# Ueber die Ausnutzung des Druckabfalles bei Wärmeübergang

Autor(en): **Jung, Ingvar**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Schweizerische Bauzeitung**

Band (Jahr): **109/110 (1937)**

Heft 23

PDF erstellt am: **24.05.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-49157

**Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.
Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.
Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

**Haftungsausschluss**

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

**http://www.e-periodica.ch**

INHALT: Ueber die Ausnutzung des Druckabfalles beim Wärmeübergang. — Eindrücke von den Auto-Ausstellungen in Paris und London, Oktober 1937. — Der Stand der Zürcher Kantonspitalfrage. — «Diagrost» oder Kreuzeckrost-Bauweise. — Mitteilungen: Von der Diskussionsversammlung der «Elektrowirtschaft» in Solothurn. Vom Superhermit-Zwillingsfenster. Industrielle Möglichkeiten und Notwendigkeiten der Schweiz. Elektr. Schnelltriebwagen der italien. Staatsbahn. Brückeneinbau durch Verschieben der fertigen Fahrbahnplatte. Die Leuchtfontaine der Ausstellung «Schaffendes Volk». Eidg. Techn. Hochschule. Schweiz. Landesausstellung 1939. Holzbeton in USSR. Erfahrungszahlen über städtischen Schmutzwasserabfluss. — Nekrologe: Fritz Schönholzer. Eugen Zbinden. — Wettbewerbe: Gemeindeanlagen in Küsnacht (Zürich). Schulhaus an der Hochstrasse in Zürich. — Mitteilungen der Vereine. — Sitzungs- und Vortrags-Kalender.

Band 110 Der S. I. A. ist für den Inhalt des redaktionellen Teils seiner Vereinsorgane nicht verantwortlich. Nachdruck von Text oder Abbildungen ist nur mit Zustimmung der Redaktion und nur mit genauer Quellenangabe gestattet. Nr. 23

# Ueber die Ausnutzung des Druckabfalles bei Wärmeübergang

Von Dr. Ing. INGVAR JUNG, Baden bei Zürich

## 1. Einleitung.

Die Wirtschaftlichkeit eines Wärmeaustauschers ist von einer grossen Anzahl technischer und ökonomischer Faktoren abhängig. Die Gesamtkosten setzen sich aus mehreren Teilkosten zusammen, wie Zins, Amortisations- und Bedienungskosten der Anlage, Brennstoff- und Energiekosten. Bei ähnlichen Austauschern kann man in erster Annäherung die Anlagekosten proportional der Heiz- (Kühl-) Fläche $F$ und die Energiekosten proportional der gebrauchten Leistung $L$ annehmen. Werden nur diese zwei Teilkosten berücksichtigt, muss

$$a F + b L = \text{Minimum} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

sein, wo $a$ und $b$ die spezif. Kosten der Heizfläche und der Leistung sind. Die Leistung $L$, die zum Transport des Heiz- (Kühl-) Mittels verbraucht wird, ist von der Heizflächenform und von der Geschwindigkeit $w$ des Heizmediums abhängig. Die Heizfläche ist bei gegebener zu übertragender Wärmemenge $Q$ und gegebener Temperaturdifferenz $T - T_w$ zwischen Medium und Fläche durch die Gleichung bestimmt

$$F = Q/\alpha\,(T - T_w) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

wo die Wärmeübergangszahl $\alpha$ von Heizflächenform und Geschwindigkeit abhängig ist. Weil $L$ mit $w^{1,7}$ bis $w^2$ und $\alpha$ mit $w^{0,5}$ bis $w^{0,9}$ zunimmt, ist durch Gl. (1) eine gewisse wirtschaftliche Geschwindigkeit bestimmt. In der Gleichung

$$a \frac{Q}{\alpha\,(T - T_w)} + b L = \text{Minimum} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

sind die Grössen $a$, $b$, $Q$ und $T - T_w$ gegeben, und es sind noch die Fragen zu klären:

1. Bei $\alpha$ = konst.: Welche Heizflächenform bietet die kleinste Transportleistung $L$?
2. Bei bestimmter Heizflächenform: Welche Geschwindigkeit gibt $\alpha$ und $L$ solche Werte, dass Gl. (3) befriedigt wird?

Wäre $\alpha$ und $L$ für jedes Medium und jede Heizflächenform als generelle Funktionen bekannt, sollte es möglich sein, die erste Frage allgemein und die zweite Frage für jeden besonderen Fall zu beantworten. Leider sind dafür unsere Kenntnisse von den Wärmeübergangs- und Strömungsvorgängen noch ungenügend. Wir müssen uns damit begnügen, nur für Gase und die allereinfachsten Flächenformen die Fragen einigermassen klären zu können. Für Flüssigkeiten und kompliziertere Flächenformen können nur Richtlinien angegeben werden.

Die Fragestellung gibt direkt Veranlassung zu folgendem Vorgehen: Erst den Zusammenhang zwischen Wärmeübergang und Strömungswiderstand allgemein zu behandeln, und dann Gleichungen für Wärmeübergang und Strömungswiderstand bei verschiedenen Heizflächenformen auf Grund bekannter Formeln und Untersuchungen aufzustellen, um zuletzt die Heizflächenformen inbezug auf die Transportleistung zu vergleichen.

## 2. Die Gleichung von Prandtl.

Bei turbulenter Strömung geschehen der Impulsaustausch und der Wärmeaustausch hauptsächlich durch die molare Turbulenz, der Austausch durch Zähigkeit und Wärmeleitung kann im turbulenten Kernstrom vernachlässigt werden; in der laminaren Grenzschicht langen Flüssigkeitsteile an, die einen Anteil ihrer Bewegungsgrösse und ihres Wärmeinhaltes abgeben. Jedes Teilchen hat ein Gewicht $dG'$ in kg, einen Wärmeinhalt $I$ in kcal/kg und eine Geschwindigkeit $u$ in m/sec. Das Teilchen wird beim Kontakt mit dem äussersten Teil der Laminarschicht auf $I'$ und $w'$ abgekühlt und abgebremst. An die Laminarschicht wird eine mechanische Energiemenge in mkg

$$d L = d G' (u - w')\, u/g \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

und eine Wärmemenge in kcal

$$d Q = d G' (I - I') \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

abgegeben.

Jetzt langen eine grosse Anzahl solcher Teilchen pro Zeiteinheit in der laminaren Grenzschicht an, die eine mittlere wirksame Geschwindigkeit $u_m$ und einen mittleren Wärmeinhalt $I_m$ besitzen. Ist $G'$ in kg/sec die Flüssigkeitsmenge, die pro Zeiteinheit an der Grenzschicht ankommt, so wird die übertragene mechanische Leistung

$$L = G' (u_m - w')\, u_m/g \text{ in mkg/sec} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

und die Wärmeleistung

$$Q = G' (I_m - I') \text{ in kcal/sec.} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Macht man nach Prandtl die Annahme, dass die in der Laminarschicht dazukommende mechanische Energiemenge gegenüber $L$ vernachlässigt werden kann, so stellt $L$ annähernd die gesamte mechanische Verlust-Energiemenge dar. Der Wärmeinhaltsabfall in der Laminarschicht ist

$$I' - I_w = \frac{\delta_g\, c_{pg}\, Q}{\lambda_g\, F} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

wo $\delta_g$ in m die Dicke der laminaren Grenzschicht, $c_{pg}$ in kcal pro kg ° die spezifische Wärme und $\lambda_g$ in kcal/m ° sec das Wärmeleitvermögen der Flüssigkeit in der Laminarschicht und $F$ die Oberfläche ist. Zwischen der Reibungskraft $W = L/u_m$ in kg und der Schichtdicke $\delta_g$ besteht der Zusammenhang:

$$W = \eta_g\, u'\, F/\delta_g \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

wo $\eta_g$ in kgsec/m² die Zähigkeit in der Laminarschicht ist. Die Gl. (8) ist also zu vereinfachen in

$$I' - I_w = \frac{c_{pg}\, \eta_g\, g}{\lambda_g} \frac{w'\, u_m}{g} \frac{Q}{L} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

wo $c_{pg}\, \eta_g\, g/\lambda_g$ die Prandtlsche Zahl $Pr_g$ in der Laminarschicht ist. Aus den Gl. (6) und (7) kann $Q/L$ gelöst werden

$$Q/L = \frac{(I_m - I_w)\, g}{(u_m - w')\, u_m + Pr_g\, w'\, u_m} \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

