  $m$ -ten Wirbelkammer

$$w_{m,0}^2 = A^2 \frac{2g}{\gamma} (P_0 - P_1). \quad (25)$$

Aus Gleichung (6) ergibt sich

$$P_{m,0} = P_m + (P_0 - P_1)(1 - A^2) \eta_m. \quad (26)$$

Hierbei sind  $\eta_m (m=1, 2, \dots, n-1)$  die *Druckwiederherstellungsverhältnisse* in der  $m$ -ten Wirbelkammer und  $\eta_1 = \eta$  ist schon durch Gleichung (21) gegeben. Mit der Annahme

$$\eta_2 = \eta_3 = \dots = \eta_m = \dots = \eta' = \xi \eta \quad (27)$$

folgt aus Gleichung (26)

$$P_1 - P_2 = (P_{n-1} - P_n) - (P_0 - P_1)(1 - A^2)(\eta - \eta')$$

und damit

$$(n-2)(P_{n-1} - P_n) = (n-2)(1 - A^2)(P_0 - P_1)(1 - \eta') = P_2 - P_n \quad (28)$$

so daß

$$P_{n-1} - P_n = \frac{1}{n-1} [(P_0 - P_n) - (P_0 - P_1) + (P_0 - P_1)(1 - A^2)(\eta - \eta')] \quad (29)$$

wird. Setzt man hier auch

$$P_0 - P_1 = \Delta P_1$$

und

$$P_0 - P_n = \Delta P_n$$

entsteht durch Umformung aus Gleichung (29)

$$\Delta P_n = \Delta P_1 [1 + (1 - A^2) \{(n-1) - \eta'(n-2) - \eta\}].$$

Mit Gleichung (16) wird

$$\psi = \sqrt{\frac{\Delta P_1}{\Delta P_n}} = \frac{1}{\sqrt{1 + (1 - A^2) [(n-1) - \xi \eta (n-2) - \eta]}}. \quad (30)$$

Bei Ersatz des  $\eta$  nach Gleichung (21) folgt für

$$\psi = \frac{1}{\sqrt{1+(1-A^2)\left[(n-1)-\frac{2A}{1+A}\{\xi(n-2)+1\}\right]}}. \quad (31)$$

### 3. Berechnung des „carry-over factor“

Das Verhältnis zwischen dem Strömungsverlust in der idealen Labyrinthdichtung  $G_i$  und dem in der wirklichen Labyrinthdichtung  $G$  mit *carry-over* wird als *carry-over factor* in folgender Form definiert

$$\nu = \frac{G}{G_i}. \quad (32)$$

Unter der Voraussetzung daß kein *carry-over* vorhanden sei, soll die Bedingung  $s \rightarrow \infty$  auf Gleichung (8) zutreffen. Infolgedessen geht  $A \rightarrow 0$ , daher entsteht aus Gleichung (31)

$$\psi_{A \rightarrow 0} = \frac{1}{\sqrt{n}} \quad (31')$$

und damit

$$\nu = \frac{\psi}{\psi_{A \rightarrow 0}} = \frac{\sqrt{n}}{\sqrt{1+(1-A^2)\left[(n-1)-\frac{2A}{1+A}\{\xi(n-2)+1\}\right]}}. \quad (33)$$

Diese Formel stellt den *carry-over factor* dar.

### 4. Es sei die gesamtlänge des Labyrinthes $L$ gegeben

Bei dem Entwurf der Labyrinthdichtung wird gewöhnlich die Gesamtlänge  $L$  zuerst durch die anderen Bedingungen gegeben und danach die Spaltzahl  $n$  bestimmt. Für diesen Fall soll eine Gleichung angeführt werden.

Wenn die Wandstärke  $\delta$  der Dichtungsring beträchtlich kleiner als die Teilung  $l$  ist, d. h.,  $\delta \ll l$ , wird

$$L \approx (n-1)s,$$

wenn  $\xi = 0$ , läßt sich Gleichung (31) umwandeln in

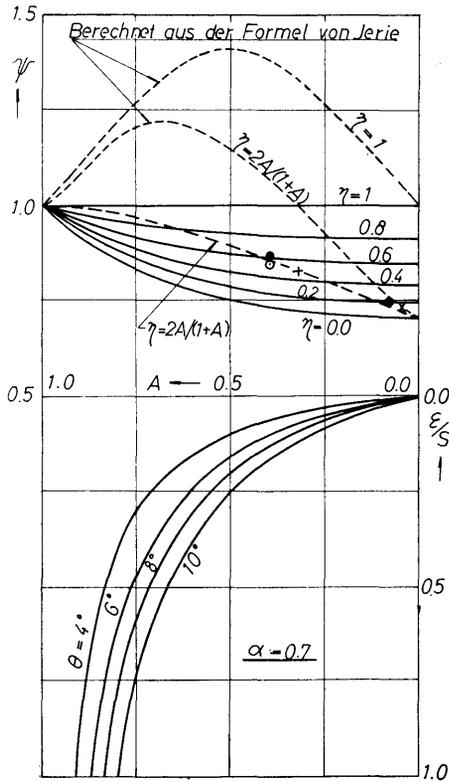
$$\psi = \frac{n-1+\beta}{\sqrt{(n-1)^2(1+2\beta)+n\beta^2}}, \quad (34-a)$$

wenn  $\xi = 1$

$$\text{ist} \quad \psi = \frac{n-1+\beta}{\sqrt{(n-1)^2+2\beta(n-1)+n\beta^2}}. \quad (34-b)$$

Hierbei bedeutet

$$\beta = \frac{L}{\varepsilon \cdot \alpha} \operatorname{tg} \theta.$$



In Gleichung (34-b) erreicht  $\psi$  ein Minimum für

$$n = \beta + 1. \quad (35)$$

Die aus diesen Gleichungen berechneten Beispiele werden in den Abbildungen 3, 4, 5, 6 und 7 gezeigt und in dem nächsten Abschnitt auch im Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen dargestellt.

Abb. 3. Diagramm berechnet aus den Gleichungen (8) und (22).  
[ $\epsilon/s - A - \psi$ ]

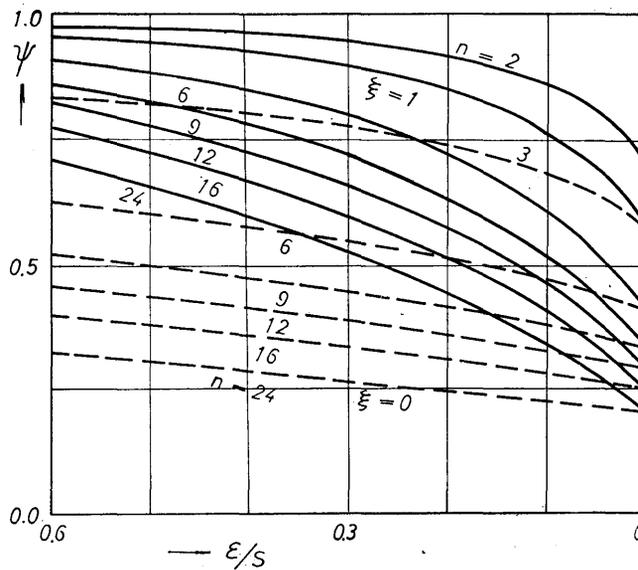


Abb. 4. Diagramm berechnet aus der Gleichung (31).  
[ $\epsilon/s - \psi$ ]

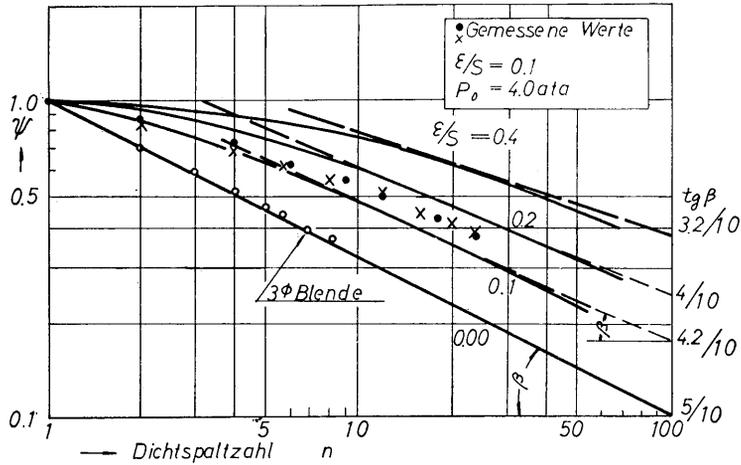


Abb. 5. Diagramm berechnet aus der Gleichung (31).  
[ $n-\psi$ ]

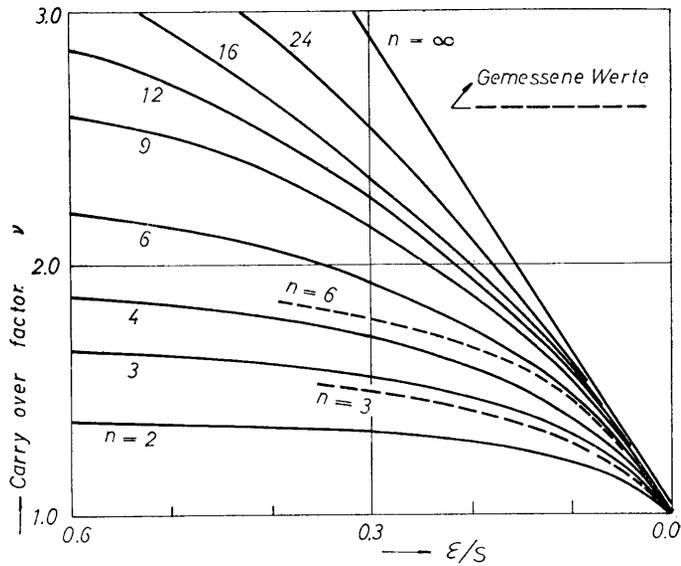


Abb 6. (a) Diagramm berechnet aus der Gleichung (33).  
[ $\epsilon/s-\nu$ ]

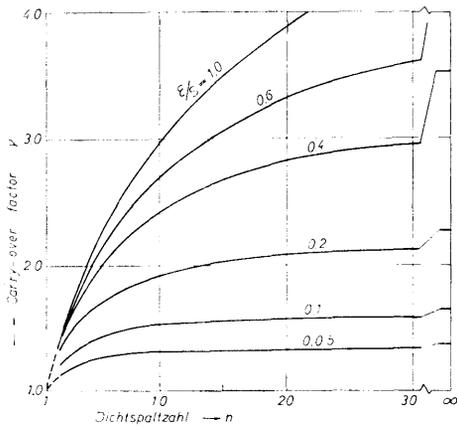


Abb. 6 (b) Diagramm berechnet aus der Gleichung (33). [n- $\psi$ ]

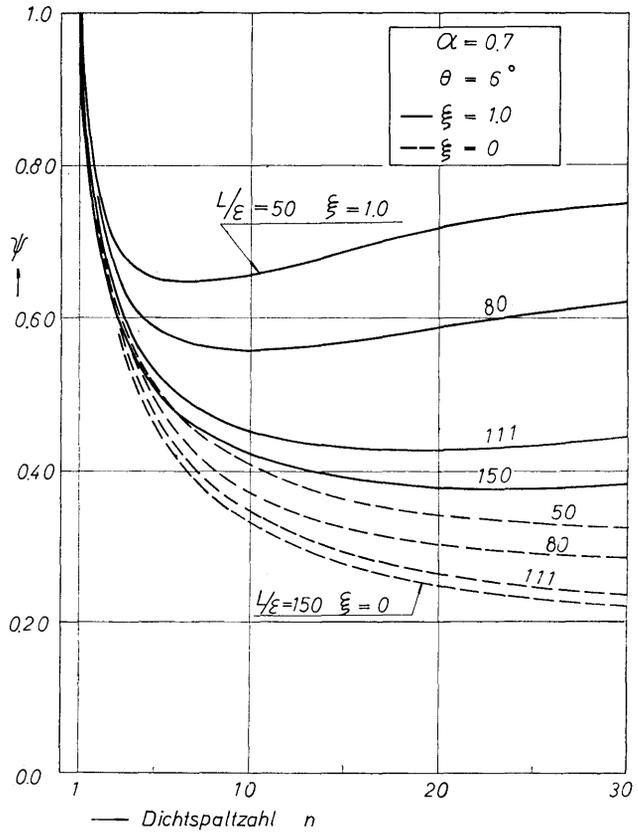
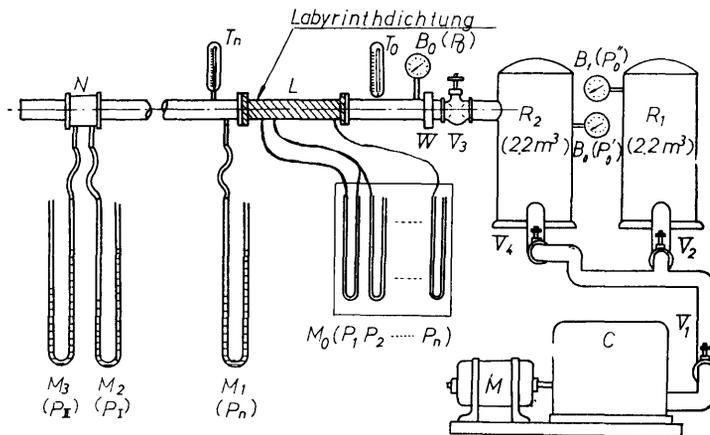


Abb. 7. Diagramm berechnet aus der Gleichung (34). [n- $\psi$ ]

## VI. Die experimentellen Untersuchungen an der Gerade-Labyrinthdichtung<sup>14), 15), 16)</sup>

### 1. Aufbau der Versuchsanordnung

Die Anordnung der Versuchsanordnung wird in Abbildung 8 gezeigt. Für die Durchführung der Versuche diente Luft als strömendes Medium. Diese wird von dem Luftverdichter  $C$  in den ersten Behälter  $R_1$  gedrückt, dort gekühlt und dann in den zweiten Behälter  $R_2$  eingeleitet. Die durch die mit Kalziumkarbid gefüllten



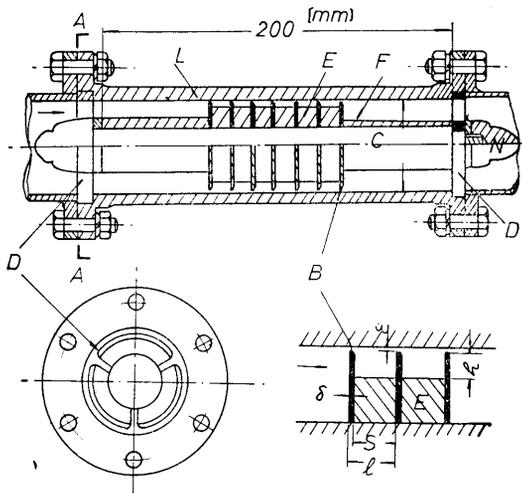
- $L$  : Labyrinthmodelle.     $C$  : Luftverdichter.     $M$  : elektrischer Motor (10 PS).  
 $R_1, R_2$  : Behälter.     $N$  : Düse für die Messung des Spaltverlustes.  
 $W$  : Lufttrockner.     $T_0, T_n$  : Thermometer.  
 $M_0, M_1$  : Manometer für die Messung der Druckverteilung.  
 $M_2, M_3$  : Manometer für die Messung des Spaltverlustes.  
 $B_0, B_1$  : Luftdruckmesser.     $V_1, V_2, V_3, V_4$  : Ventile.

