

Zeitschrift: Schweizerische Bauzeitung
Herausgeber: Verlags-AG der akademischen technischen Vereine
Band: 109/110 (1937)
Heft: 23

Artikel: Ueber die Ausnutzung des Druckabfalles bei Wärmeübergang
Autor: Jung, Ingvar
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-49157>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 15.01.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://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 Kantonsparlamentarier. — «Diagnostik» 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 Leuchtfountain 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

$$aF + bL = \text{Minimum} \quad (1)$$

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 w übertragender Wärmemenge Q und gegebener Temperaturdifferenz $T - T_w$ zwischen Medium und Fläche durch die Gleichung bestimmt

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

wo die Wärmeübergangszahl α von Heizflächenform und Geschwindigkeit abhängig ist. Weil L mit w^1 bis w^2 und α mit $w^{0.5}$ bis $w^{0.9}$ zunimmt, ist durch Gl. (1) eine gewisse wirtschaftliche Geschwindigkeit bestimmt. In der Gleichung

$$a \frac{Q}{\alpha(T - T_w)} + bL = \text{Minimum} \quad (3)$$

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

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

Wäre α 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 in bezug auf die Transportleistung zu vergleichen.

2. Die Gleichung von Prandtl.

Bei turbulenter Strömung geschehen der Impulsaustausch und der Wärmeaustausch hauptsächlich durch die molekulare 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 u' abgekühlt und abgebremst. An die Laminarschicht wird eine mechanische Energiemenge in mkg

$$dL = dG'(u - u')u/g \quad (4)$$

und eine Wärmemenge in kcal

$$dQ = dG'(I - I') \quad (5)$$

abgegeben.

Jetzt langen eine grosse Anzahl solcher Teilchen pro Zeiteinheit in der laminaren Grenzschicht an, die eine mittlere wirkliche Geschwindigkeit u_m und einen mittleren Wärmeinhalt I_m besitzen. Ist G' in kg/sec die Flüssigkeitsmenge, die pro Zeitein-

heit an der Grenzschicht ankommt, so wird die übertragene mechanische Leistung

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

und die Wärmeleistung

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

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

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

wo δ_g in m die Dicke der laminaren Grenzschicht, c_{pg} in kcal pro kg ° die spezifische Wärme und λ_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 δ_g besteht der Zusammenhang:

$$W = \eta_g w' F / \delta_g \quad (9)$$

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

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

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

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

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

$$I_m - I_w = \kappa(\bar{I} - I_w) \quad (12)$$

$$u_m = \psi \bar{w} \quad (13)$$

$$u' = \varphi \bar{w} \quad (14)$$

die Formulierung

$$Q/L = \frac{(\bar{I} - I_w) g}{\bar{w}^2} \frac{\kappa}{\psi[\psi + \varphi(Pr_g - 1)]} \quad (15)$$

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 κ , ψ und φ , sowie die noch dazukommenden unbekannten Korrektionsfaktoren müssen empirisch bestimmt werden. Wir fassen sämtliche dieser Grössen in einer «Ausnutzungszahl» η^* zusammen und schreiben in dimensionsloser Form mit dem mechanischen Wärmeäquivalent $A = 1/427$ in kcal/kg m

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

3. Strömung in Rohren.

Für den Reibungswiderstand bei Strömung in Rohren verwenden wir die Kenngrösse

$$\zeta^* = - \frac{dP}{dl} D / \frac{\bar{w}^2 \gamma}{g} \quad (17)$$

wo dP der Reibungsanteil des Druckabfalles in kg/m² auf die Rohrlänge dl in m und \bar{w} und γ 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

$$\alpha^* = - \frac{dI}{dl} D / (\bar{I} - I_w) = \frac{4Nu}{Re Pr} = \frac{4\alpha}{\bar{w} \gamma c_p} \quad (18)$$

wo wir den Mittelwert \bar{T} über den Querschnitt f in m^2 in folgender Weise definieren:

$$\bar{T} = \frac{\int f \gamma T df}{\int f \gamma df}$$

Werden ζ^* und α^* auf L und Q umgerechnet, erhält man

$$dQ = \alpha^* (\bar{T} - T_w) \bar{w} \gamma f dL / D \dots (\bar{w} \gamma = \int f \gamma df / f) \quad (20)$$

$$dL = \frac{\zeta^* A \bar{w}^2 \bar{w} \gamma f dL / D}{\dots} \quad (21)$$

$$Q/L = \frac{\alpha^* (\bar{T} - T_w) g}{\zeta^* A \bar{w}^2} \quad (22)$$

Durch Vergleich mit Gl. (16) erhalten wir

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

In der Prandtl'schen Gleichung (15) können wir bei Strömung in Rohren annähernd α und $\psi = 1$ annehmen und erhalten

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

wo $\varphi = u'/w$ ist.

