24069

177

DER DRUCKVERLUST AUF GLOCKENBÖDEN

4. Beitrag

Berechnung des Druckverlustes

Teil 1

19

Dr. K. Sigwart, Leverkusen

24070 24071

...schen Versuchsgruppe Leverkusen.

...uf Glockenböden; 4. Beitrag.

...rlustes, Teil I.

Mitteilung der Physikalisch-Technischen Versuchsgruppe Leverkusen.

Zur Frage des Druckverlustes auf Glockenböden; 4. Beitrag.

Berechnung des Druckverlustes, Teil I.

A. Einleitung.

Es ist bisher noch keine deutsche Arbeit bekannt geworden, die sich mit der Berechnung des Druckverlustes auf Glockenböden befaßt. In amerikanischen Untersuchungen wurde dieses Thema mehrfach [1) 2)], aber ohne befriedigende Ergebnisse behandelt. Auch in der zuletzt (im Januar 1938) erschienenen amerikanischen Arbeit von Souders und Mitarbeitern bleibt es noch bei dem Wunsche, „daß weitere Versuchswerte die Grundlage für eine vollständige und allgemeine dynamische Behandlung der Druckverlustverhältnisse liefern möchten". In zwei vor kurzem erschienenen Berichten konnten wir solche Versuchsergebnisse mitteilen [3) 4)]. In der vorliegenden Arbeit wurden die Versuchswerte so erweitert, daß nunmehr eine Berechnung des Druckverlustes für viele wichtige Fälle durchgeführt werden kann.

Es waren vor allem 3 Umstände zu beachten.

Erstens mußte berücksichtigt werden, daß der Flüssigkeitsstand über den Schlitzen veränderlich ist. Damit zusammenhängend, mußte die Frage entschieden werden, ob die Säule zwischen der Oberkante der Schlitze und der Wehrkante mit dem ganzen spezifischen Gewicht der Flüssigkeit wirksam ist.

Zweitens mußte der Einfluß der Stoffkonstanten von Dampf und Flüssigkeit untersucht werden. Von Griesheim war die Vermutung ausgesprochen worden [5)], daß die Z ä h i g k e i t der Flüssigkeit einen so großen Einfluß auf den Druckabfall ausübt, daß ihre Vergrößerung im Verhältnis der Zähigkeiten von Wasser bei 20 und bei 40°C eine arbeitende Kolonne zum Versagen bringen kann. Nach den Vorstellungen der Hydrodynamik ist ein solcher Einfluß der Zähigkeit nicht anzunehmen.

Wir konnten durch Versuche und rechnerisch zeigen [+)], in welchem Maße die O b e r f l ä c h e n s p a n n u n g der Flüssigkeit den Druckverlust b e i v e r s c h w i n d e n d

---

1) M.C.Rogers u. E.W.Thiele, Ind.Eng.Chem.1934, S 524, s.a. die in dieser Arbeit zitierte Literatur.

2) M. Souders u. Mitarbeiter, Ind.Eng.Chem.1938, S 86.

3) K.Sigwart, "Der Flüssigkeitsstand auf Glockenböden" Le, 20.11.38

4) K.Sigwart, "Der Druck vor einem Glockenschlitz bei Beginn der Blasenablösung", Le, 25.11.1938

5) Dr.Trebitz, "Einige Beobachtungen an Glockenkolonnen" Griesheim, Februar 1938.

+) siehe unter 4)

k l e i n e n Dampfgeschwindigkeiten beeinflußt und wir werden in dieser Arbeit auch den Einfluß der Oberflächenspannung bei b e l i e b i g g r o ß e n Geschwindigkeiten durch Versuchswerte belegen.

Drittens mußte die Vorstellung, daß aus einem Glockenschlitz gleichzeitig viele kleine Dampfblasen austreten, verlassen werden. Dem Augenscheine nach ist über jeden Schlitz eine Flüssigkeitshaut ausgespannt, die bei hohen Flüssigkeitsständen und kleinen Dampfgeschwindigkeiten sich durch rhythmisches Abreißen immer nur zu jeweils einer Blase formt. Bei kleinen Flüssigkeitsständen bildet diese Flüssigkeitshaut einen einfachen Dampfdurchtrittskanal bis zum Spiegel und also überhaupt keine geschlossene Blase. In der einzigen uns bekannt gewordenen, den Freiblasevorgang des Schlitzes berücksichtigenden Arbeit +) führen die Vorstellung vieler kleiner Dampfblasen und die Vernachlässigung der Oberflächenspannung bei der Berechnung des Druckabfalls im Schlitz zu Ergebnissen, die nicht in Übereinstimmung mit den in der gleichen Arbeit veröffentlichten Versuchsergebnissen sind.

Im folgenden wird nach einer kurzen Betrachtung des direkt gemessenen Einflusses der Oberflächenspannung eine Gleichung für den Druckabfall Δp eines E i n z e l s c h l i t z e s aufgestellt, die vom dritten Grade in Δp ist. Die explicite Schreibung von Δp liefert etwas umständliche Ausdrücke. Wir lösen deshalb in einem Beispiel die Gleichung graphisch und vergleichen die Ergebnisse mit gemessenen Werten. Darauf wird ein einfaches Näherungsverfahren erklärt und auf ein anderes Beispiel eines Einzelschlitzes angewandt, wobei wieder Versuchsergebnisse zum Vergleich herangezogen werden. Diese beiden Beispiele bestätigen die Voraussetzungen für den Einzelschlitz.

Die Gesetzmäßigkeiten werden dann auf eine Glocke mit beliebig vielen Schlitzen erweitert. Es ergibt sich, daß es genügt, die Druckverlustkurve des trockenen Bodens zu messen; die Druckverlustkurve des flüssigkeitsgefüllten Bodens kann dann daraus abgeleitet werden. Wenn die Schlitze frei geblasen sind ($w > w_f$, mit w_f = Freiblasegeschwindigkeit), braucht zu den Druckverlustwerten des trockenen Bodens nur ein konstanter Betrag hinzugezählt zu werden. Für den Geschwindigkeitsbereich $w < w_f$

+) s.S.3 unter A). In den Abbildungen 1 und 2 dieser Arbeit sind hinter dem Schlitz viele kleine, gleichzeitig austretende Bläschen gezeichnet.

genügt es, 2 Punkte zu berechnen und zwischen ihnen eine gerade Linie zu ziehen. Davon ausgehend, werden dann die Druckverlustwerte für den praktisch sehr wichtigen Fall ermittelt, in dem die Dampfdichte von Boden zu Boden veränderlich ist, während die Flüssigkeitseigenschaften dieselben bleiben. Durch Versuche an Wasser und Luft bei verschiedenen Unterdrücken werden auch diese Überlegungen geprüft. In einem weiteren praktisch sehr wichtigen Fall wird die für ein Flüssigkeits-Dampfsystem gemessene Druckverlustkurve auf ein anderes System, bei dem auch die Flüssigkeitseigenschaften andere sind, umgezeichnet. Auch hierfür werden Versuchsergebnisse eines Einglockenbodens zur Bestätigung angegeben.

Daran anschließend werden der Druckanteil, den der Dampf bis zum Eintritt in die Schlitze verliert, und der Druck der Flüssigkeit oberhalb der Schlitze behandelt.

Schließlich wird die gemessene Wasser-Luft-Druckverlustkurve eines 10-Glockenbodens auf das System Wasser-Wasserdampf umgerechnet, wobei auch die Veränderung der Druckverlustziffer berücksichtigt und die Erweiterung auf größere Geschwindigkeiten als gemessen angegeben wird.

B. Einzelschlitz.

1.) Messung des Einflusses der Oberflächenspannung auf den Druckverlust bei beliebig großen Dampfgeschwindigkeiten.

Um zunächst rein phänomenologisch festzustellen, ob die Oberflächenspannung der Bodenflüssigkeit auch bei wesentlich von Null verschiedenen Dampfgeschwindigkeiten von merklichem Einfluß auf den Druckverlust ist, wurden Versuche an einem Einzelschlitz von 1,9 mm Breite und 30 mm Länge mit L e i t u n g s w a s s e r und Luft und mit n e k a l i s i e r t e m W a s s e r und Luft durchgeführt. Die Luftmenge V wurde mit einem Rotamesser, der Druckabfall mit einem Debromesser bestimmt. Außerdem wurden die Flüssigkeitsstände außerhalb und innerhalb der Versuchsglocke gemessen. Solange der Schlitz noch nicht frei geblasen ist, $V < V_f$, ist der Druck der im Innern abgesunkenen Flüssigkeitssäule gerade so groß wie der Druckabfall im Schlitz. Dadurch konnten im Bereich $V < V_f$ die Meßwerte kontrolliert werden, die in fast allen Fällen bis auf 0,2 mm WS übereinstimmten. In Abbildung 1

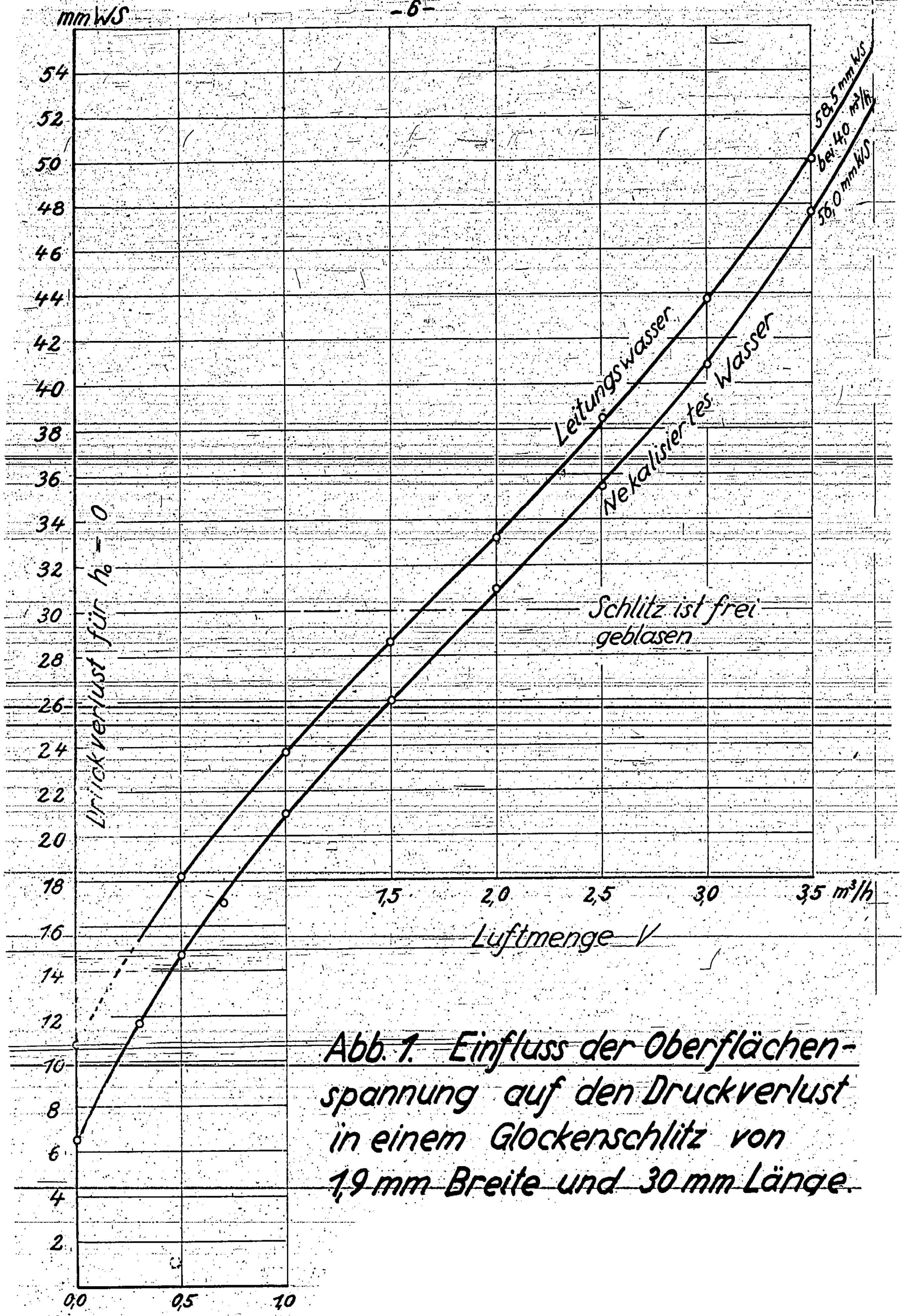


Abb. 1. Einfluss der Oberflächenspannung auf den Druckverlust in einem Glockenschlitz von 1,9 mm Breite und 30 mm Länge.

sind die um den Druck der Flüssigkeitssäule über dem Schlitz verminderten Druckverlustwerte als Funktion des Durchströmvolumens V angegeben. Die Verminderung der Oberflächenspannung auf etwa die Hälfte durch die Nekalzugabe verringert also den Druckverlust bei $V = 1{,}0\ m^3/h$ (hierbei sind etwa 20 mm Schlitzhöhe frei geblasen) um 2,7 mm WS. Die Vernachlässigung der Oberflächenspannung würde demnach einen um 5 - 6 mm WS zu kleinen Druckverlust ergeben.

2.) Aufstellung einer Gleichung für den Druckabfall in einem rechteckigen Schlitz.

Die Berechnung des Druckabfalls sei in dieser Arbeit nur an rechteckigen, auch unten geschlossenen Schlitzen durchgeführt. Für den Fall verschwindend kleiner Dampfgeschwindigkeiten konnten wir zeigen +), daß die Vorstellung einer über den Schlitz ausgespannten Flüssigkeitshaut, die durch den Überdruck in der Glocke abgerissen wird, der Wirklichkeit sehr gut nahe kommt. Wir wollen diese Vorstellung für den Fall endlicher Dampfgeschwindigkeiten so umändern, daß wir uns die Flüssigkeitshaut nach außen durchgebogen und immer wieder abreißend denken. Der bei verschwindend kleinen Dampfgeschwindigkeiten probierte Ansatz für die Widerstandskraft der Haut

$$2\sigma\left(\frac{1}{b} + \frac{1}{\Delta h}\right) + \left(\frac{\Delta h}{2} + h_o\right)\gamma_F$$

kann dann auch für diesen abgeänderten Fall versucht werden. Wir stellen uns dabei vor, daß infolge des dauernden Abreißens der Haftdruck der Haut $2\sigma\left(\frac{1}{b} + \frac{1}{\Delta h}\right) = \Delta p'$ und der Flüssigkeitsdruck auf die Haut $\frac{\Delta h}{2}\,\gamma_F = \Delta p''$ immer wieder überwunden werden müssen.