Abb. 8. Anordnung der Versuchsanordnungen.

Trockner  $W$  geführte Luft strömt durch die Labyrinthdichtung  $L$  und die Düse  $N$  zu der Messung der durchgesetzten Menge aus. Die Drücke und die Temperaturen vor und nach dem Labyrinth und die Druckverteilung usw. werden mit Thermometern ( $T_0, T_n$ ) und Manometern ( $B_0, M_0, M_1, M_2, M_3$ ) gleichzeitig gemessen.

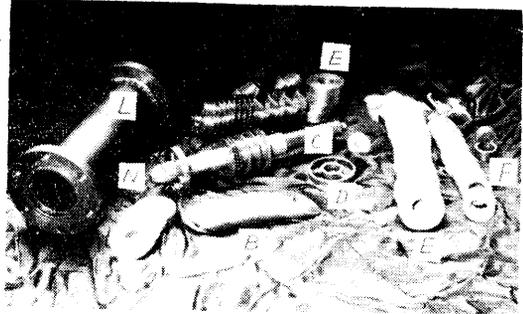
Als Labyrinthmodelle sind zwei Typen I und II ausgeführt worden, die auf den Abbildungen 9 (a), (b) und 10 (a), (b) gezeigt werden. Bei diesen ist der Dichtungsring  $B$  sowie der Distanzring  $E$  austauschbar, so daß durch die Kombinationen von  $B$  und  $E$  zahlreiche Änderungen der Labyrinthdichtungen möglich waren.

Die Versuche wurden mit der Variierung der folgenden Parameter durchgeführt.:



Kreuzschnitt A-A

Abb. 9. (a) Labyrinthmodell. (Type I)



L : außenzylinder C : Achse  
B : Dichtungsring E : Distanzring

Abb. 9. (b) Photographie der Labyrinthmodelle. (Type I)

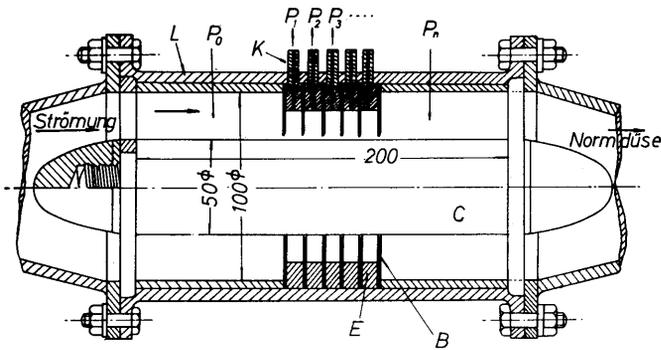
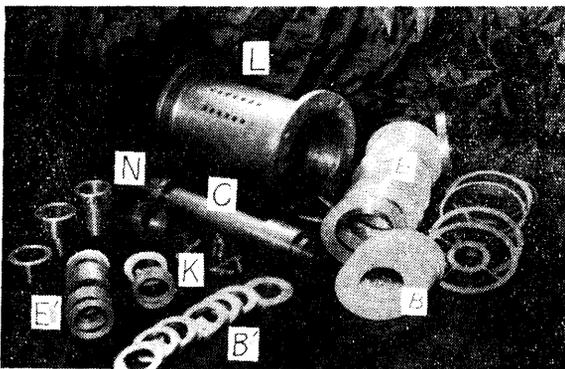
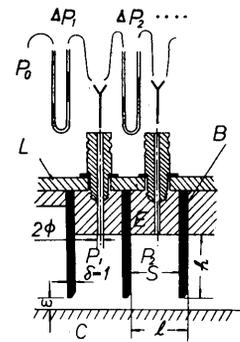


Abb. 10. (a) Labyrinthmodell. (Type II)



L : Außenzylinder  
C : Achse  
B : Dichtungsring  
E : Distanzring

Abb. 10. (b) Photographie der Labyrinthmodelle. (Type II)

Bei Typus I

statischer Druck vor dem Labyrinth:	$P_0$ [Kg/cm <sup>2</sup> a]	: unter 6
Dichtspaltzahl:	$n$	: 1 ..... 80
Teilung des Dichtspaltes:	$l$ [mm]	: 0,8 ..... 193
Spaltöffnung:	$\epsilon$ [mm]	: 1,0 0,6 0,4 0,2
Tiefe der Wirbelkammer:	$h$ [mm]	: 0 ..... 13,8

Bei Typus II

$P_0$ :	unter 6	$\epsilon$ :	0,6 (konstant)
$n$ :	1 ..... 9	$h$ :	0 ..... 24
$l$ :	7,0 ..... 21		

Außerdem sind noch Versuche an Dreieck- und V-Wirbelkammern sowie an weiteren besonderen Wirbelkammerformen ausgeführt worden. Auf die Genauigkeit der Apparatur und der Messung ist große Sorgfalt verwandt worden. Deshalb liegt der Fehler in den Ergebnissen unter 1 bis 2 [%].

**2. Die spezifischen Eigenschaften der Geraden-Labyrinthdichtung**

Die Spaltverlustmenge einer Labyrinthdichtung  $G$  ist durch die folgende Gleichung gegeben:

$$G = F \cdot \alpha \cdot \varphi \sqrt{g \frac{P_0}{v_0}} = F \cdot \Phi \sqrt{g \frac{P_0}{v_0}} \quad (36)$$

$$\Phi = \alpha \cdot \varphi$$

Hierbei hat  $\varphi$  (order  $\Phi$ ) die gleiche Bedeutung wie der theoretische Expansionsfaktor  $\varphi_{th}^*$  und ist eine dimensionslose Größe. Diese kennzeichnet die Wirksamkeit des Labyrinthes und ist ein Index der durch das Labyrinth hindurchgeströmten Menge. Deshalb soll hier  $\varphi$  oder  $\Phi$  der **Labyrinthkoeffizient** genannt werden.

Abbildung 11 (b) zeigt die Beziehung zwischen dem statischen Druckverhältnis  $\lambda$  und dem Labyrinthkoeffizienten  $\Phi$  mit dem Parameter  $n$ . In Abbildung 11 (c) wurde auch das theoretische Ergebnis von Martin\*\* 2) mit dem idealen Labyrinth

\* Die theoretische Strömungsmenge  $G_{th}$  durch eine Düse ist

$$G_{th} = F \cdot \alpha \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1} (\lambda^{2/\kappa} - \lambda^{\kappa+1/\kappa})} \frac{g \cdot P_0}{v_0}$$

$$= F \cdot \alpha \cdot \varphi_{th} \sqrt{g \frac{P_0}{v_0}}$$

hierbei

$$\varphi_{th} = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1} [\lambda^{2/\kappa} - \lambda^{\kappa+1/\kappa}]}$$

$$\lambda = \frac{P_n}{P_0}$$

$F$  = Öffnung des Spattes.

\*\* Mit der Theorie von Martin wird der theoretische Labyrinthkoeffizient:

$$\varphi_m = \sqrt{\frac{1-\lambda^2}{n-l_n} \frac{1}{\lambda}}$$

sodaß

$$G_0 = F \cdot \alpha \cdot \varphi_m \sqrt{g \frac{P_0}{v_0}}$$

eingezeichnet. Ohne Rücksicht auf die Zahl  $n$  ist  $\phi$  ungefähr eine Konstante bei  $\lambda < 0,5$ . Die Tendenz dieser experimentellen und theoretischen Kurve ist ganz gleich, doch gibt es ziemlich große Unterschiede der Werte. Diese resultieren aus dem *carry-over*, wie folgend beschrieben wird.

Abbildung 12 zeigt das Verhältnis zwischen  $n$  und  $\phi$  mit dem verschiedenen Parametern von  $\varepsilon$  oder  $s$ . Mit der in dem Abschnitt 3 dargestellten Theorie können diese Kurven in eine Funktion  $\psi$  und  $n$  umgeschrieben werden. Diese werden im oberen Teil der Abbildung 12 im Vergleich mit der theoretischen Kurve gezeigt. Beide stimmen sehr gut überein. Die hier beschriebenen Eigenschaften treffen auf die Dreieckswirbelkammer vollständig.

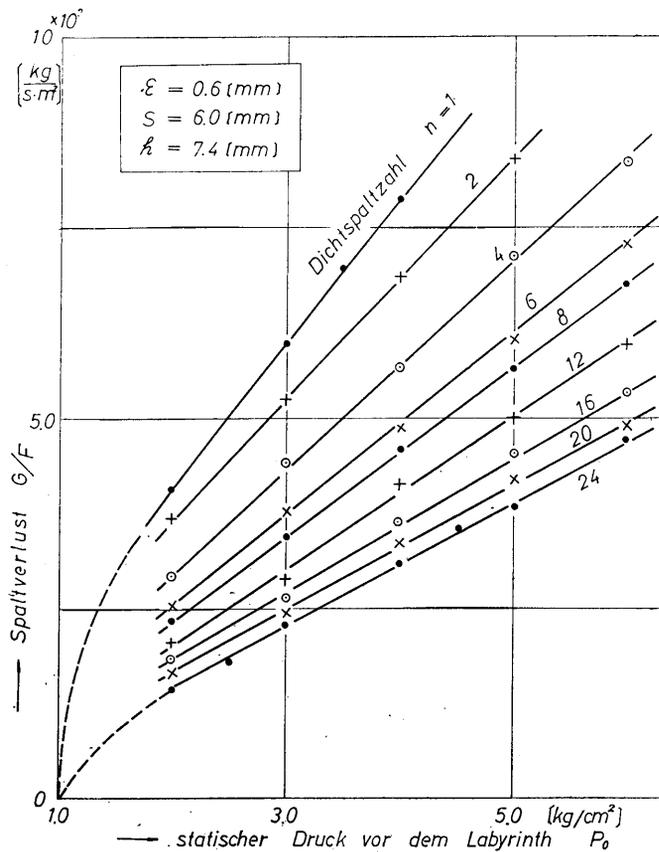


Abb. 11. (a) Spaltverlust der Geraden-Labyrinthdichtung.  
 $[P_0 - G/F]$

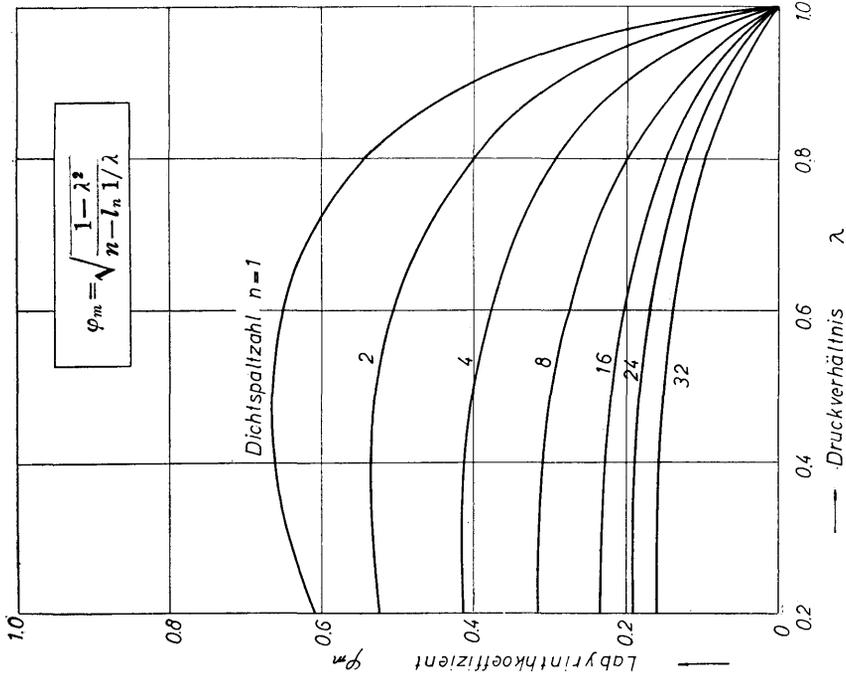


Abb. II. (c)  $\varphi$ - $\lambda$  Diagramm berechnet aus der Gleichung von Martin. [ $\lambda$ - $\varphi_m$ ]

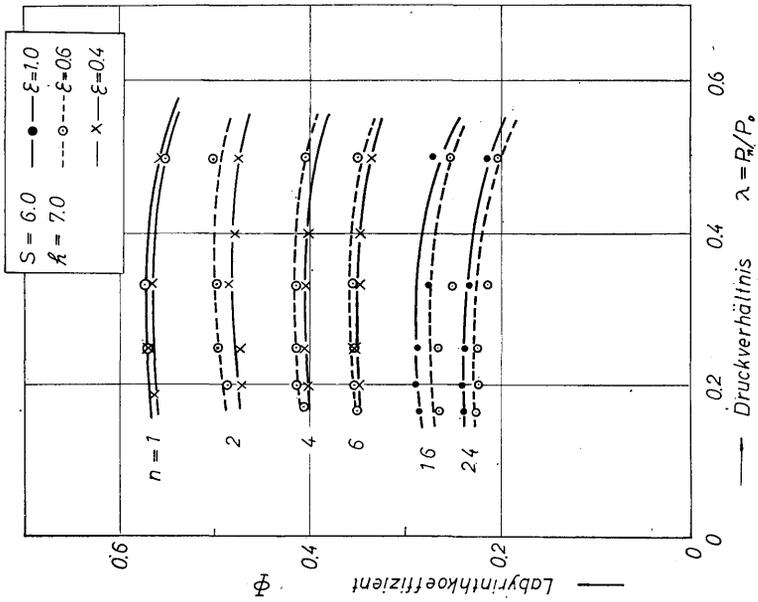


Abb. II. (b) spezifische Eigenschaft der Geraden-Labyrinthdichtung. [ $\lambda$ - $\varphi$ ]

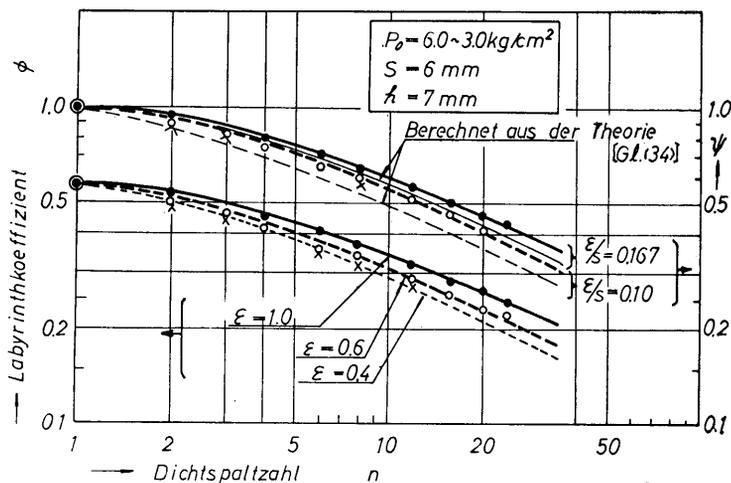


Abb. 12. spezifische Eigenschaft der Gerade-Labyrinthdichtung. [ $n-\phi$ ]

### 3. carry-over factor

Die Spaltverlustmenge  $G$  der oben beschriebenen experimentellen Ergebnisse ist zweifellos mit *carry-over* entstanden. Wenn die Menge  $G_i$  ohne *carry-over* festgelegt ist, kann der *carry-over factor* in der Gleichung (32) angesetzt werden.

$$\nu = G/G_i. \quad (32)$$

Hier kann man  $G_i$  durch einen Versuch über die ideale Labyrinthdichtung erhalten (vgl. Nachtrag 1).