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

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

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

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

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

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

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 η^* 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

$$\eta^* = 1,10 \div 1,14 \quad (29)$$

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 $^{\circ}C$

$$\bar{\vartheta} = \frac{\int f w \gamma T df}{\int f w \gamma c_p df} \quad (30)$$

und der Wandtemperatur ϑ_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 $\bar{\vartheta}$ zu beziehen und den Temperatureinfluss durch einen Temperaturfaktor $\bar{T}/T_w = (\vartheta + 273)/(\vartheta_w + 273)$ zu berücksichtigen. Weil in Gl. (28) $Pr \sim Pr_g$ ist, ist auch η^* bei Gasen sehr wenig von der Temperatur abhängig. Aus Versuchen über Gasströmung bei grossen Temperaturunterschieden ist zu schliessen, dass der Temperatureinfluss auf α^* und ζ^* ziemlich gering ist. Gelten α^*_{is} und ζ^*_{is} bei isothermischer Strömung, so ist allgemein

$$\alpha^* = \alpha^*_{is} (\bar{T}/T_w)^m \quad (31)$$

$$\zeta^* = \zeta^*_{is} (\bar{T}/T_w)^n \quad (32)$$

Bestimmt man Re aus der Beziehung

$$Re = \bar{w} \gamma D / \eta_T g \quad (33)$$

wo $\bar{w} \gamma = \int f w \gamma df / f = G/f$ die «Gewichtsgeschwindigkeit» in $(kg/m^2 sec)$, und η_T die Zähigkeit bei der Mitteltemperatur bedeuten, so darf man bei Abkühlung der Gase nach neueren Versuchen [4] für $m \sim n$ 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 η^* von \bar{T}/T_w stark abhängig. Die Stoffwerte lassen sich bei Flüssigkeiten nicht gut wie bei Gasen durch Po-

tenzformeln von T darstellen, nur in kleineren Bereichen können sie als Potenzformeln von ϑ wiedergegeben werden. Bei nicht-isothermischer Strömung wäre für ζ^* eine Gleichung

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

oder

$$\zeta^* = \zeta^*_{is} \left(\frac{\eta_w}{\eta_T} \right)^{m_2} \quad (34a)$$

mit Re nach Gl. (33) zweckmässig. Jedoch ist nicht genügend Versuchsmaterial vorhanden, um den Temperaturfaktor zu bestimmen¹⁾. Man weiss nur, dass m positiv ist, also dass ζ^* bei Erwärmung kleiner ist als ζ^* 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 $\bar{\vartheta}$, Pr_g bezieht er auf eine Grenzschicht-Mitteltemperatur, die in folgender Weise definiert wird

$$\bar{\vartheta}_g = \vartheta_w + \frac{\bar{\vartheta} - \vartheta_w}{2 \left[1 + \frac{1}{\varphi Pr_g} \right]} \quad (35)$$

Weil in Gl. (35) Pr_g enthalten ist, muss $\bar{\vartheta}_g$ 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 Rauigkeit.

In der Praxis ist eine genaue Festlegung des Rauigkeitsgrades kaum möglich. Erstens ist die mittlere Rauigkeitshöhe ϵ in m sehr schwierig zu bestimmen, zweitens ist es nur möglich, die Struktur der Rauigkeit als «wellig», «scharfkörnig», «rundkörnig» oder dergl. anzugeben. Nur wenn eine Rauigkeit von körniger oder welliger Struktur mit konstanter Rauigkeitshöhe vorliegt, wie bei den Untersuchungen von Nikuradse, sind die Verhältnisse scharf definierbar. Für Strömung in rauen Rohren liegen sehr viele Untersuchungen vor; Untersuchungen, bei denen gleichzeitig Wärmeübergang und Widerstand gemessen wurden, sind dagegen sehr selten. Bis zu einem gewissen Rauigkeitsgrad ϵ/D sind Wärmeübergang und Widerstand unabhängig von der Rauigkeit. Dieser von der Reynold'schen Zahl abhängige Grenzwert der Rauigkeit ist von Nikuradse sehr genau bestimmt worden. In der Arbeit von Nikuradse [8] ist auch $\zeta^* = f(Re)$ für jeden Rauigkeitsgrad bei körniger Struktur dargestellt. Wenn die Rauigkeit 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 Sieder und Tate (Ind. Eng. Chem., Band 28, Nr. 12, S. 1429), zwar eine Gleichung $\zeta^* = \zeta^*_{is} \cdot \left(\frac{\eta_w}{\eta_T} \right)^{0,14}$ aufgestellt.