Hier ist es nicht möglich $I_m$, $u_m$ und $w'$ rechnerisch zu bestimmen. Ist $\overline{w}$ eine scharf definierbare mittlere Geschwindigkeit und $\overline{I}$ ein ebenso scharfer Mittelwert des Wärmeinhaltes, erhalten wir mit den Grössen

$$I_m - I_w = \varkappa\,(\overline{I} - I_w) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (12)$$

$$u_m = \psi\, \overline{w} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (13)$$

$$w' = \varphi\, \overline{w} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (14)$$

die Formulierung

$$Q/L = \frac{(\overline{I} - I_w)\, g}{\overline{w}^2} \cdot \frac{\varkappa}{\psi\,[\psi + \varphi\,(Pr_g - 1)]} \quad . \quad . \quad (15)$$

Weil Prandtl die Wärmeleitung und die Zähigkeit im turbulenten Gebiet und den mechanischen Energieverlust in der Laminarschicht vernachlässigt hat, sollten eigentlich noch drei Korrektionsglieder in Gl. (15) eingefügt werden. Für Strömungen, wo der Widerstand nicht nur als Reibungswiderstand, sondern auch als Druckwiderstand auftritt und Grenzschichtablösungen eintreten, muss noch ein Korrektionsfaktor dazukommen, der das Verhältnis Gesamtwiderstand zum Reibungswiderstand berücksichtigt. Die Grössen $\varkappa$, $\psi$ und $\varphi$, sowie die noch dazukommenden unbekannten Korrektionsfaktoren müssen empirisch bestimmt werden. Wir fassen sämtliche dieser Grössen in einer «Ausnutzungszahl» $\eta^*$ zusammen und schreiben in dimensionsloser Form mit dem mechanischen Wärmeäquivalent $A = 1/427$ in kcal/kg m

$$Q/L = \eta^* \frac{(\overline{I} - I_w)\, g}{A\, \overline{w}^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (16)$$

## 3. Strömung in Rohren.

Für den Reibungswiderstand bei Strömung in Rohren verwenden wir die Kenngrösse

$$\zeta^* = -\frac{d P}{d l}\, D / \frac{\overline{w}^2\, \overline{\gamma}}{g} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (17)$$

wo $dP$ der Reibungsanteil des Druckabfalles in kg/m² auf die Rohrlänge $dl$ in m und $\overline{w}$ und $\overline{\gamma}$ die Mittelwerte der Geschwindigkeit in m/sec und des spezifischen Gewichtes in kg/m³ und $D$ der Rohrdurchmesser in m sind.

Für den Wärmeübergang verwenden wir eine ähnliche Kenngrösse

$$\alpha^* = -\frac{d \overline{I}}{d l}\, D / (\overline{I} - I_w) = \frac{4\, Nu}{Re\, Pr} = \frac{4\, \alpha}{\overline{w}\, \overline{\gamma}\, c_p} \quad . \quad . \quad (18)$$

wo wir den Mittelwert $\overline{I}$ über den Querschnitt $f$ in m² in folgender Weise definieren:

$$\overline{I} = \int_f w\gamma I\, df / \int_f w\gamma\, df$$

Werden $\zeta^*$ und $\alpha^*$ auf $L$ und $Q$ umgerechnet, erhält man

$$dQ = \alpha^* (\overline{I} - I_w)\, \overline{w\gamma}\, f\, dl/D \;.\;.\; (\overline{w\gamma} = \int_f w\gamma\, df/f) \quad (20)$$

$$dL = \zeta^* A\, \overline{w}^2\, \overline{w\gamma}\, f\, dl/g\, D \;.\;.\;.\;.\;.\;.\;.\;.\;.\;.\;.\; (21)$$

$$Q/L = \frac{\alpha^*}{\zeta^*}\, \frac{(\overline{I} - I_w)\, g}{A\, \overline{w}^2} \;.\;.\;.\;.\;.\;.\;.\;.\;.\;.\;.\; (22)$$

Durch Vergleich mit Gl. (16) erhalten wir

$$\eta^* = \alpha^*/\zeta^* \;.\;.\;.\;.\;.\;.\;.\;.\; (23)$$

In der Prandtlschen Gleichung (15) können wir bei Strömung in Rohren annähernd $\varkappa$ und $\psi = 1$ annehmen und erhalten

$$\eta^* = \frac{1}{1 + \varphi\,(Pr_g - 1)} \;.\;.\;.\;.\;.\; (24)$$

wo $\varphi = u'/\overline{w}$ ist.

Für ausgebildete, turbulente, isothermische Strömung in glatten Rohren ist $\zeta^*$ sehr genau festgelegt. Bis $Re = 10^5$ deckt die einfache Gleichung von Blasius [1] die Versuchsergebnisse

$$\zeta^* = 0{,}158\, Re^{-0{,}25} \;.\;.\;.\;.\;.\;.\;.\; (26)$$

Bei $Re > 10^5$ ist die Gleichung von Nikuradse [2]

$$\zeta^* = 0{,}0016 + 0{,}1105\, Re^{-0{,}237} \;.\;.\;.\;.\; (27)$$

zu verwenden. Für $\eta^*$ gibt ten Bosch [3] auf Grund einer Anzahl Wärmeübergangsversuche folgende Gleichung an:

$$\eta^* = 1/[1 + B\, Re^{-0{,}1}\, Pr^{-0{,}185}\, (Pr_g - 1)] \;.\;.\; (28)$$

wo $Re$ und $Pr$ auf den Kernstrom bezogen sind, und $Pr_g$ ein Mittelwert für die Laminarschicht ist. Die Konstante $B$ ist für Erwärmung der Flüssigkeit mit 1,40, für Abkühlung mit 1,12 einzusetzen. Bei nicht zu grossen Temperaturunterschieden scheint man mit verhältnismässig guter Genauigkeit den Wärmeübergang aus $\alpha^* = \eta^* \zeta^*$ und den Gl. (26), (27) und (28) berechnen zu können. In Abb. 1 ist $\varphi = u'/w$ für $B = 1{,}12$ (Abkühlung der Flüssigkeit) dargestellt und in Abb. 2 ist $\eta^*$ bei $Pr = Pr_g$ als Funktion von $Re$ und $Pr$ aufgetragen. Bei Gasen, wo $Pr = 0{,}7 \div 1{,}0$, ist der Einfluss der Laminarschicht (Faktor $(Pr_g - 1)$) sehr gering, und man kann mit genügender Genauigkeit $\varphi = 0{,}35 \div 0{,}45$ setzen, mit $\varphi = 0{,}35$ für grosse $Re$-Werte und $\varphi = 0{,}45$ für kleinere. Für Luft mit $Pr = 0{,}73$ erhält man also

$$\eta^* = 1{,}10 \div 1{,}14 \;.\;.\;.\;.\;.\;.\;.\; (29)$$

*Einfluss der Temperatur.*

Wenn die Strömung nicht mehr als isothermisch angenommen werden kann, wird die Frage, welche Bezugstemperaturen für die Stoffwerte verwendet werden sollen, von allergrösster Bedeutung. Ausgehend von der Mitteltemperatur in °C

$$\overline{\vartheta} = \int_f w\gamma I\, df / \int_f w\gamma c_p\, df \;.\;.\;.\;.\;.\; (30)$$

und der Wandtemperatur $\vartheta_w$ hat man versucht, Mittelwerte für die Bezugstemperaturen der Stoffwerte zu bilden, die die Verwendung der für isothermische Strömung geltenden Gleichungen ermöglichen sollten. Dies ist jedoch nur für kleine Temperaturunterschiede gelungen.