Zu den Druckverlustanteilen $\Delta p'$, $\Delta p''$, und $h_o \cdot \gamma_F$ kommt noch ein dritter $\Delta p'''$ für den Strömungswiderstand des Dampfes im Schlitz. Mit γ_D als Dampfdichte, w als Geschwindigkeit im Schlitz und ζ als Druckverlustziffer des Schlitzes ist $\Delta p''' = \zeta\,\gamma_D\,\frac{w^2}{2g}$. Ist V das Dampfvolumen, das den auf der Höhe Δh freien Schlitz durchströmt so gilt $V = w \cdot \Delta h \cdot b$ und der Überdruck vor dem Glockenschlitz ist

$$\begin{aligned}\Delta p &= \Delta p' + \Delta p'' + h_o \cdot \gamma_F + \Delta p''' \\ &= 2\sigma\left(\frac{1}{b} + \frac{1}{\Delta h}\right) + \gamma_F\left(\frac{\Delta h}{2} + h_o\right) + \zeta\,\frac{\gamma_D}{2g}\,\frac{V^2}{b^2\,(\Delta h)^2} \qquad (1)\end{aligned}$$

+) s. Seite 3 unter 4)

a) Der Schlitz ist nicht frei geblasen; $V \leqq V_f$

Solange der Schlitz noch nicht frei geblasen ist, gilt neben Gleichung 1 noch

$$\text{(2)} \qquad \Delta p = (\Delta h + h_o)\,\gamma_F; \quad V \leqq V_f.$$

Eliminiert man aus den Gleichungen 1 und 2 den Druckverlust Δp, so erhält man in

$$\text{(3)} \qquad (\Delta h)^3 = \frac{4\sigma}{b\cdot\gamma_F}\cdot(\Delta h)^2 + \frac{4\sigma}{\gamma_F}\,\Delta h + \zeta\,\frac{\gamma_D}{\gamma_F}\,\frac{1}{g}\,\frac{V^2}{b^2}; \quad V \leqq V_f$$

den Zusammenhang zwischen der frei geblasenen Schlitzhöhe Δh und dem Luftvolumen V und wegen Gleichung 2 auch zwischen dem Druckabfall Δp und V, solange $V < V_f$ ist.

b) Der Schlitz ist frei geblasen; $V \geqq V_f$.

Für $V = V_f$, d.h. $\Delta h = L$ gehen die Teilausdrücke $\Delta p'$, $\Delta p''$ und $\Delta p'''$ der Gleichung 1 über in

$$\text{(4)} \qquad \begin{cases} \Delta p'_f = 2\sigma\left(\frac{1}{b} + \frac{1}{L}\right) \\ \Delta p''_f = \gamma_F \cdot \frac{L}{2} \\ \Delta p'''_f = \zeta\,\frac{\gamma_D}{2g}\,\frac{V_f^2}{b^2\,L^2}. \end{cases}$$

Damit wird

$$\text{(4a)} \qquad \Delta p = \Delta p_f = \Delta p'_f + (\Delta p''_f + h_o\cdot\gamma_F) + \Delta p'''_f; \quad V = V_f.$$

Für $V > V_f$ kann man annehmen, daß

$$(\Delta p')_{V>V_f} = \Delta p'_f \quad \text{und}$$

$$(\Delta p'')_{V>V_f} = \Delta p''_f$$

konstant bleiben und daß sich nur

$$(\Delta p''')_{V>V_f} = \zeta\,\frac{\gamma_D}{2g}\,\frac{V^2}{b^2\,L^2} \quad \text{mit } V \text{ ändert.}$$

Es wird also

$$\text{(5)} \qquad (\Delta p)_{V>V_f} = \Delta p'_f + (\Delta p''_f + h_o\cdot\gamma_F) + \zeta\,\frac{\gamma_D}{2g}\,\frac{V^2}{b^2\,L^2}; \quad V > V_f$$

Da in den meisten Fällen ζ sich nicht wesentlich mit der Reynolds'schen Zahl, hier also mit V ändert, so kann man auch schreiben

$$(\Delta p)_{V > V_f} = \Delta p'_f + (\Delta p''_f + h_o \cdot \gamma_F) + \Delta p''' \cdot \left(\frac{V}{V_f}\right)^2 . \tag{5a}$$

3. Lösung der Druckverlustgleichung 3 und Vergleich mit Meßergebnissen.

Gleichung 3 liefert bei der algebraischen Ermittlung zusammengehöriger V- und Δh-Werte etwas umständliche Ausdrücke. Es ist daher die graphische Lösung, wie sie in Abbildung 2 für den Fall eines Einzelschlitzes von 1,9 mm Breite und 30 mm Länge angegeben ist, vorzuziehen. Bei der graphischen Lösung werden die Glieder der Gleichung 3 einzeln als Funktion von Δh aufgetragen. Der Ausdruck $\zeta \frac{\gamma_D}{\gamma_F} \frac{1}{g} \frac{V^2}{b^2}$ ist nicht von Δh abhängig, so daß sich für ein bestimmtes V eine Parallele zur Abszissenachse ergibt. Da bei der graphischen Lösung V als unabhängige Variable betrachtet wird, so sind ebensoviele Parallelen zur Abzissenachse zu zeichnen als Punkte (Δh, V) berechnet werden sollen. Zur Lösung bildet man für ein bestimmtes V die Summenkurve S für die Ausdrücke der rechten Seite der Gleichung 3, wobei die Zeichnung eines kurzen Stückes genügt, und sucht den Schnittpunkt von S mit der Kurve $(\Delta h)^3 = f\,(\Delta h)$. Der Abzissenwert dieses Schnittpunktes ist dann die zu V gehörige, die Gleichung 3 befriedigende Spiegelabsenkung Δh innerhalb der Glocke. Der dabei vorhandene Druckabfall ist nach Gl. 2 $\Delta p = (\Delta h + h_o)\gamma_F$. Bei der praktischen Ausführung der Rechnung wurde als Versuchsgas Luft von atmosphärischem Zustand ($\gamma_D = 1{,}22$ kg/m^3) und als Versuchsflüssigkeit Leitungswasser ($\gamma_F = 1000$ kg/m^3) angenommen. Für den Betrag der Oberflächenspannung σ wurde wegen des starken Einflusses von zufälligen Verunreinigungen des Wassers und der Schlitzoberfläche nicht der theoretische Wert $\sigma = 7{,}4 \cdot 10^{-3}$ kg/m eingesetzt, sondern ein anderer, $\sigma = 6{,}25 \cdot 10^{-3}$ kg/m, der mit Hilfe der Gleichung

$$\Delta p_s - \Delta p_o = \frac{2\sigma}{b} + \sqrt{4\sigma\gamma_F}$$

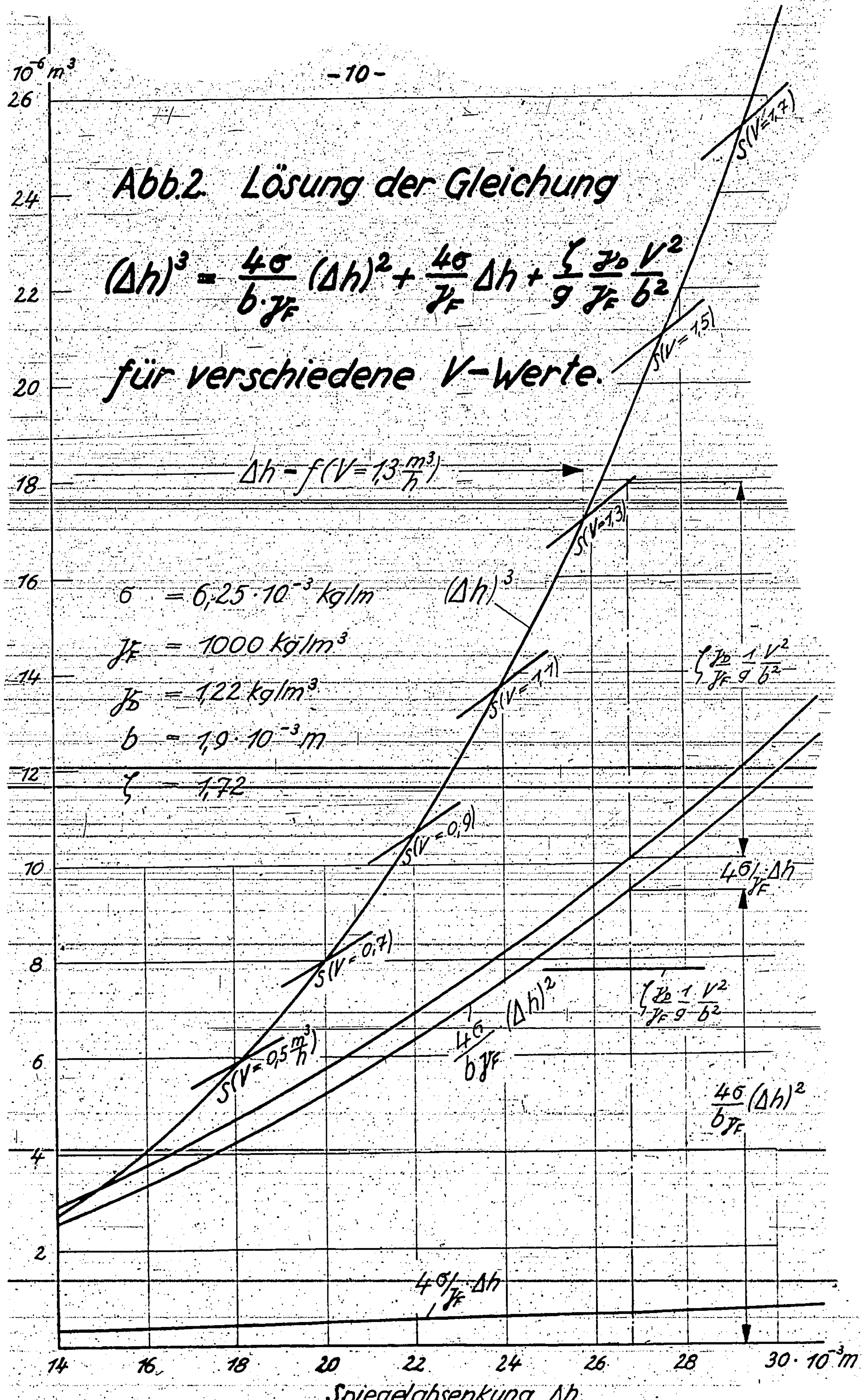


Abb.2 Lösung der Gleichung

$$(\Delta h)^3 = \frac{4\sigma}{b\cdot\gamma_F}(\Delta h)^2 + \frac{4\sigma}{\gamma_F}\Delta h + \frac{\zeta}{9}\frac{\gamma_D}{\gamma_F}\frac{V^2}{b^2}$$

für verschiedene V-Werte.

aus einem gemessenen $(\Delta p_s - \Delta p_o)$-Wert berechnet wurde +). Die Flüssigkeitshöhe h_o über den Schlitzen wurde gleich Null gesetzt. Die Druckverlustziffer ζ war mit 1,72 nach Druckverlustversuchen am trockenen Boden in einem größeren Geschwindigkeitsbereich konstant. In Abbildung 3 sind die auf diese Weise ermittelten Werte $\Delta p = f(V)$ als stark ausgezogene Kurve dargestellt. Daneben sind noch 2 andere, strichpunktierte Kurven eingetragen, die mit einem um 10% größeren bezw. kleineren ζ-Wert berechnet wurden. Daraus geht hervor, daß selbst größere Fehler bei der Bestimmung von ζ ohne großen Einfluß auf das Ergebnis sind, was daran liegt, daß der Strömungsverlust im Spalt nur ein kleinerer Teil des gesamten Druckverlustes ist. Unter denselben Bedingungen, die der Rechnung zugrunde lagen, wurde der Druckverlust im Schlitz gemessen. Da bei der Lösung der Gleichung 3 die Flüssigkeitshöhe $h_o = 0$ angenommen war, so wurde auch von den gemessenen Druckverlustwerten der Druck der Flüssigkeitssäule über den Schlitzen abgezogen. Die Restbeträge sind als volle Kreise in Abbildung 3 eingetragen. Bis auf die unmittelbare Nähe von $V = 0$ ist die Übereinstimmung der berechneten und gemessenen Werte gut. In der unmittelbaren Nähe von $V = 0$ sind die Voraussetzungen anscheinend nicht so gut erfüllt, was aber praktisch belanglos ist.