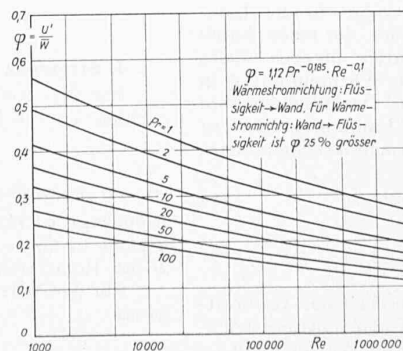


Abb. 1

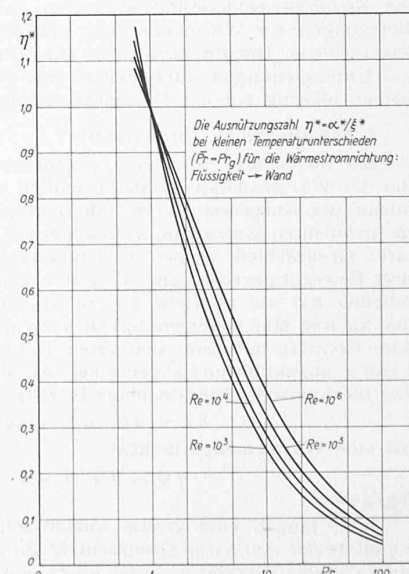


Abb. 2

die Prandtl'sche Gleichung nur für den Reibungsanteil des Strömungsverlustes gilt. Die Stauwirkung der Rauigkeitsteilchen 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

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

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 ζ^*_{is} bestimmt werden, wenn im Ausdruck für Re eine mittlere Zähigkeit bezogen auf $0,5 (\bar{\vartheta} + \vartheta_w)$ eingesetzt wird. Aus den Versuchen kann man für den Versuchsbereich $Re = 15000 \div 35000$ 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 Rauigkeit steigt ζ^* , während α^* abnimmt. Bei Wasser nimmt also η^* sehr schnell mit der Rauigkeit ab. Die gemessenen Werte für glatte Rohre geben mit φ nach Gl. (28) und mit Pr_g als Mittelwert nach Gl. (35) eine sehr gute Uebereinstimmung mit der Prandtl'schen Gleichung. Wie der Widerstand mit der Rauigkeit zunimmt und η^* abnimmt, geht aus Zahlentafel I hervor

Rohr	$Re = 15000$		$Re = 35000$	
	$\frac{\zeta^*_{\text{rau}}}{\zeta^*_{\text{glatt}}}$	$\frac{\eta^*_{\text{glatt}}}{\eta^*_{\text{rau}}}$	$\frac{\zeta^*_{\text{rau}}}{\zeta^*_{\text{glatt}}}$	$\frac{\eta^*_{\text{glatt}}}{\eta^*_{\text{rau}}}$
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 η^* bei Strömung in rauhen Rohren angeben

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

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

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

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

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

und erhalten

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

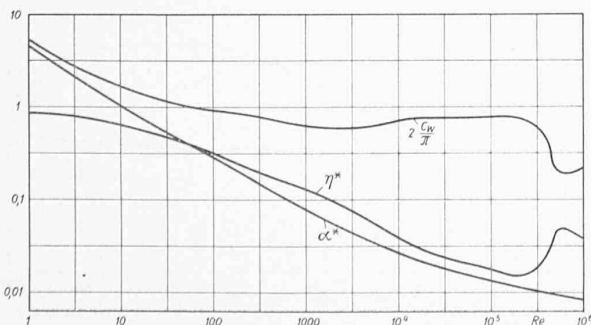


Abb. 3

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

Für ein zylindrisches Rohr erhält man also

$$\eta^* = \frac{\alpha^* \pi}{C_w} \frac{1}{2} \quad (42)$$

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

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

Die Messungen Hilpert's sind bei $Re \sim 230$ 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 $Re \sim 4000$ 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 Prandtl'sche Gleichung. Auf Grund der Versuche von Ulsamer [13], Davis [14], Wortington und Malone [15] könnte man die Annäherung geben

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

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 α^* können also die Gleichungen für zylindrisches Rohr annähernd verwendet werden. Bei sehr schlanken Stromlinien-Profilen ist die Grenzschichtablösung so gering, dass die Prandtl'sche Gleichung

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

verwendet werden darf.