Bei *Gasen*, wo $Pr$ beinahe unabhängig von der Temperatur ist, scheint es zweckmässig, die Stoffwerte auf $\overline{\vartheta}$ zu beziehen und den Temperatureinfluss durch einen Temperaturfaktor $\overline{T}/T_w = (\vartheta + 273)/(\vartheta_w + 273)$ zu berücksichtigen. Weil in Gl. (28) $Pr \backsim Pr_g$ ist, ist auch $\eta^*$ bei Gasen sehr wenig von der Temperatur abhängig. Aus Versuchen über Gasströmung bei grossen Temperaturunterschieden ist zu schliessen, dass der Temperatureinfluss auf $\alpha^*$ und $\zeta^*$ ziemlich gering ist. Gelten $\alpha^*_{is}$ und $\zeta_{is}$ bei isothermischer Strömung, so ist allgemein

$$\alpha^* = \alpha^*_{is}\, (\overline{T}/T_w)^m \;.\;.\;.\;.\;.\;.\;.\; (31)$$

$$\zeta^* = \zeta^*_{is}\, (\overline{T}/T_w)^n \;.\;.\;.\;.\;.\;.\;.\; (32)$$

Bestimmt man $Re$ aus der Beziehung

$$Re = \overline{w\gamma}\, D/\eta_{\overline{T}}\, g \;.\;.\;.\;.\; (33)$$

wo $\overline{w\gamma} = \int_f w\gamma\, df/f = G/f =$ die «Gewichtsgeschwindigkeit» in (kg/m² sec), und $\eta_{\overline{T}}$ die Zähigkeit bei der Mitteltemperatur bedeuten, so darf man bei Abkühlung der Gase nach neueren Versuchen [4] für $m \backsim n$ höchstens 0,10 bis 0,15 einsetzen. Bei Gasen kann somit bei nicht allzu grossen Temperaturunterschieden der Temperatureinfluss vernachlässigt werden.

Bei *Flüssigkeiten* ist $Pr$ von der Temperatur stark abhängig. Da in Gl. (28) $Pr_g$ auf die Grenzschicht und $Pr$ auf den Kernstrom bezogen sind, ist auch $\eta^*$ von $\overline{T}/T_w$ stark abhängig. Die Stoffwerte lassen sich bei Flüssigkeiten nicht gut wie bei Gasen durch Potenzformeln von $T$ darstellen, nur in kleineren Bereichen können sie als Potenzformeln von $\vartheta$ wiedergegeben werden. Bei nichtisothermischer Strömung wäre für $\zeta^*$ eine Gleichung

$$\zeta^* = \zeta^*_{is} \left(\frac{\overline{\vartheta}}{\vartheta_w}\right)^{m_1} \;.\;.\;.\;.\;.\;.\;.\; (34)$$

oder

$$\zeta^* = \zeta^*_{is} \left(\frac{\eta_w}{\eta_{\overline{T}}}\right)^{m_2} \;.\;.\;.\;.\;.\;.\;.\; (34\,a)$$

mit $Re$ nach Gl. (33) zweckmässig. Jedoch ist nicht genügend Versuchsmaterial vorhanden, um den Temperaturfaktor zu bestimmen [1]). Man weiss nur, dass $m$ positiv ist, also dass $\zeta^*$ bei Erwärmung kleiner ist als $\zeta^*$ bei Abkühlung.

ten Bosch [5] geht von einem mehr oder weniger gefühlsmässig entworfenen Temperatureinfluss in der Widerstandsgleichung (32) aus. In Gl. (28) bezieht er $Re$ und $Pr$ auf $\overline{\vartheta}$, $Pr_g$ bezieht er auf eine Grenzschicht-Mitteltemperatur, die in folgender Weise definiert wird

$$\overline{\vartheta}_g = \vartheta_w + \frac{\overline{\vartheta} - \vartheta_w}{2\left[1 + \frac{1}{\varphi}\,\frac{\varphi}{Pr_g}\right]} \;.\;.\;.\;.\; (35)$$

Weil in Gl. (35) $Pr_g$ enthalten ist, muss $\overline{\vartheta}_g$ durch wiederholte Rechnung gelöst werden. Der Berechnungsgang ten Boschs ist etwas weitläufig, dürfte aber bis jetzt der genaueste sein.

*Einfluss der Rohrlänge.*

Früher [6] wurde allgemein der Längeneinfluss durch einen Faktor $(1/D) - 0{,}05$ berücksichtigt. Neuere Versuche zeigen indessen, dass Wärmeübergangszahl und Widerstandszahl nach einer gewissen, ziemlich kurzen Anlaufstrecke fast unabhängig von der Rohrlänge sind. Für Rohrlängen $l > 30 \div 40\, D$ ist schon der Längeneinfluss vernachlässigbar und nur bei ganz kleinen Rohrlängen muss die Erhöhung von Wärmeübergang und Widerstand berücksichtigt werden. Die theoretische Arbeit von Latzko [7] gibt uns Unterlagen für Wärmeübergangsrechnungen für die Anlaufstrecke.

*Einfluss der Rauhigkeit.*

In der Praxis ist eine genaue Festlegung des Rauhigkeitsgrades kaum möglich. Erstens ist die mittlere Rauhigkeitshöhe $\varepsilon$ in m sehr schwierig zu bestimmen, zweitens ist es nur möglich, die Struktur der Rauhigkeit als «wellig», «scharfkörnig», «rundkörnig» oder dergl. anzugeben. Nur wenn eine Rauhigkeit von körniger oder welliger Struktur mit konstanter Rauhigkeitshöhe vorliegt, wie bei den Untersuchungen von Nikuradse, sind die Verhältnisse scharf definierbar. Für Strömung in rauhen Rohren liegen sehr viele Untersuchungen vor; Untersuchungen, bei denen gleichzeitig Wärmeübergang und Widerstand gemessen wurden, sind dagegen sehr selten. Bis zu einem gewissen Rauhigkeitsgrad $\varepsilon/D$ sind Wärmeübergang und Widerstand unabhängig von der Rauhigkeit. Dieser von der Reynoldschen Zahl abhängige Grenzwert der Rauhigkeit ist von Nikuradse sehr genau bestimmt worden. In der Arbeit von Nikuradse [8] ist auch $\zeta^* = f(Re)$ für jeden Rauhigkeitsgrad bei körniger Struktur dargestellt. Wenn die Rauhigkeit den Grenzwert für «glatte» Rohre übersteigt, wird der Widerstand erheblich grösser. Wie die Untersuchungen von Jung und Stenberg [9] zeigten, steigt die Wärmeübergangszahl nicht in demselben Masse. Das ist ja auch vom theoretischen Standpunkt aus nicht zu erwarten, da

[1]) Auf Grund einer Anzahl amerikanischer Versuche haben Siedler und Tate (Ind. Eng. Chem., Band 28, Nr. 12, S. 1429), zwar eine Gleichung $\zeta^* = \zeta_{is} \cdot \left(\frac{\eta w}{\eta_{\overline{T}}}\right)^{0{,}14}$ aufgestellt.