Über $V = V_f$ hinaus wurde die stark ausgezogene Kurve in Abbildung 3 mit Hilfe der Gleichung 5a berechnet. V_f wurde in dem oben angegebenen graphischen Verfahren durch Interpolation zu 1,77 m^3/h bestimmt. Derselbe Wert wurde auch aus Gleichung 4 berechnet. Für die Teilbeträge bei $\Delta h = L$ ergaben sich

$$\Delta p'_f = 7{,}0 \text{ mm WS},$$
$$\Delta p''_f = 15{,}0 \text{ mm WS},$$
$$\Delta p'''_f = 8{,}0 \text{ mm WS}.$$

+) s. Seite 3 unter 4)

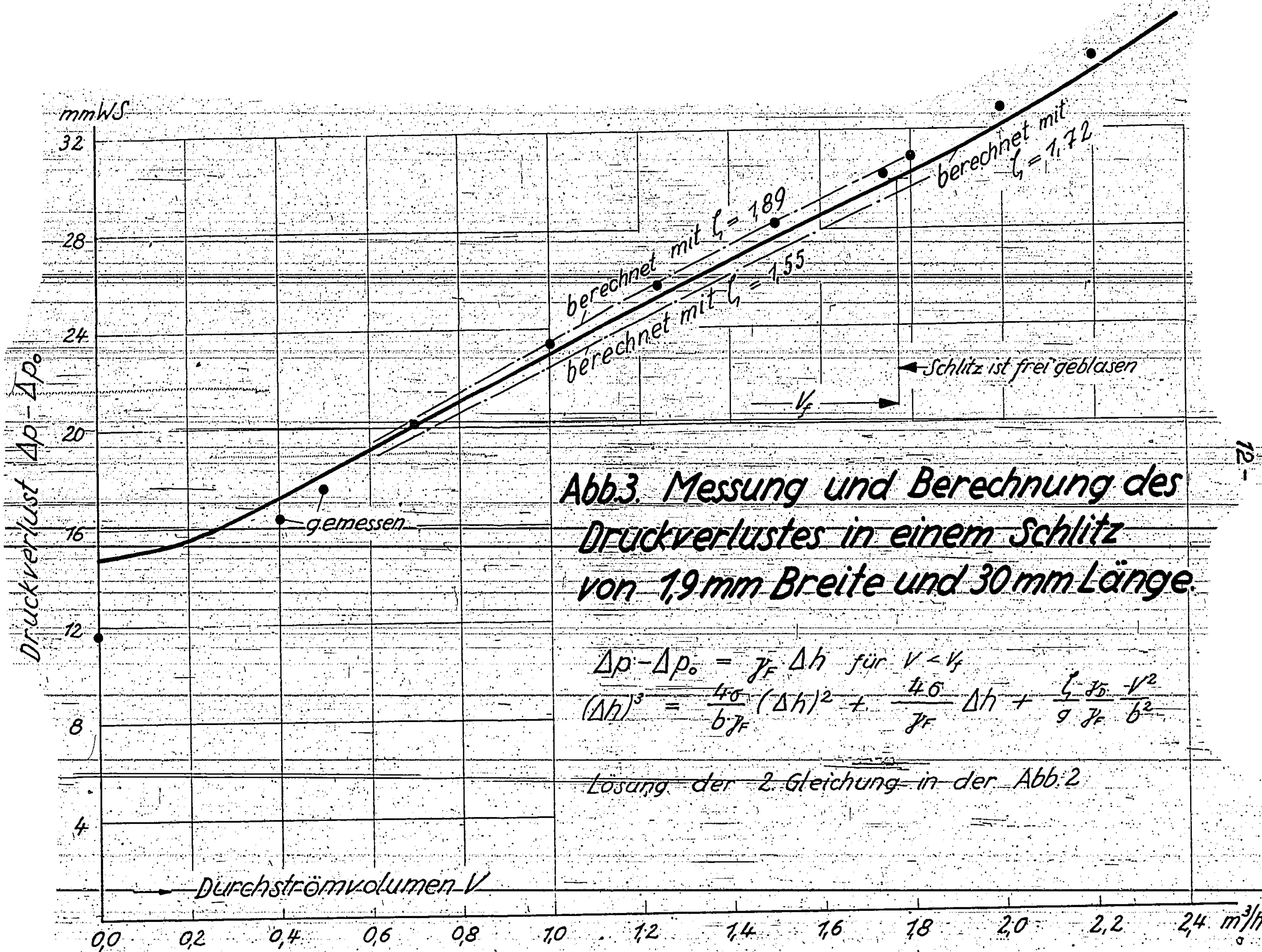


Abb.3. Messung und Berechnung des Druckverlustes in einem Schlitz von 1,9 mm Breite und 30 mm Länge.

$$\Delta p - \Delta p_o = \gamma_F \, \Delta h \quad \text{für } V < V_f$$

$$(\Delta h)^3 = \frac{4\sigma}{b\,\gamma_F}(\Delta h)^2 + \frac{4\sigma}{\gamma_F}\Delta h + \frac{\zeta_1}{g}\frac{\gamma_D}{\gamma_F}\frac{V^2}{b^2}$$

Lösung der 2. Gleichung in der Abb. 2

4. Ermittlung von Δp ohne Lösung der Gleichung 3 und Vergleich mit Meßergebnissen.

a) $V > V_f$

Zur Berechnung des Druckverlustes muß die Verlustziffer ζ des Schlitzes bekannt sein. Ehe darüber genauere, allgemeine Unterlagen vorliegen, ermittelt man ζ am einfachsten aus Druckverlustversuchen am trockenen Schlitz. Wenn diese aber doch durchgeführt werden müssen, dann kann auch folgendes einfache Verfahren zur Bestimmung der Druckverlustkurve für den flüssigkeitsgefüllten Boden führen. Der Druckverlust des trockenen Schlitzes ist gleich dem einen Teilausdruck

$$(\Delta p''')_{V > V_f} = \zeta \frac{\gamma_D}{2g} \frac{V^2}{b^2 \ L^2}$$

aus Gleichung 5. Die beiden anderen Teilausdrücke

$$\Delta p'_f = 2\sigma \left(\frac{1}{b} + \frac{1}{L}\right) \text{ und } \Delta p''_f = \gamma_F \cdot \frac{L}{2}$$

lassen sich berechnen +). Man erhält also die Druckverlustkurve $(\Delta p)_{V > V_f} = f(V)$ des flüssigkeitsgefüllten Bodens durch einfache Parallelverschiebung der „trockenen" Druckverlustkurve $(\Delta p''')_{V_f > V} = f(V)$ um $\Delta p'_f + \Delta p''_f$.

In Abbildung 4 wurde auf diese Weise $(\Delta p)_{V > V_f}$ für einen Schlitz von 2,8 mm Breite und 32 mm Länge ermittelt und mit direkt am flüssigkeitsgefüllten Boden gemessenen Druckverlustwerten, volle Kreise in Abbildung 4, verglichen. Die Übereinstimmung ist sehr gut. V_f, bei dem das oben beschriebene Verfahren gültig wird, findet man aus den Gl.4 und 4a, wofür ζ und σ auf folgende Weise noch zu bestimmen sind. Ist ζ von Re, hier also von V unabhängig, so kann man irgend einen Druckverlustwert des trockenen Schlitzes zur Berechnung benutzen. Ist das nicht der Fall, so muß man V_f schätzen und für diese Stelle die Berechnung von ζ durchführen. Mit diesem ζ-Wert berechnet man V_f und prüft nach, ob für die neue Stelle der-

+) Der Einfachheit halber wird $h_o = 0$ gesetzt.

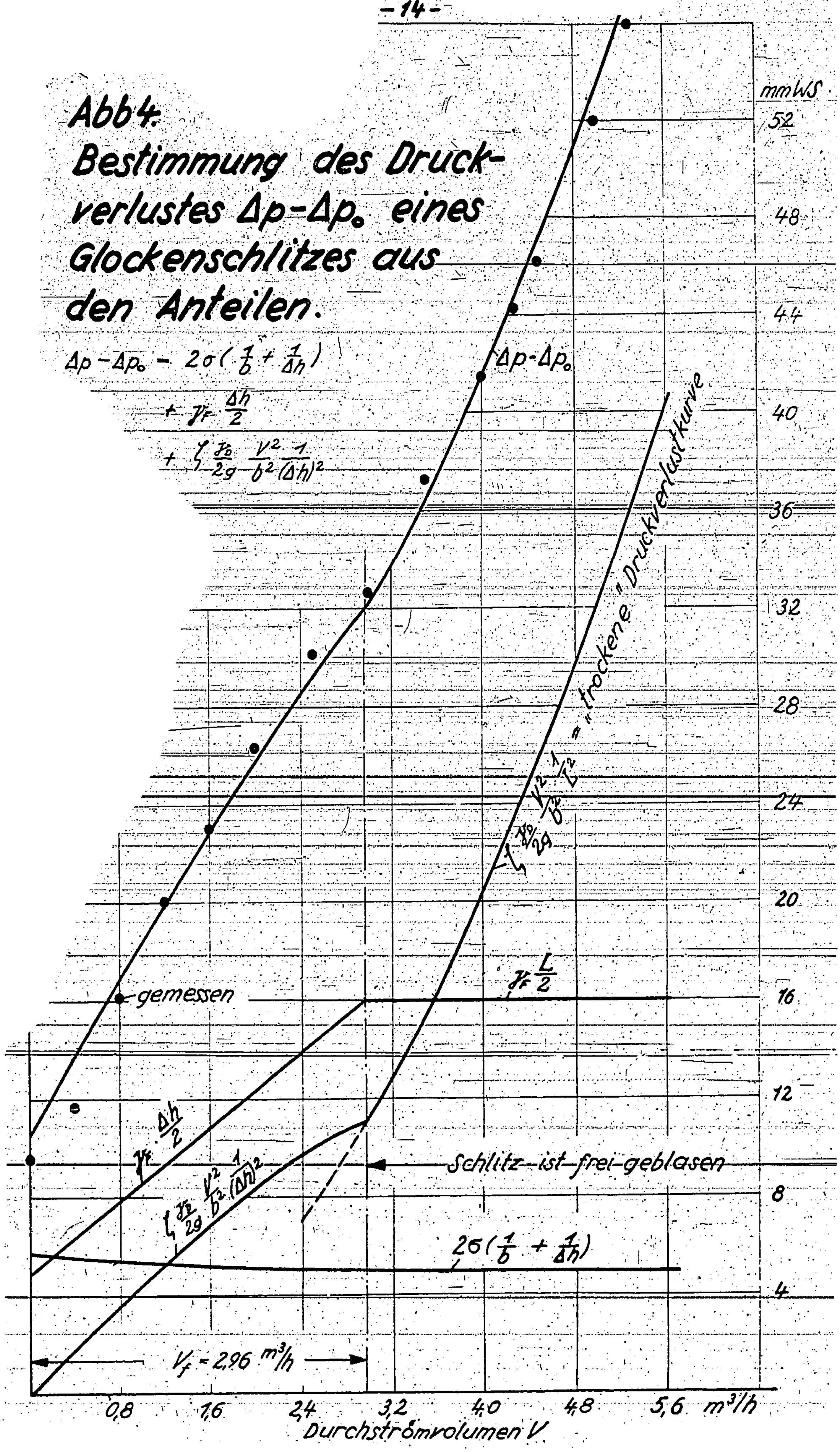


Abb. 4. Bestimmung des Druckverlustes $\Delta p - \Delta p_0$ eines Glockenschlitzes aus den Anteilen.

selbe ζ-Wert gültig ist. Wegen der geringen Abhängigkeit des ζ-Wertes von V - meistens ist ζ (V) = const. - führt das erste Probieren fast immer gleich zum Ziel. In dem vorliegenden Beispiel ergab sich aus dem geschätzten V_f-Wert ζ = 2,10; die zweite Bestimmung ergab 2,09, was praktisch dasselbe ist. Die Oberflächenspannung σ wurde wieder aus einem gemessenen $(\Delta p_s - \Delta p_o)$-Wert mit der Formel

$$\Delta p_s - \Delta p_o = \frac{2\sigma}{b} + \sqrt{4\sigma\gamma_F}$$

zu $6{,}35 \cdot 10^{-3}$ kg/m berechnet.

b) $V < V_f$

Das oben für den Bereich $V > V_f$ angegebene Verfahren kann im Bereich $V < V_f$ durch ein näherungsweise gültiges zeichnerisches Verfahren ergänzt werden.

Für $V < V_f$ folgt aus der Gleichung 2

$$\Delta p - h_o \cdot \gamma_F = \Delta h \cdot \gamma_F \,.$$

Gemessene $(\Delta p - h_o \cdot \gamma_F) = f(V)$-Kurven zeigen für $V < V_f$ immer einen Verlauf, der bis auf die unmittelbare Nähe von $V = 0$ näherungsweise durch eine Gerade ersetzt werden kann. Dann verläuft aber auch $\gamma_F \cdot \frac{\Delta h}{2} = f(V)$ etwa geradlinig. Der Anteil $\Delta p'' = \gamma_F \cdot \frac{\Delta h}{2}$ der Gleichung 1 läßt sich also im ganzen Bereich $0 \leqq V \leqq V_f$ durch nur 2 Punkte festlegen. Der eine Punkt hat die Koordinaten $V = V_f$ und $\gamma_F \cdot \frac{\Delta h}{2} = \gamma_F \cdot \frac{L}{2}$, der andere hat die Abszisse $V = 0$ und eine Ordinate, die sich entweder aus den Gleichungen

$$\Delta p - \Delta p_o = \frac{2\sigma}{b} + \sqrt{4\sigma\gamma_F} \quad \text{und} \quad \Delta p - \Delta p_o = \Delta h \cdot \gamma_F$$

berechnen oder aus einer Messung der „Vorspannung" bestimmen läßt. Im letzten Fall ist der halbe Vorspannungswert gleich der gesuchten Ordinate.

Der zweite Anteil $\Delta p' = 2\sigma\left(\frac{1}{b} + \frac{1}{\Delta h}\right)$ wird als Funktion von V mit Δh-Werten berechnet, die aus der oben beschriebenen $\gamma_F \cdot \frac{\Delta h}{2} = f\ (V)$-Kurve entnommen werden.

Der dritte Anteil $\Delta p''' = \zeta \frac{\gamma_F}{2g} \frac{1}{b^2} \left(\frac{V}{\Delta h} \right)^2$ wird ebenfalls berechnet. Um den Kurvenverlauf festzulegen, genügt es im allgemeinen neben den beiden Punkten im Ursprung des Koordinatensystems und im Schnitt der Ordinate $V = V_f$ mit der „trockenen" Druckverlustkurve $(\Delta p'')_{V > V_f}$ noch 2 weitere Punkte zu berechnen.

Durch diese 3 Teilbeträge läßt sich Δp auch im Bereich $V < V_f$ zusammenstellen, was in der Abbildung 4 beispielsweise durchgeführt wurde. Auch hier ist die Übereinstimmung mit gemessenen Druckverlustwerten, volle Kreise in Abbildung 4, sehr gut.

C. Glocke mit beliebig vielen Schlitzen.

Die beiden in den Abschnitten B 3 und B 4 durchgeführten Verfahren bestätigen am Einzelschlitz die Annahmen, die zur Aufstellung der Gleichungen 3, 4, 4a und 5 führten. Wir wollen diese Annahmen auch für eine Glocke mit einer großen Anzahl nebeneinander angeordneter Schlitze bestehen lassen und ihre Gültigkeit durch Versuche prüfen.

1) Die Aufteilung des gesamten Druckverlustes auf einem Glockenboden.