5. Rohrbündel im Querstrom.

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

$$\Delta P = \zeta^* \bar{q} w^2 \quad (46)$$

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

$$L = \Delta P G / \gamma = \zeta^* \bar{q} w^2 f_S \quad (47)$$

Ist wie früher

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

so erhält man

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

und für den Wärmeinhaltsabfall pro Rohrreihe

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

Für ein Rohrbündel mit z Rohrreihen ist

$$\Delta P = z \zeta^* \bar{q} w^2 \quad (50)$$

1) $\zeta^* = \frac{\Delta P}{\bar{q} w^2}$ wird häufig als Eulersche Kennzahl «Eu» bezeichnet.

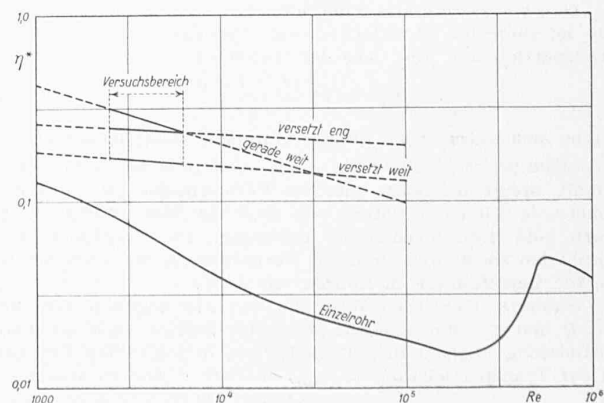


Abb. 4

$$\Delta I = (\bar{I}_0 - I_w) e^{-\alpha^* z} \frac{F}{4fS} \dots (51)$$

wo ζ^* , \bar{w}^2 und α^* Mittelwerte für das ganze Bündel sind und \bar{I}_0 der Wärmeinhalt vor dem Bündel ist. Für Q/L und η^* erhalten wir die Gleichungen

$$Q/L = \frac{\alpha^* F (\bar{I}_0 - I_w) g}{\zeta^* 4fS \bar{w}^2} \dots (52)$$

$$\eta^* = \frac{\alpha^* F}{\zeta^* 4fS} \dots (53)$$

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

$$\alpha^* = 0,773 Re - 0,32 \quad \eta^* = 0,323 Re - 0,08$$

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

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

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

$$\alpha^* = 0,624 Re - 0,30 \quad \eta^* = 0,397 Re - 0,06$$

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

Für höhere Reynold'sche 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 $\vartheta_w = 100^\circ C$. Eintrittstemperatur $\vartheta_1 = 10^\circ C$. Mittlere Reynold'sche Zahl $Re = 10000$. 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 $c_p \sim$ konst. erhalten wir

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

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

Beispiel 2: Wasserströmung im Rohr mit einer konstanten Wandtemperatur von $\vartheta_w = 20^\circ C$. Eintrittstemperatur $\vartheta_1 = 10^\circ C$. Mittlere Reynold'sche Zahl $Re = 10000$. 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

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

Beispiel 3: Luftströmung quer zu einem Rohrbündel mit 10 Rohrreihen, Wandtemperatur $\vartheta_w = 100^\circ C$. Eintrittstemperatur $\vartheta_1 = 10^\circ C$, mittlere Reynold'sche Zahl $Re = 10000$. Versetzte Rohranordnung mit einer Teilung $= 2 \times$ Rohrdurchmesser. Nach den Versuchen von Brandt, Forschung, Bd. 6, 1935, S. 204 erhält man

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

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

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

Die Austrittstemperatur ergibt sich dann aus

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

7. Vergleich der Heizflächenformen in bezug auf die Transportleistung bei $\alpha =$ konst.

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

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

ergibt sich, dass η^*/\bar{w}^2 für die Güte der Heizflächenform entscheidend ist. Weil allgemein α mit $\bar{w}^{0,85}/D^{0,15}$ bis $\bar{w}^{0,65}/D^{0,35}$ zunimmt, steigt bei sonst gleichen Verhältnissen (Re , α und η^* 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 $D^{0,67}$.

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

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

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 $Pr \gg 2$ (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 α 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:

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

lösen. Das Verhältnis der Transportleistungen ergibt sich zu

$$L_{||}/L_{\perp} = \frac{\eta^*_{||} \bar{w}_{||}^2}{\eta^*_{\perp} \bar{w}_{\perp}^2} \dots (58)$$

Für Luft ist in Abb. 5 $\bar{w}_{||}/\bar{w}_{\perp}$ und $L_{||}/L_{\perp}$ 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 α und D konst.