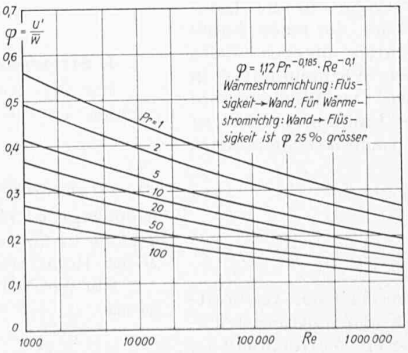


Abb. 1

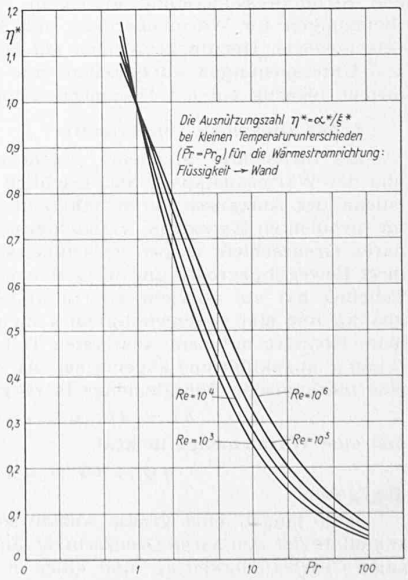


Abb. 2

die Prandtlsche Gleichung nur für den Reibungsanteil des Strömungsverlustes gilt. Die Stauwirkung der Rauhigkeitsteilchen darf also nicht ohne Korrektur in $L$ einbezogen werden.

Bei den besprochenen Untersuchungen wurde im rauhen Rohr ein etwa 8 % grösserer Widerstand als im glatten Rohr gemessen, während der Wärmeübergang nur etwa 3 % grösser war. Wird die Ausnutzungszahl für rauhe Rohre in folgender Weise geschrieben

$$\eta^*_{\text{rauh}} = \eta^*_{\text{glatt}} \left( \frac{\zeta^*_{\text{glatt}}}{\zeta^*_{\text{rauh}}} \right)^m \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (36)$$

so wäre für Gase $0{,}2 < m < 0{,}6$.

In der Untersuchung von Pohl [10] sind zwar sowohl Widerstand als Wärmeübergang bei Wasserströmung in glatten und rauhen Rohren gemessen, der Widerstand aber leider nur bei isothermischer Strömung.

Weil der Temperaturunterschied nicht allzu gross ist, kann jedoch der Widerstand bei nichtisothermischer Strömung aus den Formeln für $\zeta^*_{is}$ bestimmt werden, wenn im Ausdruck für $Re$ eine mittlere Zähigkeit bezogen auf $0{,}5\ (\overline{\vartheta} + \vartheta_w)$ eingesetzt wird. Aus den Versuchen kann man für den Versuchsbereich $Re = 15\,000 \div 35\,000$ herausnehmen:

1. Für glattes Rohr

$\alpha^* = 0{,}01675\, Re^{-0{,}13}$, $\zeta^* = 0{,}158\, Re^{-0{,}25}$, $\eta^* = 0{,}106\, Re^{0{,}12}$

2. Für angerostetes Stahlrohr

$\alpha^* = 0{,}0188\ Re^{-0{,}15}$, $\zeta^* = 0{,}136\, Re^{-0{,}232}$, $\eta^* = 0{,}137\, Re^{0{,}082}$

3. Für verzinktes Eisenrohr

$\alpha^* = 0{,}0265\ Re^{-0{,}19}$, $\zeta^* = 0{,}130\, Re^{-0{,}224}$, $\eta^* = 0{,}204\, Re^{0{,}034}$

4. Für Gusseisenrohr

$\alpha^* = 0{,}069\ Re^{-0{,}30}$, $\zeta^* = 0{,}099\, Re^{-0{,}19}$, $\eta^* = 0{,}694\, Re^{-0{,}11}$

5. Für angerostetes Gasrohr

$\alpha^* = 0{,}116\ Re^{-0{,}36}$, $\zeta^* = 0{,}094\, Re^{-0{,}183}$, $\eta^* = 1{,}239\, Re^{-0{,}18}$

Mit zunehmender Rauhigkeit steigt $\zeta^*$, während $\alpha^*$ abnimmt. Bei Wasser nimmt also $\eta^*$ sehr schnell mit der Rauhigkeit ab. Die gemessenen Werte für glatte Rohre geben mit $\varphi$ nach Gl. (28) und mit $Pr_g$ als Mittelwert nach Gl. (35) eine sehr gute Uebereinstimmung mit der Prandtlschen Gleichung. Wie der Widerstand mit der Rauhigkeit zunimmt und $\eta^*$ abnimmt, geht aus Zahlentafel I hervor

| Rohr | $Re = 15\,000$ | | $Re = 35\,000$ | |
|---|---|---|---|---|
| | $\zeta^*_{\text{rauh}} / \zeta^*_{\text{glatt}}$ | $\eta^*_{\text{glatt}} / \eta^*_{\text{rauh}}$ | $\zeta^*_{\text{rauh}} / \zeta^*_{\text{glatt}}$ | $\eta^*_{\text{glatt}} / \eta^*_{\text{rauh}}$ |
| 1 | 1 | 1 | 1 | 1 |
| 2 | 1,04 | 1,12 | 1,05 | 1,15 |
| 3 | 1,05 | 1,18 | 1,07 | 1,27 |
| 4 | 1,12 | 1,39 | 1,17 | 1,69 |
| 5 | 1,14 | 1,49 | 1,19 | 1,92 |

Man könnte annähernd folgende Gleichung für $\eta^*$ bei Strömung in rauhen Rohren angeben

$$\eta^*_{\text{rauh}} = \eta^*_{\text{glatt}} \left[\zeta^*_{\text{glatt}} / \zeta^*_{\text{rauh}}\right]^{0{,}36\, Pr} \quad . \quad . \quad . \quad (37)$$

die mit etwa 5 % Genauigkeit die Versuche von Pohl sowie diejenigen von Jung und Stenberg deckt.

### 4. Einzelrohr im Querstrom.

Für die Widerstandsberechnung für einen Körper in einem Flüssigkeitsstrom wird allgemein die Gleichung

$$W = C_w f \overline{w}^2 \overline{\gamma} / 2g \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (38)$$

verwendet, wo $f$ die Frontfläche und $\overline{w}$ die Geschwindigkeit sehr weit vom Körper weg, ist. Für die Wärmemenge $Q$ verwenden wir die Kenngrösse

$$\alpha^* = \frac{4\, Nu}{Re\, Pr} = \frac{4\, \alpha}{\overline{w}\, \overline{\gamma}\, c_p} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (39)$$

und erhalten

$$Q = \alpha^* (\overline{I} - I_w)\, \overline{w}\, \overline{\gamma}\, F/4 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (40)$$

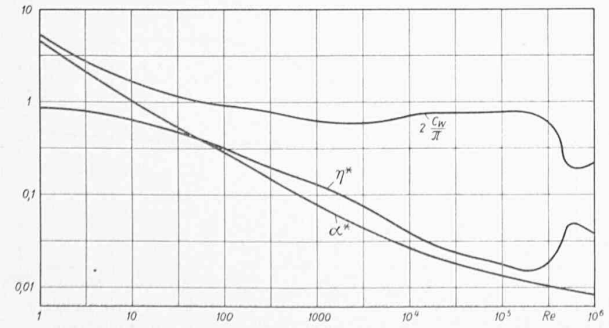


Abb. 3

$$Q/L = \frac{\alpha^*}{C_w} \frac{F}{2f} \frac{(\overline{I} - I_w)\, g}{\overline{w}^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (41)$$

Für ein *zylindrisches* Rohr erhält man also

$$\eta^* = \frac{\alpha^*}{C_w} \frac{\pi}{2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (42)$$

wo $C_w$ in Abhängigkeit der Reynoldschen Zahl durch die Göttinger-Versuche [11] sehr genau bekannt ist. Für Gase ist $\alpha^*$ auch sehr gut durch die Versuche von Hilpert [12] festgelegt. In Abb. 3 sind $\alpha^*$, $2\, C_w/\pi$ und $\eta^*$ für isothermische Luftströmung in Abhängigkeit der Reynoldschen Zahl dargestellt.

