

# Beiträge zur Frage der Geschwindigkeitsformel und der Rauigkeitszahlen für Ströme, Kanäle und geschlossene Leitungen

Autor(en): **Strickler, A.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Schweizerische Bauzeitung**

Band (Jahr): **83/84 (1924)**

Heft 23

PDF erstellt am: **25.09.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-82804>

## **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.

INHALT: Beiträge zur Frage der Geschwindigkeitsformel und der Rauheitszahlen für Ströme, Kanäle und geschlossene Leitungen. — Die Schweiz aus der Vogelschau (hierzu Tafeln 22 bis 25). — Elektrische Automobilstrecke mit Oberleitung Modane-Lanslebourg (Savoien). — Neue Eisenbeton-Bogenbrücke über die Seine bei Saint-Pierre-du-Vauvray (Eure). — † Olaf Kjelsberg. — Miscellanea: Elektrifikation

der S.B.B. 50 Jahre „Engineering News-Record“. Ausbau der Wasserkräfte in der Tschechoslowakei. Schweizerischer Elektrotechnischer Verein. Eidgenössische Technische Hochschule. Turbo-Lokomotive System Zoelly. Burd Deutscher Architekten. — Konkurrenzen: Bebauungsplan der Stadt Wetzlar. — Literatur: Die Schweiz aus der Vogelschau. — Vereinsnachrichten: Zürcher Ingenieur- u. Architekten-Verein. S.T.S.

Band 83. Nachdruck von Text oder Abbildungen ist nur auf Zustimmung der Redaktion und nur mit genauer Quellenangabe gestattet. Nr. 23.

### Beiträge zur Frage der Geschwindigkeitsformel und der Rauheitszahlen für Ströme, Kanäle und geschlossene Leitungen.

Von Dr. A. Strickler, Ingenieur.<sup>1)</sup>

Zu der grossen Zahl von empirischen Formeln, die seit der Zeit de Chézy's (1775) für den Koeffizienten  $c$  in der Chézy'schen Gleichung

$$v = c \sqrt{RJ} \quad \dots \quad (1)$$

aufgetaucht sind, gehört auch eine Reihe von Formeln von reiner Potenzform. Bei solchen Formeln kann auch die Chézy'sche Gleichung selbst in Potenzform geschrieben werden. Eine der bekanntesten ist die in neuerer Zeit viel verwendete Formel von Forchheimer:

$$v = k R^{0.7} J^{0.5} \quad \dots \quad (2)$$

die namentlich für die Berechnung grosser Werkkanäle sich als sehr geeignet erwiesen hat. Ueber die Grösse der Exponenten von  $R$  und  $J$  sind die Anschauungen noch vielfach geteilt. Es kann den wissenschaftlich geschulten Ingenieur offenbar nicht befriedigen, wenn ihm die Handbücher des Wasserbaues für eine bestimmte Art und Grösse von Gerinnen diesen, für andere Arten jenen Exponenten empfehlen. Die Unsicherheit erscheint noch grösser, wenn man sich die Tatsache vor Augen hält, dass für geschlossene Rohrleitungen wieder eine grosse Zahl weiterer Formeln besteht<sup>2)</sup>, ja dass sogar manchmal ein Autor für offene Gerinne ganz anders gebaute Gleichungen empfiehlt, als für Druckleitungen. Das allgemeine Grundgesetz des Energieverlustes muss jedoch für beide Arten das nämliche sein.

<sup>1)</sup> Auszug aus Mitteilung No. 16 des Eidg. Amtes für Wasserwirtschaft, zu beziehen beim Amt für 5 Fr. (vergl. S. B. Z. 27. Okt. 1923, Seite 224).

<sup>2)</sup> Hier meist in der Form  $J = \lambda \frac{v_m^2}{D \cdot 2g} = \lambda \frac{v_m^2}{4R \cdot 2g}$

#### Tabelle der Bezeichnungen.

	Einheit im Techn. Masssystem
$J$ = Relativgefälle (Neigung des Wasserspiegels) . . . . .	Reine Zahl
$R$ = Profil-Radius = Querschnitt: Benetzt, Umfang . . . . .	m
$v_m$ = Wassergeschwindigkeit als Mittelwert des ganzen Profils .	m/sek
$v$ = desgl. an beliebiger Stelle d. Querschnitts . . . . .	m/sek
$v_o$ = desgl. an beliebiger Stelle der Oberfläche in offenen Gerinnen . . . . .	m/sek
$V_o$ = Maximale Geschwindigkeit im Querschnitt . . . . .	m/sek
$v_s$ = Wassergeschwindigkeit an der Sohle . . . . .	m/sek
$t$ = Tiefe einer beliebigen Stelle des Querschnitts unter dem Wasserspiegel . . . . .	m
$t_a$ = Tiefe von der Oberfläche bis zur Sohle in einer Vertikalen .	m
$c$ = Geschwindigkeitskoeffizient gemäss $v_m = c \sqrt{RJ}$	
$\epsilon$ = Rauheitskoeffizient nach Bazin gemäss $c = \frac{87 \sqrt{R}}{\epsilon + \sqrt{R}}$	
$n$ = Rauheitskoeffizient nach Ganguillet-Kutter	
$k, k_1, k_2, \dots$ Koeffizienten, variabel mit der Rauigkeit	
$D$ = Rohrdurchmesser . . . . .	m
$h_w$ = Druckhöhenverlust . . . . .	m
$\Delta p$ = Druckverlust = $h_w \cdot \gamma$ (Pressungsverlust) . . . . .	kg/m <sup>2</sup>
$r_a$ = Rohrhalmmesser . . . . .	m
$r$ = Radius einer Ringschicht im runden Rohr . . . . .	m
$\lambda$ = Widerstandskoeffizient gemäss $J = \lambda \frac{v_m^2}{4R \cdot 2g}$	
$\eta$ = Koeffizient der internen Flüssigkeitsreibung oder Viskosität	kg sek/n. <sup>2</sup>
$\gamma$ = Spezifisches Gewicht der Flüssigkeit . . . . .	kg/m <sup>3</sup>
$\tau$ = Temperatur der Flüssigkeit . . . . .	Grad C.
$\rho$ = Aequivalenter Durchmesser der Wandunebenheiten . . . . .	m
$g$ = Erdbeschleunigung . . . . .	m/sek <sup>2</sup>
$L$ = Länge einer Flusstilstrecke, bezw. einer Rohrleitung . . . . .	m
$U$ = Benetzter Umfang des Querschnitts . . . . .	m
$O$ = $U \cdot L$ = Benetzte Oberfläche (Rohrleitungen) . . . . .	m <sup>2</sup>

