

Zeitschrift: Schweizerische Bauzeitung
Herausgeber: Verlags-AG der akademischen technischen Vereine
Band: 69 (1951)
Heft: 29

Artikel: Betrachtungen über den Ausfluss beim Bruch von Stauwänden
Autor: Frank, Josef
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-58893>

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: 23.01.2026

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

Betrachtungen über den Ausfluss beim Bruch von Stauwänden

DK 627.891

Von Obering. JOSEF FRANK, Erlangen

Die Frage, welche Wassermenge aus einer zu Bruch gehenden Sperrre ausfliesst, hat — wenigstens in Europa — bisher nur in wenigen Fällen praktische Bedeutung erlangt. Der letzte Krieg hat indessen gezeigt, dass sie doch nicht rein akademischer Natur ist [1], [2] *).

Da die ausfliessende Wassermenge nicht allein von den Abmessungen der Bresche abhängt, sondern sehr wesentlich auch von der Gestaltung des Staubeckens, besonders von seiner Oberflächengrösse und -form, so ergibt sich, dass eine allgemeine Lösung äusserst kompliziert sein muss. Bedenkt man aber, dass der Ausfluss aus Dammlücken eine Folge katastrophaler Ereignisse ist, deren Umfang nur sehr ungefähr vorausgesehen werden kann, so erscheinen Rechnungsverfahren, die auf Grund vereinfachter Annahmen entwickelt sind, zweifellos brauchbar und zumindest in ihren allgemeinen Gedankengängen für die Beurteilung der Folgen eines Dammbruches geeignet.

In den hier wiedergegebenen Untersuchungen sollen die nachstehend angeführten Vereinfachungen getroffen werden:

a) Reibungseinflüsse bei der Wasserbewegung im Staubecken bleiben unberücksichtigt, ebenso örtliche Energieverluste vor dem Auslaufquerschnitt;

b) die Dammbresche kann als Rechteckausschnitt mit quer zur Fliessrichtung waagerechter Krone aufgefasst werden;

c) das Staubecken hat eine gleichbleibende (mittlere) Wassertiefe, die mittlere Sohle verläuft also im Längsschnitt horizontal;

d) die Oberfläche des Stausees wird durch einen rechteckigen Streifen endlicher oder — im Grenzfall — unendlicher Breite ersetzt. Sie ist im Bereich der Spiegelschwankungen mit den Höhenordinaten nicht veränderlich;

e) unterhalb der Sperrre sind im Flusstal keine Verengungen solchen Ausmasses vorhanden, dass durch diese eine Beeinflussung des Ausflussvorganges eintreten könnte;

f) im Staubecken wird ursprünglich ruhendes Wasser angenommen, was praktisch stets berechtigt sein dürfte.

Grundsätzlich spielt sich der Entleerungsvorgang folgendermassen ab: Durch die völlige oder teilweise Beseitigung der Stauwand entsteht eine Öffnung, durch die eine bestimmte Wassermenge abströmt. Dabei bildet sich im Becken eine flussaufwärts fortschreitende Senkungswelle, deren Höhe sich so einstellt, dass dadurch sekundlich gerade der Raum entleert wird, der durch den Ausfluss aus der Sperrre angefordert wird. Nach den Gesetzen der Wellenfortpflanzung und des Ausflusses lassen sich nun die Wellenschnelligkeiten, die Spiegelsenkungen und die Ausflussmengen solange verhältnismässig einfach ermitteln, als sich der Sunk ungestört, d.h. ohne Reflexionserscheinungen im Staubecken fortspalten kann. Damit sind die dem Bruch unmittelbar folgenden Abflüsse festgelegt.