Der *Temperatureinfluss* ist bei Gasen sehr gering. Werden die Stoffwerte auf die Gastemperatur bezogen, so ist nach den Versuchen von Hilpert für den Wärmeübergang bei Erwärmung

$$\alpha^* = \alpha^*_{is} \left( \frac{\overline{T}}{T_w} \right)^{-0{,}05} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (44)$$

Die Messungen Hilperts sind bei $Re \backsim 230$ vorgenommen und der Exponent $-0{,}05$ gilt nur für diesen Wert. Für grössere $Re$-Werte wird nach den von Hilpert aufgestellten Gleichungen der Exponent grösser, um bei $Re \backsim 4000$ positiv zu werden. Allerdings ist der Exponent sehr klein und im Allgemeinen vernachlässigbar. Für Flüssigkeiten ist der Wärmeübergang nicht so genau bekannt. Der Einfluss der Temperatur ist viel grösser, und weil sich hier bei turbulenter Strömung Grenzschichtablösungen einstellen, versagt auch die Prandtlsche Gleichung. Auf Grund der Versuche von Ulsamer [13], Davis [14], Wortington und Malone [15] könnte man die Annäherung geben

$$\eta^*_{\text{Flüssigkeit}} = \eta^*_{\text{Gas}}\, Pr^{-0{,}3} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (45)$$

*Stromlinien-Profilrohre* im Querstrom haben viel geringeren Widerstand als zylindrische. Nach den Versuchen von Hughes [16] ist jedoch der Wärmeübergang ungefähr gleich wie beim zylindrischen Rohr von demselben Umfang. Für $\alpha^*$ können also die Gleichungen für zylindrisches Rohr annähernd verwendet werden. Bei sehr schlanken Stromlinien-Profilen ist die Grenzschichtablösung so gering, dass die Prandtlsche Gleichung

$$\eta^* = 1/[1 + \varphi\, (Pr_g - 1)] \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (25)$$

verwendet werden darf.

### 5. Rohrbündel im Querstrom.

Der Druckabfall in einem Rohrbündel [17] wird allgemein durch eine Gleichung bestimmt [1])

$$\Delta P = \zeta^* \overline{\varrho}\, \overline{w}^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (46)$$

wo $\Delta P$ der mittlere Druckabfall pro Rohrreihe, $\overline{\varrho} = \overline{\gamma}/g$ die mittlere Dichte und $\overline{w}$ die Mittelgeschwindigkeit im kleinsten Querschnitt ist. Ist der Rohrspalt $S$ und die Rohrteilung $S + D$, so wird mit $f_S$ bezw. $f_{S+D}$ der kleinste und der grösste Querschnitt bezeichnet. Der Strömungsverlust pro Rohrreihe ist

$$L = \Delta P\, G/\gamma = \zeta^* \overline{\varrho}\, \overline{w}^2\, \overline{w}\, f_S \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (47)$$

Ist wie früher

$$\alpha^* = \frac{4\, Nu}{Re\, Pr} = \frac{4\, \alpha}{\overline{w}\, \overline{\gamma}\, c_p} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (39)$$

so erhält man

$$Q = \alpha^* (\overline{I} - I_w)\, F\, \overline{w}\, \overline{\gamma}/4 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (48)$$

und für den Wärmeinhaltsabfall pro Rohrreihe

$$\Delta \overline{I} = \alpha^* \frac{F}{4 f_S} (\overline{I} - I_w) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (49)$$

Für ein Rohrbündel mit $z$ Rohrreihen ist

$$\Delta P = z\, \zeta_z^* \overline{\varrho}\, \overline{w}^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (50)$$

[1]) $\zeta^* = \dfrac{\Delta P}{\varrho\, w^2}$ wird häufig als Eulersche Kennzahl «Eu» bezeichnet.

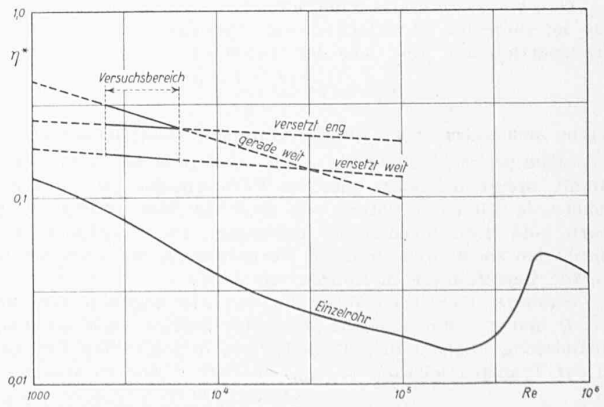


Abb. 4

$$\Delta I = (\bar{I}_0 - I_w)\, e - \alpha^*_z\, z \frac{F}{4 f_S} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (51)$$

wo $\zeta_z^*$, $\overline{\varrho w^2}$ und $\alpha^*_z$ Mittelwerte für das ganze Bündel sind und $\bar{I}_0$ der Wärmeinhalt vor dem Bündel ist. Für $Q/L$ und $\eta^*$ erhalten wir die Gleichungen

$$Q/L = \frac{\alpha^*}{\zeta^*} \frac{F}{4 f_S} \frac{(\bar{I} - I_w)\, g}{\bar{w}^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (52)$$

$$\eta^* = \frac{\alpha^*}{\zeta^*} \frac{F}{4 f_S} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (53)$$

Aus den Versuchen von Reiher [18] ist in unserer Darstellung [19]: für $S/D = 1$, $z = 5$, versetzte Rohranordnung

$$\alpha^* = 0{,}773\, Re^{-0{,}32} \qquad \eta^* = 0{,}323\, Re^{-0{,}08}$$

für $S/D = 1$, $z = 5$, gerade Rohranordnung

$$\alpha^* = 0{,}718\, Re^{-0{,}346} \qquad \eta^* = 3{,}84\, Re^{-0{,}319}$$

für $S/D = 0{,}5$, $z = 4$, versetzte Rohranordnung

$$\alpha^* = 0{,}624\, Re^{-0{,}30} \qquad \eta^* = 0{,}397\, Re^{-0{,}06}$$

Hiezu ist leider zu bemerken, dass der Versuchsbereich Reihers sehr gering ($Re = 2000 \div 8000$) war und dass die Druckabfallmessung bei isothermischer Strömung vorgenommen wurde, während die Wärmeübergangszahlen für eine Temperaturdifferenz von etwa 200 ° C gelten. In Abb. 4 sind die Reiherschen Ausnutzungszahlen dargestellt und zum Vergleich auch die Hilpertsche Kurve für Einzelrohr.

Für höhere Reynoldsche Zahlen und für Flüssigkeiten liegen keine dem Verfasser bekannten gleichzeitigen Strömungs- und Wärmeübergangsuntersuchungen vor.