Ebenso wird man sich unschwer klar werden darüber, dass die in den letzten Jahrzehnten aufgetauchten Gleichungen ohne Rauigkeits-Koeffizienten (für Flüsse mit Kiessohle) nur rohe Annäherungen darstellen.

Der Hauptzweck der in der Titel-Fussnote erwähnten Studie, von der vorliegende Zeilen einen kurzen Auszug bilden, war die Aufstellung einer allgemein gültigen Gleichung für den Energieverlust beim gleichförmigen turbulenten Strömen von Flüssigkeiten in Gerinnen irgendwelcher Art. Die dabei befolgte Methode ist eine empirische, mit Berücksichtigung der theoretischen Anschauungen über das Wesen der reinen Flüssigkeitsreibung bei der Laminarströmung. Als grundlegendes Material dienen Versuche von Reynolds, Darcy, Lang, Saph und Schoder über Druckverluste in verhältnismässig engen Röhren<sup>3)</sup> (Durchmesser von etwa 0,5 bis 5 cm), sodann Versuche von Darcy und Bazin an offenen, künstlichen Gerinnen von mässigen Dimensionen, Versuche von Kutter an einigen schweizerischen Gewässern mit sehr grossem Gefälle (Wildbachschalen), und schliesslich neben einigen vereinzelt publizierten Messungen verschiedener Autoren eine grosse Zahl von ältern und neuern Messungen des Eidg. Amtes für Wasserwirtschaft an schweizerischen natürlichen Gewässern und künstlichen Gerinnen (Werkkanäle, Stollen usw.) von mittlern bis grossen Abmessungen.

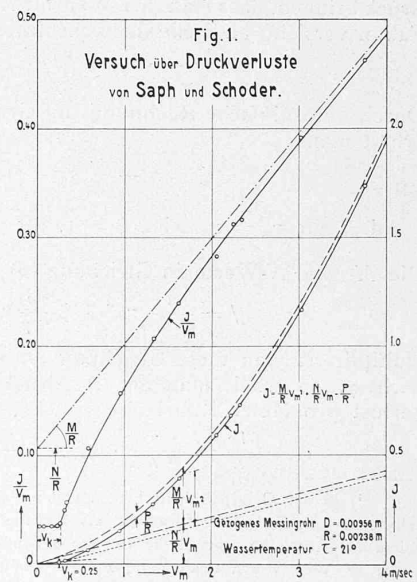
Als Ausgangspunkt für die Aufstellung der allgemein gültigen Gleichung für den Energieverlust wählte ich die Darstellung, wie sie in einem Beispiel in Abbildung 1 zum Ausdruck gelangt. Wie aus diesem Beispiel ersichtlich, ist bis zu einer mittleren Geschwindigkeit im Rohr von 0,25 m/sek der Wert  $\frac{J}{v_m}$  eine Konstante, oder  $J = \text{prop. } v_m$ ; der Gültigkeitsbereich dieses Gesetzes entspricht dem Gebiet der Laminarströmung, für welche die Newton'sche Theorie ergibt:

$$J = \frac{2\eta}{\gamma \cdot R^2} \cdot v_m \quad (3)$$

Laminare Strömung (wirklich geradlinige Bewegung der einzelnen Wasserteile) ist nur möglich, solange die Geschwindigkeit den kritischen Wert  $v_k$  nicht übersteigt; nach Reynolds ist für Wasser, sowie andere Flüssigkeiten und Gase von gleicher oder geringerer Zähigkeit

$$v_k = \frac{2000 \cdot \eta \cdot g}{4R \cdot \gamma} \quad (4)$$

Bei Geschwindigkeiten grösser als  $v_k$  tritt die turbulente Wasserbewegung auf; der Wert  $\frac{J}{v_m}$  steigt an, und die  $\frac{J}{v_m}$  Kurve, die als eine Hyperbel betrachtet werden möge, nähert sich asymptotisch einer Geraden; in vor-



<sup>3)</sup> Die Versuchsergebnisse sind entnommen der Zusammenstellung in der Arbeit von R. Biel: „Ueber den Druckhöhenverlust bei der Fortleitung tropfbarer und gasförmiger Flüssigkeiten. Berlin, 1907.“

<sup>4)</sup> Für zähere Flüssigkeiten, z. B. Oel, tritt an Stelle des Wertes 2000 ein viel kleinerer Wert, etwa 180.

stehender Abb. 1 nimmt  $J$  selbst jetzt den parabelförmigen Verlauf an, sobald  $v > v_k$ .

