

Zeitschrift: Wasser Energie Luft = Eau énergie air = Acqua energia aria
Herausgeber: Schweizerischer Wasserwirtschaftsverband
Band: 80 (1988)
Heft: 3-4

Artikel: Ausfluss durch vertikale Öffnungen
Autor: Hager, Willi H.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-940703>

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: 10.02.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Ausfluss durch vertikale Öffnungen

Willi H. Hager

Zusammenfassung

Aufbauend auf einer allgemeinen Beschreibung von Potentialströmungen wird den Ausflussstrahlen aus vertikalen Öffnungen besondere Beachtung geschenkt. Die Durchflusscharakteristik von Strahlen aus Kreis- und Quadratöffnungen wird in Abhängigkeit der Reynolds-Zahl und der Weber-Zahl hergeleitet. Schliesslich wird die Vielfalt der Strahlformen fotografisch dokumentiert.

Résumé: Jets provenants d'orifices verticaux

Les jets provenants d'orifices verticaux sont pris en considération à partir d'une description générale des écoulements potentiels. Les caractéristiques d'écoulement de jets d'orifices circulaires et carrés sont présentées en tenant compte des nombres de Reynolds et de Weber. Finalement, la diversité des formes de jets est démontrée par des photos.

Summary: Outflow through vertical orifices

Based on a general description of potential flows, outflowing jets of vertical orifices are considered. The discharge characteristics of jets from circular and square orifices are derived thereby including the effects of the Reynolds and the Weber numbers. Finally, the diversity of the jet geometries is pointed out using appropriate photographs.

Geschichtliche Entwicklung

«Das Ausflussproblem war einer der Ausgangspunkte der theoretischen Hydraulik...» stellt Forchheimer [1] fest und schreibt weiter, dass sich Schüler von Galilei schon um die Mitte des 17. Jahrhunderts damit beschäftigt hatten. Sie stellten fest, dass die Ausflussgeschwindigkeit mit der Quadratwurzel der Druckhöhe in Relation steht. Poleni trat zu Beginn des 18. Jahrhunderts auf den Zusammenhang zwischen Durchfluss Q und Druckhöhe h ein. Bei kreisförmigem Ausflussquerschnitt in dünner, vertikaler Wand fand er einen Strahlquerschnitt von 62,2% der Lochfläche.

Die Kenntnis des Betrages der Ausflussgeschwindigkeit verdanken wir Daniel Bernoulli [Hydrodynamica, 1738]. Ist die Öffnungsfläche gegenüber dem Anströmquerschnitt klein, so gilt für die Ausflussgeschwindigkeit

$$V = \sqrt{2gh}. \quad (1)$$

Die Beziehung wird oft auch nach Toricelli benannt. Sie setzt voraus, dass der interne Strahldruck gleich dem Druck auf der Strahloberfläche, also dem atmosphärischen Druck entspricht. Dem ist in Tat und Wahrheit nicht so; infolge der beträchtlichen Stromlinienkrümmung treten grosse Querbeschleunigungen auf, was auf dynamische Zusatzdrücke führt.

Diese Tatsache lässt sich einfach aus den Eulerschen Gleichungen, angeschrieben für eine Strömung in der Vertikalebene

$$V \frac{\delta V}{\delta s} + \frac{1}{\rho} \frac{\delta p}{\delta s} + g \frac{\delta z}{\delta s} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{V^2}{R} + \frac{1}{\rho} \frac{\delta p}{\delta n} + g \frac{\delta z}{\delta n} = 0, \quad (3)$$

ersehen. Darin bedeuten (Bild 1) V den Geschwindigkeitsbetrag, s die Längskoordinate entlang einer Stromlinie, ρ die Dichte, p den Druck, g die Erdbeschleunigung, z die

Lagekoordinate bezüglich eines fixierten Referenzniveaus, R den Krümmungsradius und n die Koordinate der Äquipotentiallinien.

Gleichung (2) lässt sich unmittelbar integrieren und führt auf die Gleichung von Bernoulli

$$H = z + \frac{p}{\rho g} + \frac{V^2}{2g} \quad (4)$$

mit H als Integrationskonstante. Sie wird als Energiedichte bezeichnet. Nach Gleichung (4) ist somit im gesamten Strömungsgebiet diese Größe unveränderlich; sie setzt sich zusammen aus geodätischer Höhenlage des betrachteten Punktes plus der Druckhöhe $p/(\rho g)$ und der Geschwindigkeitshöhe $V^2/(2g)$. Sind zwei dieser drei Größen bekannt, so lässt sich unmittelbar auf die dritte schliessen.

Leitet man Gleichung (4) in die Normalenrichtung ab und eliminiert $\delta z/\delta n$, so ergibt sich

$$\frac{\delta V}{\delta n} = \frac{V}{R}. \quad (5)$$

Diese Beziehung besagt, dass die Geschwindigkeitszunahme entlang einer Äquipotentiallinie proportional zur herrschenden Geschwindigkeit V und zur Stromlinienkrümmung $1/R$ ist. Da die Geschwindigkeit von Ausflussstrahlen beträchtlich ist, besitzt die Stromlinienkrümmung einen grossen Einfluss auf die Geschwindigkeits- und Druckverteilung eines Ausflussstrahles.

Einflüsse auf Ausflussstrahlen

Bild 2 zeigt zwei identische Ausflusschlitzte, einmal steht die Öffnung horizontal, das zweitemal vertikal. Beide Öffnungen besitzen scharfe Kanten und sind im Vergleich zur Querabmessung sehr lange. Zudem sei die Druckhöhe h im Vergleich zur Schlitzöffnung gross. Offensichtlich stellt sich im ersten Falle eine vom zweiten Fall verschiedene Strahlgeometrie ein. Ein Strahl mit vertikaler Achse fliesst allein unter der Wirkung der Schwerkraft aus. Ersetzt man jedoch diese durch einen Überdruck p_u , wirkend auf das Ausflussgefäß des Querschnitts A , so stellt sich im Sinne des vorliegenden, vereinfachten Modells der selbe Strahl ein. Diese Analogie ist zuerst von Kirchhoff

Bild 1. Ebene Potentialströmung.