**6. Beispiele.**

*Beispiel 1:* Luftströmung im Rohr mit einer konstanten Wandtemperatur von $\vartheta_w = 100$ ° C. Eintrittstemperatur $\vartheta_1 = 10$ ° C. Mittlere Reynoldsche Zahl $Re = 10\,000$. Rohrlänge $l = 100 \times$ Rohrdurchmesser $D$. Die Austrittstemperatur wird gesucht. Das Rohr wird als glatt vorausgesetzt; aus der Widerstandsgleichung (26) (vergl. z. B. auch «Hütte», 26. Aufl., Teil I, S. 369), errechnet sich $\zeta^* = 0{,}016$ und mit $\eta^* = 1{,}14$ nach Gl. (28) wird $\alpha^* = 0{,}0182$. Weil $I = c_p \vartheta$ und $c_p \backsim$ konst. erhalten wir

$$\vartheta_2 = \vartheta_w - (\vartheta_w - \vartheta_1)\, e - \alpha^*\, l/D = 100 - 90\, e^{-1{,}82} = 85{,}4\ ^\circ\mathrm{C}$$

(Bei Gasströmung in Rohren ist $\eta^* \backsim 1$, und man kann mit genügender Genauigkeit mit $\alpha^* = 0{,}01 \div 0{,}02$ rechnen, wo der niedrigere Wert für höhere Reynoldsche Zahlen und der höhere für niedrigere Reynoldsche Zahlen gelten).

*Beispiel 2:* Wasserströmung im Rohr mit einer konstanten Wandtemperatur von $\vartheta_w = 20$ ° C. Eintrittstemperatur $\vartheta_1 = 10$ ° C. Mittlere Reynoldsche Zahl $Re = 10\,000$. Rohrlänge $l = 100 \times$ Rohrdurchmesser $D$. Die Austrittstemperatur wird gesucht. Wie im Beispiel 1 wird für glatte Rohre $\zeta^* = 0{,}016$. Nach Gl. (28) und (35) von ten Bosch ergibt sich $\eta^* = 0{,}33$ und daraus $\alpha^* = 0{,}0053$. Die Austrittstemperatur wird

$$\vartheta_2 = 20 - 10\, e^{-0{,}53} = 14{,}1\ ^\circ\mathrm{C}.$$

*Beispiel 3:* Luftströmung quer zu einem Rohrbündel mit 10 Rohrreihen, Wandtemperatur $\vartheta_w = 100$ ° C. Eintrittstemperatur $\vartheta_1 = 10$ ° C, mittlere Reynoldsche Zahl $= 10\,000$. Versetzte Rohranordnung mit einer Teilung $= 2 \times$ Rohrdurchmesser. Nach den Versuchen von Brandt, Forschung, Bd. 6, 1935, S. 204 erhält man

$$\frac{\Delta P}{\overline{\varrho w^2}} = 0{,}181$$

und mit einem geschätzten $\eta^*$ — Wert $= 0{,}20$ erhalten wir:

$$\frac{\Delta \bar{I}}{\bar{I} - I_w} = 0{,}036$$

Die Austrittstemperatur ergibt sich dann aus

$$\vartheta_2 = \vartheta_w - (\vartheta_1 - \vartheta_w)\, e - z\, 0{,}036 = 100 - 90 \cdot 0{,}7 = 37\ ^\circ\mathrm{C}$$

**7. Vergleich der Heizflächenformen inbezug auf die Transportleistung bei $\alpha$ = konst.**

*Durchmessereinfluss.* Vom rein wärmetechnischen Standpunkt aus ist diejenige Heizflächenform überlegen, die die kleinste Transportleistung gibt. Aus der Gleichung

$$Q/L = \eta^* \frac{(\bar{I} - I_w)\, g}{\bar{w}^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (16)$$

ergibt sich, dass $\eta^*/\bar{w}^2$ für die Güte der Heizflächenform entscheidend ist. Weil allgemein $\alpha$ mit $\bar{w}^{0{,}85}/D^{0{,}15}$ bis $\bar{w}^{0{,}65}/D^{0{,}35}$ zunimmt, steigt bei sonst gleichen Verhältnissen ($Re$, $\alpha$ und $\eta^*$-konst.), $w$ mit einer Potenz von $D^{0{,}18}$ bis $D^{0{,}54}$. Somit ist $Q/L$ stark vom Rohrdurchmesser abhängig. Die Transportleistung nimmt bei sonst unveränderten Verhältnissen mit $D^{0{,}36}$ bis $D^{1{,}08}$ zu, für Gasströmung in Rohren mit $D^{0{,}67}$.

*Rauhigkeitseinfluss.* Wird die Gl. (37) angenommen, kann mit $D$ und $\alpha$ = konst. leicht abgeleitet werden, dass die Transportleistung ($L_{\mathrm{glatt}}$) in glatten Rohren in folgendem Verhältnis zu der Transportleistung ($L_{\mathrm{rauh}}$) in rauhen Rohren steht

$$L_{\mathrm{glatt}}/L_{\mathrm{rauh}} = \left[\frac{\zeta^*_{\mathrm{glatt}}}{\zeta^*_{\mathrm{rauh}}}\right]^{1{,}08\, Pr^{-2}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (56)$$

Weil für Gl. (37) nur sehr wenige Versuche zu Grunde liegen, ist natürlich die Genauigkeit des Zahlenwertes $1{,}08 = 3 \cdot 0{,}36$ nicht sehr gross. Dass für $\alpha$ = konst. die Transportleistung bei $Pr \leq 1$ (Gase) in rauhen Rohren etwas kleiner als in glatten Rohren ist, und dass bei $Pr >> 2$ (zähe Flüssigkeiten) die Transportleistung erheblich grösser in rauhen als in glatten Rohren ist, dürfte wohl richtig sein.

**8. Vergleich zwischen Strömung im Rohr und Strömung quer zum Einzelrohr bei $\alpha$ und $D$ konst.:**

Für Strömung im Rohr wird der Index $||$, für Strömung quer zum Rohr der Index $\perp$ verwendet. Wir nehmen $\alpha_{||} = \alpha_{\perp}$ und $D_{||} = D_{\perp}$ an, und können aus diesen zwei Bedingungen:

$$\bar{w}_{\perp}/\bar{w}_{||} = f\,(Re_{||})$$

lösen. Das Verhältnis der Transportleistungen ergibt sich zu

$$L_{\perp}/L_{||} = \frac{\eta^*_{||}\, w_{\perp}^{\,2}}{w_{||}^{\,2}\, \eta^*_{\perp}} \quad , \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (58)$$

Für Luft ist in Abb. 5 $\bar{w}_{||}/\bar{w}_{\perp}$ und $L_{\perp}/L_{||}$ aus den Versuchen von Hilpert dargestellt. Für $\alpha^*_{||}$ wurde die Gl. $\alpha^*_{||} = 0{,}158 \cdot 1{,}138\, Re^{-0{,}25}$ (entsprechend $\varphi = 0{,}45$, $Pr = 0{,}73$) angenommen. Bei $Re_{||} > 4500$ ist demnach die Transportleistung für Querstrom grösser als für Innenstrom. Da in $L_{||}$ die Ein- und Ausströmungsverluste nicht inbegriffen sind, werden die Verhältnisse für Innenströmung bei endlichen Rohrlängen etwas ungünstiger als aus Abb. 5 hervorgeht. Nur bei $l/D = \infty$ entspricht $L_{||}$ der ganzen Transportleistung der Innenströmung.