Die Gleichung der Hyperbel in Abbildung 1 ist von der Form

$$\frac{J}{v_m} = \frac{1}{R} (M v_m + N - \frac{P}{v_m}) \quad (5)$$

$$J = \frac{1}{R} (M v_m^2 + N v_m - P) \quad (6)$$

Die  $M$ - und  $N$ -Werte ergaben sich aus einer grossen Zahl von Messungen in gleicher Darstellung (wie Abbildung 1), daraus, dass die Abschnitte der Asymptoten auf den Ordinatenaxen die Werte  $\frac{N}{R}$ , die Neigungen der Asymptoten zu den Abszissenaxen die Werte  $\frac{M}{R}$  bedeuten. Trägt man die so aus vielen Messreihen erhaltenen  $M$ - und  $N$ -Werte in einem logarithmischen Koordinatensystem als Funktion des Profilradius  $R$  auf, so ergibt sich das Bild in Abbildung 2. Der Verlauf der  $M$ - und  $N$ -Linien als Gerade mit bestimmten Neigungen und Ordinatenwerten für  $R = 1$  lässt erkennen, dass

$$M = \frac{1}{k^2} \cdot R^{-1/3} \quad (1)$$

wobei  $k$  eine von der Wandrauhigkeit abhängige Konstante ist,

$$\text{und } N = 2 \pi \cdot \frac{\eta}{\gamma} \cdot R^{-1}$$

Der Wert  $P$  kann ermittelt werden aus der Bedingung, dass für die kritische Geschwindigkeit  $v_k$  der Druckverlust der laminaren Strömung gleich dem der turbulenten Strömung sein muss, d. h.

$$2 \frac{\eta}{\gamma} \cdot \frac{v_k}{R^2} = \frac{M}{R} \cdot v_k^2 + \frac{N}{R} \cdot v_k - \frac{P}{R}$$

Man kann aber den Einfluss von  $P$  auch dadurch zum Ausdruck bringen, dass man den Wert für  $N$  mit einem variablen Faktor versieht, an Stelle des konstanten Wertes  $\pi$  und zwar

$$N = \xi \frac{2 \eta}{R \gamma}$$

Durch eine einfache Rechnung auf Grund von Abbildung 1 erhält man

$$\xi = \pi - \frac{v_k}{v_m} (\pi - 1)$$

d. h. für  $v_m = v_k$  wird  $\xi = 1$ , für  $\frac{v_k}{v_m} \cong 0$  ist  $\xi = \pi$

Die  $M$ - und  $N$ -Werte in Gleichung (6) eingesetzt, ergeben:

$$J = \frac{1}{k^2 R^{1/3}} v_m^2 + \xi \frac{2 \eta}{R^2 \gamma} v_m \quad (7)$$

Multipliziert man diese Gleichung mit dem spezifischen Gewicht  $\gamma$ , so erhält man den Ausdruck für den Pressungsverlust pro Meter Rohrlänge

$$\frac{\Delta p}{L} = \frac{\gamma}{k^2 R^{1/3}} \cdot v_m^2 + \xi \frac{2 \eta}{R^2} v_m \quad (7a)$$

<sup>1)</sup> In der Originalschrift habe ich den Verlauf der  $M$ -Linien unterhalb eines „kritischen Profilradius“ als konstant betrachtet (Beilage 29), indem namentlich an einer Reihe von gezogenen Messingrohren bei kleinem  $R$  der  $M$ -Wert von  $R$  unabhängig zu sein scheint. Da aber mit gewisser Wahrscheinlichkeit angenommen werden kann, dass die Rohre mit grösserem Durchmesser etwas weniger glatte Wandung zeigen als mit kleinerem Durchmesser, kann die  $M$ -Linie in Abb. 2 auch für die ganz kleinen Rohre unter gleicher Neigung ( $-1/3$ ) wie für grössere Radien gezogen werden. Dadurch wird das Resultat noch einheitlicher. Will man aber diese Frage noch offen lassen, so beschränkt sich die Gültigkeit der Gleichung (7) auf Rohre und Gerinne mit Profilradien von über 0,003 m.