Beim Übergang vom Einzelschlitz zur Glocke läßt es sic leider nicht vermeiden, die einzelnen Druckverlustanteile durch noch mehr Indices als bisher zu kennzeichnen. In Anlehnung an Abbildung 5 erhalten die absoluten Drücke p vor dem Boden, vor dem Schlitz, hinter dem Schlitz in der Höhe der Schlitzoberkante und über der Flüssigkeit der Reihe nach die Beiwerte 1 bis 4. Die Druckunterschiede zwischen 2 Stellen werden mit Δp_{ik} bezeichnet, wobei i und k die Werte 1 bis 4 annehmen können. Δp_{24} entspricht dem beim Einzelschlitz

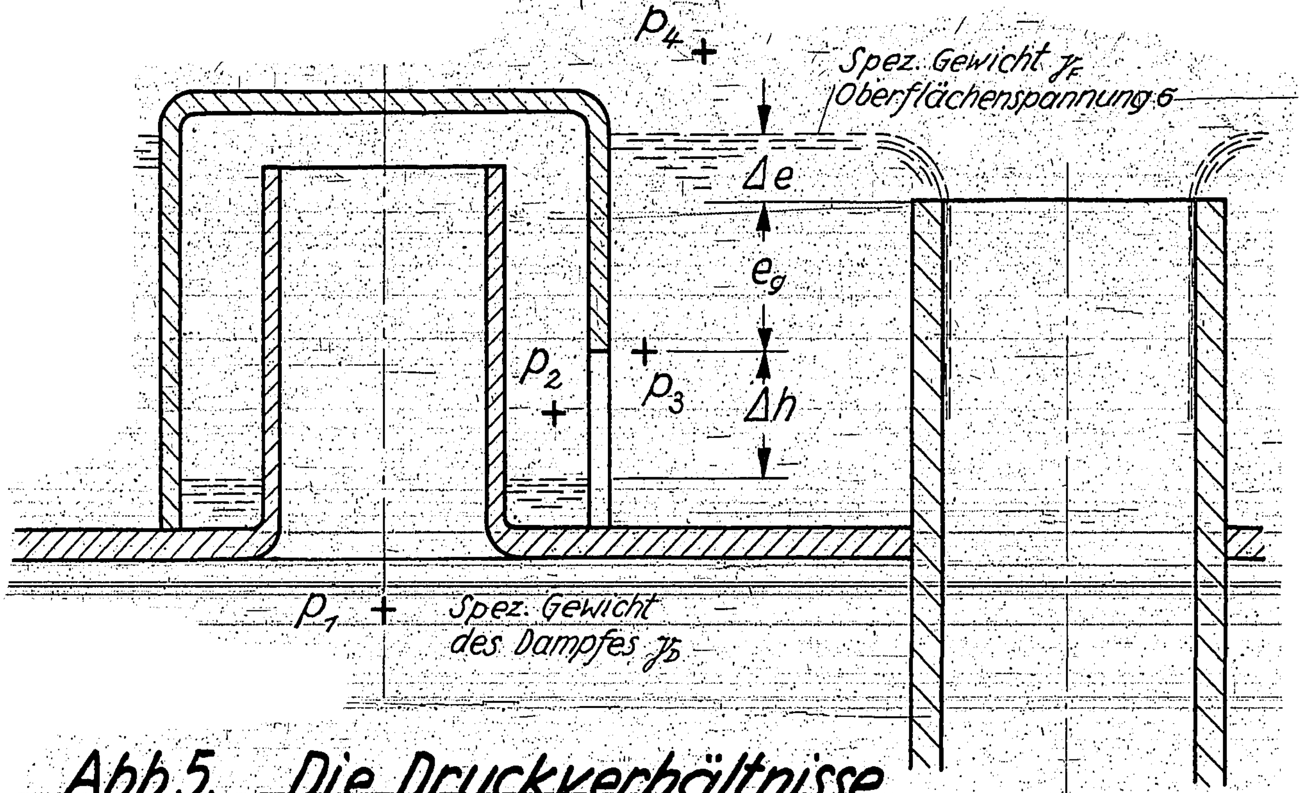


Abb. 5. Die Druckverhältnisse auf einem Glockenboden.

$$\Delta p_{12} = \zeta_{12} \frac{\gamma_D}{2g} w_{12}^2 ; \qquad \Delta p_{23} = \Delta p_{23}' + \Delta p_{23}'' + \Delta p_{23}''' ; \qquad \Delta p_{34} = h_o \gamma_F$$

$$\Delta p_{13}''' = \Delta p_{12} + \Delta p_{23}''' \qquad \Delta p_{23}' = 2\sigma \left(\frac{1}{b} + \frac{1}{\Delta h} \right) \qquad h_o = e_g + \Delta e$$

$$= \zeta_{13} \frac{\gamma_D}{2g} w^2 \qquad \Delta p_{23}'' = \gamma_F \frac{\Delta h}{2}$$

w = Geschwindigkeit in der Zarge

$$\Delta p_{23}''' = \zeta_{23} \frac{\gamma_D}{2g} w_{23}^2$$

$$p_1 - p_4 = \Delta p_{14} = \Delta p_{13}''' + \Delta p_{23}' + \Delta p_{23}'' + \Delta p_{34}$$

eingeführten Δp. Ebenso entsprechen sich Δp_{34} und $\Delta p_o = h_o \cdot \gamma_F$, und Δp_{23} und $\Delta p - \Delta p_o = \Delta p' + \Delta p'' + \Delta p'''$. Δp_{12}, dem Druckverlust bis zum Eintritt in die Schlitze entspricht beim Einzelschlitz der Druckverlust Null. Behält man die Striche zur Kennzeichnung der Druckverlustanteile im Schlitz allein, s.a. Gleichung 1, bei, so ist der gesamte Druckabfall gegeben durch

$$\Delta p_{14} = \Delta p_{12} + \Delta p'_{23} + \Delta p''_{23} + \Delta p'''_{23} + \Delta p_{34}.$$

2. Der Druckverlust Δp_{13}.

Es ist zweckmäßig, den Druckabfall zwischen 1 und 3 für sich zu betrachten und die einzelnen Teilbeträge folgendermaßen zusammenzustellen:

$$\Delta p_{13} = (\Delta p_{12} + \Delta p'''_{23}) + \Delta p'_{23} + \Delta p''_{23} = \Delta p'''_{13} + \Delta p'_{23} + \Delta p''_{23}$$

Mit w_{12} als irgend einer kennzeichnenden Geschwindigkeit auf dem Wege von 1 nach 2, mit w_{23} als Geschwindigkeit im Schlitz und mit ζ_{12} und ζ_{23} als den Verlustziffern zwischen 1 und 2 und im Schlitz wird

$$\Delta p'''_{13} = \zeta_{12} \cdot \frac{\gamma_D}{2g} w_{12}^2 + \zeta_{23} \cdot \frac{\gamma_D}{2g} w_{23}^2.$$

Wenn die Schlitze frei geblasen sind, stehen w_{12} und w_{23} zur Geschwindigkeit w in der Zarge in den festen Verhältnissen k_{12} und k_{23}. Damit wird der Strömungsanteil des Druckverlustes zwischen 1 und 3

(6) $$\Delta p'''_{13} = \zeta_{13} \frac{\gamma_D}{2g} \cdot w^2, \text{ wobei}$$

(6a) $$\zeta_{13} = \zeta_{12}\, k_{12}^2 + \zeta_{23}\, k_{23}^2$$

die auf die Zargengeschwindigkeit w bezogene Verlustziffer des gesamten Strömungskanals Kamin $\longrightarrow$ Glocke $\longrightarrow$ Schlitz ist. Der gesamte Druckabfall zwischen 1 und 3 ist dann für den Fall frei geblasener Schlitze ($w \geqq w_f$) gegeben durch

(7) $$\Delta p_{13} = \zeta_{13} \frac{\gamma_D}{2g} w^2 + (\Delta p'_{23})_f + (\Delta p''_{23})_f; \quad w \geqq w_f.$$

Ist $w < w_f$, so gilt keine so einfache Beziehung, da das Verhältnis k_{23} von w selbst abhängig ist. Trotzdem ist es möglich, eine genügend genaue Vorausberechnung von Δp_{13} auch für $w < w_f$ anzugeben, s.a. Abschnitt C 3 cc_1.

3. Der Druckverlust Δp_{13} bei verschiedenen Dichten des Dampfes und konstanten Flüssigkeitseigenschaften.

a) Ermittlung von w_f

Die Geschwindigkeit w_f, bei der die Schlitze gerade frei geblasen sind, ist, wie schon mehrere Male gezeigt wurde, für die Bestimmung des Druckverlustes von besonderer Bedeutung. Da w_f von der Dampfdichte abhängig ist und da sich bei Vakuumkolonnen die Dampfdichte von Boden zu Boden ändert, so ist die Berechnung von w_f für jeden Boden einer Vakuumkolonne mit Hilfe der Formeln 4 und 4a sehr zeitraubend. Es läßt sich nun ein sehr einfaches graphisches Verfahren angeben, mit dem unter bestimmten, meistens erfüllten Bedingungen zu jedem vorgegebenem γ_D das zugehörige w_f ermittelt werden kann.

Der Druckabfall im Schlitz Δp_{23} ist für $w = w_f$ gleich dem Flüssigkeitsdruck $\gamma_F \cdot L$. Sind nun in einer Kolonne von Boden zu Boden die Flüssigkeitseigenschaften γ_F und σ konstant oder nur wenig veränderlich, so ist bei $w = w_f$ nicht nur der ganze Druckabfall Δp_{23} im Schlitz, sondern es ist auch der von der Strömungsgeschwindigkeit abhängige Anteil $\Delta p''_{23}$ für jeden Boden (jede Dampfdichte !) derselbe. Da außerdem die Druckverlustziffer $\zeta_{23} = f$ (Re) in dem infrage kommenden Re-Bereich fast immer konstant ist, und da die sehr kleine Dichteänderung auf einem einzelnen Boden zwischen 2 und 3"' entweder gar nicht oder nur durch eine Mittelwertbildung berücksichtigt zu werden braucht, so gilt für $w = w_f$ auch

(8) $$\gamma_D \cdot w_{23}^2 = \text{const.}$$

Wenn aber die Dichte γ_D und die Geschwindigkeit w_{23} im Schlitz der Gleichung 8 folgen, dann gilt auch für die Dichte und die Geschwindigkeit im Kamin dasselbe Gesetz. Es bleibt also bei von Boden zu Boden veränderlichem γ_D für $w = w_f$ auch der Druckabfall von $1 \longrightarrow 2$ derselbe, wenn die Druckverlustziffer ζ_{12} im Kamin bis zum Eintritt in die Schlitze von Re unabhängig ist. Das letzte ist aber meistens der Fall. Dann sind aber auch $(\Delta p'''_{13})_{w = w_f} = (\Delta p'''_{13})_f$ und ζ_{13} konstant und zwischen der Zargengeschwindigkeit w_f, bei der die Schlitze gerade frei geblasen sind, und der Dampfdichte γ_D besteht die Beziehung

(8a) $$\gamma_D \cdot w_f^2 = \text{const.}$$

Ist bei Veränderung von γ_D die Temperatur konstant, so gilt ebenfalls

(8b) $$p_D \cdot w_f^2 = \text{const.},$$

wobei p_D der absolute Dampfdruck ist.

b) Bestimmung der Knickpunkte von Druckverlustkurven.

Betreibt man eine Anzahl gleicher Böden mit Dampf verschiedener Dichte und mit Flüssigkeit gleicher Eigenschaften, so ist der Druckabfall $\Delta p'''_{13}$ auf allen den Böden gleich einem bestimmten Wert $(\Delta p'''_{13})_f$, auf denen $w = w_f$ ist. Dieser im Abschnitt a abgeleitete Satz gestattet es, je einen Punkt - den Knickpunkt +) -, der Druckverlustkurven für verschiedene Dampfdichten festzulegen. In Abbildung 6 ist die dazu notwendige Konstruktion für eine Glocke mit 24 Schlitzen von 2,8 mm Breite und 30 mm Länge angegeben. a ist eine gemessene

+) Der betrachtete Punkt ist nur im Sinne unserer Näherungslösung ein „Knickpunkt".

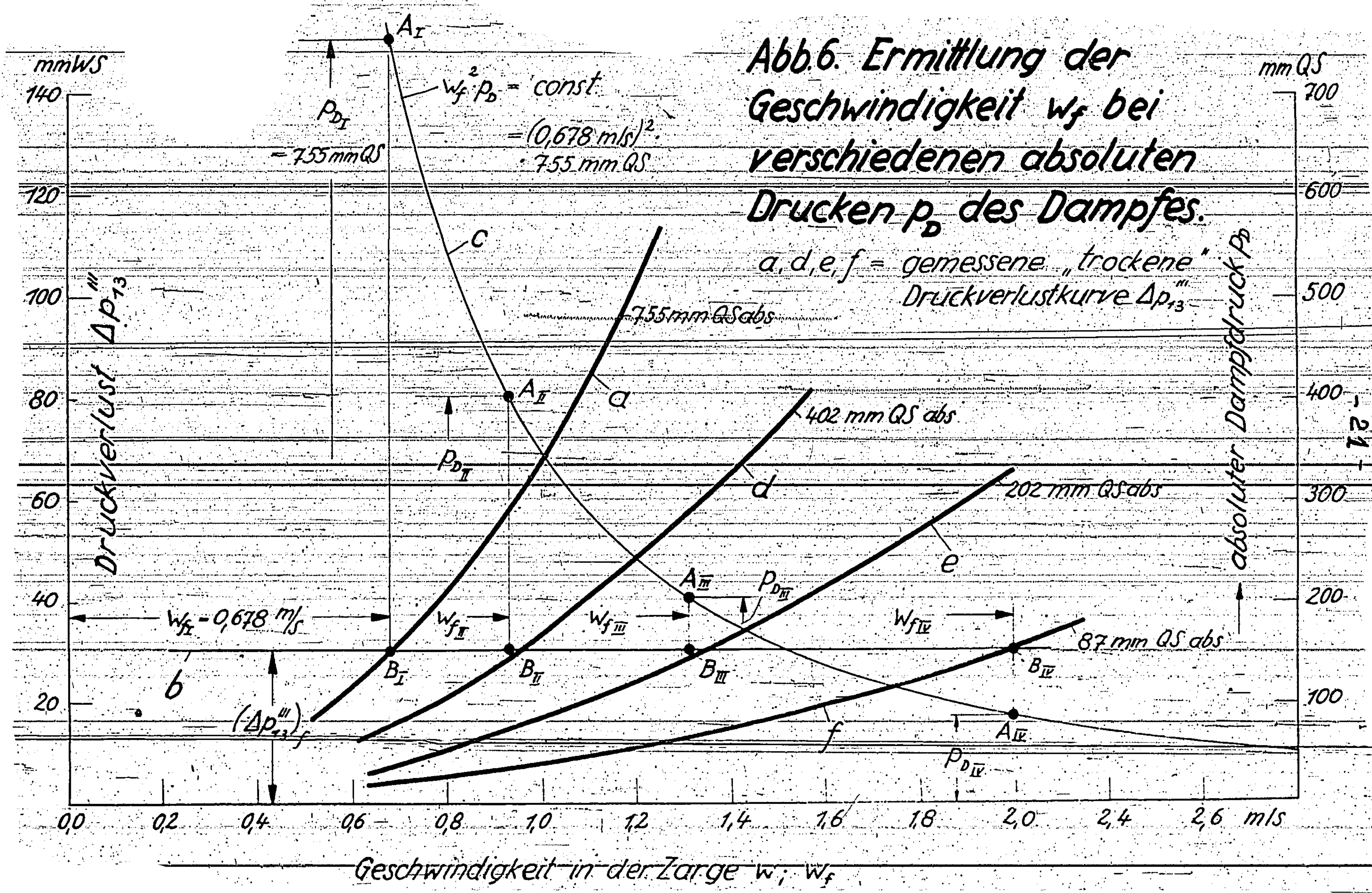


Abb. 6. Ermittlung der Geschwindigkeit w_f bei verschiedenen absoluten Drucken p_D des Dampfes.