Es ist nun zunächst nötig, die Gesetze der Fortpflanzung einer Senkungswelle in einem horizontalen reibungsfreien Gerinne kurz wiederzugeben. Wie aus der Literatur bekannt ist [3], [4], pflanzt sich in einem derartigen Gerinne eine Sunkwelle gemäss Bild 1 fort, aus dem auch die wichtigsten Bezeichnungen ohne weiteres zu ersehen sind. Die auf dem Niveau $H - z$ fortschreitende Elementarwelle bewegt sich dabei mit der Relativgeschwindigkeit

$$(1) \quad w = \sqrt{g(H-z)}$$

*) Die Zahlen in eckigen Klammern beziehen sich auf das Literaturverzeichnis am Ende des Aufsatzes.

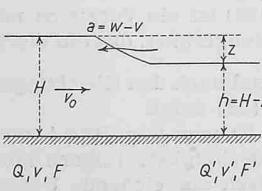


Bild 1

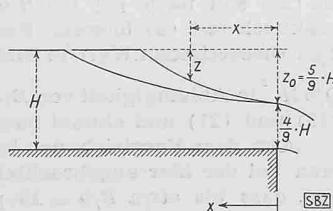


Bild 2

fort und trifft vor sich nicht mehr die ursprüngliche Fliessgeschwindigkeit v_0 an, sondern den Wert

$$(2) \quad v = 2\sqrt{gH} - 2\sqrt{g(H-z)}$$

der durch die vorausgegangenen Elementarwellen von der Gesamthöhe z erzeugt worden ist. Die absolute Fortpflanzungsgeschwindigkeit wird dann $a = w - v^1$) oder

$$(3) \quad a = 3\sqrt{g(H-z)} - 2\sqrt{gH}$$

Diese Gleichung stammt von B. de St. Venant [5] und gibt die konstant bleibende Geschwindigkeit an, mit der sich ein auf der Höhe $H - z$ liegendes Wellenelement flussaufwärts bewegt.

Werden die Entferungen dieses Elementes vom Ausgangspunkt des Sunken mit x und die Zeit seit seiner Entstehung mit t bezeichnet (Bild 2), so ergibt sich aus Gl. (3) als Gleichung des geneigten Sunkkopfes zur Zeit t

$$(4) \quad x = t(3\sqrt{g(H-z)} - 2\sqrt{gH})$$

Auf der Grundlage der vorstehenden Ergebnisse kann nun eine Reihe von Abflussfällen untersucht werden. Als ersten wollen wir den von Ritter [6] in etwas anderer Form behandelten einfachsten Fall eines Rechteckgerinnes betrachten, dessen Stirnwand plötzlich vollständig entfernt wird.

I. Rechteckgerinne, Stirnwand wird vollständig entfernt (Bild 2)

Die Öffnungsbreite ist gleich der Gerinnebreite B , die Öffnungshöhe gleich der Stautiefe H . Wir wenden Gl. (4) auf den Bruchquerschnitt $x = 0$ an. Hierfür muss entweder $t = 0$ sein oder, falls $t > 0$,

$$(5) \quad 3\sqrt{g(H-z)} = 2\sqrt{gH}$$

woraus sich die Sunktiefe im Ausflussquerschnitt ergibt zu

$$(6) \quad z_0 = \frac{5}{9}H$$

Die Bedingung (5) bedeutet aber, wie aus Gl. (3) hervorgeht,

$$(7) \quad a = 0 \text{ oder } v = w$$

Bei $x = 0$ befindet sich das Wasser also im Grenzzustand, der Sunk z_0 kann sich flussaufwärts nicht fortspalten und bleibt als grösstmögliche Absenkung am Ausflussquerschnitt erhalten, solange sich keine Reflexionserscheinungen bemerkbar machen. Die durch Gl. (4) beschriebenen Kurven gehen also unabhängig von der Zeit durch den gleichen Spiegelpunkt $z_0 = 5H/9$ und $x = 0$.