<sup>2)</sup> Diese auf empirischem Wege gefundene zweigliedrige Gleichung entspricht in ihrem allgemeinen Aufbau derjenigen, die von H. A. Lorentz (Leiden) auf Grund theoretischer Betrachtungen über die Turbulenz aufgestellt wurde; vergleiche Abhandlungen über theoretische Physik (Leipzig

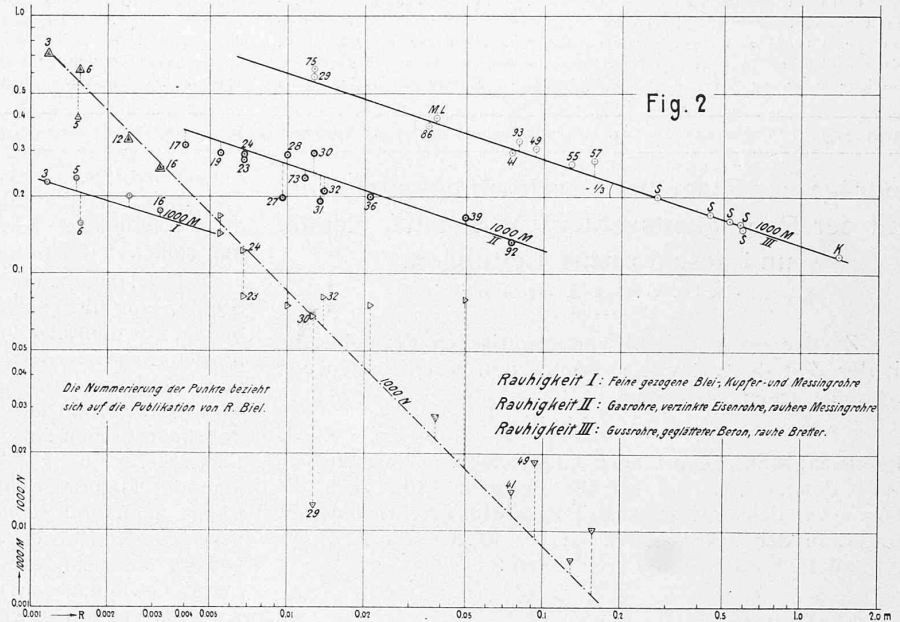


Fig. 2

Die Nummerierung der Punkte bezieht sich auf die Publikation von R. Biel.

Rauigkeit I: Feine gezogene Blei-, Kupfer- und Messingrohre  
 Rauigkeit II: Gasrohre, verzinkte Eisenrohre, rauhere Messingrohre  
 Rauigkeit III: Gusserohre, geglätteter Beton, rauhe Bretter.

Die Gleichung (7a) gilt nicht nur für Wasser, sondern allgemein für nicht allzu zähe Flüssigkeiten und Gase bei turbulenter Strömung. Dies geht hervor aus einigen Messreihen, die der Arbeit von R. Biel entnommen wurden. Die für Leuchtgas, atmosphärische und Pressluft, sowie für Wasserdampf nach Gleichung (7a) berechneten  $k$ -Werte sind für entsprechendes Wandmaterial ungefähr gleich gross wie beim Durchfluss von Wasser. Folgende Tabelle lässt dies erkennen:

Nr. nach Biel und Art	D m	R m	1000 M	$k = \sqrt{\frac{1}{MR}}$	1000 N	$\gamma$ kg/m <sup>3</sup>	$\frac{\eta}{\gamma} = \frac{NR}{2\pi}$	$10^{6 \cdot \eta}$
<b>Gusseiserne Rohre</b>								
75 Leuchtgas . . .	0,05	0,0125	0,63	83	0,625	0,5	$1,24 \cdot 10^{-6}$	0,62
79 Satteldampf, 5 at . . .	0,075	0,0188	0,375	100	0,94	2,6	$2,83 \cdot 10^{-6}$	7,35
86 Satteldampf . . .	0,14	0,035	0,375	90	—	—	—	—
93 Atm. Luft . . .	0,325	0,081	0,325	85	0,241	1,24	$3,11 \cdot 10^{-6}$	3,86
M. L. Wasser . . .	0,15	0,0375	0,394	87	0,0277	1000	$0,166 \cdot 10^{-6}$	166
<b>Schmiedeeiserne Rohre</b>								
73 Pressluft, 4 at . . .	0,047	0,01175	0,229	138	—	—	—	—
73 Satteldampf . . .	0,047	0,01175	0,235	137	—	—	—	—
82 Satteldampf, 3,5 at . . .	0,10	0,025	0,262	114	0,92	1,9	$3,68 \cdot 10^{-6}$	7,0
92 Pressluft, 7,2 at . . .	0,30	0,075	0,133	134	0,036	8,6	$0,43 \cdot 10^{-6}$	3,7
28 Wasser . . .	0,0395	0,00988	0,286	128	0,074	1000	$0,116 \cdot 10^{-6}$	116

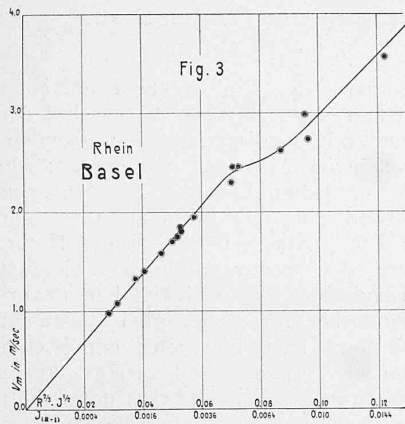
Diese Tatsache der Unabhängigkeit des  $k$ -Wertes von den Eigenschaften der Flüssigkeit, d. h. von den in weiten Grenzen verschiedenen  $\eta$ - und  $\gamma$ -Werten, führt dazu, das erste Glied der Gleichung (7) als „reines Turbulenzglied“ zu bezeichnen. Der  $k$ -Wert ist charakteristisch für den Grad der Wandrauhigkeit; diese ist bestimmend für die Stärke der Turbulenz und des dadurch verursachten Energieverlustes. Das zweite Glied in Gleichung (7) stellt den Energieverlust infolge innerer Reibung der Flüssigkeit (Viskosität) dar. Dieser Anteil ist aber im Grenzfall  $\pi$ -mal so gross wie der Verlust bei Laminarströmung (siehe Gleichung (3)); dies ist auch aus Abbildung 1 ersichtlich: der Ordinatenabschnitt der Asymptote ist 3,14 mal so gross als der Wert  $\frac{J}{v_m}$  für  $v < v_k$ . Diese Tatsache steht in offenbarem Zusammen-