„trockene" Druckverlustkurve $\Delta p''_{13} = f(w)$ für Luft von Atmosphärendruck (p_{DI}). $w_{f_I} = 0,678$ m/s, die Geschwindigkeit in der Zarge bei gerade frei geblasenem Schlitz für den Fall, daß kaltes Leitungswasser als Bodenflüssigkeit dient, wurde aus den Gleichungen 4 und 4a mit $\zeta = 2,10$, das vom Einzelschlitz her bekannt war, berechnet. Die Kurven a und $w = w_{f_I}$ schneiden sich in B_I. Durch B_I ist der konstant bleibende Druckverlust $(\Delta p''_{13})_f$, Gerade b in Abbildung 6, festgelegt. In dasselbe Diagramm zeichnet man die Kurve c ein, die die Gleichung $p_D \cdot w_f^2 = \text{const.} = (0,678 \text{ m/s})^2 \cdot 755$ mm QS befolgt. Verlangt jetzt die Aufgabe die Bestimmung des Knickpunktes der Druckverlustkurve für den Dampfdruck $p_{D_{II}}$, so zieht man durch den Punkt A_{II} der Kurve c mit der Ordinate $p_{D_{II}}$ eine Senkrechte, die die durch B_I gelegte Gerade $\Delta p''_{13} = (\Delta p''_{13})_f$ in B_{II} schneidet. B_{II} ist der Knickpunkt der „trockenen" Druckverlustkurve für den Dampfdruck $p_{D_{II}}$. In derselben Weise wurden in Abbildung 6 noch die Punkte B_{III} und B_{IV} bestimmt. Für die in Abbildung 6 gewählten Drücke $p_{D_{II}}$, $p_{D_{III}}$ und $p_{D_{IV}}$ wurden die „trockenen" Druckverlustkurven d, e und f direkt gemessen. d, e und f schneiden die Gerade b in Punkten, die direkt auf oder dicht neben den Punkten B_{II}, B_{III} und B_{IV} liegen. Damit ist die Richtigkeit des Verfahrens durch Messungen bewiesen.

Die einzige Unsicherheit, die in das Verfahren einging, war die Frage, ob $\zeta_{13} = f(Re) = \text{const.}$ ist. In Abbildung 7 sind die für die benutzte Glocke aus „trockenen" Druckverlustversuchen berechneten ζ_{13}-Werte als Funktion von $\frac{w \cdot \gamma_D}{\eta_D}$ aufgetragen. Der w_f-Bereich zwischen B_I und B_{IV} in Abbildung 6 entspricht in Abbildung 7 einem $\frac{w \cdot \gamma_D}{\eta_D}$-Bereich zwischen $0,45 \cdot 10^{-6}$ und $0,15 \cdot 10^{-6}$ $1/s^2$. Dazwischen ist aber ζ_{13} hinreichend konstant, so daß die gute Übereinstimmung von Rechnung und Messung in Abbildung 6 vorausgesagt werden konnte.

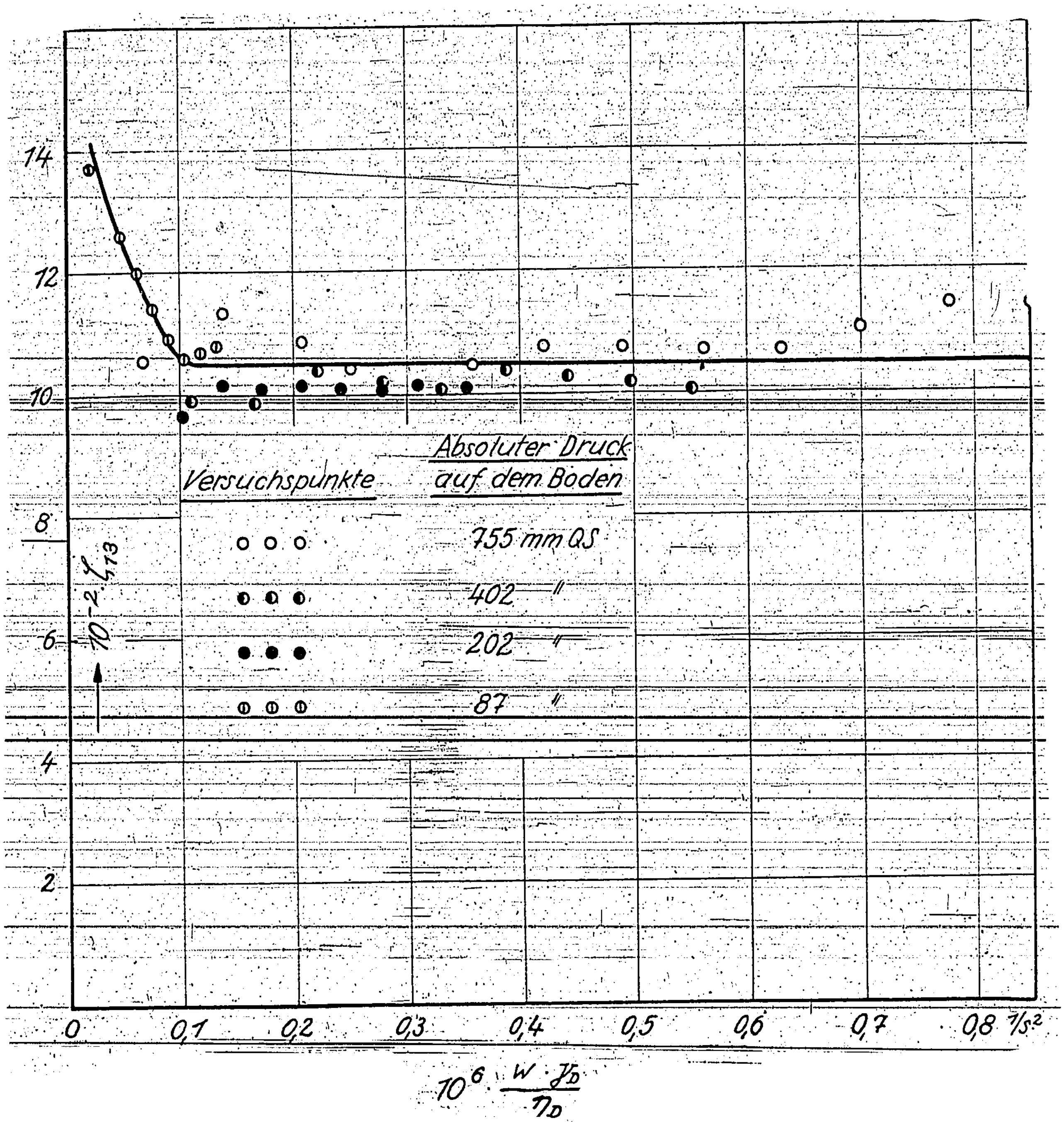


Abb. 7 Druckverlustziffer ζ_{13}

Glocke und Kamin nach Abb. 1, Bei-
~~trag 2, Schlitze 2,8 x 30 mm²~~

c) Konstruktion der Druckverlustkurven Δp_{13}.

c_1) $w \leq w_f$

Für $0 \leq w \leq w_f$ ist die Druckverlustkurve $\Delta p_{23} = f(V)$ eines Schlitzes nur wenig nach oben (s. auch Abb. 4) und die parabelförmige Kurve $\Delta p_{12} = f(V)$ nur wenig nach unten durchgebogen. Der Druckverlust $\Delta p_{13} = \Delta p_{12} + \Delta p_{23} = f(V)$ verläuft daher fast immer geradlinig +). Es genügen also wie im Abschnitt B4b zwei Punkte, um den Kurvenverlauf im Bereich $0 \leq w \leq w_f$ festzulegen. Der eine Punkt hat wie im Abschnitt B4b die Koordinaten $w \to 0$ und $\Delta p_{13} = \Delta p_{23} = \Delta p_s - \Delta p_o = \frac{2\sigma}{b} + \sqrt{4\sigma\gamma_F}$, für den anderen gelten die Gleichungen $w = w_f$ und $\Delta p_{13} = (\Delta p'''_{13}) + (\Delta p'_{23})_f + (\Delta p''_{23})_f$. Man braucht also in Abbildung 6 nur die Gerade $\Delta p'''_{13} = (\Delta p'''_{13})_f = const.$ um den konstanten Betrag $(\Delta p'_{23})_f + (\Delta p''_{23})_f$ zu verschieben, um im Schnittpunkt dieser Geraden mit $w = w_f$ den zweiten Punkt der Δp_{13}-Geraden zu erhalten.

In Abbildung 8 ist diese Konstruktion am Beispiel des Abschnittes C3b für 4 verschiedene absolute Drücke der Luft und mit $(\Delta p'_{23})_f + (\Delta p''_{23})_f = 20$ mm WS durchgeführt. Außerdem wurden unter den der Rechnung zugrunde gelegten Bedingungen Δp_{13}-Werte gemessen, die als Punkte und Kreise in Abbildung 8 eingetragen sind.

c_2) $w \geq w_f$

Nach Gleichung 7 ist im Bereich $w \geq w_f$ zum Druckverlust

+) Bei sehr großen Dampfdichten und falsch dimensionierten Kaminen (großes ζ_{12}) überwiegt der Einfluß von Δp_{12}, so daß Δp_{13} auch zwischen $w = 0$ und $w = w_f$ nach unten durchgebogen ist; die Abweichung von der Geraden kann aber auch dann meistens vernachlässigt werden.

24091

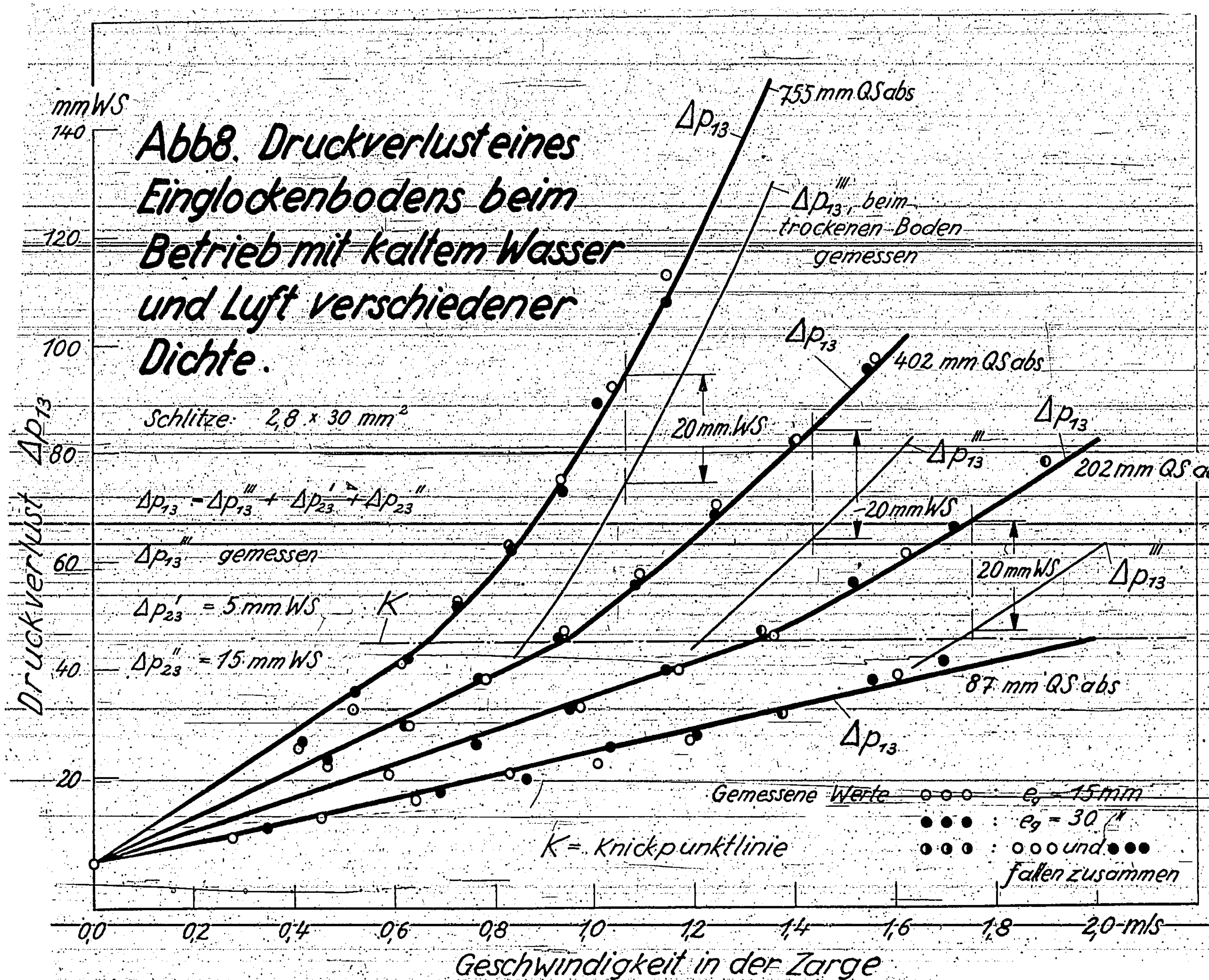


Abb8. Druckverlust eines Einglockenbodens beim Betrieb mit kaltem Wasser und Luft verschiedener Dichte.

des „trockenen" Bodens $\Delta p'''_{13}$ ein konstanter Wert $(\Delta p'_{23})_f$ + $(\Delta p''_{23})_f$ - in unserem Falle 20 mm WS - hinzuzuzählen, um Δp_{13} zu erhalten. Auch diese Regel wurde in Abbildung 8 angewandt und durch direkte Messungen geprüft. Da es zunächst nur darauf ankam, Gleichung 7 zu bestätigen, so wurden die Δp_{13}-Kurven aus den gemessenen $\Delta p'''_{13}$-Kurven gebildet. Es ist aber auch möglich, mit der Messung von nur einer $\Delta p'''_{13}$-Kurve auszukommen, worüber im Abschnitt C4 noch gesprochen wird.