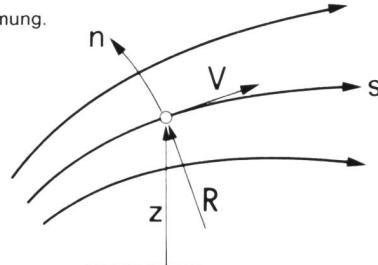
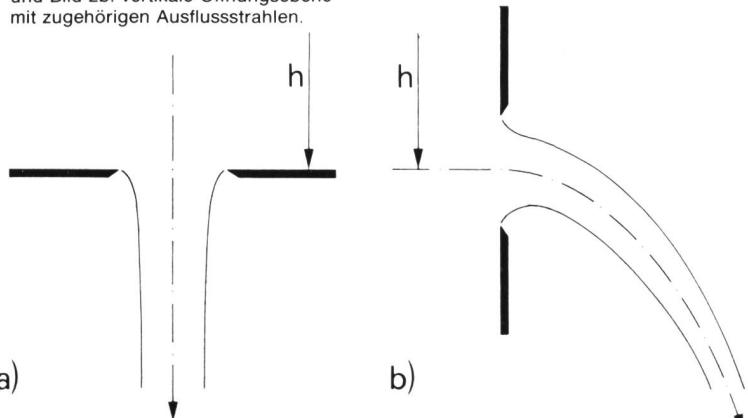


Bild 2a: Horizontale und Bild 2b: vertikale Öffnungsebene mit zugehörigen Ausflussstrahlen.



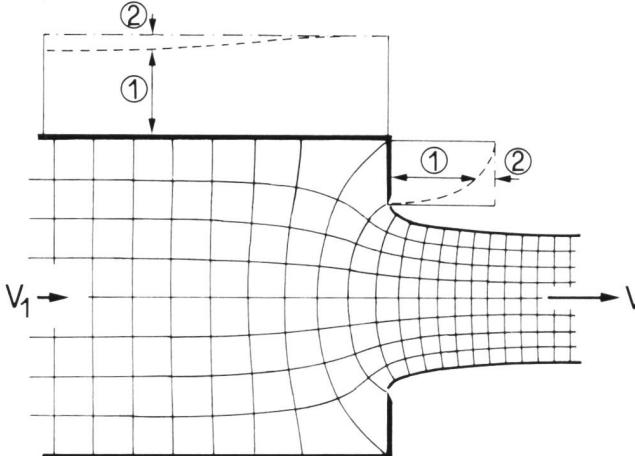


Bild 3: Zweidimensionale Strahlgeometrie für $b/B = 0,6$ nach Rouse [8].
 ① $\Delta p / (\rho V_j^2 / 2)$, ② $(V/V_j)^2$ entlang des Randes.

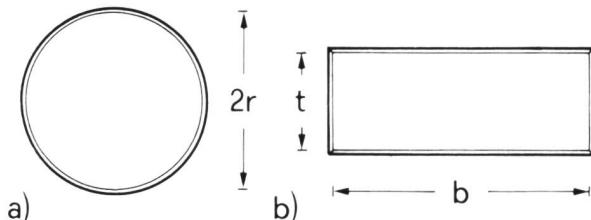


Bild 4. Definition von a kreisrunder und b rechteckiger Ausflussöffnung.

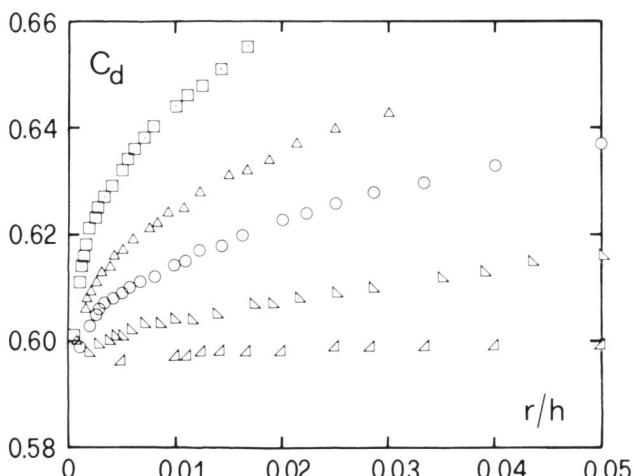


Bild 5: Ausflussbeiwert C_d in Abhängigkeit von r/h nach Smith.
 $r = (\square) 3 \text{ mm}, (\triangle) 4,5 \text{ mm}, (\circ) 6 \text{ mm}, (\diamond) 10,5 \text{ mm}$.

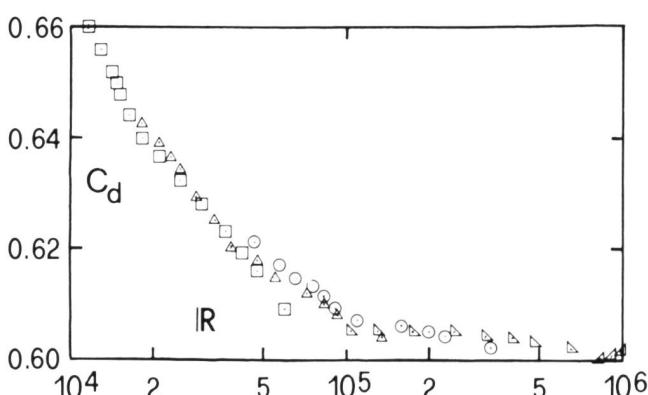


Bild 6: Ausflussbeiwert C_d in Abhängigkeit von $R = b \sqrt{2gh} v^{-1}$ für Quadratöffnung.
 $b = (\square) 6,1 \text{ mm}, (\triangle) 12,2 \text{ mm}, (\circ) 30,5 \text{ mm}, (\diamond) 61 \text{ mm}, (\triangleleft) 305 \text{ mm}$ [1].

(1883) und später durch Von Mises [9] angewandt worden, um Ausflussstrahlen zu berechnen. Anhand der konformen Abbildung, also dem Übergang von der physikalischen Ebene in die Hodographenebene unter Einbezug der komplexen Funktionen, ist ihnen die Berechnung der vollständigen Strahlgeometrie gelungen. Dabei muss die Ausflussgeometrie als Randbedingung berücksichtigt und simultan der relative Druck auf der Strahloberfläche auf $p = 0$ gesetzt werden.