hang mit den Ergebnissen von Prášil, Technische Hydrodynamik, Seite 24, wo die zitierte Gleichung, mit unseren Bezeichnungen, lautet:

$$\frac{\Delta p}{L} = \frac{4\gamma}{(r a^2 - r^2) g} \int_r^{ra} v' \cdot v' \cdot dr + \frac{4\eta}{r a^2 - r^2} \frac{1}{v}$$

Unsere Gleichung (7a) kann als Integration dieser Lorentz'schen Gleichung betrachtet werden.





hang mit dem Umstand, dass bei turbulenter Bewegung die einzelnen Wasserteilgrössere Reibungswege zurücklegen als bei laminarer Strömung.

Sofern man es mit Profilradien von mehr als etwa 7 mm (entsprechend rund 3 cm Rohrdurchmesser) und mittlern Geschwindigkeiten von über 1,0 m/sek zu tun hat, kann man für Wasser die

zweigliedrige Formel mit konstantem Faktor  $\xi = \pi$  benutzen:

$$J = \frac{v_m^2}{k^2 R^{2/3}} + \frac{2 \cdot \pi \cdot \eta}{\gamma \cdot R^2} \cdot v_m \quad (7b)$$

Löst man diese nach der Geschwindigkeit auf, so erhält man

$$v_m = \sqrt{k^2 \cdot R^{4/3} \cdot J + \left(\frac{\pi \cdot \eta}{\gamma} \cdot \frac{k^2}{R^{2/3}}\right)^2} - \frac{\pi \cdot \eta \cdot k^2}{\gamma \cdot R^{2/3}} \quad (7c)$$

Für bestimmte, beschränkte Geltungsbereiche kann man die beiden Glieder in (7b) zu einem einzigen zusammenziehen, wobei dann  $v_m$  gewisse Exponenten erhält, die zwischen 1 und 2 liegen müssen; der Exponent von  $R$  muss zwischen  $4/3$  und 2 liegen.

So wird z. B. für schmiedeiserne Rohre (nicht genietete,  $k = 130$ ) innert den Grenzen  $D = 0,10$  bis  $0,40$  m,  $R = 0,025$  bis  $0,10$  m,  $v_m = 0,5$  bis  $4,0$  m/sek

$$J = \lambda' \frac{v_m^{1,90}}{R^{1,41}} \text{ oder } v_m = k'' \cdot R^{0,74} \cdot J^{0,525}$$

Für gusseiserne Rohre ( $k = 90$ ) mit  $D > 0,10$  m und  $v_m > 1,0$  m/sek wird das in  $v_m$  lineare Glied so klein, dass es gegenüber dem quadratischen ganz vernachlässigt werden kann; es bleibt dann

$$J = \frac{v_m^2}{k^2 \cdot R^{2/3}} \quad (8)$$

$$\text{oder } v_m = k \cdot R^{2/3} \cdot J^{1/2} = k \cdot R^{1/6} \cdot \sqrt{R \cdot J} \quad (8a)$$

Auch für alle die Anwendungsbereiche, die den Wasserbau-Ingenieur interessieren, d. h. für Flüsse, Kanäle, Stollen, Wildbachschalen, Druckleitungen usw., liefert die für die praktische Rechnung sehr bequeme Potenzform (Rechenschieberformel!)

$$v_m = k R^{2/3} J^{1/2} \quad (8b)$$

vollständig genügend genaue Resultate.<sup>2)</sup>

Der Vorteil der Einfachheit dieser Formel gegenüber jener von Ganguillet und Kutter kommt namentlich bei Staurechnungen in hohem Masse zur Geltung<sup>3)</sup>.

Schon im Jahre 1868 war Gauckler auf empirischem Wege zu den Formeln gelangt:

$$v_m = k_1 \cdot R^{1/3} \cdot J \quad \text{für } J < 0,0007$$

$$v_m = k_2 \cdot R^{2/3} \cdot J^{1/2} \quad \text{für } J > 0,0007$$

Die zweite stellt sich somit als Näherungsform unserer Gleichung (7c) dar. Sie fand damals in der Technik keinen Eingang, und zwar wohl darum, weil die Annahme einer willkürlichen Gefällsgrenze von 0,0007 jeder theoretischen Begründung entbehrte. Die erste Formel für  $J < 0,0007$  entspricht auch tatsächlich nicht der Wirklichkeit. Sie entstand vermutlich durch Einbeziehung ganz verschiedener Rauigkeiten bei Kiesbetten, und zwar derart, dass in ein und demselben Querschnitt die Verhältnisse bei ruhendem Kiesboden (kleine und eventuell mittlere Geschwindigkeiten) und bewegter Sohle (grosse Wassergeschwindigkeit) als einem