**9. Vergleich zwischen Strömung in Rohren und Strömung quer zu Rohrbündeln bei $\alpha$ und $D$ konst.**

Aus den Versuchen von Reiher erhält man mit einem Berechnungsgang wie für Einzelrohr:

für $S/D = 1$, $z = 5$, versetzte Rohranordnung

$$w_{\perp}/w_{||} = Re_{||}^{0{,}103}/8{,}55 \qquad L_{\perp}/L_{||} = Re_{||}^{0{,}294}/24{,}6$$

für $S/D = 1$, $z = 5$, gerade Rohranordnung

$$w_{\perp}/w_{||} = Re_{||}^{0{,}147}/8{,}32 \qquad L_{\perp}/L_{||} = Re_{||}^{0{,}66}/459$$

und für $S/D = 0{,}5$, $z = 4$, versetzte Rohranordnung

$$w_{\perp}/w_{||} = Re_{||}^{0{,}071}/5{,}94 \qquad L_{\perp}/L_{||} = Re_{||}^{0{,}207}/13{,}68$$

In Abb. 6 ist $L_{\perp}/L_{||}$ in Abhängigkeit von $Re_{||}$ eingetragen. Man sieht, dass trotz einer niedrigen Ausnutzungszahl die Querströmung bei nicht zu hohen Reynoldschen Zahlen inbezug auf die Transportleistung günstiger als die Innenströmung ist. In Abb. 6 ist eine Kurve für Stromlinien-Profilrohre im Querstrom entsprechend $S/D = 1$, $z = 5$, versetzte Anordnung eingezeichnet. Es ist ein ganz schlankes Profil angenommen, damit $\eta^*_{\perp} = \eta^*_{||}$ eingesetzt werden kann. Die Kurve für $L_{\perp}/L_{||}$ wird darum ganz einfach durch $(w_{\perp}/w_{||})^2$ dargestellt.

**10. Zusammenfassung.**

Für Wärmeaustauscher ist das Verhältnis zwischen übertragener Wärmemenge und gebrauchter Transportleistung des Strömungsmediums durch eine dimensionslose Kennzahl darstellbar

$$Q/L = \eta^*\, (\bar{I} - I_w)\, g/A\, \bar{w}^2$$

darin bedeuten $Q$ die übertragene Wärmemenge in kcal/sec, $L$ die Transportleistung in kcal/sec, $\bar{I} - I_w$ das Wärmeinhaltsgefälle zwischen Medium und Wand in kcal/kg, $\bar{w}$ die Mittelgeschwindigkeit in m/sec und $\eta^*$ eine dimensionslose «Ausnutzungszahl», die als ein Wirkungsgrad der Ausnutzung des Druckabfalles für den Wärmeübergang betrachtet werden kann.

Für Strömung in Rohren ist:

$$\eta^* = \alpha^* / \zeta^*$$

wo

$$\alpha^* = -\frac{d\bar{I}}{dl} D/(I - I_w) = \frac{4\alpha}{\bar{w}\gamma\, Cp} \text{ und } \zeta^* = -\frac{dP}{dl} D/\bar{\varrho}\, \bar{w}^2$$

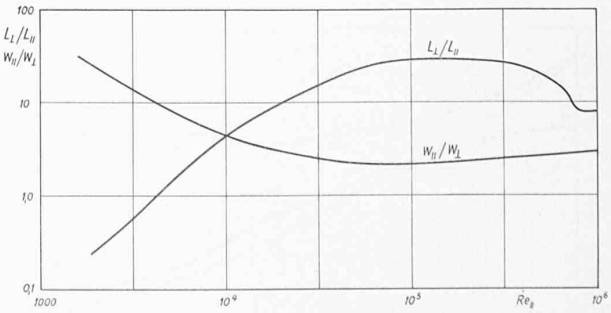


Abb. 5. Vergleich von Transportleistungen und Geschwindigkeiten bei $\alpha$ = konst. $D$ = konst. zwischen Einzelrohr im Querstrom und Innenströmung

Hier ist $l$ die Rohrlänge in m, $I$ der Mittelwert des Wärmeinhaltes in kcal/kg, $D$ der Rohrdurchmesser in m, $P$ der Druck in kg/m² und $\alpha$ die übliche Wärmeübergangszahl in kcal/m²·grad·sec.

Für Querströmung in Rohrbündeln ist $\eta^* = \frac{\alpha^*}{\zeta^*} \frac{F}{4 f_s}$ mit

$$\alpha^* = \frac{\Delta I}{(\bar{I} - I_w)} \frac{F}{4 f_s} = \frac{4 \alpha}{\overline{w} \gamma \, Cp} \text{ und } \zeta^* = \Delta P / \varrho \, \overline{w}^2.$$

wo $F$ die Oberfläche in m², $f_s$ der kleinste Querschnitt des Rohrbündels in m², und $\Delta P$ und $\Delta \bar{I}$ Druck- bezw. Wärmeinhaltsgefälle pro Rohrreihe sind.

Mit Heranziehung einer Anzahl Wärmeübergangs- und Widerstands-Formeln sowie -Versuchen sind $\alpha^*$, $\zeta^*$ und $\eta^*$ für verschiedene Heizflächenformen angegeben.

Bei $\alpha =$ konst. ist die Grösse $\overline{w}^2/\eta^*$ entscheidend für die Grösse der Transportleistung. Es wurde festgestellt:

1. Dass die Transportleistung abhängig von der Heizflächenform mit $D^{0,35}$ bis $D^{1,1}$ zunimmt.
2. Dass die Transportleistung für Gasströmung in rauhen Rohren etwas kleiner ist als für Strömung in glatten Rohren von gleichem Durchmesser.
3. Dass die Transportleistung bei Strömung zäher Flüssigkeiten für rauhe Rohre erheblich grösser ist als für glatte.
4. Gasströmung in Rohren braucht im Vergleich zur Querströmung um Einzelrohre vom gleichen Durchmesser bei $Re_{||} < 4000$ grössere Transportleistung, bei $Re_{||} > 5000$ kleinere Transportleistung, wo $Re_{||}$ auf Innenströmung bezogen ist.
5. Bei Querströmung in Rohrbündeln braucht die versetzte Rohranordnung weniger Transportleistung als die gerade.
6. Die enge Rohranordnung braucht weniger Transportleistung als die weite.
7. Bis etwa $Re_{||} = 50\,000 \div 100\,000$ braucht Querströmung in Rohrbündeln von zylindrischen Rohren mit mehreren versetzten Rohrreihen immer weniger Transportleistung als Innenströmung in Rohren von dem selben Durchmesser.
8. Stromlinien-Profilrohre brauchen bei turbulenter Strömung die kleinste Transportleistung, d. h. nur etwa ein Viertel der Transportleistung zylindrischer Rohre.


[1] H. Blasius: «VDI-Forschungsheft» Nr. 131, 1913.
[2] J. Nikuradse: «VDI-Forschungsheft» Nr. 356, 1932.
[3] M. ten Bosch: «Die Wärmeübertragung», Berlin 1936, S. 119.
[4] Vergl. J. Jung: «VDI-Forschungsheft» Nr. 380, 1936.
[5] M. ten Bosch: «Die Wärmeübertragung», Berlin 1936, S. 118.
[6] Dieser Faktor ist von W. Nusselt in «Z.VDI» Nr. 61, 1917, S. 685, angeführt und seitdem allgemein verwendet.
[7] H. Latzko: «Z. angew. Math. Mech.», Bd. 1, 1921, S. 268.
[8] S. Nikuradse: «VDI-Forschungsheft» Nr. 360, 1933.
[9] J. Jung: «VDI-Forschungsheft» Nr. 380, 1936, S. 24.
[10] W. Pohl: «Forschung», Bd. 4, 1933, S. 230.
[11] L. Prandtl: «Ergebnisse der Aerodynamischen Versuchsanstalt Göttingen», II. Lief., Berlin 1925, S. 25.
[12] Hilpert: «Forschung», Bd. 4, 1933, S. 215.
[13] J. Ulsamer: «Forschung», Bd. 3, 1932, S. 94.
[14] A. H. Davis: «Philos. Mag.», Bd. 47, 1924, S. 972.
[15] Wortington and Malone: «S. Franklin. Inst.» Nr. 184, 1917, S. 224.
[16] J. A. Hughes: «Philos. Mag.», Bd. 31, 1916, S. 118.
[17] Die von Reiher angegebenen unrichtigen Gleichungen sind durch Einführung von D = 0,015 berichtigt. Neue Messungen sind von Brandt («Forschung», Bd. 6, 1936, S. 204) mit einer großen Anzahl Bündelmodellen durchgeführt. Sie weichen nicht unerheblich von den Reiherschen ab. Um für Wärmeübergang und Widerstand entsprechende Werte zu erhalten, ist jedoch mit den Reiherschen gerechnet.
[18] H. Reiher: «VDI-Forschungsheft» Nr. 269, 1925.
[19] Wird $\eta^*$ auf $Q/W$ statt auf $Q/L$ bezogen, so erhält man $\eta^* = \frac{\alpha^*}{\zeta^*} \frac{F}{4 f_{S+D}}$