In Abbildung 13 wird das Verhältnis zwischen  $\nu$  und  $\varepsilon/l$  im Vergleich mit den nach Gleichung (33) errechneten theoretischen Kurven, die in Abschnitt 3 erwähnt sind, gezeigt (vgl. Abb. (6)). In dem Teil, wo  $\varepsilon/l$  große Werte annimmt, gibt es nur einen kleinen Unterschied zwischen den theoretischen und den experimentellen Werten, die Tendenz ist aber sehr ähnlich.

Bei der Berechnung des Spaltverlustes in der Geraden-Labyrinthdichtung wird die Strömungsmenge  $G_i$  eines idealen Labyrinthes mit gleicher Öffnung  $F$  und dem Druckverhältnis  $\lambda$  nach der Gleichung von Martin zuerst errechnet. Der Spaltverlust  $G$  ergibt sich dann durch Multiplikation mit dem *carry-over factor*  $\nu$  nach Gleichung (33) oder dem aus den Abbildungen 6(a) oder (b) entnommen, d. h.

$$G = G_i \nu.$$

### 4. Angenommen es sei die Gesamtlänge $L$ des Labyrinthes gegeben

Die Abbildungen 14(a) und (b) vergleichen die Beispiele der theoretischen Rechnung nach Gleichung (34) und die experimentellen Ergebnisse. Sie sind im wesentlichen mit der theoretischen Kurve ( $\xi=1$ ) in Übereinstimmung zu bringen. Aber es soll berücksichtigt werden, daß das Minimum der experimentellen Kurve

bei größerem  $n$  liege. Indessen weisen die Werte keine großen Unterschied auf, daher gelten die Gleichung (34) und (35) für die praktische Rechnung der Labyrinthdichtung.

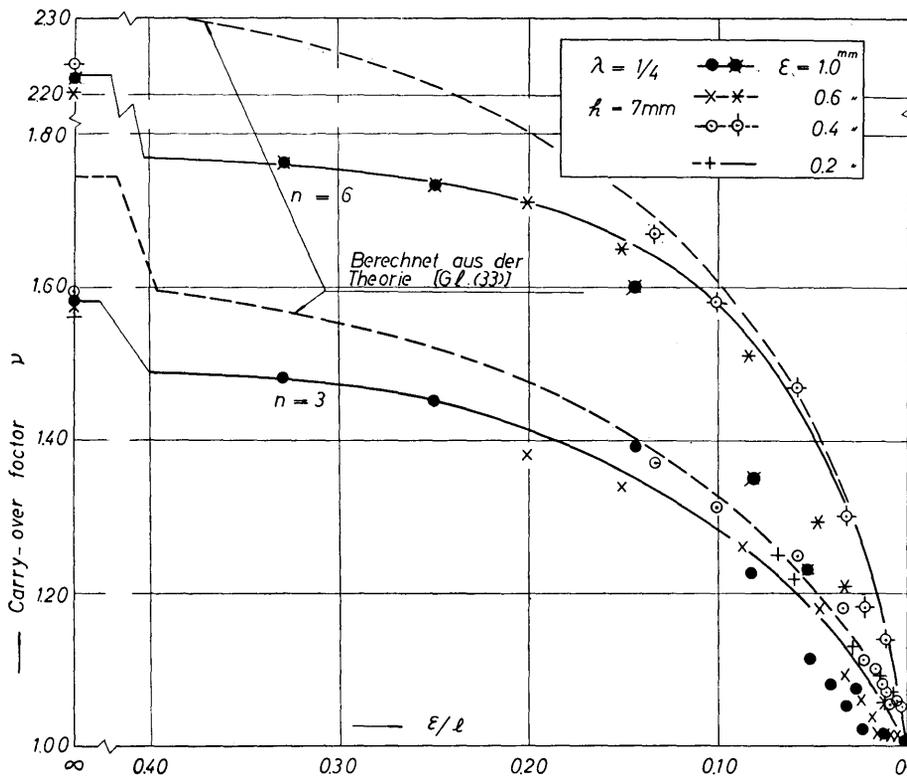


Abb. 13. carry-over factor.  $[\epsilon/l - \nu]$

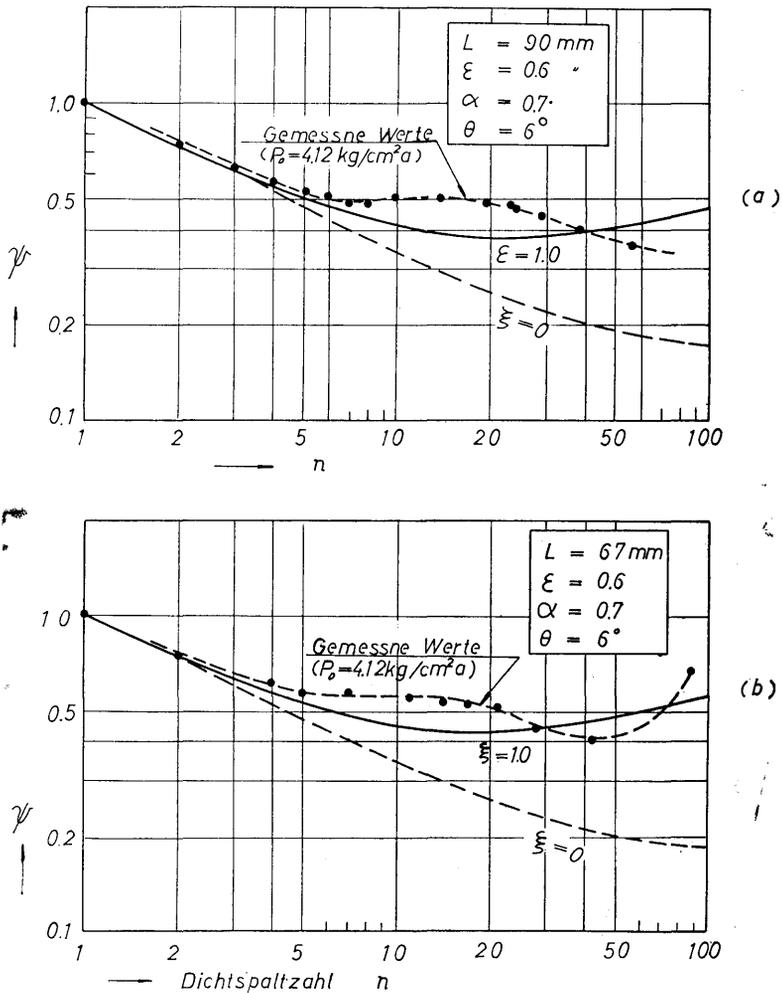


Abb. 14. Angenommen es sei die Gesamtlänge  $L$  des Labyrinthes gegeben.  $[n - \psi]$

### 5. Über die Tiefe der Wirbelkammer

Bis heute war man allgemein der Ansicht, daß mit einer zunehmenden Tiefe der Wirbelkammer der Spaltverlust abnehmen wird. Das wurde aber durch unsere Experimente widerlegt. Tatsächlich zeigten die Ergebnisse der ausführlichen Versuche, daß bei geringer Wirbelkammertiefe die Verluste ein Minimum erreichen. Diese Tatsache ist in den Abbildungen 15, 16, 17, 18 und 19 (a), (b) dargestellt worden. In diesen Abbildungen zeigt es sich klar, daß die optimale Gestalt der Wirbelkammer ohne Unterschied das Druckverhältnisses, der Spaltöffnung, der Dichtspaltzahl oder der Teilung des Spaltes nur durch das Verhältnis  $h/s$  gegeben ist. Das optimal Verhältnis ist  $h/s \approx 0,25$ , wie die Abbildungen 19 (a), (b) erkennen lassen.

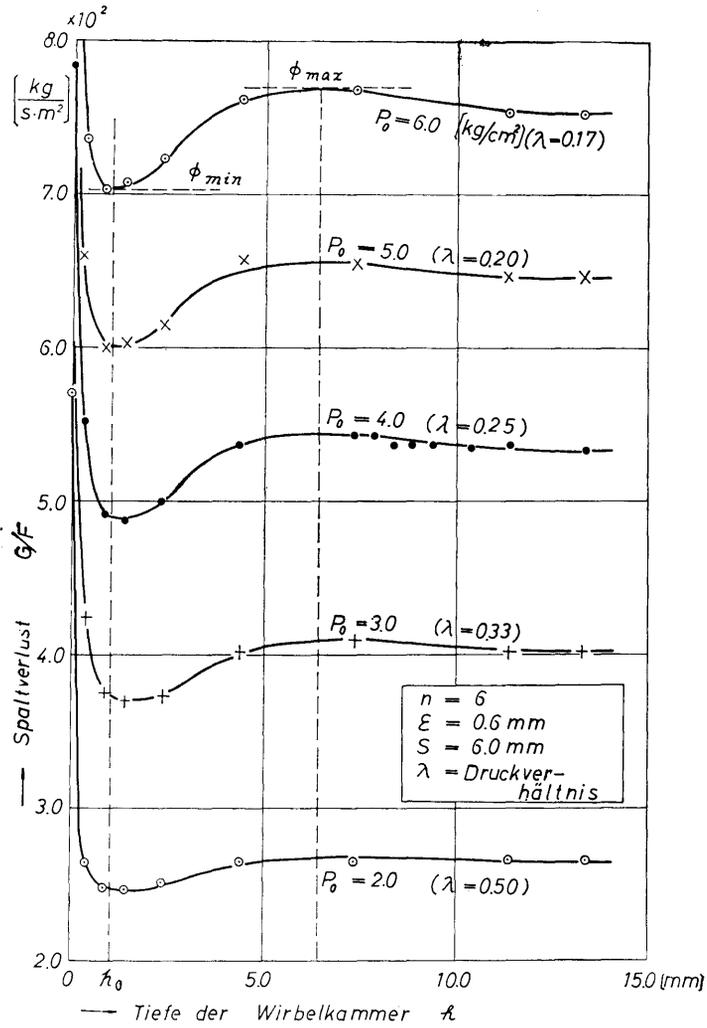


Abb. 15. Effekt der Tiefe der Wirbelkammer.  $[h-G/F-P_0]$

Tabelle 1. Verhältnis C

		$\epsilon = 0,6 \text{ [mm]}$		$s = 6 \text{ [mm]}$	
$P_0 \text{ [Kg/cm}^2\text{a]}$ ( $\lambda$ )	$n$	C [%]			
		4	6	9	12
6.0 (0.17)			9		
5.0 (0.20)			9		
4.0 (0.25)	7	10	13	14	
3.0 (0.33)	6	11	13	14	
2.0 (0.50)	6	10	12	15	

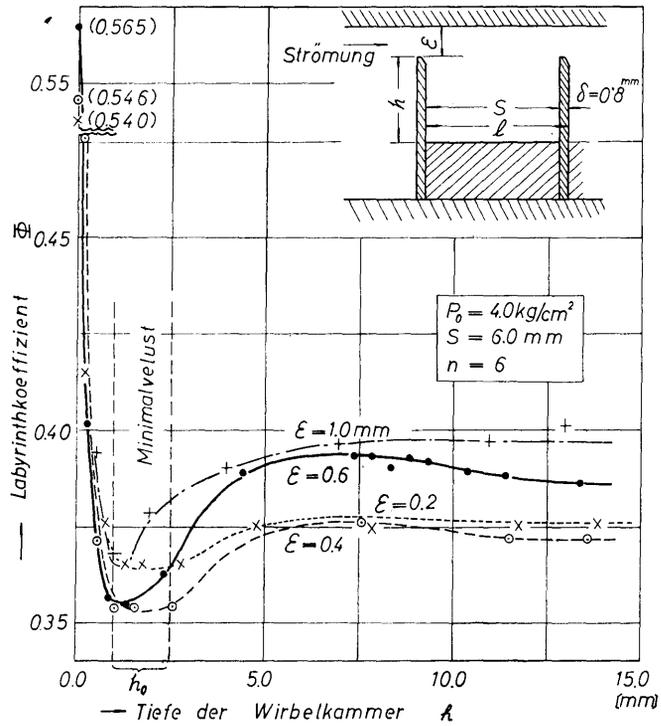


Abb. 16. Effekt der Tiefe der Wirbelkammer.  $[h - \delta - \epsilon]$

Tabelle 2. Verhältnis  $C$

$P_0 = 4.0 \text{ [Kg/cm}^2\text{a]} \quad n = 6$		
$s \text{ [mm]}$	$C \text{ [%]}$	
	6	12
$\epsilon \text{ [mm]}$		
1.0	7	11
0.6	10	5
0.4	6	4
0.2	2	

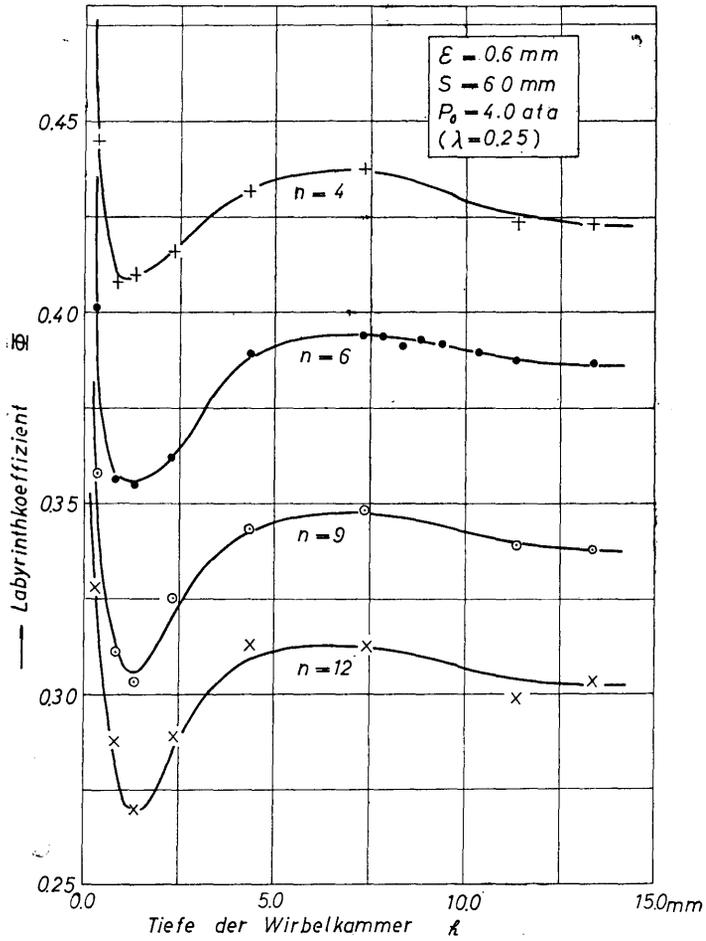


Abb. 17. Effect der Tiefe der Wirbelkammer. [h- $\Phi$ -n]