Da sich in diesem Falle kein Einfluss der Erdbeschleunigung auf den Strahl einstellt, gilt anstelle von Gleichung (4)

$$H = \frac{p}{\rho g} + \frac{V^2}{2g}. \quad (6)$$

Da auf der Strahloberfläche $p_s = 0$ gilt, wird dort die Geschwindigkeit konstant zu $V_s = (2gH)^{1/2}$. Bild 3 zeigt einen typischen Strahl nach Rouse [8] für das Breitenverhältnis $b/B = 0,6$. Im Ober- und Unterwasser der Ausflussöffnung sind die Stromlinien parallel, nach Gleichung (5) ist somit der Axialdruck gleich dem Wanddruck resp. dem Druck auf der Strahloberfläche. In der Nähe der Öffnung hingegen ist der Axialdruck grösser als auf dem Rand und somit die Geschwindigkeit kleiner als auf dem Rand.

Bezeichnet b die Höhe des Ausflussschlitzes, so zieht sich der Strahl auf die Höhe $C_c b$ zusammen. Diese Erscheinung wird als *Strahlkontraktion* bezeichnet und C_c heisst Kontraktionskoeffizient. Beträgt die Druckdifferenz zwischen Ober- und Unterwasser $\Delta p = \rho gh$, so gilt nach Gleichung (6) sowie mit der Kontinuitätsgleichung $q = V_1 B = V_j C_c b$ für den Ausfluss pro Einheitsbreite

$$q = C_d b \sqrt{2gh} \quad (7)$$

mit V_j als Strahlgeschwindigkeit und

$$C_d = C_c [1 - C_c^2 (b/B)^2]^{-1/2} \quad (8)$$

als *Durchflussbeiwert*. C_c und C_d sind somit durch die Ausflussgeometrie, in diesem Falle durch (b/B) verbunden. Für $b/B = 0,6$ beträgt $C_c = 0,662$, womit $C_d = 0,721$. Für $b/B \rightarrow 0$ wird das von Kirchhoff gefundene Resultat $C_c = C_d = \pi/(\pi+2) = 0,611$ erhalten.

Im vorliegenden, ersten Fall nach Bild 2a spielen somit lediglich Druck- und Inertialkräfte eine Rolle. Mit anderen Worten muss deshalb lediglich die Druckdifferenz Δp relativ zur Zulaufgeschwindigkeitshöhe $V_j^2/2g$ betrachtet werden. Allgemeiner hängt das betrachtete Phänomen lediglich von der *Euler-Zahl*

$$E = \frac{V}{\sqrt{2\Delta p/\rho}} \quad (9)$$

ab. Durch Umschreiben von Gleichung (7) lässt sich einfach zeigen, dass C_d nur von E abhängt.

Im Gegensatz zum achsensymmetrischen Ausflussstrahl herrscht in Bild 2b ein beträchtlicher Einfluss der Gravitation. Handelt es sich wiederum um eine ideale Flüssigkeit, so muss nun anstelle von Gleichung (6) die allgemeinere Beziehung (4) herangezogen werden. Bezeichnet h die Druckhöhe bezüglich dem Mittelpunkt der vertikalen Ausflussfläche, so kann für den Durchfluss wiederum Gleichung (7) angeschrieben werden. Misst man nun C_c in Abhängigkeit von b/h , so findet man für $b/h \leq 1$ fast dieselben Werte wie für die im Bild 2a gezeichnete Ausführung. Die Abweichungen der beiden Koeffizienten werden aber mit zunehmendem Wert von b/h immer grösser, was auf den Einfluss der Schwerkraft schliessen lässt. Dieser wird durch die *Froude-Zahl*

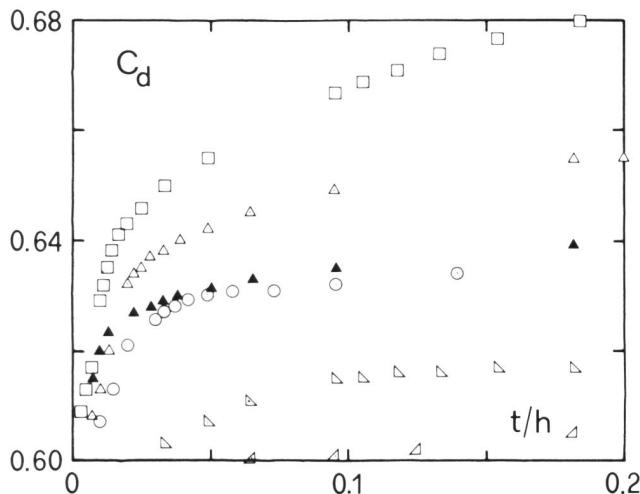
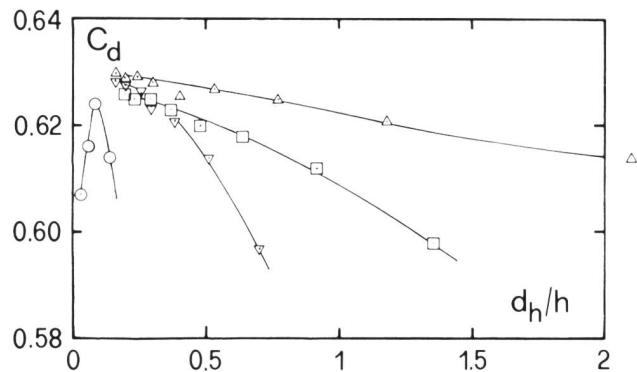


Bild 7: Ausflussbeiwert C_d in Abhängigkeit der relativen Schlitzhöhe t/h für Rechtecköffnungen nach [1]. $b = 20 \text{ cm}$, $t = (\square) 1 \text{ cm}$, $(\triangle) 2 \text{ cm}$, $(\circ) 3 \text{ cm}$, $(\Delta) 10 \text{ mm}$, $(\square) 20 \text{ cm}$. $b = 60 \text{ cm}$, $t = (\blacktriangle) 2 \text{ cm}$.

$$F = \frac{V}{\sqrt{gL}} \quad (10)$$

in Rechnung gestellt. L stellt ein typisches Längenmaß des Phänomens dar, also beispielsweise die Schlitzbreite b . Für $F \gg 1$ ist der Einfluss der Gravitation verschwindend, während kleinere Werte ihn bemerkbar machen. Dann besitzt nicht nur die Ausflussgeometrie Einfluss auf den Strahlverlauf, also beispielsweise auf C_d , sondern zudem auch F .