einheitlichen Zustande entsprechend betrachtet wurden. Auf Grund eingehender Untersuchungen an schweizerischen Flüssen gelange ich indessen zu einer Auffassung, die in Abbildung 3 zum Ausdruck gelangt: unterhalb einer bestimmten Geschwindigkeit, wo die Kiesel nicht in Bewegung sind, ist das Gesetz  $v_m = k \cdot R^{2/3} \cdot J^{1/2}$  ohne weiteres erfüllt (durch den geraden Verlauf den  $v_m$ -Linie ausgedrückt); sobald die Kiessohle infolge Ueberschreitung der Grenzschleppkraft in Bewegung gerät, vergrössert sich die Rauigkeit, und  $k$  vermindert sich; die  $v_m$ -Linie verläuft nach diesem Uebergang wieder gerade ( $v_m = k' R^{2/3} J^{1/2}$ ), aber wegen vermindertem  $k$  etwas tiefer.

Der Koeffizient  $k$  ist vom eigentlichen Mass der Wandrauigkeit abhängig. Bei geschiebeführenden Flüssen kann diese durch den mittlern Durchmesser  $\varrho$  der Geschiebeteile ausgedrückt werden. Dabei ist zu beachten, dass Flussschleppkraft meistens aus abgeflachten Kieseln besteht. Das Verhältnis der drei Haupttaxen ist zwar innert weiten Grenzen veränderlich; sehr häufig jedoch ist das ungefähre Verhältnis 1 : 2 : 3 anzutreffen, z. B. im Rhein in Basel<sup>1)</sup>. Einige Schwierigkeiten bietet die Bestimmung der mittleren Grösse der Kiesel, da ja meistens von den kleinsten bis zu solchen von bedeutender Grösse gemeinsam im selben Flussquerschnitt vorkommen. Die gleiche Definition des Rauigkeitsmasses  $\varrho$  kann auch bei festen Wandungen angewendet werden, indem man hier unter  $\varrho$  den Durchmesser derjenigen kleinen Kugeln versteht, mit denen man die Wandungen versehen müsste, um den gleichen hydraulischen Rauigkeitseffekt zu erzielen wie mit der wirklichen, mit den natürlichen Unebenheiten versehenen Wand. Aus Messungen war es möglich, zu erkennen, dass

$$k = \text{proportional } \varrho^{-1/6} = \frac{\alpha \sqrt{2g}}{6} = \frac{21,1}{6} \quad (9)$$

worin  $\alpha = 4,75$  eine absolute, dimensionslose Konstante ist.

Auf Grund des vorhergegangenen ist es nun ohne weiteres verständlich, warum in Kiesbetten bei Ueberschreitung der Grenzschleppkraft bzw. der Grenzgeschwindigkeit der  $k$ -Wert sich vermindert: während bei ruhendem Geschiebe im allgemeinen die Steine flach liegen und gegenüber dem strömenden Wasser mit einem kleinern  $\varrho$  wirken, überwälzen sich nun die Kiesel und wirken auch mit den grössern Dimensionen gegen das Wasser.

Führt man (9) in Gleichung (8a) ein, so erhält man

$$v_m = \alpha \sqrt{2g} \sqrt[6]{\frac{R}{\varrho}} \cdot \sqrt{R \cdot J} \quad (10)$$

$$\text{oder } J = \frac{1}{\alpha^2} \sqrt[3]{\frac{\varrho}{R}} \cdot \frac{v_m^2}{R \cdot 2g} = \lambda \frac{v_m^2}{4 R \cdot 2g} \quad (10a)$$

Der Chézy'sche Wert  $c$  nimmt somit die bemerkenswert einfache Form an:

$$c = \alpha \cdot \sqrt{2g} \sqrt[6]{\frac{R}{\varrho}} = 21,1 \sqrt[6]{\frac{R}{\varrho}} \quad (11)$$

und der Widerstandskoeffizient  $\lambda$  wird

$$\lambda = \frac{4}{\alpha^2} \sqrt[3]{\frac{\varrho}{R}} = 0,178 \sqrt[3]{\frac{\varrho}{R}} \quad (12)$$

Es sei hervorgehoben, dass als Grundlagen für hydraulische Berechnungen die direkt aus Messungen ermittelten  $k$ -Werte den Vorzug verdienen vor dem nur aus der Kiesgrösse berechneten, weil der wirkliche Mittelwert der Geschiebekorngrösse schwierig zu schätzen ist. Wo jedoch für eine

<sup>1)</sup> Vergleiche Mitteilung Nr. 8 der Abteilung für Wasserwirtschaft C. Ghezzi. Die Abflussverhältnisse des Rheins in Basel, Seite II, No. 1: Stein aus grobkörnigem Granit 20 · 15 · 6 cm, No. 2: Stein aus grauem Granit 18 · 14 · 6 cm.

<sup>2)</sup> In dieser einfachen Form nur gültig bei nicht zu kleinen Dimensionen ( $R > 0,025$  m) und nicht allzu glatten Wandungen (Gusseisen oder rauheres Wandmaterial). Ganz allgemein ist

$$\gamma = \frac{64 \pi}{Z} \left(1 - \frac{0,68 Z k}{Z}\right) + 0,1,8 \sqrt[3]{\frac{\varrho}{R}} \left(1 - \frac{Z k^2}{Z^2}\right)$$

wobei  $Z$  die sogenannte Reynolds'sche Zahl  $\frac{v_m \cdot 4 R \gamma}{g \eta}$  und  $Z_k$  die kritische Reynolds'sche Zahl bedeutet.