Tabelle 3. Verhältnis C

$\epsilon = 0.6 \text{ [mm]}$		$P_0 = 4.0 \text{ [Kg/cm}^2\text{a]}$			
$s \text{ [mm]}$		C [%]			
		6	12	18	24
12	14				
9	13				
6	10	5	3		
4	7	3	3	2	

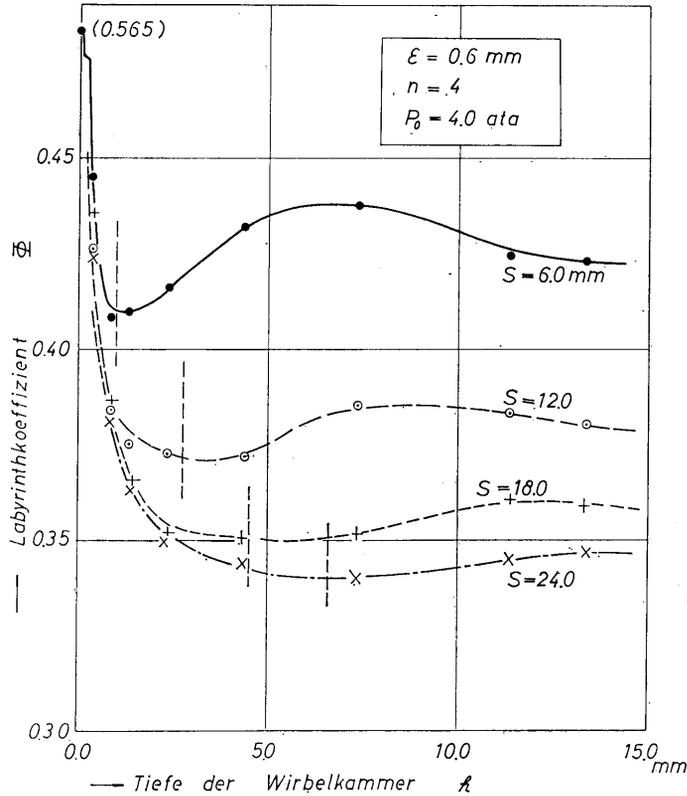


Abb. 18. Effekt der Tiefe der Wirbelkammer.  $[h-\phi-s]$

In den Abbildungen 20 (a) und (b) sind die Ergebnisse der Experimente auch an Dreieck-Wirbelkammern gezeigt worden. Bei diesem Fall wird die gleiche Erscheinung wie bei der gewöhnlichen Rechteck-Wirbelkammer gefunden, doch liegt die optimale Gestalt bei dem Verhältnis  $h/s \approx 0,5$ .

Ein Verhältnis  $C$  soll durch folgende Gleichung definiert werden :

$$C = \frac{\Phi_{max} - \Phi_{min}}{\Phi_{max}} \cdot 100 [\%]. \quad (37)$$

Hierbei ist  $\Phi_{min}$  der Kleinstwert und  $\Phi_{max}$  der Höchstwert der  $h-\phi$  Kurve in den Abbildungen 15, ..... 20. Die Tabellen 1, 2 und 3 und Abbildung 21 zeigen die Eigenschaften des Verhältnisses  $C$ , die mit der zunehmenden Teilung des Spaltes  $s$ , der abnehmenden Dichtungszahl  $n$  und dem abnehmenden Spalt  $\varepsilon$  abnimmt und mit veränderlichem Druckverhältnis  $\lambda$  konstant bleibt. Bei der Dreieck-Wirbelkammer sind diese Tendenzen ganz gleich.

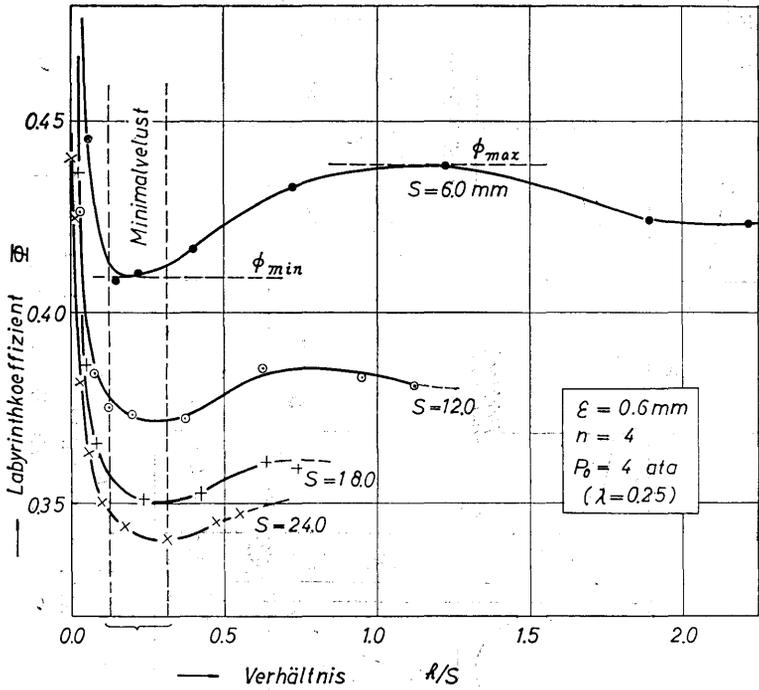


Abb. 19. (a) Effekt der Tiefe der Wirbelkammer.  $[h/s - \phi - s]$

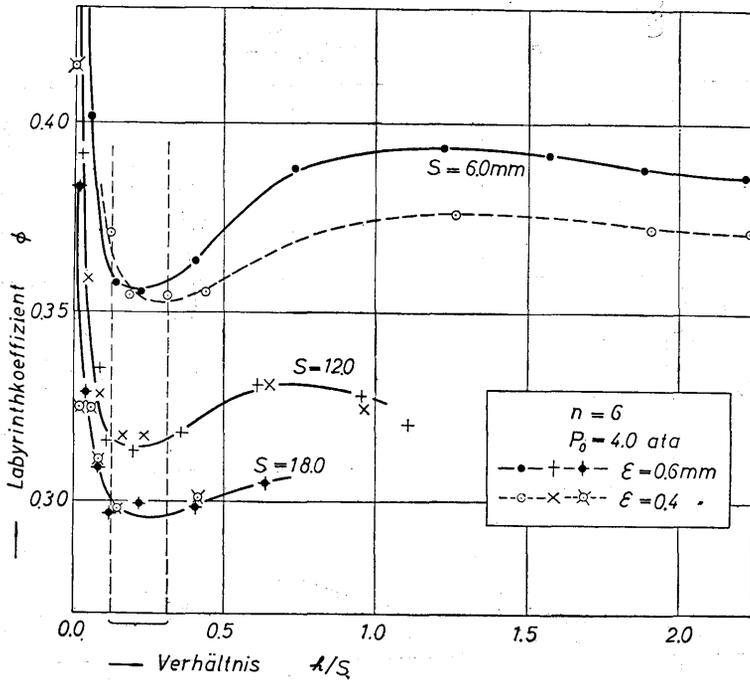


Abb. 19. (b) Effekt der Tiefe der Wirbelkammer.  $[h/s - \phi - s - \epsilon]$



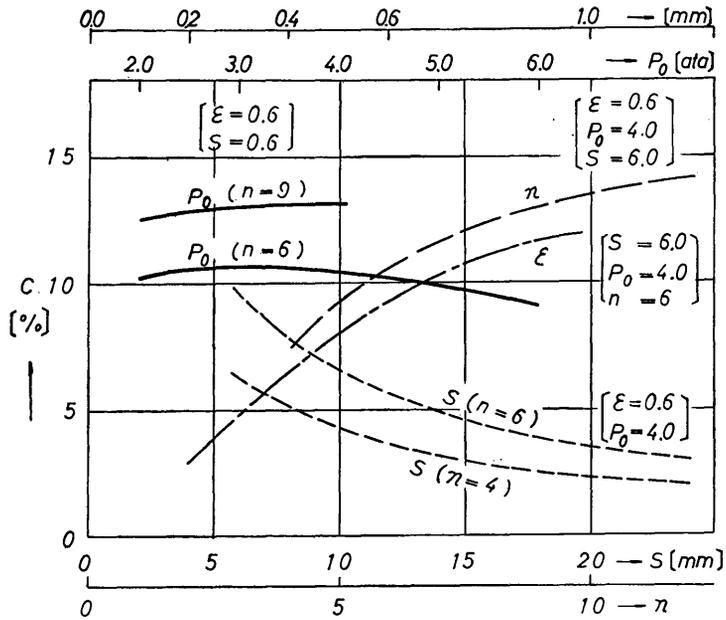


Abb. 21. Verhältnis C. [%] [s-c, n-c, ε-c, P<sub>0</sub>-c]

Der Größtwert von C erreicht in diesem Versuch 15 [%], trotzdem ist es wichtig, daß die Konstruktion des Labyrinthes mit solcher optimalen Gestalt sehr einfach wird, d. h., eine solche flache Wirbelkammer leicht hergestellt werden kann.

Diese Phänomene sind uns nicht in Kürze verständlich, da bisher erwartet worden ist, daß bei der flachen Wirbelkammer sich der Verlust durch wachsendes *carry-over* vergrößert. Aber diese Folgerung ist nicht gültig bei der Beobachtung der Strömungsvorgänge.<sup>19)</sup> Unter Einbeziehung der Strömungsbeobachtung und der in dem Abschnitt 3 erwähnten Theorie wird die folgende Betrachtung durchgeführt.

In der tiefen Wirbelkammer ist der verbreiternde Winkel  $\theta$  der Hauptströmung immer eine Konstante, d. h.  $\theta \equiv \theta_0$  (Abbildung 22 (a)), daher ist auch *carry-over* unveränderlich und in diesem Fall existiert ein langsam rotierender und beständiger Wirbel  $\Gamma$  in dem Boden der Wirbelkammer. Wenn man die Wirbelkammertiefe geringer werden läßt,  $\theta$  ist immer noch konstant (Abbildung 22 (b)), d. h.  $\theta = \theta_0$ . Dabei aber wird der Wirbel unbeständiger. Dieser Zustand dauert an bis  $h/l = tg \theta_0$ , deshalb ist der Wert A in Gleichung (8) auch eine Konstante. In noch geringerer Kammertiefe, d. h.  $h/l < tg \theta_0$ , nimmt  $\theta$  im Verhältnis zu Winkel der Diagonalen der Wirbelkammer ab, wobei sich auch A verringert. Im Verhältnis zu der Abnahme der Tiefe wird der Wirbel  $\Gamma$  immer unbeständiger, dabei soll auch das Druckwiederherstellungsverhältnis  $\eta$  abnehmen. Es darf die Gleichung eingeführt werden:

$$\eta = f(\theta) = \frac{2A}{1+A} (h/l)^\mu. \tag{38}$$

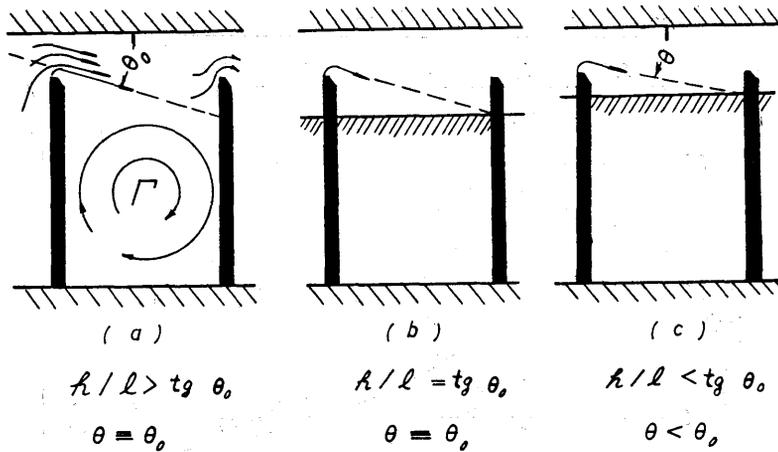


Abb. 22. Strömung in der Wirbelkammer.

Mit Gleichung (36) liefert Gleichung (30)

$$\Psi = 1 / \sqrt{1 + (n-1)(1-A^2)} \left[ 1 - \frac{2A}{1+A} (h/l)^\mu \right] \quad (39)$$

hierbei ist  $\operatorname{tg} \theta_0 \leq h/l \leq 1 \rightarrow (h/l)^\mu = \text{Variable}$

$$h/l \geq 1 \rightarrow (h/l)^\mu \equiv 1 \quad (40)$$

und  $h/l < \operatorname{tg} \theta_0 \rightarrow A = \frac{\alpha \cdot \varepsilon / s}{\alpha \cdot \varepsilon / s + h/s}$

Mit der Bedingung nach Gleichung (40) ist die Gleichung (39) eine Gleichung, die den Einfluß der Tiefe in der Wirbelkammer darstellt. Der auf diesem Wege berechnete Wert  $\Psi$  ist in Abbildung 23 (a) im Vergleich mit den experimentellen Kurven eingetragen. Die Übereinstimmung beider Kurven ist sehr gut., so daß die oben beschriebenen Vorstellungen bewiesen werden. Das oben erwähnte Verhältnis  $C [\%]$  kann auch aus den Gleichungen (39) und (40) berechnet werden. Dieses Ergebnis ist in Abbildung 23 (b) gezeigt.

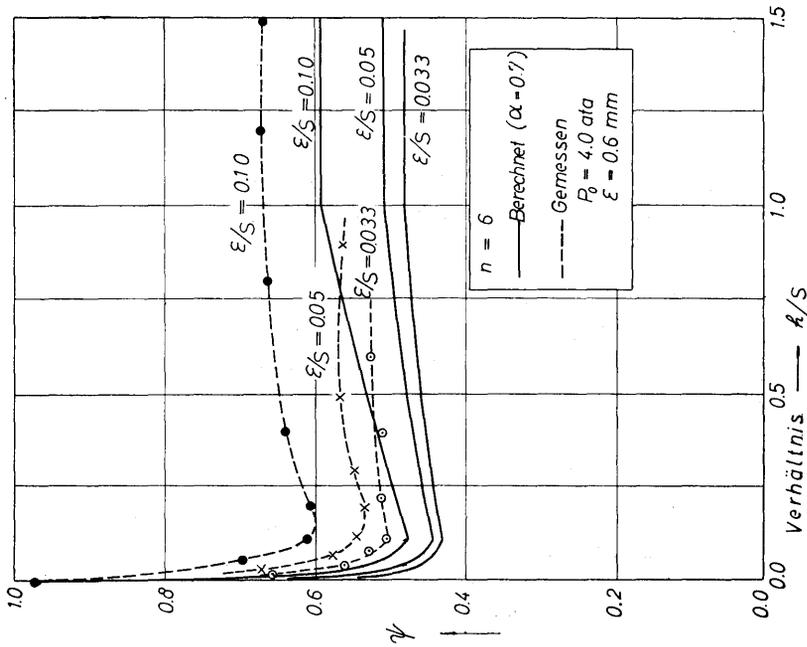


Abb. 23. (a) Effekt der Tiefe der Wirbelkammer.  
 $[h/s - \psi - \epsilon/s]$

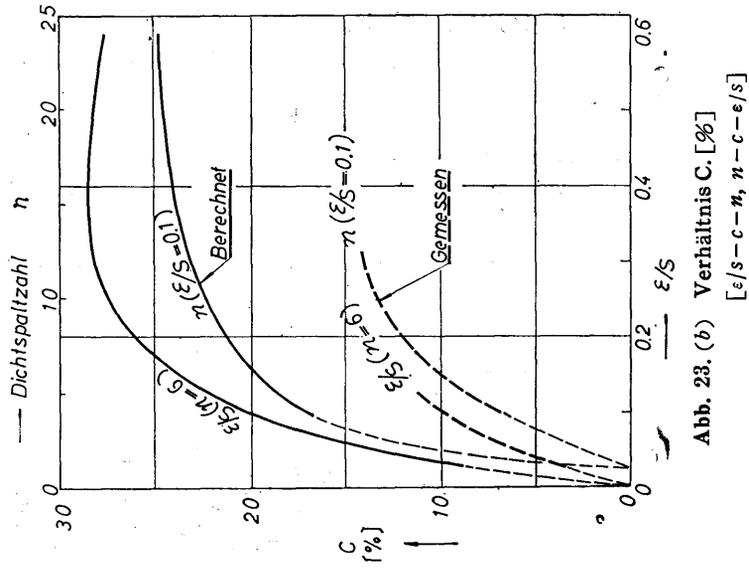


Abb. 23. (b) Verhältnis C. [%]  
 $[\epsilon/s - c - n, n - c - \epsilon/s]$

### V. Druckverteilung und Zustandsänderung in der Geraden-Labyrinthdichtung<sup>21)</sup>

Die Abbildungen 24 (a), (b) und (c) zeigen die Druckverteilung in der Geraden-Labyrinthdichtung mit den verschiedenen Parametern. Das Eigentümlichste in diesen Kurven ist das, daß der Druckabfall im ersten Spalt ungewöhnlich groß und in dem zweiten Spalt sehr klein ist. Wie aus den nächsten Diagrammen der Zustandsänderung ersichtlich ist, ergibt sich diese Tatsache aus *carry-over*.