Die ausgezeichnete Übereinstimmung von gemessenen und konstruierten Werten in den Bereichen $w < w_f$ und $w > w_f$ zeigt, daß unsere Voraussetzungen für die vielschlitzige Glocke ebenso gültig sind wie für den Einzelschlitz.

Nebenbei sei bemerkt, daß Δp_{13} bei geometrischen Eintauchtiefen e_g = 15 und 30 mm gemessen wurde. Trotz der hohen Geschwindigkeiten unterscheiden sich die Δp_{13}-Werte bei verschiedenen e_g nicht voneinander +).

4. Umrechnung einer gemessenen Δp_{13}-Kurve auf ein anderes Flüssigkeits - Dampfsystem; γ_D; γ_F, σ = variabel, ζ_{13} = const.

Es kommt häufig vor, daß eine für ein Flüssigkeits - Dampfsystem (meistens Wasser - Luft) gemessene Druckverlustkurve auf ein anderes System umgerechnet werden soll. Wir wollen diese Aufgabe für das Beispiel der schon mehrfach behandelten Glocke mit 2,8 x 30 mm² Schlitzen lösen und eine für kaltes Wasser - Luft gemessene Druckverlustkurve auf das System warmes Wasser - Wasserdampf umrechnen. In Abbildung 9 ist L die beim Betrieb

---

+) Damit ist eine weitere Bestätigung der im Abschnitt 4 unseres Beitrages „Der Flüssigkeitsstand auf Glockenböden" dargestellten Überlegungen gegeben.

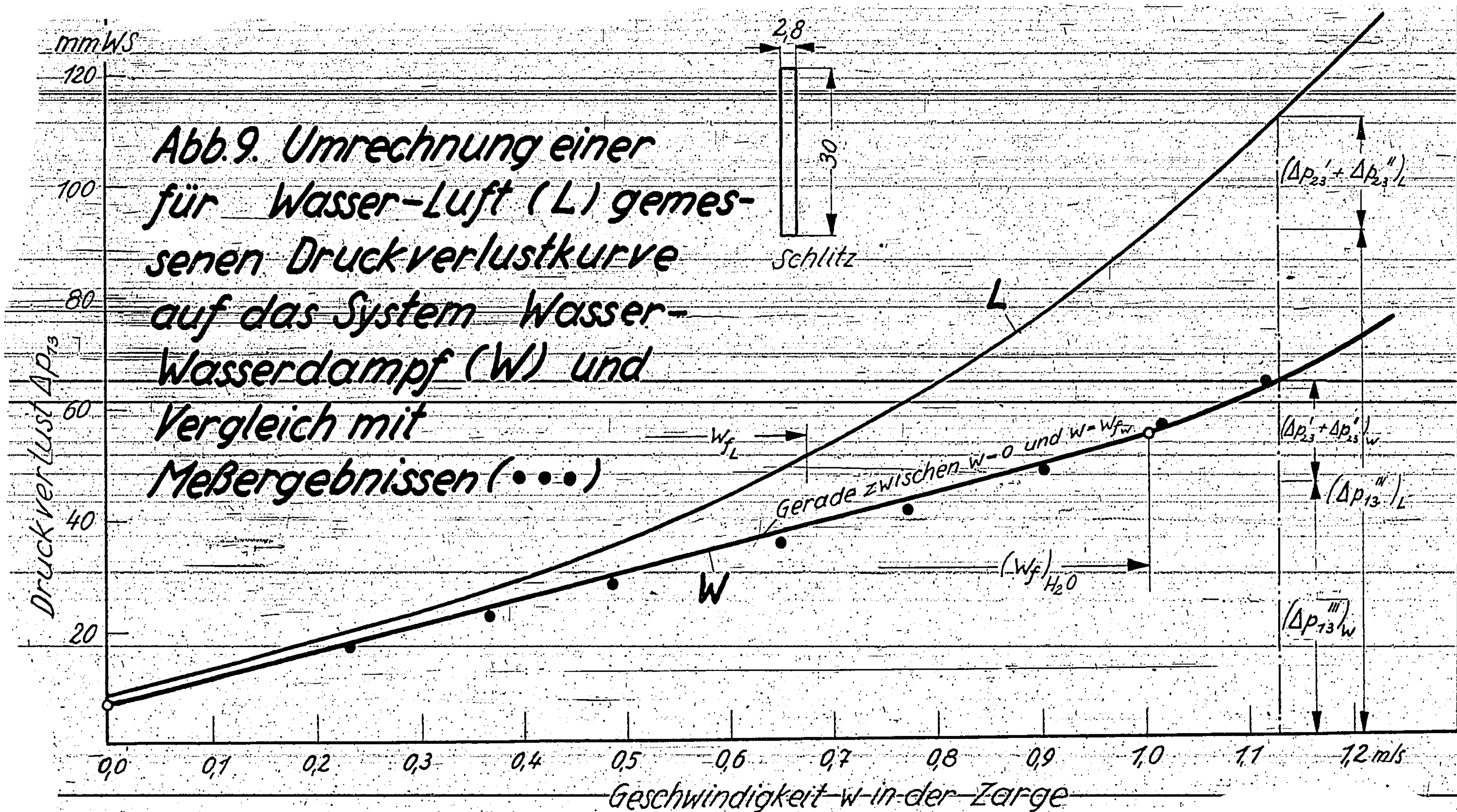


Abb. 9. Umrechnung einer für Wasser-Luft (L) gemessenen Druckverlustkurve auf das System Wasser-Wasserdampf (W) und Vergleich mit Meßergebnissen (• • •)

mit Wasser und Luft von 1 ata gemessene Druckverlustkurve. Die Schlitze sind hierbei von $w_f = 0{,}68$ m/s an frei geblasen. Mit $\sigma = 6{,}35 \cdot 10^{-3}$ kg/m und $\gamma_F = 1000$ kg/m³ wird $(\Delta p'_{23})_f + (\Delta p''_{23})_f = 20$ mm WS. Für das System warmes Wasser - Wasserdampf gilt $\sigma = \sim 4.10^{-3}$ kg/m, $\gamma_F = 960$ kg/m³, $w_f = 1{,}01$ m/s und $(\Delta p'_{23})_f + (\Delta p''_{23})_f = 18$ mm WS. Bei $w = 1{,}01$ m/s wird $\left(\frac{w \cdot \gamma_D}{\eta_D}\right)_{H_2O} = 0{,}46$ und $\left(\frac{w \cdot \gamma_D}{\eta_D}\right)_{Luft} = 0{,}67$. Nach Abbildung 7 sind zwischen $\frac{w \cdot \gamma_D}{\eta_D} = 0{,}46$ und 0,67 die ζ_{13}-Werte praktisch konstant, so daß bei $w = 1{,}01$ m/s die $\Delta p'''_{13}$-Werte für Wasserdampf und Luft sich wie die spezifischen Dampfgewichte 0,6 und 1,2 kg/m³ verhalten. Man zieht also an der Stelle $w = 1{,}01$ m/s von $(\Delta p_{13})_{Luft}$ 20 mm WS ab, teilt den Rest $(\Delta p'''_{13})_{Luft}$ durch 2, um $(\Delta p'''_{13})_{H_2O}$ zu erhalten und addiert dazu 18 mm WS. Damit hat man die Ordinate $(\Delta p_{13})_{H_2O}$ des Knickpunktes gefunden. Das im Abschnitt C2b angegebene Verfahren, durch den Knickpunkt der Luftkurve eine Parallele zur Abszissenachse bis zum Schnittpunkt mit $w = (w_f)_{H_2O}$ zu ziehen, führt nur in grober Näherung zum Ziele, da die Flüssigkeitseigenschaften von kaltem Wasser und von Wasser von 100°C nicht gleich sind. Die Ordinate des zweiten Punktes der Geraden zwischen $w = 0$ und $w = (w_f)_{H_2O}$ wird wieder aus der Gleichung $\Delta p_s - \Delta p_o = \frac{2\sigma}{b} + \sqrt{4\sigma\gamma_F}$ berechnet. Da nach Abbildung 7 die ζ_{13}-Werte auch noch über $(w_f)_{H_2O}$ hinaus konstant sind, so lassen sich weitere $(\Delta p_{13})_{H_2O}$-Werte ebenso einfach wie für $w = 1{,}01$ m/s ermitteln. Auf diese Weise wurde in Abbildung 9 die Wasserdampf-Druckverlustkurve W bestimmt.

Die unter den der Rechnung zugrunde gelegten Bedingungen gemessenen Druckverlustwerte für Wasser - Wasserdampf stimmen sowohl auf dem geraden als auch auf dem gebogenen Teil der Kurve gut mit den berechneten Werten überein.

5. Der Druckabfall Δp_{34} zwischen der Oberkante der Schlitze und dem Flüssigkeitsspiegel.

a) Der Flüssigkeitsstand h_o über den Schlitzen.

Der Flüssigkeitsstand h_o über den Schlitzen besteht nach Abbildung 5 aus der geometrischen Eintauchtiefe e_g und dem Abstand Δe des Flüssigkeitsspiegels von der Wehrkante. Δe (außerhalb der Zarge mit einem Flüssigkeitsstandglas gemessen) kann positiv und negativ sein. Negative Δe-Werte können überraschenderweise ziemlich groß sein, z.B. 10 bis 15 mm. Durch einen richtig ausgebildeten Überlaufschutz werden negative Δe-Werte vermieden. Positive Δe-Werte haben mehrere Ursachen.

Erstens ist auch bei ruhender Flüssigkeit eine Spiegelerhöhung über die Wehrkante vorhanden. Diese ist eine Folge der Oberflächenspannung und beträgt z.B. bei Wasser von Zimmertemperatur 4 - 5 mm und bei Wasser von 90°C 2 - 3 mm.

Zweitens verlangt die Überströmung über ein Wehr von der Breite B eine Spiegelerhöhung Δh_w, die nach der Wehrformel +)

$$Q = 2/3 \mu B \sqrt{2g\,(\Delta h_w)^3}$$

von der überströmenden Flüssigkeitsmenge Q abhängt. Durch die gemeinsame Wirkung der Oberflächenspannung und des Wehrüberlaufs wird Δe etwas größer als das aus der Wehrformel ausrechenbare Δh_w, der Unterschied ist aber kleiner als das bei ruhender Flüssigkeit gemessene Δe. Im ganzen gesehen, ist bei geschütztem Überlauf Δe so klein, daß es immer gleich Δh_w gesetzt werden kann.

Drittens tritt bei sehr großen Kolonnenbelastungen und kleinen Ablaufquerschnitten eine erhebliche Vergrößerung von

+) Hütte I. 25. Aufl. S 375 und 380; $\mu \sim 0{,}63$

Δe dadurch ein, daß die Flüssigkeit ungeregelt abläuft. Souders und Mitarbeiter+) haben für schäumende Flüssigkeiten solche Flüssigkeitsstanderhöhungen aus Druckverlustversuchen gefolgert. Sie hielten aber eine wesentliche Vergrößerung von Δe für notwendig, damit die Flüssigkeit durch das Rücklaufrohr ablaufen kann und gaben zur Berechnung der Ablaufquerschnitte neben der bekannten Wehrformel noch 2 weitere Formeln an. Die eine gilt für den Belastungsbereich, in dem die Flüssigkeit zwar schon nicht mehr wie bei einem Wehr überläuft, der Ablaufquerschnitt aber groß genug ist, um den Schaum in der Mitte abzuscheiden. Die andere Formel gilt für den Belastungsbereich, in dem die Schaumabscheidung im Ablaufrohr nicht mehr möglich ist. Beide Formeln wurden aus Versuchswerten ermittelt und haben nur beschränkte Gültigkeit. Werden die Böden mit Ü b e r l a u f - s c h u t z ausgerüstet, dann ist eine Anwendung dieser Formeln überflüssig, wie unsere direkten Messungen des Standes schäumender und nichtschäumender Flüssigkeiten gezeigt haben++). Der Überlaufschutz garantiert auch in den Belastungsbereichen, für die die 2 neuen Formeln aufgestellt wurden, einen Flüssigkeitsstand, dessen geringe Zunahme mit der Belastung aus der alten Wehrformel ermittelt werden kann.

b) Der Druck der Flüssigkeitssäule h_o

Entgegen anderen Beobachtungen, wurde von uns gezeigt+++), daß bei einem spezifischen Gewicht γ_F der Flüssigkeit die Flüssigkeitssäule h_o im allgemeinen einen Druck von $\Delta p_{34} = h_o \cdot \gamma_F$ ausübt.

+) s. Seite 3 unter 2),

++) s. Seite 3 unter 3),

+++) s. Seite 3 unter 3); s.a. als Ergänzung Abbildung 8 dieser Arbeit und die Fußnote auf Seite 26.