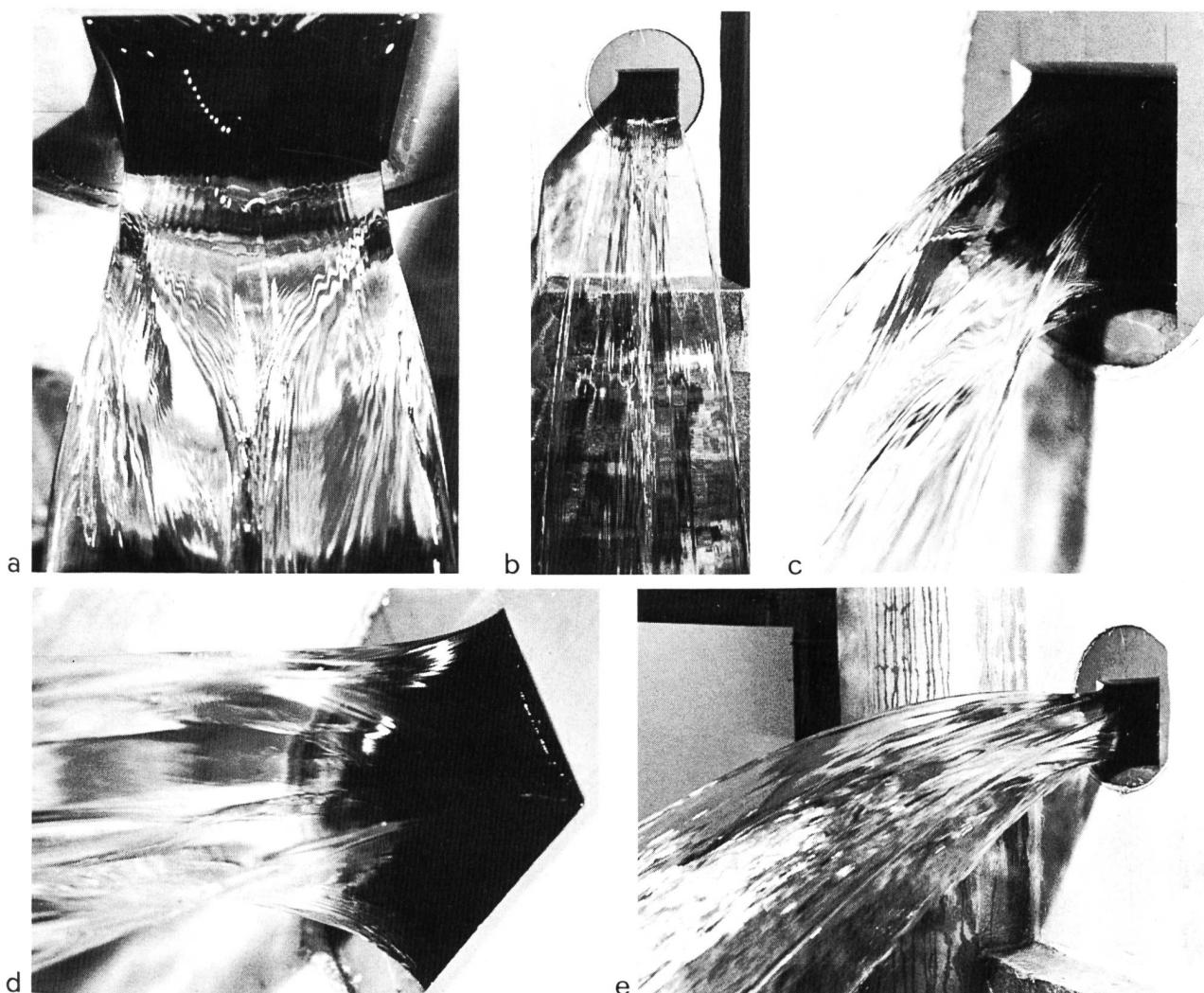
Bild 8: Eigene Messungen; $t \cdot b = (\triangle) 74,75 \cdot 301,2 \text{ mm}$, $(\square) 149,8 \cdot 149,8 \text{ mm}$, $(\triangledown) 301,2 \cdot 74,75 \text{ mm}$.



Weitere Einflüsse auf Ausflussstrahlen rühren von der Zähigkeit des Fluids, ausgedrückt durch die *Reynolds-Zahl* R , und von der Oberflächenspannung, ausgedrückt durch die *Weber-Zahl* W , her. Diese beiden letzten Einflüsse sind jedoch für Wasser üblicher Temperatur und nicht zu kleinen Öffnungen oft vernachlässigbar [8].

Durchflussbeziehungen

Die folgenden Betrachtungen beziehen sich auf *vertikale, scharfkantige Öffnungen* mit entweder kreisförmigem oder rechteckigem Querschnitt. Bild 4 zeigt eine Definitionsskizze.