Die Abbildungen 25 (a) und (b) zeigen auch Druckverteilungen in dem Gerade-Labyrinth mit dem Parameter  $h$ , d. h. der Tiefe der Wirbelkammer. In diesen Abbildungen ist es klar, daß diese Druckverteilung in drei Abteilungen klassifiziert wird:

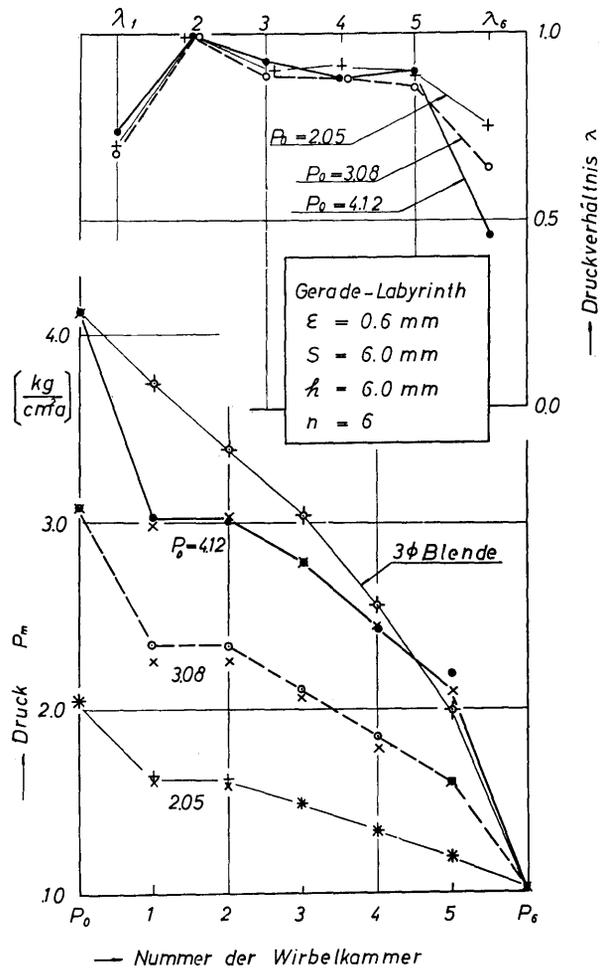


Abb. 24. (a) Druckverteilung in dem Gerade-Labyrinth mit dem Parameter  $P_0$ .

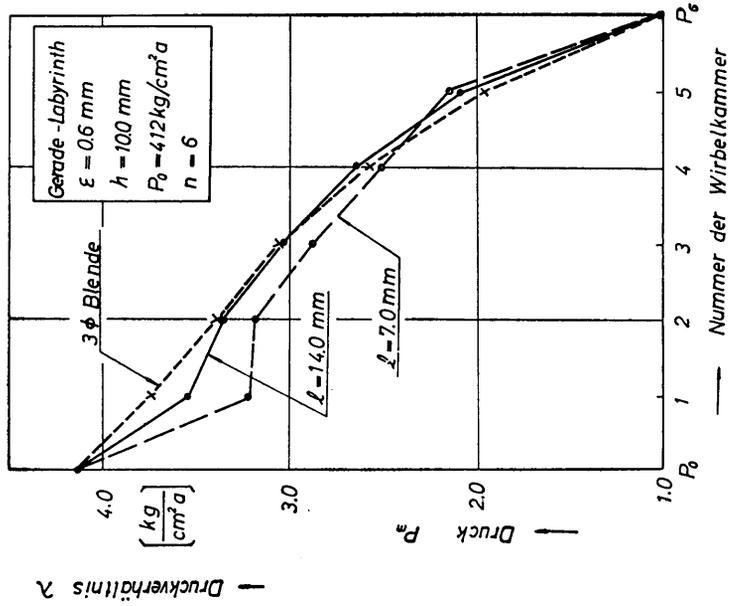


Abb. 24. (c) Druckverteilung in dem Gerade-Labyrinth mit dem Parameter  $\lambda$ .

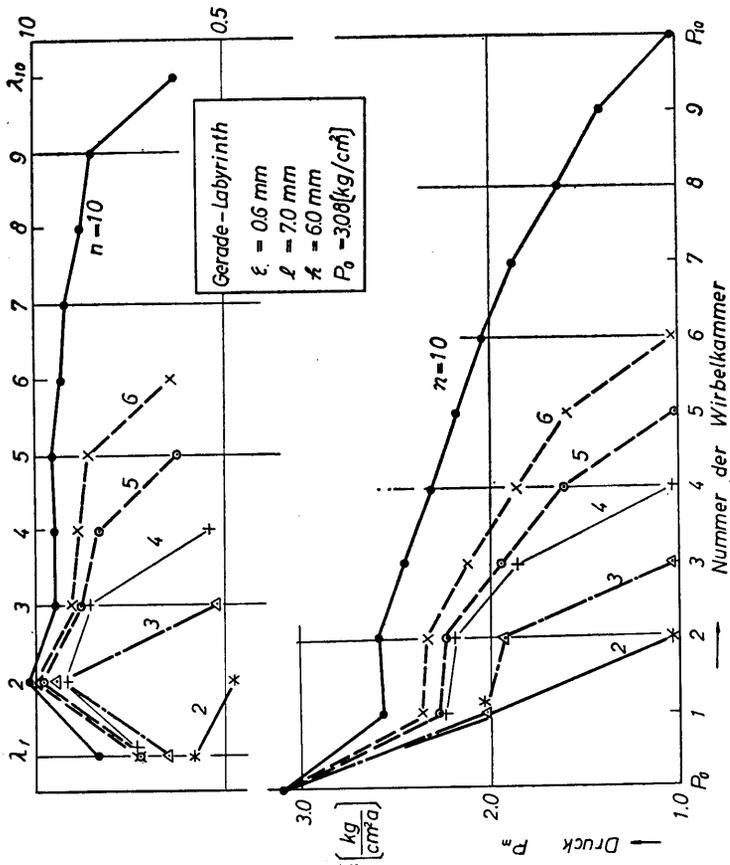


Abb. 24. (b) Druckverteilung in dem Gerade-Labyrinth mit dem Parameter  $n$ .

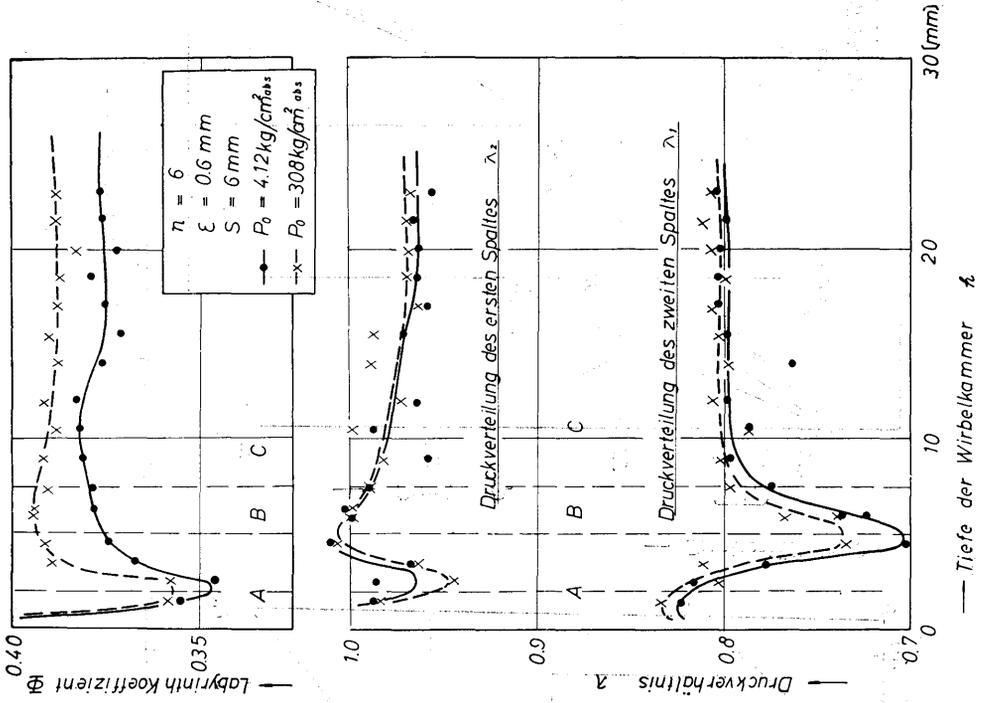


Abb. 25. (b) Druckverhältnis in der Gerade-Labyrinth. [h- $\lambda$ , h- $\phi$ ]

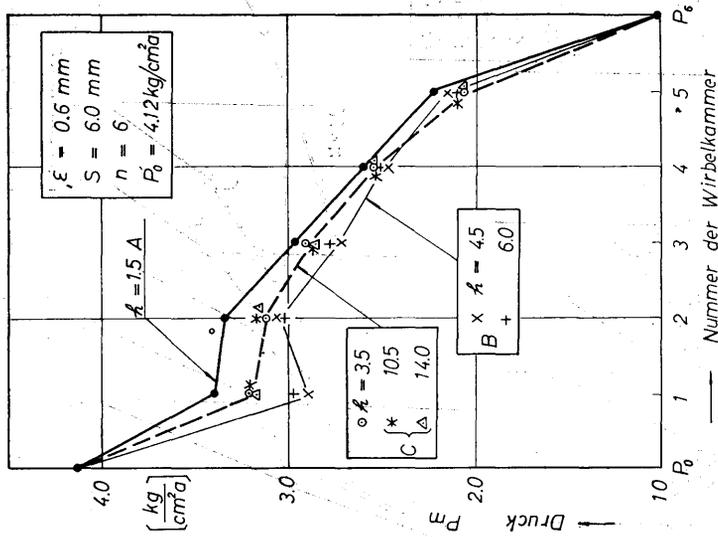


Abb. 25. (a) Druckverteilung in dem Gerade-Labyrinth mit dem Parameter  $h$ .

Tiel **A**, wenn die Tiefe der Wirbelkammer  $h$  geinger (d. h.  $h \approx 1,5$ ), Tiel **B**, mittel ( $h = 4, 0 \dots 7, 5$ ) und Teil **C**, tiefer ( $h > 7, 5$ ) ist. Der Teil **A** entspricht dem optimalen Verhältnis  $h/l \approx 0,25$ , in dem der Druckabfall durch den ersten Spalt nicht so groß ist. Der Teil **B** entspricht  $h/l \approx 1, 0$ , d. h. der gewöhnlichen quadratischen Wirbelkammer mit dem maximalen Spaltverlust. In diesem Fall ist der Druckabfall durch den ersten Spalt besonders groß und in dem zweiten Spalt erfolgt bisweilen ein kleiner Druckanstieg, d. h. eine Umkehrung des Druckes. Der Teil **C** entspricht der tieferen Wirbelkammer  $h/l > 1, 0$ , der Spaltverlust und die Druckverteilung liegen in der Mitte zwischen dem Teil **A** und **B**. Durch dieses Verhältnis wird dargestellt, daß in der Wirbelkammer mit geringer Tiefe der *carry-over* auch kleiner als in der tiefen Wirbelkammer ist, d. h., die kinetische Energie der Strömung in der Wirbelkammer sich in Wärme umsetzt. In der quadratischen Wirbelkammer besteht ein stabiler Wirbel. Daher setzt sich die kinetische Energie nicht so stark in Wärme um und so existiert vielleicht ein größerer Spaltverlust.

Durch die gemessene Druckverteilung kann ein Diagramm, das die Zustandsänderung des Gases in Labyrinthdichtungen zeigt, dargestellt werden. Unter der Voraussetzung, daß die Expansion des Gases im ersten Spalt isentropisch erfolgt, wird der Einschnürungsbeiwert  $\alpha_1$  durch den gemessenen Spaltverlust  $G$  und die Druckverteilung bestimmt, so daß mit  $\alpha_1$  und  $G$  eine Fanno-Kurve gezeichnet werden kann. Wenn die Annahme, daß die Zustände des Gases nach jedem Dichtspalt auf dieser Fanno-Kurve liegen, zutrifft, können die in Abbildungen 26 (a) und (b) gezeichneten Zustandsänderungsdiagramme dargestellt werden. Der Vergleich dieser Abbildungen mit der idealen Zustandsänderung in Abbildung 1 zeigt den sehr großen Unterschied, daß die die Zustände vor jedem Dichtspalt beschreibenden Punkte nicht auf der Isenthalpen  $i_0 = \text{konstant}$  liegen. Von diesen Diagrammen wird der konkrete Begriff des *carry-over* klar gestellt, die in Abbildungen 26 (a)

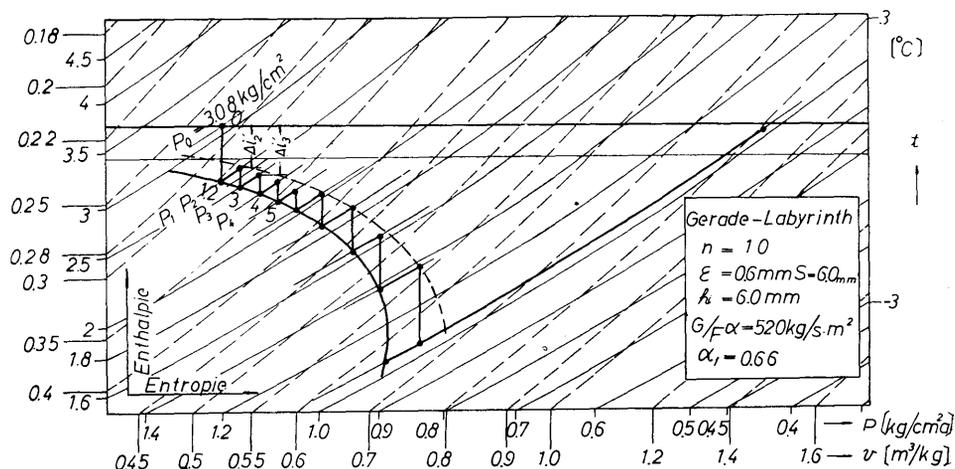


Abb. 26. (a) Zustandsänderungsdiagramm der Luft in dem Gerade-Labyrinth.