<sup>1)</sup> Je grösser  $R$  ist, umso kleiner kann die untere Grenze von  $v_m$  sein; z. B. bei  $R = 0,04$  m darf schon für  $v_m > 0,4$  m/sek für  $\xi = 3,14$  gesetzt werden.

<sup>2)</sup> Der Nachweis der Gültigkeit ist geleistet in der Originalschrift an Hand von zahlreichen Messungen, in graphischer Form zusammengestellt. Es muss hier auf die Wiedergabe dieses Materials verzichtet werden.

<sup>3)</sup> In der Originalschrift ist ein Beispiel für eine Staurechnung ausführlich durchgerechnet.

Gewässerstrecke keine Wassermessungen vorliegen, kann durch Vergleich der Kiesgrösse mit andern Flusstrecken ein ungefährender Anhaltspunkt für den *k*-Wert aus Gleichung (9) gewonnen werden. Ferner sei erwähnt, dass der Begriff des Profilradius im bisher benutzten Sinne, d. h. als für die Grösse der mittleren Geschwindigkeit eindeutig bestimmend, nur für Querschnittsformen von einer gewissen Stetigkeit und Regelmässigkeit im Verlauf der Konfiguration (keine scharfen Ecken oder plötzliche Breitenänderungen) aufrecht erhalten werden kann; ganz streng genommen würde er überhaupt nur für wenige Formen, z. B. für das unendlich breite Rechteck und den vollen Kreis gelten.

Auf Grund der Gleichung (8a) ist es nun auch möglich, für einfache Profilformen die allgemeine Gleichung der Geschwindigkeit in beliebigen Punkten des Querschnittes aufzustellen. Eine solche Gleichung muss den gleichen Aufbau wie (8a) besitzen, denn (8a) ist nur ein Sonderwert hiervon.

Für ein unendlich breites, oben offenes Rechteckprofil ( $R = t_a$ ) ist

$$v = \frac{7}{6} k \sqrt[6]{t_a - t} \cdot \sqrt{R \cdot J} = \frac{7}{6} v_m \sqrt[6]{1 - \frac{t}{t_a}} \quad (13)$$

An Stelle des Wertes  $\sqrt[6]{R}$  in (8a) tritt jetzt der allgemeine, aber gleichwertige Ausdruck  $\sqrt[6]{t_a - t}$ . Bildet man den Mittelwert von *v* für das ganze Rechteck, so erhalten wir tatsächlich  $v_m = k \sqrt[6]{t_a} \cdot \sqrt{R \cdot J}^1$

An der Oberfläche ( $t = 0$ ) ist die Geschwindigkeit

$$v_o = \frac{7}{6} v_m,$$

an der Sohle ( $t = t_a$ )  $v_s = 0$ .

Für ein volles Kreisprofil mit grossem Durchmesser ist

$$v = \frac{13}{12} k \sqrt[12]{\left(\frac{r_a}{2}\right)^2 - \left(\frac{r}{2}\right)^2} \cdot \sqrt{R \cdot J} = \frac{13}{12} v_m \sqrt[12]{1 - \left(\frac{r}{r_a}\right)^2} \quad (14)$$

In der Rohrmittle ( $r = 0$ ) ist  $v_{max} = \frac{13}{12} v_m$ , an den Wänden ( $r = r_a$ ) ist die Geschwindigkeit  $v_s = 0$ .

Der Verlauf der Geschwindigkeiten im Querschnitt ist anhand von direkten Messungen, die in der Originalschrift dargestellt sind, tatsächlich als den Gleichungen (13) und (14) entsprechend gefunden worden.

Der praktischen Anwendung sowohl der zweigliedrigen Gleichungen (7), (7b) und (7c), als auch der eingliedrigen Näherungsformel (8) und (8a) diene nachfolgende Koeffiziententabelle.

Tabelle der Koeffizienten.	k		n	Q in m
	Neue Formel	Gang-Kutter		
Fels, sehr grob . . . . .	15 bis 20			
Fels, mittel . . . . .	20 bis 25			
Kopfgrosse Steine . . . . .	25 bis 30			ca. 0,20
Kies, grob, ca. 50/100/150 . . . . .	35	0,030		" 0,05
Kies, mittel, ca. 20/40/60 . . . . .	40	0,025		" 0,02
Kies, fein, 10/20/30 . . . . .	45	0,022		" 0,01
Feiner Kies mit viel Sand, grobes Bruchsteinmauerwerk	50	0,020		" 0,005
Gutes Bruchsteinmauerwerk	60	0,017		" 0,002
Gutgeschalter Beton, unverputzt				
Hauastein-Quader, gut gefügte Ziegel . . . . .	80	0,013		" 0,0003
Genietete Blechröhre, im Umfang mehrmals überlappt	65 bis 70			
do. im Umfang 1 Blech . . . . .	85 bis 100			
Neue gusseis. Röhre, geglätteter Beton, Holzbohlen, Dauben, feiner schlamm	90	0,012		
Röhre mit mässiger Inkrustation . . . . .	70			
Zement-Glattstrich, gehobeltes Holz . . . . .	100	0,010		
Gasröhre, verzinkte Röhre . . . . .	125 b. 135			
Gezogene Messing- und Kupferrohre . . . . .	150 b. 200			

Für Wasser ist  $\eta = \frac{0,0182}{1 + 0,0336 \tau + 0,000221 \tau^2}$

Bei $\tau =$	0°	5°	10°	15°	20°
ist $\frac{\eta}{\gamma} =$	0,182 · 10 <sup>-6</sup>	0,155 · 10 <sup>-6</sup>	0,134 · 10 <sup>-6</sup>	0,117 · 10 <sup>-6</sup>	0,103 · 10 <sup>-6</sup>

<sup>1)</sup> Die ausführliche Mittelwertberechnung durch Integration ist in der Originalschrift enthalten.