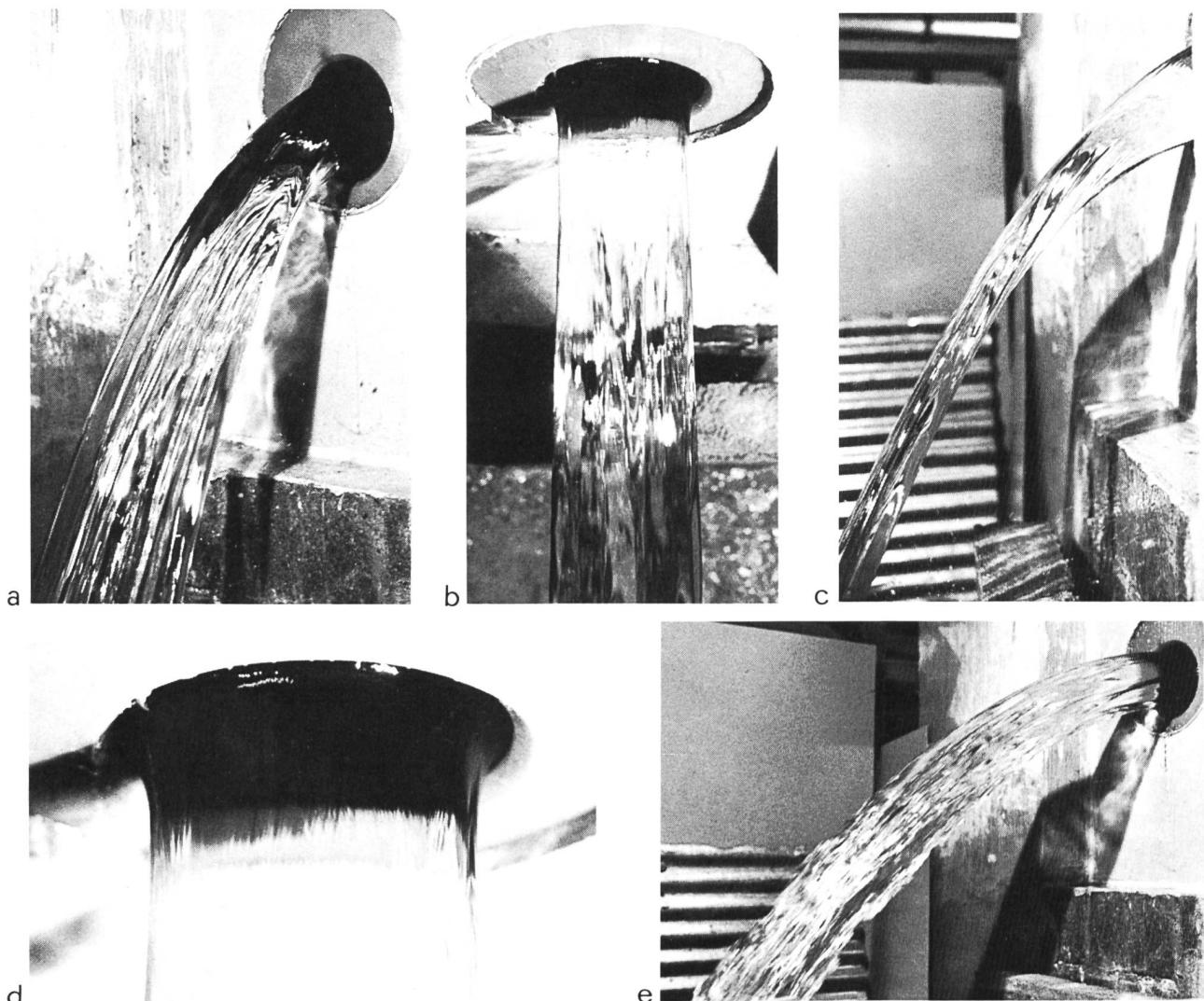


Bild 10. Ausflussstrahlen aus Kreisöffnung.

Je nachdem die Oberwassertiefe unter oder über dem Scheitel der Ausflussöffnung liegt, spricht man von einem *Überfall* oder einem *Ausfluss*. Im folgenden werden lediglich letztere betrachtet.

Wird der Ausflussstrahl als Stromröhre betrachtet, so kann

$$Q = C_d a \sqrt{2gh} \quad (11)$$

als Durchflussgleichung angeschrieben werden. a stellt die Ausflussfläche dar, entspricht also $a = \pi r^2$ für die Kreisöffnung und $a = bt$ für die Rechtecköffnung.

Kreisauslass

Bild 5 zeigt C_d in Abhängigkeit von $h/r \geq 1$ für Kreisöffnungen nach Messungen von *Smith* (vgl. *Forchheimer* [1]). Daraus erkennt man, dass C_d sowohl mit zunehmendem Wert von r/h als auch mit kleiner werdendem Ausflussradius wächst. Alle Kurven scheinen für $r/h \rightarrow 0$, also für den Ausfluss mit sehr grosser Druckhöhe h gegenüber r , dem asymptotischen Wert $C_d = 0,593$ zuzustreben. Es ist zu bemerken, dass die von *Smith* untersuchten Öffnungen messerscharf waren.

Hansen [3] hat versucht, die Einflüsse auf den Ausflussbeiwert C_d zu erfassen. Er gelangt dabei zur Folgerung, dass C_d durch die Reynolds-Zahl

$$R = \frac{Qd}{a\nu}, \quad (12)$$

die Weber-Zahl

$$W = \frac{2\rho g dh}{\sigma} \quad (13)$$

und durch die Ausflussgeometrie d/h beeinflusst wird. Dabei ist $d = 2r$ der Durchmesser der Ausflussöffnung, ν die kinematische Zähigkeit, ρ die Dichte des Fluids und σ die Oberflächenspannung. Bildet man das Produkt

$$P = \sqrt{R \cdot W} \left(1 + \frac{d}{h}\right), \quad (14)$$

so lassen sich alle Messpunkte $C_d(r/h; d)$ durch eine Kurve allein auftragen. Diese lässt sich mit $\pm 1\%$ Genauigkeit durch die Funktion

$$C_d = 0,593 \left[1 + \frac{15}{\sqrt{P}}\right] \quad (15)$$

angeben.

Neben der Zähigkeit ν und der Oberflächenspannung σ des Fluids besitzt der *Ausrundungsradius* R der Ausflusskante einen beträchtlichen Einfluss auf den Ausflussbeiwert C_d . Es scheint, dass dieser Faktor bis heute noch nicht umfassend untersucht worden ist. Näherungsweise lässt sich durch eine Analogiebetrachtung mit Angaben nach *Ide'cik* [4] setzen [2].