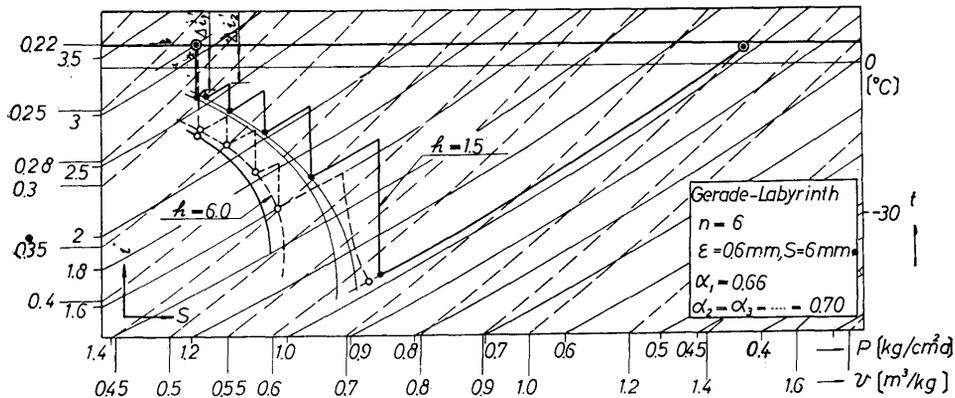


Abb. 26. (b) Zustandsänderungsdiagramm der Luft in dem Gerade-Labyrinth.

und (b) gezeichneten Werte  $\Delta i_1', \Delta i_2', \dots$  weisen die kinetische Energie der Zustromung oder besser die Energie von *carry-over* auf.

## VI. Zusammenfassung

An der Gerade-Labyrinthdichtung wurden umfassende Versuche mit Luft als strömendem Medium durchgeführt und die Ergebnisse durch theoretische Untersuchungen gedeutet, so daß die allgemeinen Eigenschaften der Geraden-Labyrinthdichtungen aufgeklärt worden sind.

Es zeigten sich die folgenden Ergebnisse:

1. Es ist theoretisch ein Koeffizient entwickelt worden, der die Wirksamkeit der Geraden-Labyrinthdichtung darstellt. Ferner wurden die ihre Eigenschaften kennzeichnen den Gleichungen sowie der *carry-over factor* behandelt. Auf Grund der angeführten Gleichungen kann sich der Spaltverlust einfach und richtig ermitteln lassen. Damit wird eine bessere und wirksamere Auflegung von Labyrinthdichtungen ermöglicht.
2. Durch die experimentellen Versuche ist es bestätigt worden, daß diese Theorie auf die Praxis anwendbar ist.
3. Durch die Untersuchungen über die Wirbelkammertiefe konnte die Tatsache herausgestellt werden, daß die Verluste bei einer kleinen Tiefe der Kammer ein Minimum haben. Diese Ergebnisse fanden durch eine Erweiterung der oben dargestellten Theorie eine Bestätigung.
4. Die Druckverteilung zeigt, daß der Druckabfall im ersten Spalt infolge des *carry-over* besonders groß ist.
5. Von den Zustandsänderungsdiagrammen wurden die Funktionen der Spaltströmung in der Geraden-Labyrinthdichtung dargestellt, so daß gründliche Ansichten über die Gestaltung von Labyrinthdichtungen gewonnen worden sind.

### Wort des Danks

Für die großzügige Unterstützung von Herrn Professor Dr.-Ing. I. Watanabe bin ich ihm zu großem Dank verpflichtet. Ebenso möchte ich auch Herrn Dipl.-Phys. Y. Hidaka meinen herzlichen Dank aussprechen; er hat mir ständig bei der Durchführung der Versuche hilfreich beigestanden.

### Nachtrag

#### 1. Die Versuche über die ideale Labyrinthdichtung <sup>20)</sup>

Bei der Betrachtung über die Bedeutung des *carry-over* ist der Charakter der idealen und geraden Labyrinthdichtung für einen Vergleich wichtig. Aus dieser Absicht sind Versuche über die **ideale Labyrinthdichtung** durchgeführt worden.

Als ein Modell der Labyrinthdichtung, das die ideale Zustandsänderung verwirklichen soll, ist ein in den Abbildungen 27 (a) und (b) gezeigter Versuchsapparat gebraucht worden. Die Wirbelkammer ist sehr groß, wobei die kleinen Düsen mit dem gerundten Rand oder die Blenden mit der scharfen Ecke in den Scheidewänden zwischen den Wirbelkammern die Rollen der Spalte des eigentlichen Labyrinthes spielen.

Bei den Abbildungen 28 (a), (b), 29 (a), (b), 30, 31 und 32 (a), (b) ist es klar, daß die spezifischen Eigenschaften und die Zustandsänderungen, die bei diesen Modell aufgenommen sind, die Eigenschaften der idealen Labyrinthdichtung darstellen. Dabei sollen die in Tafel 4 gezeigten Einschnürungsbeiwerte gebraucht werden. Diese Ergebnisse wurden schon in dem oben beschriebenen Hauptabschnitt als ein Grundwert ohne *carry over* verwertet.

Außerdem sind bei den Versuchen mit diesem Modell die anderen grundsätzlichen Eigenschaften, z. B. die Abweichung des Einschnürungsbeiwerts  $\alpha$  bei jeder Blende (Spalt) usw. dargestellt worden.

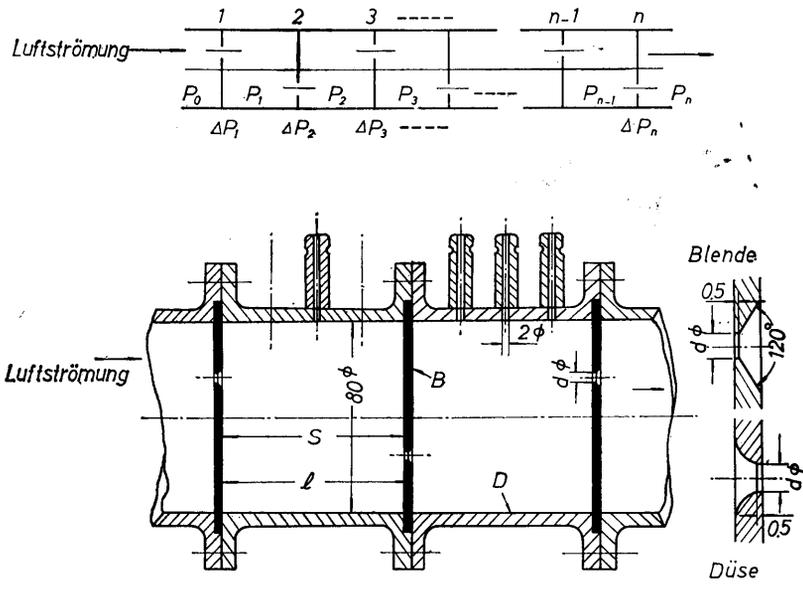


Abb. 27. (a) Modell der idealen Labyrinthdichtung.

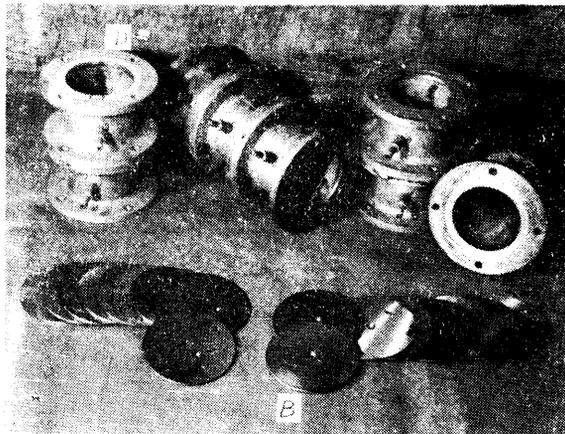


Abb. 27. (b) Photographie der idealen Labyrinthmodelle.

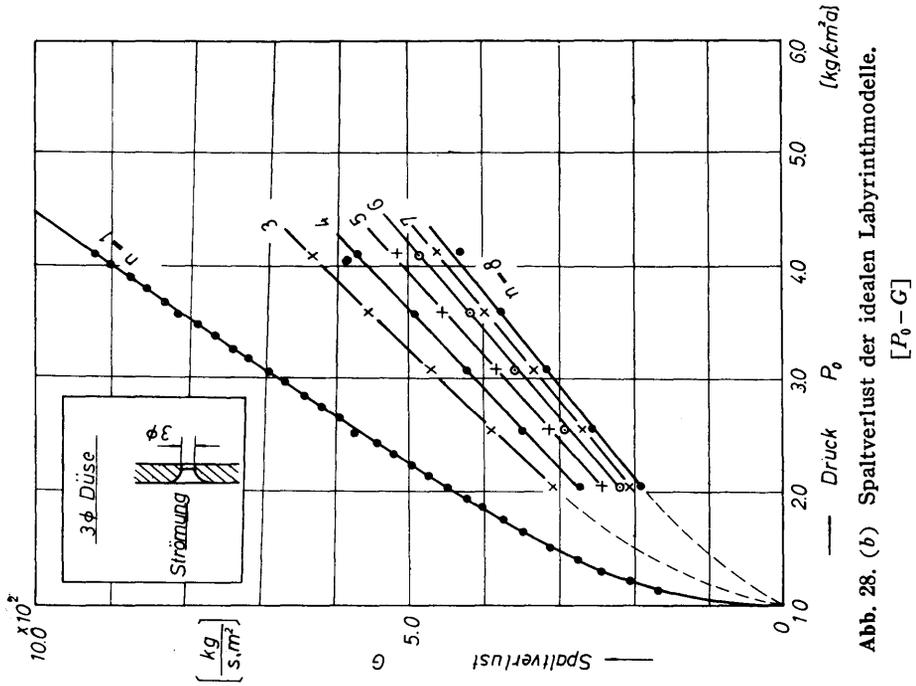


Abb. 28. (b) Spaltverlust der idealen Labyrinthmodelle. [ $P_0 - G$ ]

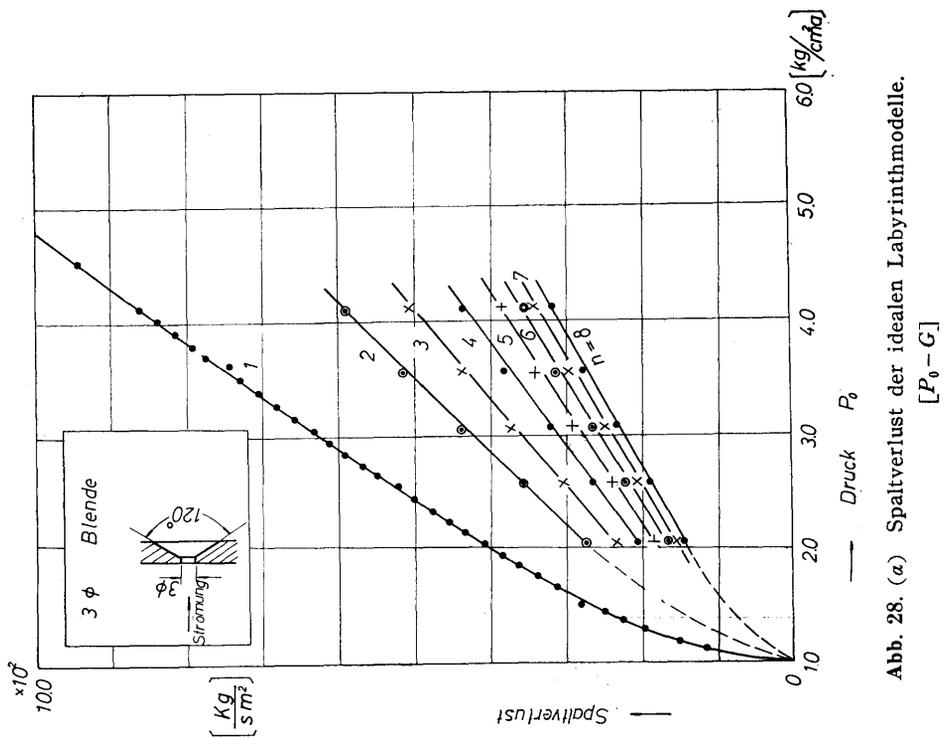


Abb. 28. (a) Spaltverlust der idealen Labyrinthmodelle. [ $P_0 - G$ ]

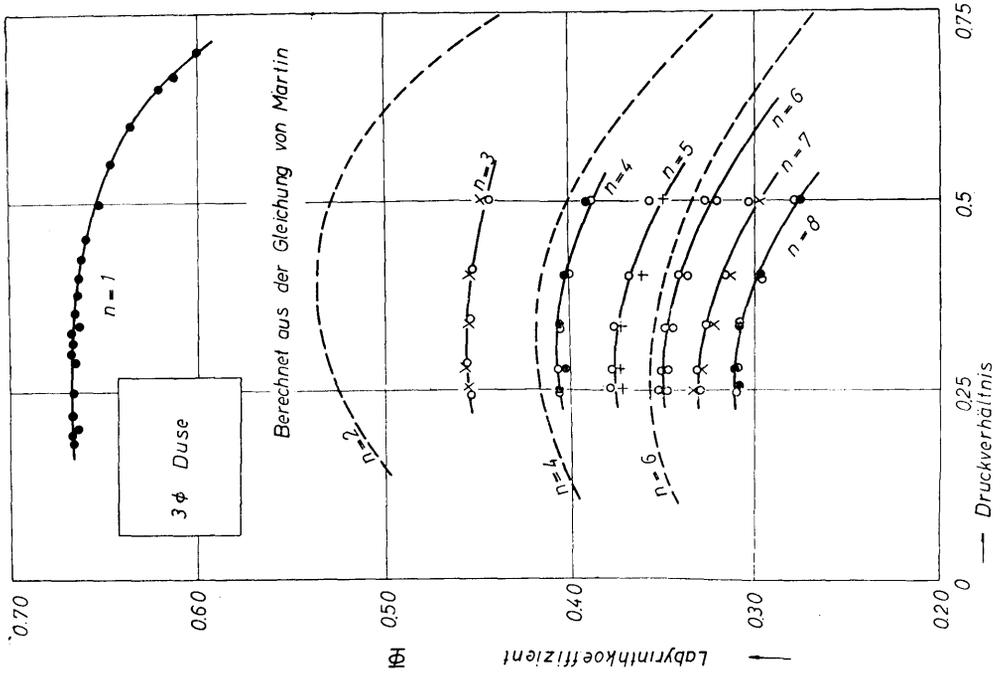


Abb. 29. (b) spezifische Eigenschaft der idealen Labyrinthmodelle. [ $\lambda-\phi$ ]