Da $v = w$, entspricht die Absenkung z_0 dem maximalen Ausfluss, wobei die Strahlstärke $H - z_0$ die kritische Tiefe k darstellt:

$$H - z_0 = \sqrt{\frac{Q_0^2}{gb^2}} \quad \text{oder} \quad Q_0 = b\sqrt{g}(H - z_0)^{3/2}$$

woraus mit $z_0 = 5H/9$ die Ausflussmenge

$$(8) \quad Q = \frac{8}{27}b\sqrt{g}H^{3/2} = 0,928bH^{3/2}$$

Die Ausflussmenge kann im übrigen auch durch eine Raum betrachtung ermittelt werden: Der in der Zeit t entleerte Rauminhalt ist bei Berücksichtigung von Gl. (4)

$$J = tb \int_0^{z_0} (3\sqrt{g(H-z)} - 2\sqrt{gH}) dz$$

oder

$$(9) \quad J = 2btH\sqrt{gH} \left(1 - \frac{z_0}{H}\right) \left(1 - \sqrt{1 - \frac{z_0}{H}}\right)$$

Es ist nun $Q = J/t$ bzw.

$$(10) \quad Q = 2bH\sqrt{gH} \left(1 - \frac{z_0}{H}\right) \left(1 - \sqrt{1 - \frac{z_0}{H}}\right)$$

woraus mit $z_0 = 5H/9$ wiederum Gl. (8) hervorgeht.

1) Die Vorzeichenfestlegung ist hierbei so getroffen, dass die positive Bewegungsrichtung flussaufwärts verläuft. Wir weichen damit aus Zweckmässigkeitsgründen von dem sonst üblichen Verfahren ab [3].

Die Geschwindigkeit im Ausflussquerschnitt beträgt gemäß Gl. (2)

$$v = 2\sqrt{gH} - 2\sqrt{g(H-z_0)}$$

entsprechend ist die Geschwindigkeitshöhe

$$(11) \quad \frac{v^2}{2g} = 4H - 2z_0 - 4\sqrt{H(H-z_0)}$$

Mit $z_0 = 5H/9$ ist

$$(12) \quad \frac{v^2}{2g} = 4H - \frac{10}{9}H - 4\sqrt{H\frac{4}{9}H} = \frac{2}{9}H$$

Damit kann nunmehr die *minimale Energiehöhe* im Ausflussquerschnitt angegeben werden, unter deren Einwirkung das Wasser ausfliesst:

$$(13) \quad E_{\min} = \frac{4}{9}H + \frac{2}{9}H = \frac{2}{3}H$$

Hieraus kann auch noch auf eine dritte Weise der Ausfluss gefunden werden. Bekanntlich ist

$$(14) \quad Q = \frac{2}{3} \frac{1}{\sqrt{3}} b \sqrt{2g} E_{\min}^{3/2}$$

Aus der Vereinigung von Gl. (13) und (14) geht wiederum Gl. (8) hervor.

II. Rechteckgerinne, Stirnwand nur auf einem Teil der Gerinnebreite bis zur Sohle entfernt (Bild 3)

Im Augenblick des Bruches ($t = 0$) muss ohne Zweifel eine Ausflussmenge gemäß Gl. (8) angenommen werden, da nur ein Teil des Gerinnes von der Breite b wirksam sein kann. Anschliessend bilden sich die auf Bild 3 angedeuteten bogenähnlichen zweidimensionalen Wellen aus, die wegen der zunehmenden Sunkbreite ständig Hebungswellen zurücksenden, die wiederum ein allmähliches Anwachsen des Ausflusses über den Wert der Gl. (8) hinaus bedingen. Dieser Vorgang wird unterbrochen, nachdem die Wellen die Seitenwände des Gerinnes erreicht haben. In den Berührungs punkten werden sie nämlich gleichsinnig, d. h. wiederum als Senkungswellen reflektiert. — Die primäre Welle verliert mit dem weiteren Fortschreiten immer mehr an Breite, was sich ebenfalls in einer Verstärkung der Wellenhöhe ausdrücken muss. Schliesslich wird die Sunkfront immer gestreckter und erreicht am Ende praktisch die Breite B des Gerinnes. Damit ist, wenn gleichzeitig die beschriebenen Reflexionserscheinungen abgeklungen sind, ein quasi stationärer Zustand erreicht.