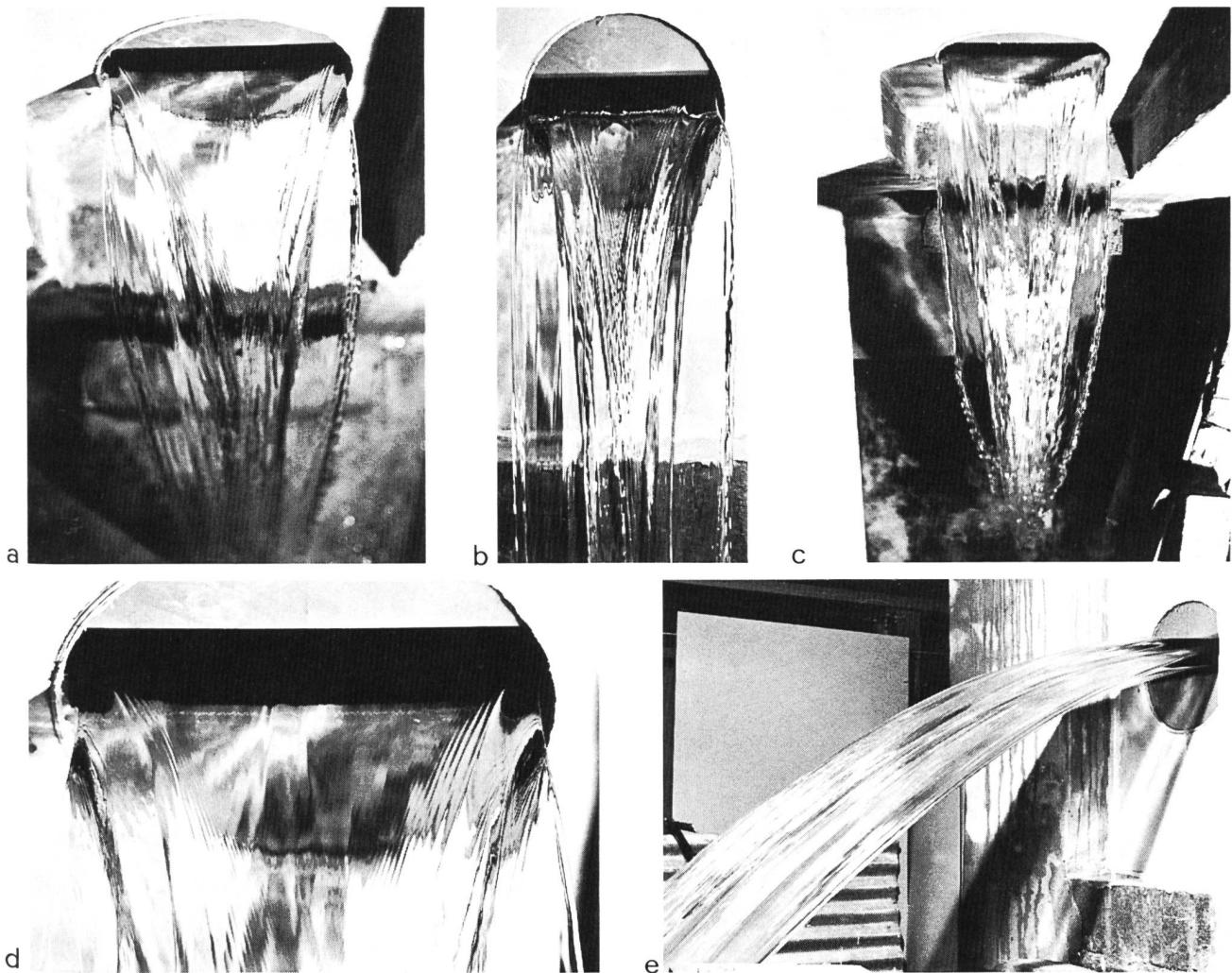


Bild 11. Ausflussstrahlen aus quergestellter Rechtecköffnung.

$$C_d = \left[1 + \frac{15}{\sqrt{P}} \right] \cdot [1 + 0,686 \exp(-15\eta)]^{-1}, \quad (16)$$

wobei $\eta = R/d$ für den Kreisauslass und $\eta = R/d_h$ für den beliebig geformten Auslass mit $d_h = 4R_h$ als hydraulischem Durchmesser; R_h stellt den hydraulischen Radius dar. Nach Gleichung (16) wird der Basiswert $C_d = 0,593$ erreicht falls $\eta = 0$, das Fluid weder Zähigkeit noch Oberflächenspannung besitzt und der Lochdurchmesser d im Vergleich zur Druckhöhe h sehr klein ist.

Rechteckauslass

Einen Spezialfall des Rechteckauslasses stellt die Quadratöffnung der Seitenlänge b dar. Die Messungen von *Smith* sind von *Forchheimer* [1] zusammengestellt und in Bild 6 in Abhängigkeit der Reynolds-Zahl $R = b/\sqrt{2gh/v}$ dargestellt. Diese Funktion lässt sich durch

$$C_d = 0,600 \left[1 + \frac{100}{R^{1/4}} \right], \quad 10^4 < R < 10^6 \quad (17)$$

gut approximieren.

Für Rechtecköffnungen ist die Sachlage recht verworren, da sowohl die Quer- als auch die Höhenabmessung den Ausflussbeiwert beeinflussen. Typische Messergebnisse nach *Poncelet* und *Lesbros* für messerscharfe Ausflusskanten zeigt Bild 7 [1]. Dabei beträgt b in allen Fällen 20 cm; C_d nimmt dann mit zunehmendem Verhältnis t/h und ab-

nehmender Schlitzhöhe t zu. Für genügend grosse Werte von t/h nimmt jedoch für einen gegebenen Wert t der Ausflussbeiwert C_d wieder ab. Typisch erreicht C_d für $t = 10$ cm bei $t/h = 0,20$ den Maximalwert 0,617 und fällt für $t/h = 3,33$ zurück auf $C_d = 0,596$. Ebenfalls eingetragen in Bild 7 sind Messwerte für $b = 60$ cm und $t = 2$ cm. Man erkennt den unterschiedlichen Funktionsverlauf gegenüber der Öffnungsbreite $b = 20$ cm.

Verschiedene Rechteckgeometrien, ausgedrückt durch das Verhältnis $\varphi = t/b$, wurden von *Keutner* [5] untersucht. Es handelt sich dabei um die Verhältnisse $\varphi = 0,199; 0,310; 0,559; 1,0; 2,54; 4,95$. Leider sind die vollständigen Versuchsresultate nicht aufgeführt. Aus den für jede Öffnung angegebenen drei Punkten lassen sich keine weitergehenden Schlüsse ziehen. Für gewisse Öffnungen lässt sich die $Q(h)$ -Kurve durch eine Potenzfunktion angeben, für andere, dazwischenliegende Öffnungsgeometrien benötigt man deren zwei. Alle auf Gleichung (11) umgerechneten C_d -Werte liegen jedenfalls zwischen $0,613 \leq C_d < 0,649$. Schliesslich zeigt Bild 8 eigene Messungen für Öffnungen der Ausflussfläche von recht genau 225 cm^2 . Man erkennt dass alle Öffnungen mit einem Ausrundungsradius der Kanten von etwa 0,2 mm einen Maximalwert von $C_d = 0,63$ besitzen. Sowohl für sehr kleine als auch für grosse Werte von d_h/h fällt C_d ab.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass noch zusätzliche, systematische Messarbeit nötig ist, um die Ausflussverhältnisse von Rechtecköffnungen zu erfassen.