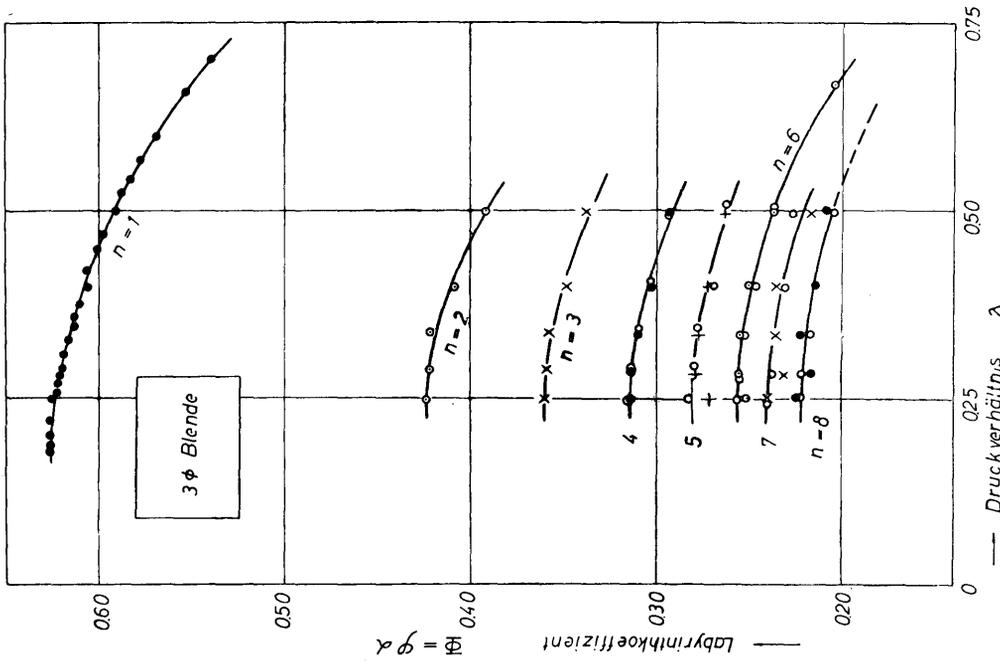


Abb. 29. (a) spezifische Eigenschaft der idealen Labyrinthmodelle. [ $\lambda-\phi$ ]

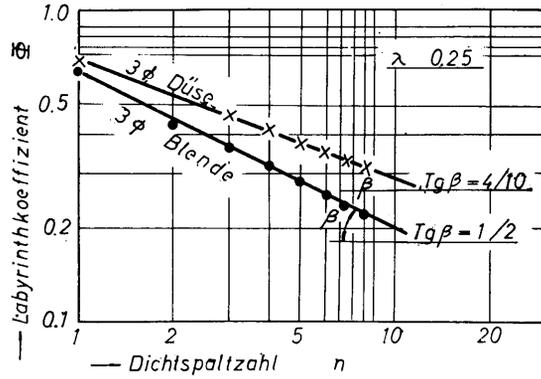


Abb. 30. spezifische Eigenschaft der idealen Labyrinthmodelle. [ $n-\phi$ ]

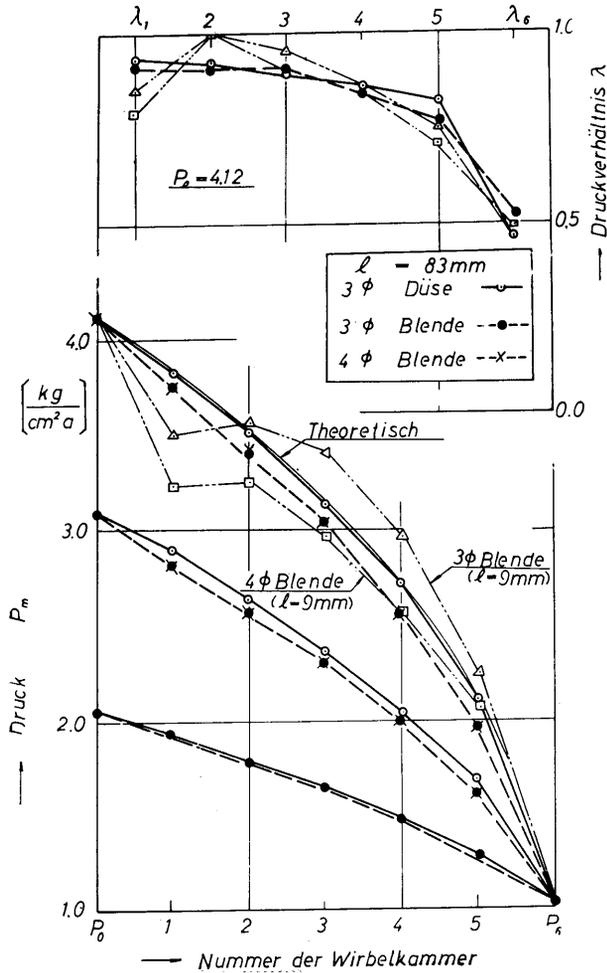


Abb. 31. Druckverteilung und Druckverhältnis in den idealen Labyrinthmodelle.

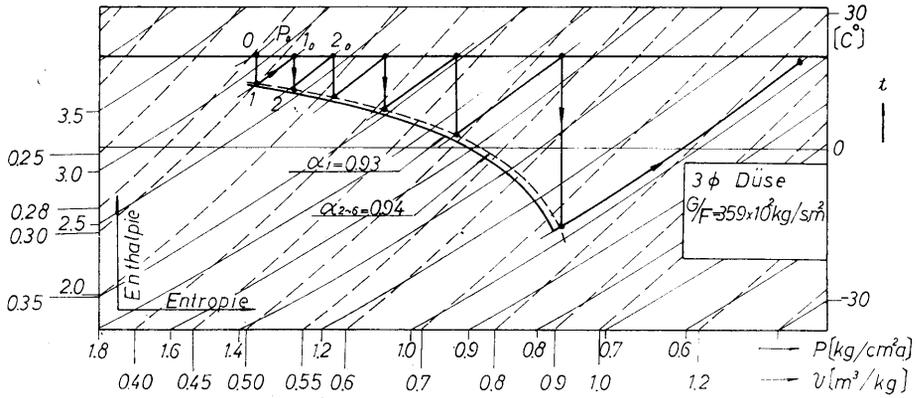


Abb. 32. (a) Zustandsänderungsdiagramme der Luft in dem idealen Labyrinthmodell.

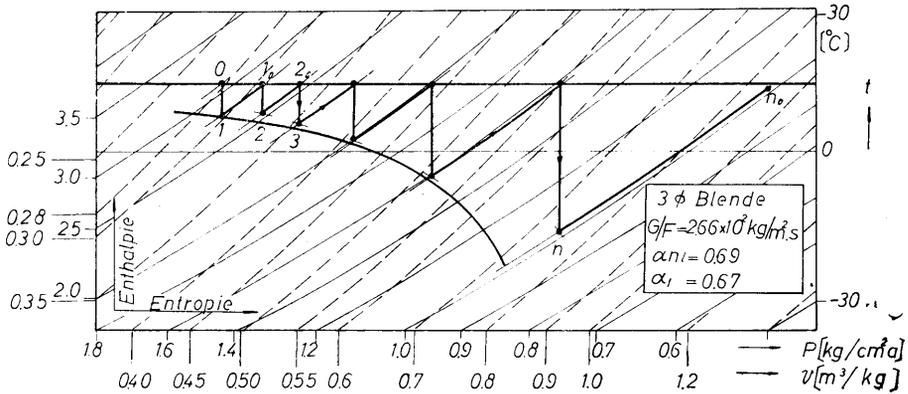


Abb. 32. (b) Zustandsänderungsdiagramme der Luft in dem idealen Labyrinthmodell.

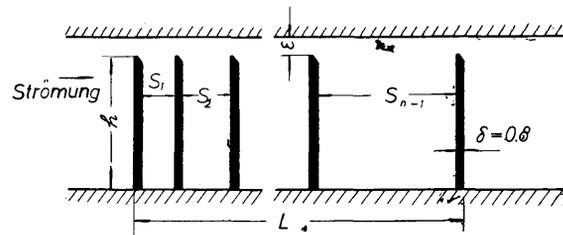
Tabelle 4. Einschnülungsbeiwert.

Dichtspaltzahl n	statischer Druck vor dem Labyrinth P <sub>0</sub> [kg/cm <sup>2</sup> abs]	berechneter Labyrinth- Koeffizient aus der Gleichung von Martin φ <sub>m</sub>	gemessene Werte			
			Düse		Blende	
			φ <sub>n</sub>	α <sub>n</sub>	φ <sub>0</sub>	α <sub>0</sub>
8	4,1	0,316	0,308	0,97	0,224	0,71
	3,6	0,316	0,312	0,99	0,222	0,70
	3,1	0,314	0,307	0,98	0,220	0,70
	2,6	0,308	0,297	0,96	0,216	0,70
	3,1	0,298	0,278	0,93	0,207	0,70
6	4,1	0,356	0,350	0,98	0,255	0,72
	3,6	0,356	0,348	0,98	0,257	0,72
	3,1	0,355	0,347	0,98	0,254	0,72
	2,6	0,350	0,338	0,97	0,248	0,71
	2,1	0,339	0,324	0,96	0,237	0,70
4	4,1	0,417	0,407	0,98	0,316	0,76
	3,6	0,418	0,404	0,97	0,314	0,75
	3,1	0,417	0,406	0,98	0,310	0,74
	2,6	0,415	0,400	0,96	0,307	0,74
	2,1	0,404	0,389	0,96	0,293	0,73
2	4,1	0,525			0,424	0,81
	3,6	0,531			0,421	0,79
	3,1	0,535			0,421	0,79
	2,6	0,536			0,409	0,76
	2,1	0,531			0,394	0,74

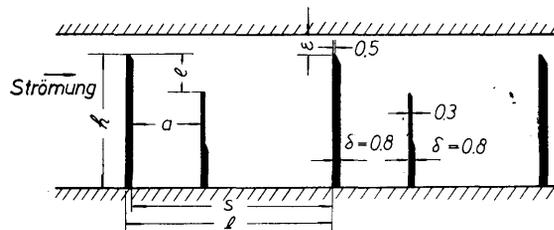
## 2. Besondere Gerade-Labyrinthdichtungen <sup>17)</sup>

Die Versuche sind bei besonderen Geraden-Labyrinthdichtungen, d. h. bei ungleichförmigen Teilungen des Dichtspaltes (Abbildung 33 (a)) und bei Wirbelkammern mit kleinen Zwischenringen (Abbildung 33 (b)) durchgeführt worden.

Die Ergebnisse werden wie folgt dargestellt. Bei einer ungleichförmigen Teilung, die am Anfang größer ist und zum Ende hin abnimmt, verringert sich der Spaltverlust. Aber bei der umgekehrten Teilung werden keine Vorteile gewonnen. Ein kleiner Zwischenring in der Wirbelkammer läßt den Spaltverlust abnehmen, während ein größerer Zwischenring das Gegenteil bewirkt. Diese Ergebnisse haben einen geringen praktischen Wert, können aber Aufschluß über interessante Strömungseffekte geben.



(a) Labyrinth der ungleichförmigen Teilung



(b) Wirbelkammer mit kleinen Zwischenringen

**Abb. 33.** besonderes Gerade-Labyrinth.

### 3. Versuche über die versetzte Doppel (staggered-type) Labyrinthdichtung <sup>21)</sup>

Als Versuchsapparatur ist der Typus II benutzt worden. Wie in Abbildung 34 gezeigt ist, werden mit dem Hauptdichtungsring  $B$  und dem umgekehrten Hilfsdichtungsring (*counter throttling fn*)  $B'$  ein komplizierter Strömungsdurchgang aufgebaut. Der Spaltverlust bei der *staggered type* verringert sich selbstverständlich durch die Abnahme von *carry-over* als bei dem Gerade-Labyrinth. Ebenso gleichen andere spezifische Eigenschaften vollständig denen des idealen Labyrinthes (Abbildung 35 (a), (b)). Abbildung 36 zeigt einen Effect des umgekehrten Hilfsdichtungsring. In dieser Abbildung bedeutet  $h_2/\varepsilon = 0$  nichts anderes als ein Gerade-Labyrinth und der Spaltverlust ist groß. Bei einem niedrigen  $h_2$ -Wert, d. h. bei einem Verhältnis  $h_2/\varepsilon = 1 \dots 2$  zeigt sich bereits ein guter Erfolg und der Spaltverlust ist fast gleich der des idealen Labyrinthes. Bei noch höher  $h_2$ -Wert, d. h.  $h_2/\varepsilon > 2$ , ist der Spaltverlust konstant. Eine besondere und interessante Beobachtung, wie in den Abbildungen 37 (a) und (b) gezeigt wird, ist entdeckt worden. Bei der frontalen nahen Stellung des umgekehrten Hilfsdichtungsring in der Wirbelkammer, d. h.  $a/s \approx 0,1$ , nimmt der Spaltverlust bedeutend zu. Diese Erscheinung bleibt ohne Rücksicht auf die Höhe  $h_2$ , die Größe der Wirbelkammer  $h_1$  und  $s$ , Dichtspaltzahl  $n$  und das Druckverhältnis  $\lambda$  bestehen. Ein experimentelles Ergebnis bei dem in Abbildung 38 (a) gezeigten breiteren umgekehrten Hilfsdichtungsring wird in Abbildung 38 (c) gezeigt. Diese Kurve ist ganz ähnlich der in Abbildung 37 beschriebenen Kurve. Diese Tatsache beweist, daß der dahinter liegende Raum bei diesem Mosell (Abbildung 38 (b)), wie ein Totraum ist, oder besser ausgedrückt, daß in diesem Raum ein langsamer rotierender und beständiger Wirbel existiert, der als Strömungswiderstand nicht brauchbar ist. Diese Vorstellung ist durch die Beobachtung der Strömung <sup>18)</sup> festgestellt worden.

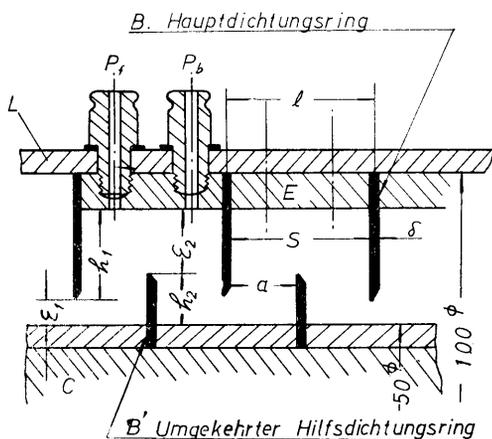


Abb. 34. Staggered-type Labyrinthdichtung.