## Die Schweiz aus der Vogelschau.

(Hierzu Tafeln 22 bis 25.)

Wer in den Wundern der Frühlingstage andächtig die Auferstehung der Natur miterlebt, der fühlt sich jeder knospenden und blühenden Pflanze menschlich verbunden. Ihr Werden-Sein-Vergehen ist Art von unserer Art; sie ist uns Symbol des menschlichen Lebens. Das Knospen und Treiben und Wachsen gilt dann wohl als anmutiger Gegensatz zur vermeintlichen Starrheit der „toten“ Natur, als ob der Fels, der Berg, der verwirrende Formenreichtum unserer heimatlichen Landschaft von Ewigkeit her unveränderlich, auch unveränderlich für die Ewigkeit bestimmt wäre. Und doch unterliegt auch hier alles dem steten Wandel. Die Verwitterung zermürbt und zerstört unablässig das Gestein; das rinnende Wasser trägt den Schutt Korn um Korn zu Tal, dem Meere zu. Jahrmillionenlange Zerstörungsarbeit erniedrigt die höchsten Bergzüge, löscht sie vollständig aus. Auch für die tote Natur gilt das Gesetz vom Werden und Vergehen, nur in Zeiträumen, die sich nicht mit dem Masstab des kurzen menschlichen Lebens messen lassen.

Mit diesen Worten leitet Dr. Otto Flückiger sein schönes Buch ein, das obigen Titel trägt<sup>1)</sup>, ein Buch, das nicht nur seines reichhaltigen Inhalts wegen verdient, an dieser Stelle eingehend gewürdigt zu werden, sondern ganz besonders im Hinblick auf die eindrucksvollen Anregungen, die der bauende Ingenieur und Architekt daraus gewinnt. Schon wiederholt haben wir darauf hingewiesen, dass das Fliegerbild in vielen Fällen wertvolle Ergänzung zur geometrischen Darstellung von Bauobjekten und ihrer Stellung im Gelände bietet.<sup>2)</sup> Dr. Flückiger, Professor für Geographie an der höhern Töchterschule in Zürich, hat es nun unternommen, aus dem reichen Aufnahmen-Material unseres hervorragenden Aero-Photographen Walter Mittelholzer von der „Ad Astra-Aero A.-G.“ in Zürich nach geologischen und siedlungsgeographischen Gesichtspunkten eine Auswahl von 243 Ansichten zu treffen, die mit erläuterndem Begleittext den Inhalt des stattlichen Bandes bilden. Der Autor begründet sein Vorhaben am Schluss der Einleitung wie folgt:

„Wer auf langer Talwanderung die stets wechselnden Einzelbilder der Landschaft vorübergleiten sah, der möchte endlich noch von hoher Aussichtswarte die vielen Einzelheiten als Ganzes überschauen, zu Sinn und Form zusammenfügen. Und wenn die nächsten Berggestalten dem Blick in die Ferne wehren, so möchte man wohl den Boden unter seinen Füssen versinken sehen und zu jenen erdrückten Höhen hinaufsteigen, wo das Auge die Herrlichkeiten der Welt in der Tiefe ausgebreitet sieht und von wo es in jeden verlorenen Talwinkel eindringen kann. Solche Höhensehnsucht kann in den Luftbildaufnahmen einige Befriedigung finden. Sie bieten nicht einfach noch eine neue zu den bisher schon geläufigen Ansichten einer Landschaft oder einer Siedelung. Sie sind Synthese aller Eindrücke, die man im Alltag vom festen Boden aus in sich aufgenommen hat. Beim aufmerksamen Durchgehen der Sammlung wird offenbar, wie gerade bei Städtebildern der Tiefblick nicht nur in verborgene Winkel dringt, sondern geradezu die Geschichte der Stadt erfasst. Die sonst scheinbar belanglosen Häuserzeilen erscheinen uns auf einmal im Zusammenhang als ein Organismus mit seinem ganz eigenen Lebenslauf. Wie die Altstadt geworden ist, und wie sie ihre rassige Gestalt von meist planlos gebauten Neuquartieren eines alltäglichen Durchschnittes eingerahmt sieht, das überschaut man mühelos aus luftiger Höhe.“

Aus dem mannigfaltigen Inhalt greifen wir hier nur einige kennzeichnende Bilder heraus. Zunächst zwei reine Landschafts-Typen: den klassischen Faltenwurf der Stantis-Gruppe aus N-O, etwa über dem Kamor schwebend

<sup>1)</sup> Vergl. unter Literatur auf Seite 274 dieser Nummer.

<sup>2)</sup> Vergl. «S. B. Z.» vom 3. Juli 1920, mit Proben architektonischer Aufnahmen in grösserem Masstab.