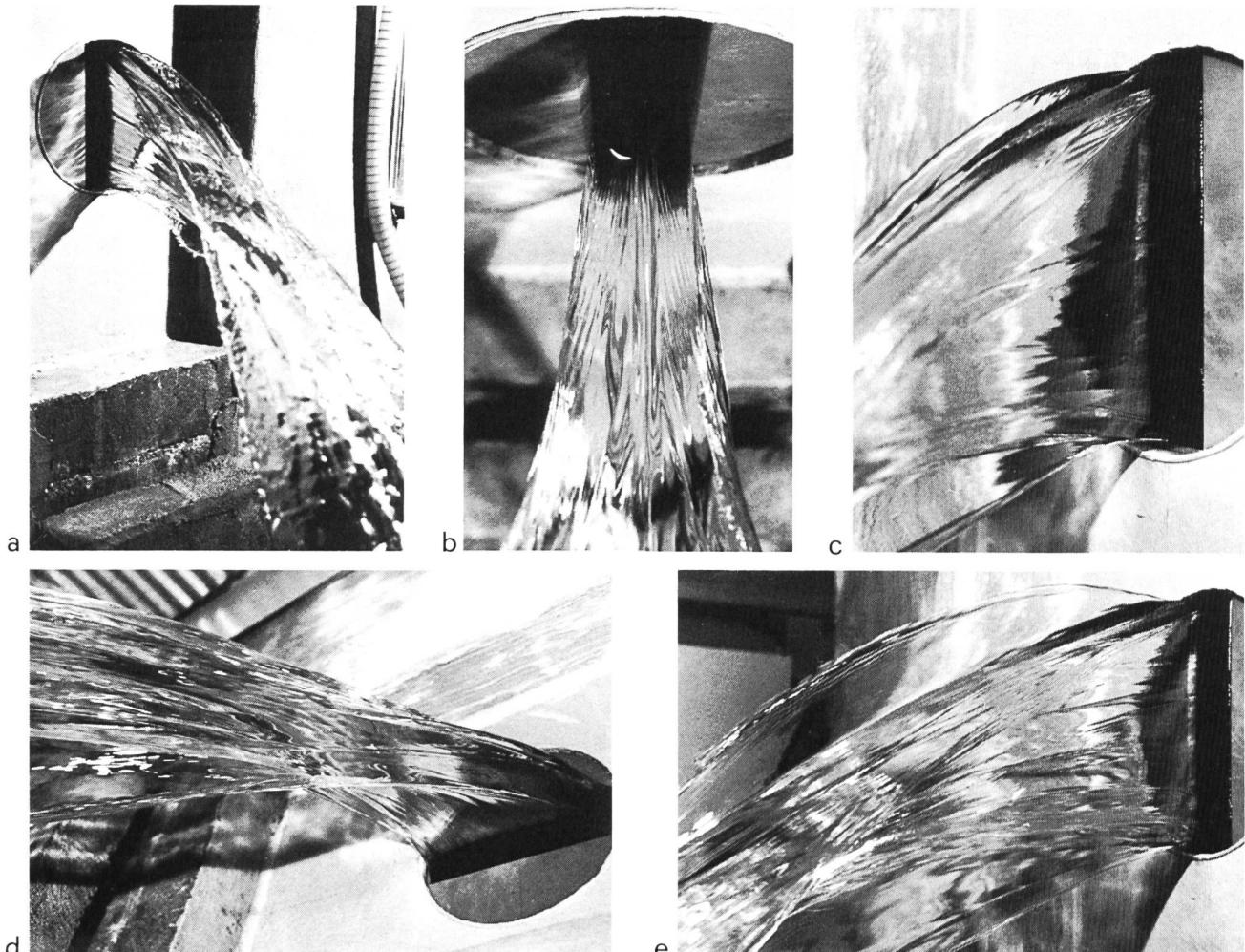


Bild 12. Ausflussstrahlen aus hochgestellter Rechtecköffnung.

Tabelle 1. Durchflüsse Q in (l/s) der in den Bildern 9 bis 12 gezeigten Fotografien.

| Bild | a | b | c | d | e |
|------|----|----|----|----|----|
| 9 | 15 | 20 | 20 | 30 | 55 |
| 10 | 20 | 40 | 20 | 40 | 40 |
| 11 | 20 | 20 | 40 | 20 | 50 |
| 12 | 40 | 30 | 30 | 30 | 45 |

Strahlgeometrie

Die erste Beschreibung der Strahlgeometrie von Ausflussstrahlen aus vertikalen Öffnungen verdanken wir *Poncelet* und *Lesbros* [1]. Die Querschnittsform wurde in verschiedenen Abständen von der eigentlichen Öffnung bestimmt. Für das Quadrat mit $b = 20,0$ cm fanden sie 30 cm von der Öffnung entfernt ein Flächenminimum des Strahlquerschnittes von 225 cm^2 .

Bild 9 zeigt einige typische Ansichten des Ausflussstrahles bei verschiedenen Durchflüssen Q . Der Ausflussstrahl bleibt nicht quadratisch. An allen vier Ecken des Quadrates formen sich scharfe Kanten (Bilder 9c, d), die auf die Strahlachse zulaufen. Der Strahl wird dadurch zuerst achteckig. Anschliessend überschneiden sich diese Kanten, um nach einer gewissen Distanz ein um 45° gedrehtes, quadratisches Bild wiederzugeben. Hauptsächlich unter der Wirkung der Oberflächenspannung werden die scharfen Kanten dann abgestumpft. Eine ausführliche Beschreibung der Strahlform verdanken wir *McNown* und *Ling* [6], die auch festhalten, dass Einlaufbauwerke, wie im Wasserbau typisch als Grundablässe anzutreffen, nach dieser komplizierten Strahlgeometrie auszubilden wären, falls überall

atmosphärischer Wanddruck angestrebt wird. Bild 9a zeigt den Ausflussstrahl in unmittelbarer Öffnungsnahe; gut erkennbar ist die beträchtliche Strahlkontraktion und das anschliessende Aufweiten in Querrichtung (Bild 9b) und Vertikalrichtung (Bild 9e). Man beachte ebenfalls die unterschiedliche Strahlgeometrie nach Bild 9c und e für verschiedene Druckhöhen h .

Die Bilder 10 bis 12 zeigen Fotos von Ausflussstrahlen für die Kreisöffnung und die quer- und hochgestellte Rechtecköffnung. Bei der Kreisöffnung scheint der Strahl am ehesten rotationssymmetrisch zu bleiben, während sich insbesondere bei der hochgestellten Rechtecköffnung eine komplizierte, aber interessante Strahloberfläche ausbildet (Bild 12).