6. Die Druckverluste Δp_{12} und Δp_k bis zum Eintritt in die Schlitze und im Kamin allein.

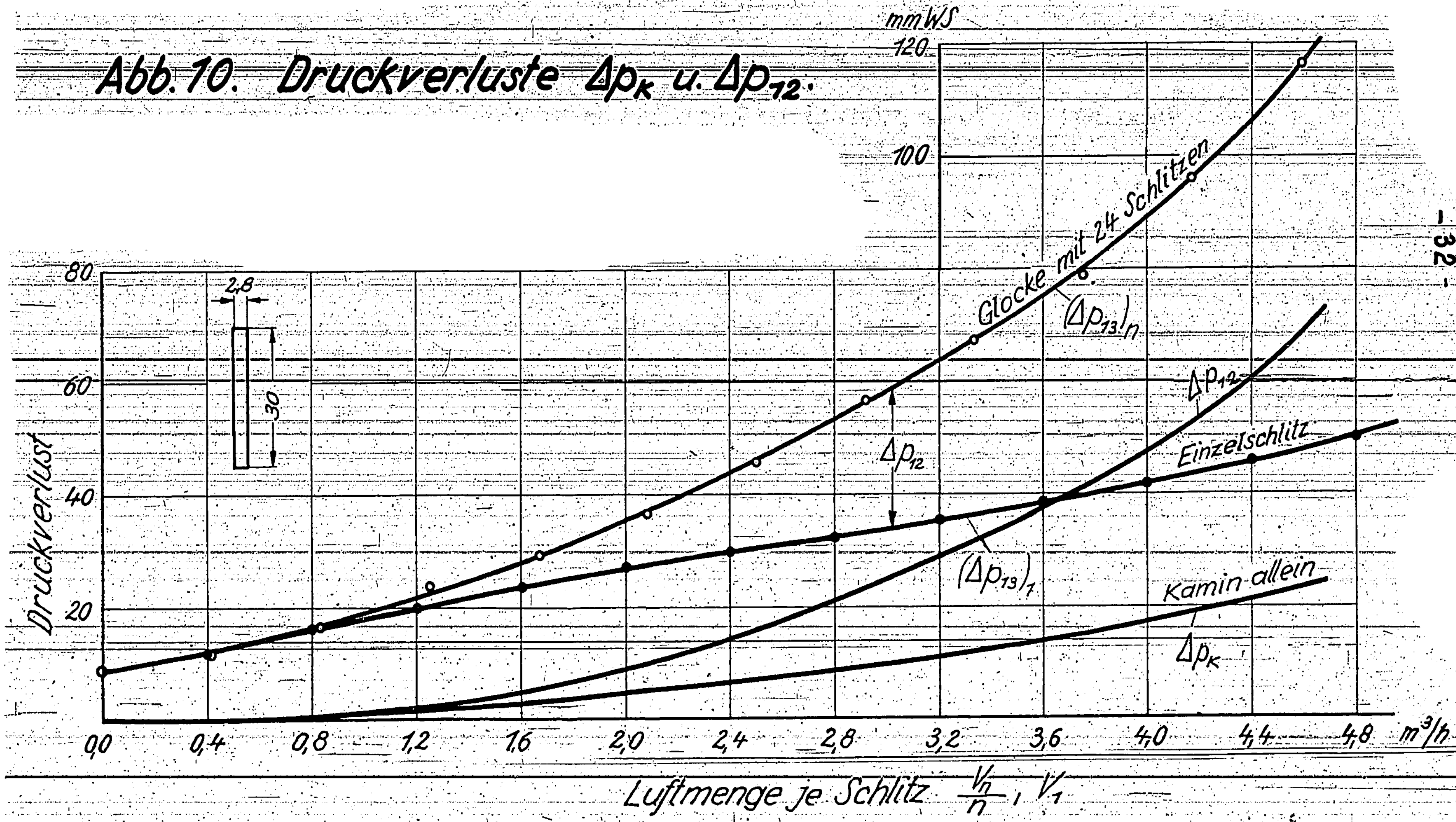
a) Ermittlung von Δp_{12} durch Vergleich von Glocke und Einzelschlitz.

Der Druckverlust Δp_{12}, den der Dampf auf seinem Wege bis zum Eintritt in die Schlitze erfährt, kann folgendermaßen ermittelt werden. Man bestimmt am flüssigkeitsgefüllten Boden den Druckverlust $(\Delta p_{13})_n$ in Abhängigkeit vom Durchströmvolumen V_n, teilt V_n durch die Zahl der Schlitze n und trägt $(\Delta p_{13})_n$ über V_n/n auf. Dann ermittelt man in Abhängigkeit vom Durchflußvolumen V_1 und unter denselben äußeren Bedingungen wie oben den Druckverlust $(\Delta p_{13})_1$ für eine Glocke mit einem Einzelschlitz von denselben Abmessungen wie in der vielschlitzigen Glocke und trägt $(\Delta p_{13})_1$ im selben Diagramm über V_1 auf. $(\Delta p_{13})_n$ und $(\Delta p_{13})_1$ liegen jetzt so übereinander, daß die Durchströmgeschwindigkeiten im Schlitz in beiden Fällen gleich sind. Da außerdem auch die Bedingungen außerhalb der Glocke in beiden Fällen gleich gewählt worden waren, so rührt der Unterschied $(\Delta p_{13})_n - (\Delta p_{13})_1$ nur von den verschiedenen Geschwindigkeiten w_{12} auf dem Wege des Dampfes bis zum Eintritt in den Schlitz her. Bei einer Glocke mit z.B. 24 Schlitzen ist w_{12} 24 Mal so groß wie bei einem Einzelschlitz. Der Druckabfall $(\Delta p_{12})_n$ ist daher etwa 600 Mal so groß wie $(\Delta p_{12})_1$. Man kann also $(\Delta p_{12})_1$ gegen $(\Delta p_{12})_n$ vernachlässigen und der gesuchte Druckverlust des Dampfes bis zum Eintritt in die Schlitze ist

$$\Delta p_{12} = (\Delta p_{13})_n - (\Delta p_{13})_1 .$$

In der Abbildung 10 sind die Ergebnisse eines Beispiels angegeben. Kamin und Glocke hatten die in Abbildung 1,

Abb. 10. Druckverluste Δp_K u. Δp_{12}.



24098

Beitrag 2, [+]) angegebene Form. Die Schlitze waren 2,8 mm breit und 30 mm lang. Das Stoffsystem bildeten Leitungswasser und Luft von Zimmertemperatur und 1 ata. Die Bestimmung von Δp_{12} hätte für den Bereich $w > w_f$ auch ohne Flüssigkeit auf dem Boden vorgenommen werden können.

b) Ermittlung von Δp_{12} durch Messung des Flüssigkeitsstandes in der Glocke; $w \leq w_f$.

Solange die Schlitze noch nicht frei geblasen sind, kann Δp_{12} auch noch auf eine andere Weise ermittelt werden. Für $w < w_f$ gilt $\Delta p_{23} = \Delta h \cdot \gamma_F$, so daß die gleichzeitige Messung von Δh (Flüssigkeitsstand in der Glocke) und Δp_{13} in $\Delta p_{13} - \Delta h \cdot \gamma_F$ den Druckverlust Δp_{12} liefert.

c) Der Druckabfall Δp_k.

In Abbildung 10 ist außerdem der Druckverlust Δp_k des Kamins bei abgenommener Glocke eingetragen. Aus dem Unterschied von $\Delta p_{12} - \Delta p_k$ ersieht man den großen Einfluß der Umlenkung.

D. Boden mit 10 Glocken.

Bei guten Bodenkonstruktionen stören sich die einzelnen Glocken gegenseitig nicht. Es kann daher angenommen werden, daß für einen Boden mit vielen Glocken dieselben Gesetzmäßigkeiten gelten wie für den Einglockenboden. Leider hatten wir keine Möglichkeit, diese Annahme durch Messungen des Druckverlustes bei zwei verschiedenen Dampf-Flüssigkeits-Systemen zu prüfen. Wir konnten aber wenigstens den charakteristischen Verlauf der $\zeta_{13} = f(\frac{w \cdot \gamma_D}{\eta_D})$-Kurve als Anhalt für die Richtigkeit einer Druckverlustumrechnung heranziehen, die auf den angenommenen Gesetzmäßigkeiten beruht. Nach Abbildung 7 verläuft die $\zeta_{13} = f(\frac{w \cdot \gamma_D}{\eta_D})$-Kurve

+) s. auch Seite 3 unter 3)

charakteristischerweise zuerst abfallend und danach in einem größeren Bereich konstant. Ergibt sich also aus einer am flüssigkeitsgefüllten Boden aufgenommenen Druckverlustkurve dieser charakteristische Verlauf der ζ_{13}-Kurve, dann werden dadurch die in die Rechnung eingehenden Voraussetzungen bestätigt.

Umrechnung einer gemessenen Δp_{14}-Kurve auf ein anderes Flüssigkeits-Dampf-System; σ, γ_F, γ_D, ζ_{13} = var.

In unserem 2. Beitrag +) sind in Abbildung 20 Druckverlustkurven eines Bodens von 460 mm Durchmesser angegeben. Die Kurven wurden für das Stoffsystem kaltes Wasser - Luft von 1 ata gemessen. Wir wollen eine dieser Kurven auf das Stoffsystem Wasser von 100°C - Wasserdampf umrechnen und wählen die für eine geometrische Eintauchtiefe e_g = 10 mm bei geschütztem Wehr geltende Kurve, die in diesem Bericht als L in Abbildung 11 dargestellt ist. In der Zahlentafel 1 ist der Rechnungsgang ausführlich angegeben. Zu den einzelnen Spalten ist folgendes zu sagen:

2: Die Umrechnung kann erst von der Geschwindigkeit w_f in der Zarge an vorgenommen werden, bei der die Schlitze frei geblasen sind. w_f wird mit Hilfe der Gleichungen 4 und 4a berechnet. Es sind dabei $\Delta h = 15 \cdot 10^{-3}$ m, $\sigma = 6 \cdot 10^{-3}$ kg/m, $\gamma_F = 1000$ kg/m^3, $b = 3 \cdot 10^{-3}$ m und $\gamma_D = 1{,}20$ kg/m^3. Der ζ-Wert des Schlitzes wurde aus Versuchswerten für ähnliche Schlitze zu 1,8 geschätzt. Damit wird für einen Schlitz $V_f = 0{,}115$ m^3/s. Der Boden hat 10 Glocken mit je 25 Schlitzen und einen lichten Querschnitt von 0,166 m^2. Also wird $w_f = 0{,}173$ m/s. Wäre die Verlustziffer des Schlitzes zu 1,6 bezw. 2,0 geschätzt worden, so hätte sich w_f zu 0,185 bezw. 0,165 m/s ergeben.

Wir führen die Umrechnung des Druckverlustes von w = 0,2 m/s

+) s. auch Seite 3 unter 3)

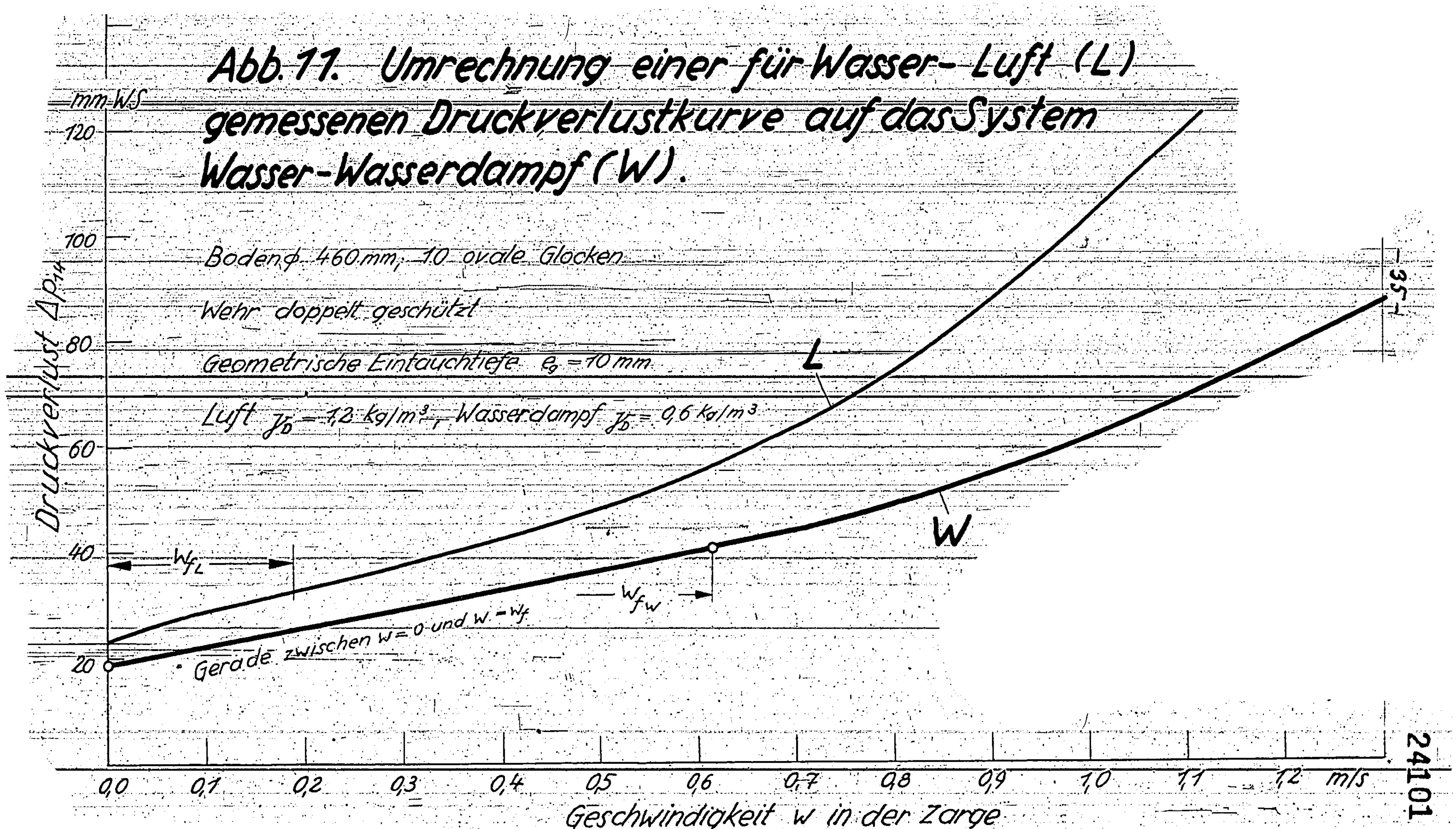


Abb. 11. Umrechnung einer für Wasser–Luft (L) gemessenen Druckverlustkurve auf das System Wasser–Wasserdampf (W).