Die in «Z.VDI», No. 17, 1937, angegebenen Ausnutzungszahlen sind aus $Q/W$ berechnet und müssen also mit $(S + D)/S$ multipliziert werden um für $Q/L$ zu gelten.

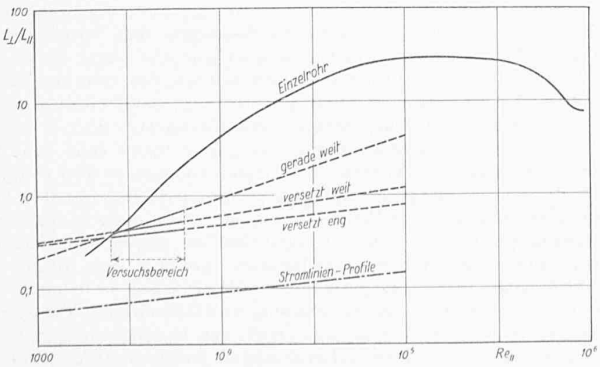


Abb. 6. Transportleistungen bei $\alpha =$ konst. $D =$ konst. für Querstrom im Rohrbündel im Verhältnis zu Innenströmung

# Eindrücke von den Auto-Ausstellungen in Paris und London, Oktober 1937

Von Dipl. Ing. M. A. C. TROESCH, Zürich

(Schluss von Seite 273)

*Der Komfort* im Automobil kann durch Massnahmen sowohl im Karosseriebau, als auch in der Chassiskonstruktion verfeinert werden. Das näherliegende ist dem Automobilisten die Karosserie. Er verlangt zuerst bequeme Sitze, genügend Ellenbogenfreiheit, genügend Raum für Beine und Kopf, auch mit aufgesetztem Hut. Die Engländer waren jahrelang von ihrem Verlangen nach Komfort derart beeinflusst, dass sie nicht über die Karosserie hinaus, bezw. darunter zum Chassis sahen. Man nahm möglichst bequeme Sitze, baute darum sehr viel leg-arm- and headroom und vier Wände und setzte das Gebilde auf irgend ein Chassis. Form war Nebensache. Noch heute besteht in London die Vorschrift, dass die Taxis für ausgewachsene Briten plus Zylinderhut genügend Höhe aufweisen müssen. In Frankreich dagegen wird erst auf Linie gesehen. Der Karossier zeichnet vor allem den Aufriss und dann muss man eben sehen wie die Passagiere hineinpassen. Bei kleinen Wagen machen sich die Gegensätze der beiden Länder besonders bemerkbar; man vergleiche nur einen Austin-Seven mit einem Rosengart! Heute hat England enorme Fortschritte zu verzeichnen. Nicht nur die Linie wurde unter Beibehaltung des Karosseriekomforts dem kontinentalen Geschmack angepasst, sondern man kam auch zur Einsicht, dass im Unterbau, im Chassis viel zu holen sei. Unter «Fahrleistungen» wurde erwähnt, dass bei hohen Durchschnittsgeschwindigkeiten nicht nur grosse Sicherheit, sondern ebenfalls ermüdungsfreies Fahren verlangt werde. Mit jeder Saison vermehrt sich in England die Zahl der niedrigen Kastenrahmenchassis mit Einzelradfederung, ja es hat ein regelrechtes Wettrennen nach Superkomfort eingesetzt.

Ganz allgemein behält die konservativere Schule immer noch starre Achsen bei und sucht Federungskomfort durch Gewichtsverteilung zu erreichen. Der Motor wird stark nach vorn versetzt und die Vorderfedern werden sehr weich gehalten, sodass der Wagenschwerpunkt und alle Wageninsassen vor die Axe der Nickschwingungen des Wagens zu liegen kommen. Früher ging diese Axe quer ungefähr durch die Wagenmitte, sodass die Rücksitze in die Höhe gingen, wenn der Wagenvorderteil nach unten nickte, und umgekehrt. Die neue Bauweise scheint gute Resultate zu ergeben und bezweckt Folgendes: Fahren die Vorderräder über eine Bodenerhebung, so wird der ganze Vorderteil und die mittlere Partie mit allen Insassen angehoben, eben weil die Schwingungs-Axe hinter dem Rücksitz liegt. Der Hinterteil setzt sich jedoch und komprimiert die Hinterfedern. Gleichzeitig fährt der Wagen weiter und kurz darauf müssen die Hinterräder über die Erhebung fahren; sie werden also angehoben. Da aber sämtliche Insassen noch in Aufwärtsbewegung begriffen sind, wird dieser Stoss von hinten nicht so sehr empfunden, umsoweniger als im nächsten Moment durch den Impuls der Hinterfedern die Schwingungsrichtung schon wieder ändert. Die Nickschwingungen, das unangenehme Schaukeln, werden durch diese Konstellation somit zum grössten Teil ausnivelliert. Eine extrem weiche Vorderfederung ergibt grosse Federausschläge und diese wiederum starke Störungen in der Lenkungsgeometrie, die nur durch präzise Radführungen behoben werden können — und dies führt eben wieder auf Einzelradfederung! Ist nun dadurch die Lenkung in Ordnung, so bringen die weichen Federungen immer noch schlechte Kurvenlage mit sich. Der ganze Wagenkasten neigt sich durch die Fliehkraft nach aussen, die innern Räder werden entlastet und ihre Haftung reduziert. Schon allein das starke Neigen des Wagens in der Kurve gibt dem Fahrer und auch den Mitfahrenden eine gewisse Unsicherheit und das Unbehagen wird noch erhöht, wenn der Hinterteil auch nur leicht ins Schleudern gerät. Viele Konstrukteure machen nun da aus der Not eine Tugend und versehen ihre Wagen mit Querstabilisatoren, ganz einfachen Torsionsstäben, die die beidseitigen Stossdämpferachsen miteinander verbinden und somit verdreht werden, wenn eine Wagenseite sich anhebt und die andere sich senkt. Bis zu einem gewissen Grade wirkt diese Stabilisierung gut, jedoch ergibt sie den Nachteil, dass die Kurvensicherheit zunächst wohl erhöht wird, aber sehr stark abbricht wenn eine gewisse Geschwindigkeit überschritten wird oder wenn die geringste Störung z. B. durch eine leichte Unebenheit der Strasse eintritt. Das Ergebnis ist dann stets ein plötzlicher «Quersprung» des Wagenhinterteils. Besser als die Torsions-Querstabilisierung wirkt die sogenannte Schwebeachse, bei der die Aufhängung der Hinterfedern etwas höher ist als der Wagenschwerpunkt, wie z. B. bei DKW und Wanderer. Noch bessere Resultate (heute wohl die beste Lösung), werden durch die Anwendung einer sogenannten