Nach diesen rein qualitativen Ueberlegungen ist also festzustellen, dass der Abfluss über den Anfangswert im Augenblick des Bruches hinaus in einer bisher nicht näher erfassbaren Weise ansteigt, bis ein scheinbares stationäres Stadium erreicht ist. Dieses ist rechnerisch erfassbar. Dazu können folgende Ueberlegungen angestellt werden:

In Uebereinstimmung mit Gl. (9) und Bild 3 wird sekundlich gleichbleibend ein Volumen

$$2BH^{3/2}\sqrt{g}\left(1-\frac{z_1}{H}\right)\left(1-\sqrt{1-\frac{z_1}{H}}\right)$$

entleert, welches gleich ist der hinter dem Sunkkopf talwärts mit der Geschwindigkeit $v = 2\sqrt{gH} - 2\sqrt{g(H-z_1)}$ (gemäß Gl. 2) fliessenden Wassermenge. Die zugehörige Geschwindigkeitshöhe ist durch Gl. (11) gegeben, und die Energiehöhe $E = H - z_1 + v^2/2g$ wird damit

$$(15) \quad E = H\left(5 - 3\frac{z_1}{H} - 4\sqrt{1 - \frac{z_1}{H}}\right)$$

Unter dem Einfluss dieser Energiehöhe $E = E_{\min}$ erfolgt der Austritt des Wassers durch die Bresche von der Breite b und zwar nach dem Gesetz des Maximalausflusses, somit mit einer Strahldicke

$$(16) \quad k = \frac{2}{3}$$

Die Absenkung unter den ursprünglichen Beckenspiegel ist

$$(17) \quad z_0 = H - k$$

Die Austrittsmenge selbst wird nach den Gleichungen (14) und (15)

$$(18) \quad Q = \frac{2}{3} \frac{1}{\sqrt{3}} b \sqrt{2g} H^{3/2} \left(5 - 3\frac{z_1}{H} - 4\sqrt{1 - \frac{z_1}{H}}\right)^{3/2}$$

Aus der Gleichsetzung dieses Wertes mit dem sekundlich entleerten Raum

$$\begin{aligned} & \frac{2}{3} \frac{1}{\sqrt{3}} b \sqrt{2g} H^{3/2} \left(5 - 3\frac{z_1}{H} - 4\sqrt{1 - \frac{z_1}{H}}\right)^{3/2} = \\ & = 2BH^{3/2}\sqrt{g}\left(1 - \frac{z_1}{H}\right)\left(1 - \sqrt{1 - \frac{z_1}{H}}\right) \end{aligned}$$

ergibt sich die Formel

$$(19) \quad \frac{B}{b} = \frac{\sqrt{2}}{3\sqrt{3}} \frac{\left(5 - 3\frac{z_1}{H} - 4\sqrt{1 - \frac{z_1}{H}}\right)^{3/2}}{\left(1 - \frac{z_1}{H}\right)\left(1 - \sqrt{1 - \frac{z_1}{H}}\right)}$$

Für $z_1/H = 5/9$ geht hieraus $B/b = 1$ hervor, wie es dem unter I behandelten Fall entspricht.

Gl. (19) dient zur Berechnung von z_1/H , womit sich die Ausflussmenge entweder aus Gl. (18) ergibt oder aus der oben angegebenen Raumbedingung:

$$(20) \quad Q = 2BH^{3/2}\sqrt{g}\left(1 - \frac{z_1}{H}\right)\left(1 - \sqrt{1 - \frac{z_1}{H}}\right)$$

hieraus wiederum:

$$(21) \quad \frac{Q}{bH^{3/2}} = 2\sqrt{g} \frac{B}{b} \left(1 - \frac{z_1}{H}\right)\left(1 - \sqrt{1 - \frac{z_1}{H}}\right)$$

Mit den entwickelten Formeln ist die Berechnung wie folgt durchzuführen: Aus Gl. (19) findet sich für ein gegebenes B/b der Wert z_1/H . Mit seiner Hilfe kann nun die Wassermenge Q nach Gl. (20) ermittelt werden; weiterhin ergeben sich E , k und z_0 aus den Gleichungen (15), (16) und (17).