Bei der querestellten Rechtecköffnung ist der Eckeneinfluss auf die Strahlgeometrie besonders gut ersichtlich (Bild 11b). Die Strahloberfläche wird besonders in der Nähe der Ausflussöffnung von einer Vielzahl von Kapillarwellen durchzogen, die dem Strahl ein sehr plastisches Erscheinung geben. Wird die Strömungsturbulenz im Zulauf weitgehend unterdrückt und ist die Ausflussöffnung genügend scharfkantig ausgebildet, so bekommt der Strahl ein kristallartiges Aussehen.

Bild 12 schliesslich zeigt die komplizierte Strahlform der hochgestellten Ausflussöffnung. Bei kleineren Durchflüssen (Bild 12d) ist dabei die Ausflussgeschwindigkeit über die Strahlhöhe so ungleichmässig verteilt, dass sich der obere Strahlteil schürzenartig um den unteren, schnelleren Teil schliesst. Bei höheren Durchflüssen verschwindet die eigenartige Strahlform (Bild 12e).

Schlussfolgerungen

Ausflussstrahlen aus vertikalen Öffnungen werden durch eine Vielzahl von Parametern beeinflusst. Die wichtigsten sind neben der Ausflussgeometrie die Schwere, die Zähigkeit und die Oberflächenspannung. Für genügend grosse Öffnungsquerschnitte lassen sich die beiden letzten vernachlässigen. Deren Einfluss wird durch die Gleichungen (16) und (17) in Rechnung gestellt.

Wie eine Fotodokumentation zeigt, sind Ausflussstrahlen nicht nur rechnerisch kompliziert zu erfassen, sondern auch schön. Der Formenreichtum, die Oberflächenstruktur und der kristallähnliche Glanz geben dem Phänomen einen besonderen Anstrich, dessen sich jeder Hydrauliker freuen dürfte.

Literaturnachweis

- [1] Forchheimer, P., «Hydraulik», Teubner, Leipzig und Berlin, 1914.
- [2] Hager, W.H., Wanoscak, R., «Die Hydraulik des Durchlasses», Wasserwirtschaft, Vol. 76, 1986, 197–202.

[3] Hansen, M., «Über das Ausflussproblem», Vdl-Forschungsheft, Nr. 428, Deutscher Ingenieur-Verlag GmbH, Ausgabe B Band, 16, Düsseldorf, 1949/50.

[4] Idel'cik, I.E., «Memento des pertes de charge», Eyrolles, Paris, 1983.

[5] Keutner, C., «Einfluss der Querschnittform einer Wandöffnung auf Wasserabführung und auf Querschnitt des ausfließenden Strahles», Die Bautechnik, Vol. 12, 1934, Heft 19 und 21.

[6] McNow, J.S., Ling, S.C., «Inlets for square conduits», La Houille Blanche, Vol. 10, 1955, 775–781.

[7] Naudascher, E., «Hydraulik der Gerinne und Gerinnebauwerke», Springer-Verlag, Wien, 1987.

[8] Rouse, H., «Elementary mechanics of fluids», Dover, New York, 1946.

[9] Von Mises, R., «Berechnung von Ausfluss- und Überfallzahlen», Zeitschrift, Verein deutscher Ingenieure, Vdl, Vol. 61, 1917, 447–452; 469–474; 493–498.

Wasserstandsregulierung des Pfäffikersees

Heinz W. Weiss

Die Spiegelschwankungen des Pfäffikersees haben seit Beginn der Wasserkraftnutzung zu diversen Konflikten zwischen Seeanlässern und Wasserrechtsbesitzern geführt. Sie bereiten auch dem Naturschutz, der Fischerei, der Naherholung und der Riedpflege zunehmend Sorge. Wegen der starken Überdüngung des Pfäffikerseewassers sollte eine Überschwemmung der einzigartigen Flachmoorlandschaft vor allem im Robenhauser Ried möglichst vermieden werden. Die geschwächten Schilfbestände sind empfindlich gegen allzu hohe oder tiefe Wasserstände, währenddem andauernde Trockenperioden die natürliche Fortpflanzung vor allem der Hechte erschweren. Im Interesse des Hoch-

wasserschutzes aber muss der See seiner Funktion als Rückhalterraum gerecht werden; für die Wasserkraftnutzung soll er weiterhin als Reservoir dienen.

Geschichtliches

Das Pfäffikerseewasser wird entlang dem Aabach schon seit Jahrhunderten zur Krafterzeugung genutzt. Im Zeichen der fortschreitenden Industrialisierung wurde im Jahre 1856 zudem mit der Sprengung des Felsriegels bei Stegen in Robenhausen/Wetzikon begonnen. Zugleich entstand der heutige Ausflusskanal als Resultat von umfangreichen Grabarbeiten, die etwa 1861 beendet waren. Zusammen mit dem Falleneinbau am Wehr Stegen erlaubten es diese Vorrangshoheiten, den Pfäffikersee fortan zu regulieren. Langjährige Messungen zeigen, dass sich der mittlere Seespiegel um etwa 537,00 eingependelt hat. Als maximal zulässige

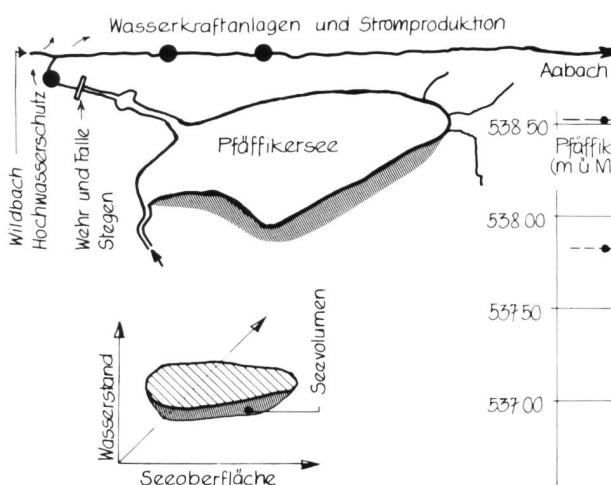


Bild 1. Der Regulievorgang am Pfäffikersee: Schematische Darstellung.

Ausfluss = Nettozufluss – (Volumenänderung/Zeiteinheit)

wobei: Nettozufluss = Zuflüsse + Niederschlag – (Verluste infolge Versickerung und Verdunstung)