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

$$\text{für } S/D = 1, z = 5, \text{ versetzte Rohranordnung}$$

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

$$\text{für } S/D = 1, z = 5, \text{ gerade Rohranordnung}$$

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

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

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

In Abb. 6 ist $L_{||}/L_{\perp}$ in Abhängigkeit von $Re_{||}$ eingetragen. Man sieht, dass trotz einer niedrigen Ausnutzungszahl die Querströmung bei nicht zu hohen Reynold'schen Zahlen in bezug 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 $L_{||}/L_{\perp}$ wird darum ganz einfach durch $(w_{||}/w_{\perp})^2$ 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 η^* 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

$$\alpha^* = - \frac{d\bar{I}}{dl} \frac{D}{\bar{I} - I_w} = \frac{4 \alpha}{w \gamma c_p} \quad \text{und} \quad \zeta^* = - \frac{dP}{dl} \frac{D}{\bar{w}^2}$$

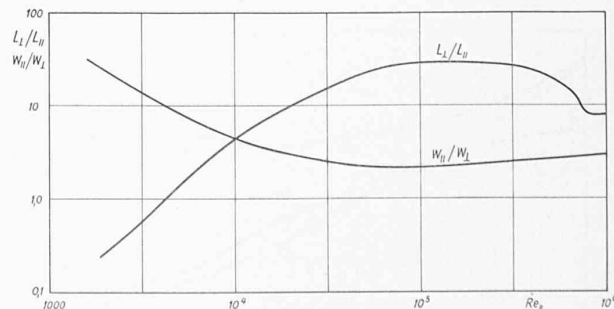


Abb. 5. Vergleich von Transportleistungen und Geschwindigkeiten bei $\alpha =$ konst. $D =$ konst. zwischen Einzelrohr im Querstrom und Innenströmung

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 α die übliche Wärmeübergangszahl in kcal/m²·grad·sec.

Für Querströmung in Rohrbündeln ist $\eta^* = \frac{\alpha^* F}{\zeta^* 4 f_s}$ mit $\alpha^* = \frac{\Delta I}{(I - I_w)} \frac{F}{4 f_s} = \frac{4 \alpha}{w \gamma C_p}$ und $\zeta^* = \Delta P / \bar{v} w^2$.

wo F die Oberfläche in m², f_s der kleinste Querschnitt des Rohrbündels in m², und ΔP und ΔI Druck- bzw. Wärmeinhaltsgefälle pro Rohrreihe sind.

Mit Heranziehung einer Anzahl Wärmeübergangs- und Widerstands-Formeln sowie -Versuchen sind α^* , ζ^* und η^* für verschiedene Heizflächenformen angegeben.

Bei $\alpha = \text{konst.}$ ist die Grösse \bar{w}^2/η^* 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 rauen Rohren etwas kleiner ist als für Strömung in glatten Rohren von gleichem Durchmesser.

3. Dass die Transportleistung bei Strömung zäher Flüssigkeiten für raue 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] J. 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] Worthington 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 Reiher'schen ab. Um für Wärmeübergang und Widerstand entsprechende Werte zu erhalten, ist jedoch mit den Reiher'schen gerechnet.
- [18] H. Reiher: «VDI-Forschungsheft» Nr. 269, 1925.

[19] Wird η^* auf Q/W statt auf Q/L bezogen, so erhält man $\eta^* = \frac{\alpha^* F}{\zeta^* 4 f_s + D}$

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.

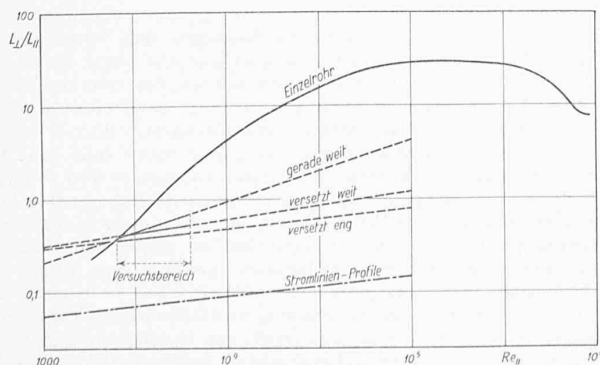


Abb. 6. Transportleistungen bei $\alpha = \text{konst.}$ $D = \text{konst.}$ für Querstrom im Rohrbündel im Verhältnis zu Innenströmung

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, bzw. darunter zum Chassis sahen. Man nahm möglichst bequeme Sitze, baute darum sehr viel leg-arm- und 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 Karosserie 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 Achse der Nickschwingungen des Wagens zu liegen kommen. Früher ging diese Achse 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 Vorderäder über eine Bodenerhebung, so wird der ganze Vorderteil und die mittlere Partie mit allen Insassen angehoben, eben weil die Schwingungs-Achse 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, umso weniger 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 Waghinterteils. 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