24101

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
Werte für kaltes Wasser - Luft													
Nr.	w	e_g	Δe	Δp_{34}	$\overline{\Delta p_{14}}$	Δp_{13}	$\Delta p'_{23}$	$\Delta p''_{23}$	$\Delta p'''_{13}$	w^2	γ_D	$\gamma_D/2g$	ζ_{13}
-	m/s	mm	mm	mm WS	mm WS	mm WS	mm WS	mm WS	mm WS	m^2/s^2	kg/m^3	-	1
1	0,0	10	4	14	23	9	9		0	-		-	-
2	0,2	10	5	15	32,5	17,5	5	7,5	5	0,04	1,20	0,0612	2340
3	0,3	10	5	15	37,5	22,5	5	7,5	10	0,09	1,20	0,0612	1320
4	0,4	10	6	16	42,5	26,5	5	7,5	14	0,16	1,20	0,0612	1430
5	0,5	10	6	16	48,5	32,5	5	7,5	20	0,25	1,20	0,0612	1310
6	0,6	10	6	16	55	39	5	7,5	26,5	0,36	1,20	0,0612	1200
7	0,7	10	7	17	63,5	46,5	5	7,5	34	0,49	1,20	0,0612	1135
8	0,8	10	7	17	74,5	57,5	5	7,5	45	0,64	1,20	0,0612	1150
9	0,9	10	7	17	87	70	5	7,5	57,5	0,81	1,20	0,0612	1160
10	1,0	10	8	18	103	85	5	7,5	72,5	1,00	1,20	0,0612	1165
11	1,1	10	8	18	121	103	5	7,5	90,5	1,21	1,20	0,0612	1220

Zahlentafel 1 - Umrechnung einer gemessenen Druckverlustkurve auf ein anderes Stoffsystem.

24102

24103

an durch.

3: Die geometrische Eintauchtiefe beträgt 10 mm.

4: Die Erhöhung des Flüssigkeitsstandes über die Wehrkante Δe ist bei kaltem, nichtströmendem Wasser etwa 4 mm. Dazu kommt eine weitere Erhöhung mit zunehmender Rücklaufmenge. Bei der größten Geschwindigkeit von 1,1 m/s ist die zusätzliche Erhöhung etwa 4 mm groß, wie beim Versuch beobachtet wurde. Die Zunahme von 4 mm wird über den ganzen Meßbereich gleichmäßig verteilt, wobei auf ganze mm WS abgerundet wird.

5: $\Delta p_{34} = \gamma_F (e_g + \Delta e)$.

6: Δp_{14} sind die aus der Versuchskurve entnommenen Werte für den ganzen Druckverlust des Bodens.

7: $\Delta p_{13} = \Delta p_{14} - \Delta p_{34}$.

8: $\Delta p'_{23} = 2\sigma \left(\frac{1}{L} + \frac{1}{b}\right)$, wobei $\sigma = 6 \cdot 10^{-3}$ kg/m; $L = 15 \cdot 10^{-3}$ m und $b = 3 \cdot 10^{-3}$ m.

9: $\Delta p''_{23} = L/2 \cdot \gamma_F = 7,5$ mm WS.

Für w = 0,0 werden $\Delta p'_{23}$ und $\Delta p''_{23}$ zusammen berechnet zu $\Delta p'_{23} + \Delta p''_{23} = \frac{2\sigma}{b} + 4\sigma \gamma_F = 8,9$ mm WS.

10: $\Delta p'''_{13} = \Delta p_{13} - (\Delta p'_{23} + \Delta p''_{23})$.

12: Das spezifische Gewicht der Versuchsluft war $\gamma_D = 1,20$ kg/m^3.

14: $\zeta_{13} = \frac{\Delta p'''_{13}}{w^2 \gamma_D / 2g}$ ist die auf die Geschwindigkeit w in der Zarge bezogene Druckverlustziffer des Strömungskanals Kamin-Glocke-Schlitz. In Abbildung 12 sind die ζ_{13}-Werte in Abhängigkeit von $\frac{w \cdot \gamma_D}{\eta_D}$ aufgetragen. Von $\frac{w \cdot \gamma_D}{\eta_D} = 0,35 \cdot 10^{-6}$ an ist ζ_{13} etwa konstant. Es ergibt sich also der charakteristische ζ_{13}-Verlauf, so daß ~~die~~ Umrechnung ohne Bedenken durchgeführt werden ~~kann~~, Spalten 15 - 26 in Zahlentafel 1. Zwischen w = 0 und w = w_f = 0,612 m/s genügt es wieder, eine Gerade zu zeichnen. Bei w = 0 geht die Gerade durch Δp_{14} = 19 mm WS, wobei das spezifische Gewicht des warmen Wassers

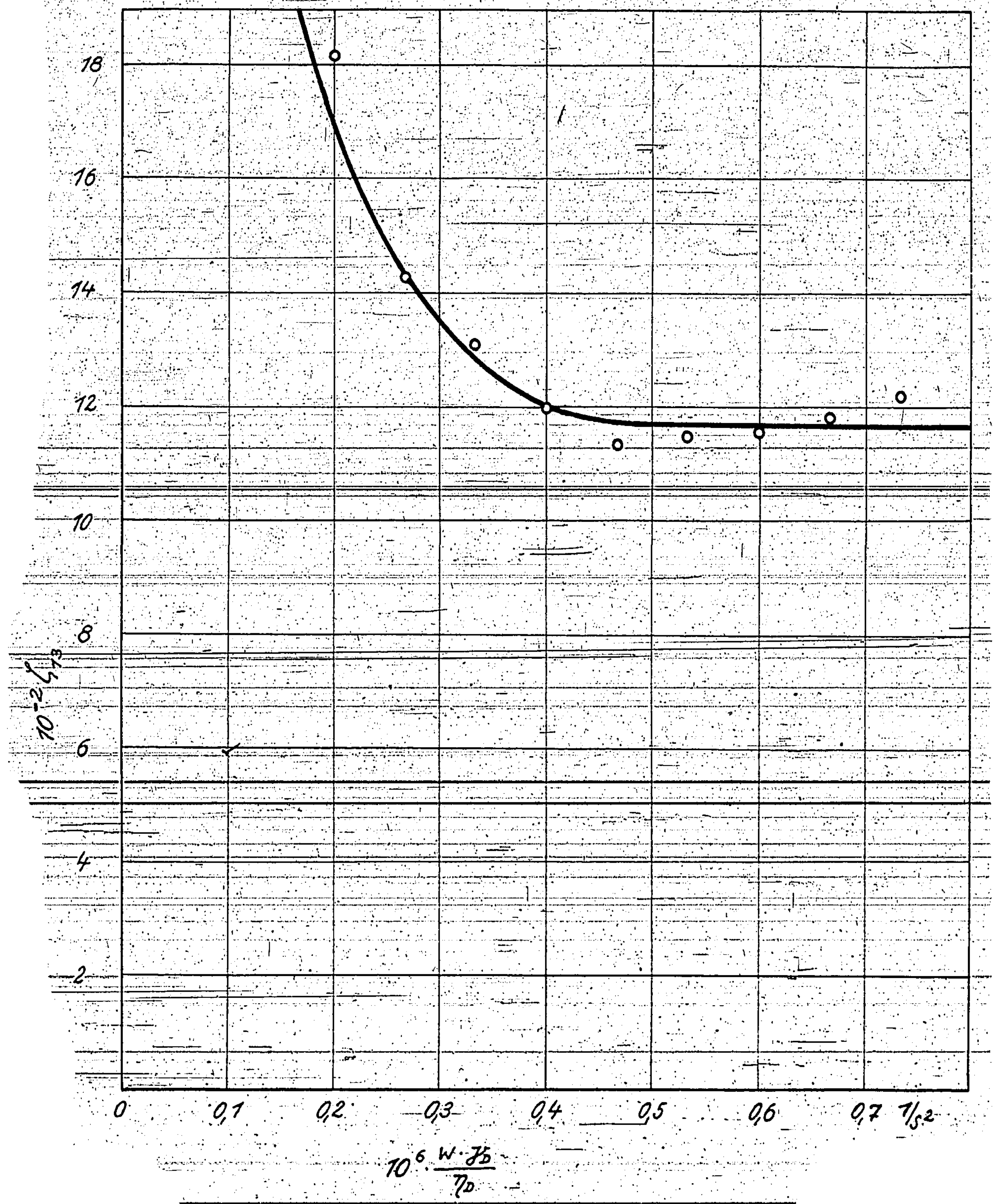


Abb. 12. Druckverlustziffer ζ_{13}

für einen Boden von 460 mm ⌀ nach Abb. 15 und 16 in Druckverlustbeitrag 2.

15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26
Werte für warmes Wasser - Wasserdampf											
Nr.	w	$10^6 \frac{w \cdot \gamma_D}{\eta_D}$	ζ_{13}	$\Delta p''_{13}$	$\Delta p''_{23}$	$\Delta p'_{23}$	Δp_{13}	Δe	e_g	Δp_{34}	Δp_{14}
	m /s	$1/s^2$	1	mm WS	mm WS	mm WS	mm WS	mm	mm	mm WS	mm WS
1	0,0		–	0	6,5	6,5		3	10	12,5	19
2	0,6	0,277	1410	15,5	7,2	3,2	26	4	10	13,5	39,5
3	0,7	0,323	1310	19,5	7,2	3,2	30	4	10	13,5	43,5
4	0,8	0,369	1250	24,5	7,2	3,2	35	5	10	14,5	49,5
5	0,9	0,415	1200	30	7,2	3,2	40,5	5	10	14,5	55
6	1,0	0,461	1170	36	7,2	3,2	46,5	5	10	14,5	61
7	1,1	0,507	1170	43,5	7,2	3,2	54	6	10	15,5	69,5
8	1,2	0,553	1170	51,5	7,2	3,2	62	6	10	15,5	77,5
9	1,3	0,600	1170	60,5	7,2	3,2	71	7	10	16,5	87,5
10	1,4	0,645	1170	70	7,2	3,2	80,5	7	10	16,5	97
11	1,5	0,692	1170	80,5	7,2	3,2	91	7,5	10	17	108

Zahlentafel 1, Fortsetzung. Umrechnung einer gemessenen Druckverlustkurve auf ein anderes Stoffsystem.

mit 960 kg/m^3 eingesetzt und die Oberflächenspannung σ aus anderen Versuchswerten zu $4 \cdot 10^{-3}$ kg/m geschätzt wurde.

17: Zur Berechnung der $\frac{w \cdot \gamma_D}{\eta_D}$-Werte wurde $\gamma_D = 0{,}6$ kg/m^3 und $\eta_D = 1{,}3 \cdot 10^{-6}$ kg/m^{-2} eingesetzt.

18: Die ζ_{13}-Werte wurden aus Abbildung 12 zu den in Spalte 17 stehenden $\frac{w \cdot \gamma_D}{\eta_D}$-Werten entnommen. Die Kurve in der Abbildung 12 reicht bis zu $\frac{w \cdot \gamma_D}{\eta_D} = 0{,}7 \cdot 10^{-6}$. Man kann also den Druckverlust $\Delta p''_{13}$ bis zu Wasserdampfgeschwindigkeiten von 1,5 m/s mit Sicherheit berechnen, obwohl die Druckverlustkurve für Luft nur bis zu 1,1 m/s vorliegt.

19: Zur Berechnung von $\Delta p''_{13} = \zeta_{13} \cdot \frac{\gamma_D}{2g} w^2$ wurde $\gamma_D = 0{,}60$ kg/m^3 eingesetzt.

20: $\Delta p''_{23} = \frac{L}{2} \cdot \gamma_F = 7{,}5 \cdot 0{,}96 = 7{,}2$ mm WS.

21: $\Delta p'_{23} = 2\sigma \left(\frac{1}{b} + \frac{1}{L}\right) = 3{,}2$ mm WS.

26: Der gesamte Druckverlust Δp_{14} für Wasser - Wasserdampf ist in Abbildung 11 als Kurve W über der Geschwindigkeit w aufgetragen.

Diese Aufgabe ging von einer am flüssigkeitsgefüllten Boden gemessenen Druckverlustkurve aus. Wenn es sich darum handelt, für eine Neukonstruktion den Druckverlust zu ermitteln, so braucht nur die „trockene" Druckverlustkurve eines Versuchsbodens oder auch nur einer einzelnen Glocke gemessen zu werden.

E. Zusammenfassung.

Der Druckverlust auf einem Glockenboden wird in die Teile $\Delta p''_{13}$, $\Delta p'_{23}$, $\Delta p''_{23}$ und Δp_{34} zerlegt, die b e r e c h e n b a r sind, wenn als einzige Größe die Druckverlustziffer ζ_{13} des Strömungskanals Kamin $\rightarrow$ Glocke $\rightarrow$ Schlitz g e m e s s e n wird. Da ζ_{13} nur von der Reynoldsschen Zahl abhängig ist - in der in Frage kommenden Re-Bereichen ist ζ_{13}(Re) meistens sogar konstant - , so genügt die Ermittlung von ζ_{13} (Re) mit einem bequem verfügbaren Gas, meistens Luft, wobei die Veränderung von Re durch Variation der Geschwindigkeit w und nötigenfalls des absoluten Gasdruckes p_D leicht erreicht werden kann. Bei Neukonstruktionen braucht ζ_{13} (Re) nur für eine einzelne Modellglocke gemessen zu werden.

Die Zerlegung des Druckverlustes und die dadurch mögliche Zurückführung der Druckverlustmessung auf nur eine einzige, leicht zugängliche und nur über Re vom Betriebszustand abhängige Größe setzte einige Annahmen und deren Prüfung durch Versuche voraus. Der Einfachheit halber und weil heute immer mehr davon Gebrauch gemacht wird, wurden nur rechteckige, auch unten geschlossene Glockenschlitze behandelt.

Die wichtigsten Annahmen bezogen sich auf den Vorgang im und am Schlitz. Beobachtungen ergaben, daß die bisherige Vorstellung des gleichzeitigen Austretens vieler kleiner Dampfblasen aus dem Schlitz nicht aufrecht erhalten werden kann. Es bildet sich immer nur eine einzelne Blase oder ein von Flüssigkeit umgebener Strömungskanal für den Dampf. Für beide Fälle wurde angenommen, daß die Flüssigkeitssäule bis zur Schlitzoberkante mit ihrer halben Höhe auf die Blase oder auf den Strömungskanal drückt. Weiter wurde angenommen, daß infolge der Oberflächenspannung der Strömungskanal und auch die Blase am Schlitz haften und durch den Überdruck in der Glocke immer wieder abgerissen werden. Durch Versuche am Einzelschlitz und an vielschlitzigen Glocken wurde die Brauchbarkeit der Annahmen bewiesen.

Mit diesem und den beiden letzten Beiträgen „Zur Frage des Druckverlustes auf Glockenböden" sind alle grundlegenden Fragen dieses Themas beantwortet.

Leverkusen, den 29. Dezember 1938

Kirschbaum