Mit Vorteil kann bei diesen Berechnungen die (u. U. noch entsprechend zu erweiternde) Tabelle 1 benutzt werden, die gestattet, zu jedem Wert B/b die gesuchten Grössen z_1/H nach Gl. (19), $Q/bH^{3/2}$ nach Gl. (21), E_{\min}/H nach Gl. (15), k/H gemäß Gl. (16) und z_0/H nach Gl. (17) unmittelbar zu entnehmen.

An Versuchsergebnissen stehen nach unserer Kenntnis bislang nur die von Schocklitsch [7], [8] und die von Egiazaroff [4] zur Verfügung. Die Arbeit Egiazaroffs bestätigt die für den Sonderfall $b = B$ gültige Rittersche Theorie. Hierüber ist in [3] berichtet, so dass zunächst nicht weiter darauf eingegangen werden soll. Ueber die Ergebnisse von Schocklitsch ist dagegen folgendes zu sagen: Die in [7] wiedergegebenen empirischen Formeln sind offenkundig mit entstellenden Druckfehlern behaftet. Sie stimmen in gewissen Grenzfällen nicht, auch sind sie in den Veröffentlichungen [9] und [10] anders, offenbar berichtigt, wiedergegeben. Die Strahlstärke im Ausflussquerschnitt beträgt hiernach $H/2$, wenn die Stirnwand zur Gänze entfernt wird, wodurch Gl. (6) an nähernd bestätigt wird. Die Ausflussmenge wird angegeben für

$$(22) \quad B/b = 1 \text{ mit } Q = 0,9bH^{3/2}$$

und für

$$(23) \quad B/b > 1 \text{ mit } Q = 0,9 \left(\frac{B}{b}\right)^{1/4} bH^{3/2}$$

Gl. (23) soll nach [9] bis $B/b = 30$ gelten. Gl. (22) stimmt praktisch mit (8) überein. Für Gl. (23) ist ein Vergleich mit dem theoretischen Wert in Bild 4 durchgeführt, das die Werte

$Q/bH^{3/2}$ in Abhängigkeit von B/b einmal nach den Gleichungen (19) und (21) und einmal nach Gl. (23) zeigt.

Aus dem Vergleich der beiden Kurven von Bild 4 wird man bei der hier angebrachten Grosszügigkeit folgern können, dass bis etwa $B/b = 15$ praktisch ausreichende Ueber-einstimmung besteht. Es muss ja auch bedacht werden, dass

Tabelle 1.

| $\frac{B}{b}$ | $\frac{z_1}{H}$ | $\frac{Q}{bH^{\frac{3}{2}}}$ | $\frac{E_{\min}}{H}$ | $\frac{k}{H}$ | $\frac{z_0}{H}$ |
|---------------|-----------------|------------------------------|----------------------|---------------|-----------------|
| 1,00 | 0,556 | 0,928 | 0,667 | 0,444 | 0,556 |
| 1,1 | 0,442 | 0,972 | 0,687 | 0,458 | 0,542 |
| 1,2 | 0,395 | 1,010 | 0,705 | 0,470 | 0,530 |
| 1,4 | 0,333 | 1,071 | 0,735 | 0,490 | 0,510 |
| 1,6 | 0,292 | 1,123 | 0,759 | 0,506 | 0,494 |
| 1,8 | 0,262 | 1,166 | 0,780 | 0,520 | 0,480 |
| 2,0 | 0,238 | 1,204 | 0,796 | 0,531 | 0,469 |
| 2,5 | 0,192 | 1,271 | 0,829 | 0,553 | 0,447 |
| 3 | 0,162 | 1,337 | 0,854 | 0,569 | 0,431 |
| 4 | 0,124 | 1,414 | 0,883 | 0,588 | 0,412 |
| 5 | 0,102 | 1,474 | 0,903 | 0,602 | 0,398 |
| 6 | 0,086 | 1,500 | 0,918 | 0,612 | 0,388 |
| 7 | 0,074 | 1,525 | 0,930 | 0,620 | 0,380 |
| 8 | 0,065 | 1,536 | 0,938 | 0,625 | 0,375 |
| 9 | 0,058 | 1,559 | 0,945 | 0,630 | 0,370 |
| 10 | 0,053 | 1,568 | 0,951 | 0,634 | 0,366 |
| 20 | 0,027 | 1,661 | 0,973 | 0,648 | 0,352 |
| 30 | 0,019 | 1,692 | 0,982 | 0,655 | 0,345 |
| ∞ | 0,000 | 1,705 | 1,000 | 0,667 | 0,333 |