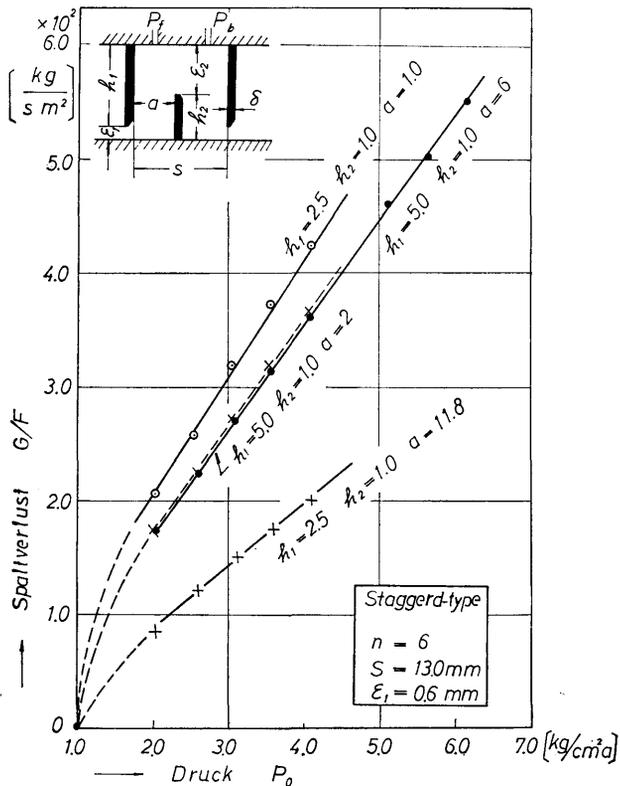
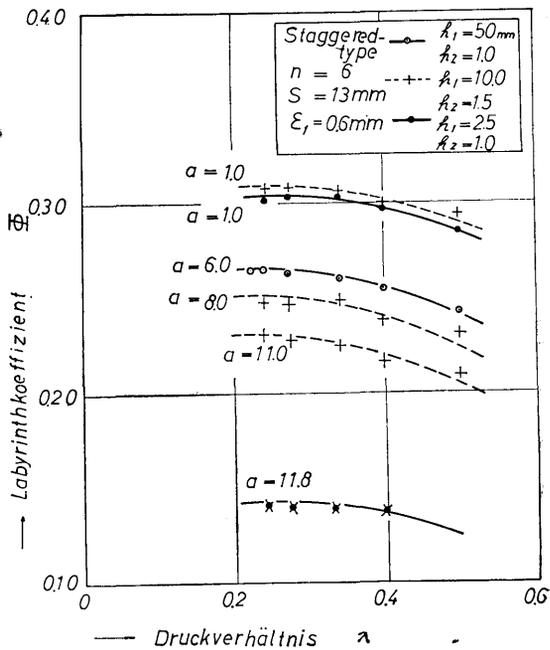


Abb. 35 (a) Spaltverlust der Staggered-type Labyrinthdichtung. [ $P_0-G/F$ ]

Abb. 35. (b) spezifische Eigenschaft der staggered-type Labyrinthdichtung. [ $\lambda-\Phi$ ]



Die Abbildungen 39 und 40 (a), (b) zeigen die Beispiele der Druckverteilung und die Zustandsänderung der *staggered-type*. Die darin dargestellten deutlichen Unterschiede zu dem idealen Labyrinth sind wie folgt: In der Wirbelkammer existiert ein Druckanstieg. Daneben liegen die die Expansion des Gases zeigenden Linien  $0 \rightarrow 1$ ,  $1_0 \rightarrow 2$ , ..... in Abbildung 40 nicht senkrecht, sondern geneigt, d. h. die Expansion des Gases im Dichtspalt erfolgt nicht isentropisch, sondern polytrop. Aus dieser Tatsache soll die Wirksamkeit des umgekehrten Hilfsdichtungsringes wie folgt gedeutet werden: daß er nicht nur für die Abnahme von *carry-over* brauchbar ist, sondern auch für die Zunahme des Strömungswiderstandes.

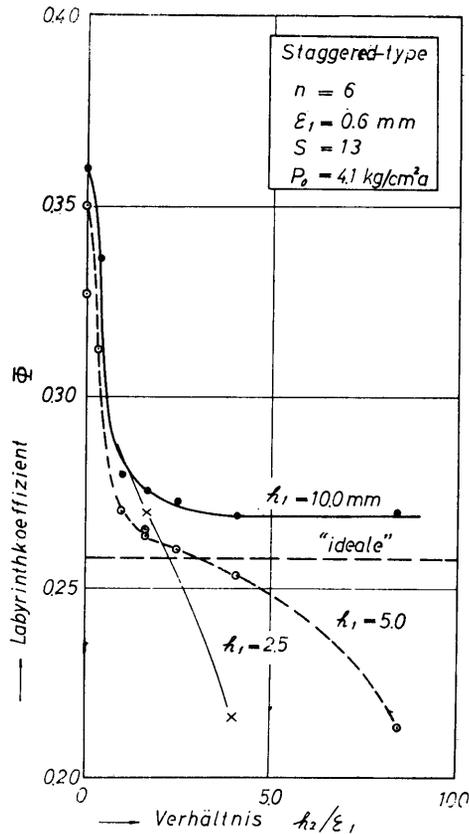


Abb. 36. Effekt des Verhältnisses  $h_2/\epsilon_1$ .  
 $[h_2/\epsilon_1 - \Phi]$

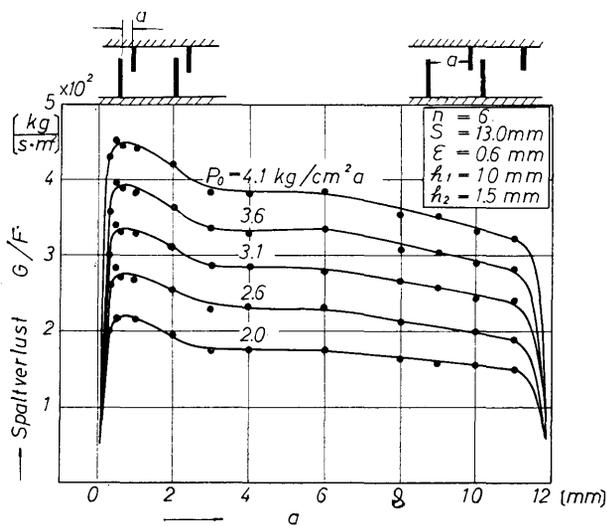


Abb. 37. (a) Effekt des Abstandes des umgekehrten Hilfsdichtungsringes. [ $a - G/F$ ]

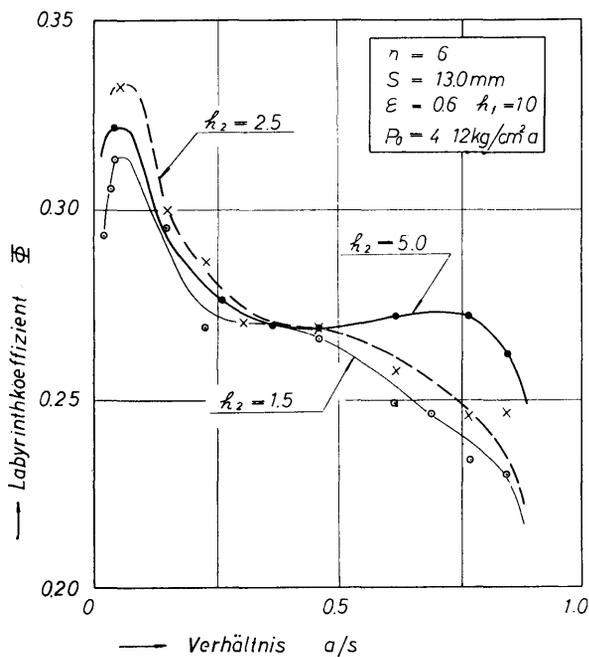


Abb. 37. (b) Effekt des Abstandes des umgekehrten Hilfsdichtungsringes. [ $a/s - \Phi$ ]

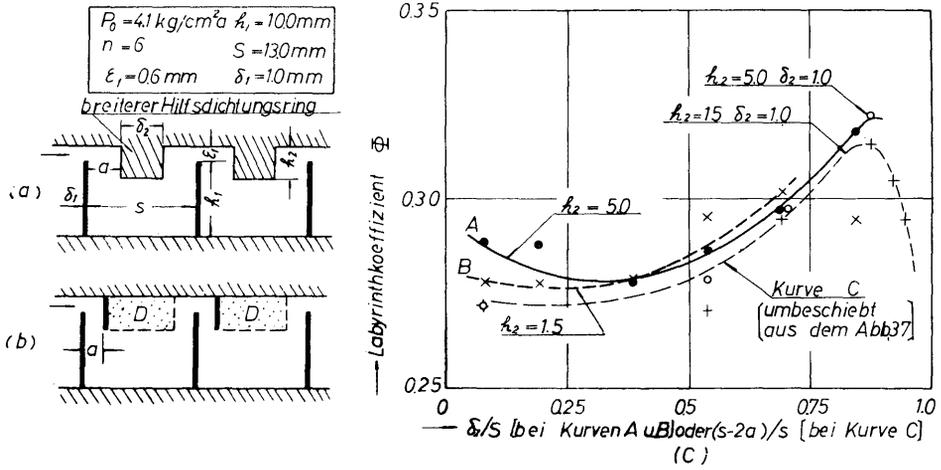


Abb. 38. Effekt des breiteren Hilfsdichtungsring. [ $\delta_2/s - \emptyset$  oder  $(s-2a)/s - \emptyset$ ]

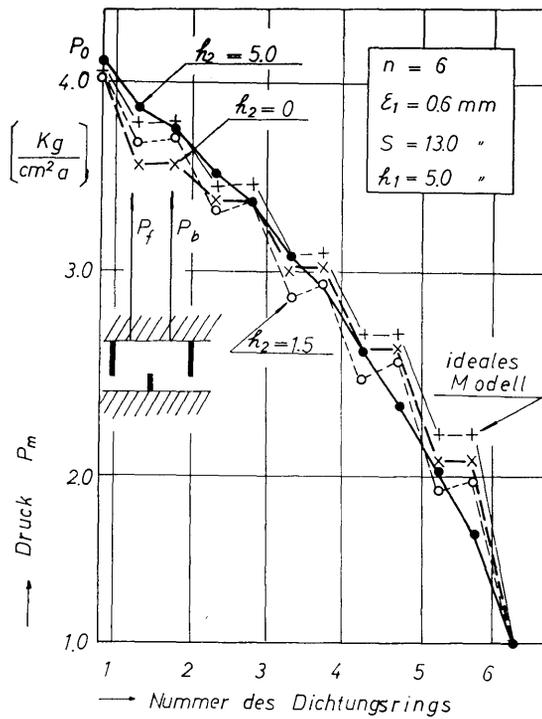


Abb. 39. Druckverteilung in dem staggered-type Labyrinth.

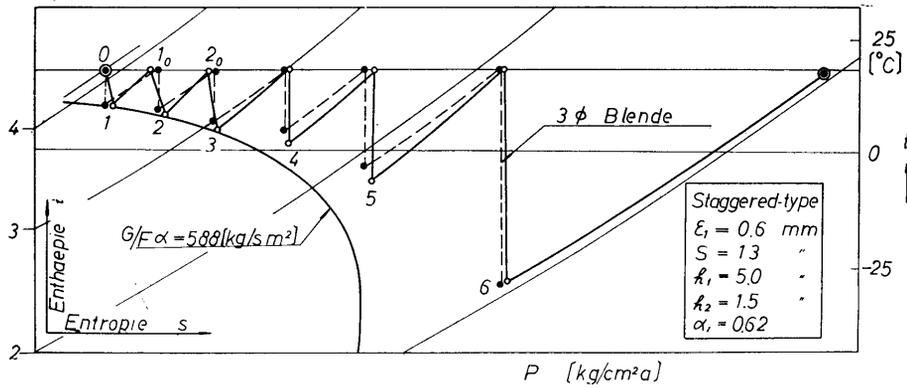


Abb. 40. (a) Zustandsänderungsdiagramme der Luft in dem staggered-type Labyrinth.

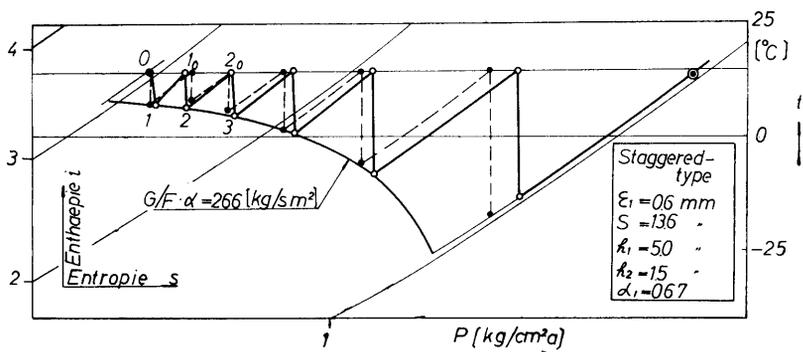


Abb. 40. (b) Zustandsänderungsdiagramme der Luft in dem staggered-type Labyrinth.

## Schrifttum

- 1 Stodola, A., Dampf und Gasturbinen
- 2 Egli, A., Trans, ASME, Vol. 57, No. 3, 1935, p. 115/122
- 3 Kearton, W. J., Inst. Mech. Engrs., proc., Vol. 166, No. 2, 1952,  
p. 180/195
- 4 Groddeck, K. H. Forschung Ing. Wes., Bd. 23, Heft 5, 1957, s. 183/195
- 5 Escher-Wyss News Vol. 23/24, 1950/51, p. 14
- 6 Keller, C. Escher-Wyss Mitt. Nov./Dez. 1935, s. 160/166
- 7 Masugi. N., Monthly Reports of Transportation Thechnical Re-  
search Institute, Tokyo/Japan  
Vol. 2, No. 12, 1952, p. 1/  
Vol. 5, No. 9, 1955, p. 24/47
- 8 Walti, F. O., Schweiz Bauzeitung, Nr. 16, 1952
- 9 Otani, I., Heihachi Techn. Review, Japan, No. 253, 1957
- 10 Trutnovsky, K., VDI-Forschung, Bd. 8, Heft 3, 1937, s. 131/143
- 11 Shimoyama Trans. Japan Soc. Mech. Engrs., Vol. 23, No. 125, 1957,  
u. Yamada p. 44/49
- 12 Jerie, J. Proc. 7th Int. Congress Applied Mech.  
Vol. 2, Part I., 1948, p. 70/82
- 13 Gibson, A. H., Hydraulics and its Application, p. 90/91
- 14 Komotori, K., Trans. Japan Soc. Mech. Engrs. (Trans. JSME),  
Vol. 21, No. 105, 1955, p. 377/382
- 15 Komotori, K., Trans. JSME, Vol. 21, No. 108, 1955, p. 608/613
- 16 Komotori, K., Trans. JSME, Vol. 22, No. 121, 1956, p. 674/680
- 17 Komotori, K., Trans. JSME, Vol. 23, No. 129, 1957, p. 330/336
- 18 Komotori, K., Trans. JSME, Vol. 23, No. 133, 1957, p. 617/623
- 19 Komotori, K., Proc. Faculty Engrg. Keio Univ., Tokyo, Japan Vol. 9  
No. 33, 1956, p. 1/9
- 20 Komotori, K., Keio University Centenary Memorial Publication,  
Faculty of Engineering, 1958 p. 92/105
- 21 Komotori. K., Trans. JSME, Vol. 26, No. 162, 1961, p. 246/255
- 22 Komotori. K., Journal JSME, Vol. 64, No. 509, 1961 p. 880/887
- 23 Jerie, J. Sborník Ústavu pro Výzkum Strojů I, Výzkum V  
Oboru Proudění, 1955, p. 115/151