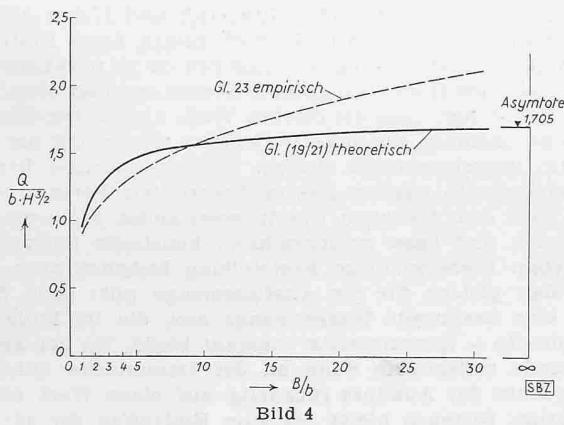


Bild 4

die Beschaffenheit der Auslauföffnung einen gewissen Einfluss bei den Fällen ausübt, in denen im Ausflussquerschnitt die Minimalhöhe der Energielinie angenommen zu werden pflegt, wie dies z. B. aus einer kürzlich erschienenen Arbeit von Ramponi [11] hervorgeht. Es bleibt also dahingestellt, in wie weit bei den Versuchen von Schocklitsch die Bedingungen erfüllt waren, die der Theorie entsprechen. Immerhin scheint aber der Verlauf der «empirischen» Kurve für $B/b > 15$ wenig wahrscheinlich und auch kaum erklärbare, zumal es für die «theoretische» Kurve eine Asymptote gibt, auf die weiter unten noch eingegangen wird, und die den Verlauf der «theoretischen» Kurve festlegt. So erscheint das Problem einer weiteren experimentellen Erforschung bedürftig, wobei, wie sich aus der Natur der Vorgänge ergibt, alle uns heute zur Verfügung stehenden Verfeinerungen der Versuche anzuwenden sein werden [4], [12].

Unendlich breites Gerinne

In diesem Sonderfall, der auch für einen breiten See gilt ist $B/b = \infty$, und analog den weiter oben angestellten Überlegungen (s. auch Bild 3) strebt der Vorgang einem Zustand zu, für den $z_1/H \rightarrow 0$. Somit wird nach Gl. (15) die Energiehöhe im Ausflussquerschnitt

$$(24) \quad E = H$$

die Strahlstärke $2H/3$ und die Ausflussmenge gemäß Gl. (14)

$$(25) \quad Q = \frac{2}{3} \frac{1}{\sqrt{3}} b \sqrt{2g} H^{\frac{3}{2}}$$

oder $Q/bH^{\frac{3}{2}} = 1,705$. Dieser Wert legt die oben schon erwähnte Asymptote der Kurve Gl. (21) in Bild 4 fest. Er entspricht gleichzeitig dem denkbar grössten Ausfluss aus einer bis zur Sohle reichenden rechteckigen Dammlücke. Dieser stellt sich in einem sehr breiten Gerinne nach dem Abklingen

der Reflexionserscheinungen ein, die sich zwischen dem Bruch und dem Erreichen eines Zustandes abspielen, für den $z_1/H \rightarrow 0$.

III. Oberer Teil der Stirnwand wird auf die ganze Gerinnebreite entfernt (Bild 5)

Durch die Entfernung des Wandteils $H - p$ entsteht eine Senkungswelle von der Höhe z_0 , deren Kopf sich gemäß (Gl. 3) fortpflanzt. Der Sunklängenschnitt besteht, wie an anderer Stelle eingehend beschrieben ist [3], aus einer Waagerechten und aus der geneigten Sunkfront, die der Gl. (4) folgt, und deren Elemente mit gleichförmiger Geschwindigkeit fortschreiten. Es werden somit sekundlich gleiche Räume entleert, solange sich Reflexionserscheinungen und Reibungseinflüsse nicht bemerkbar machen. Da auch in dem betrachteten Fall meist eine «breite Wehrkrone» vorliegen wird, soll zunächst die bisher verwendete Ausflussformel beibehalten werden, die im Auslaufquerschnitt gerade Stromfäden voraussetzt. Es ist

$$(26) \quad Q = \frac{2}{3} \cdot \frac{1}{\sqrt{3}} b \sqrt{2g} (E - p)^{\frac{3}{2}}$$

mit

$$(27) \quad E = H \left(5 - 3 \frac{z_0}{H} - 4 \sqrt{1 - \frac{z_0}{H}} \right)$$

gemäß Gl. (15). Der sekundlich entleerte Raum ist nach Gl. (10)

$$(28) \quad Q = 2b \sqrt{g} H^{\frac{3}{2}} \left(1 - \frac{z_0}{H} \right) \left(1 - \sqrt{1 - \frac{z_0}{H}} \right)$$

Aus der Gleichsetzung von Gl. (26) und Gl. (28) erhalten wir

$$(29) \quad \frac{\sqrt{2}}{3 \cdot \sqrt{3}} \frac{\left(5 - 3 \frac{z_0}{H} - 4 \sqrt{1 - \frac{z_0}{H}} - \frac{p}{H} \right)^{\frac{3}{2}}}{\left(1 - \frac{z_0}{H} \right) \left(1 - \sqrt{1 - \frac{z_0}{H}} \right)} = 1$$

Für $p = 0$ geht aus Gl. (29) wie zu erwarten $z_0/H = \frac{5}{9}$ her- vor, woraus wiederum mit Hilfe von Gl. (28) oder Gl. (26) die bei Fall I entwickelte Gleichung (8) folgt.

In den Fällen, in denen mit einer nicht mehr zu vernachlässigenden Stromfadenkrümmung im Ausflussquerschnitt gerechnet werden muss, kann an die Stelle der Ausflussgleichung (26) nach Schätzung des Ausflussbeiwertes μ die Formel von Poleni treten. Statt der Bedingung (29) ergibt sich dann, wie sich leicht zeigen lässt, die Gleichung

$$(30) \quad \frac{\sqrt{2}}{3} \mu \left\{ \frac{\left(5 - 3 \frac{z_0}{H} - 4 \sqrt{1 - \frac{z_0}{H}} - \frac{p}{H} \right)^{\frac{3}{2}}}{\left(1 - \frac{z_0}{H} \right) \left(1 - \sqrt{1 - \frac{z_0}{H}} \right)} - \frac{\left(4 - 2 \frac{z_0}{H} - 4 \sqrt{1 - \frac{z_0}{H}} \right)^{\frac{3}{2}}}{\left(1 - \frac{z_0}{H} \right) \left(1 - \sqrt{1 - \frac{z_0}{H}} \right)} \right\} = 1$$

Aus Gl. (29) oder Gl. (30) erhält man bei gegebenem H und p den Wert z_0/H und aus Gl. (28) die Ausflussmenge.

Eine für den gleichen Fall von A. Schocklitsch gegebene empirische Gleichung

$$Q = 0,9 \frac{H - p}{H - 0,827} b \sqrt{H} (H - p)$$

gilt, wie ihr Aufbau zeigt, offenbar nur für die Beobachtungen, nach denen sie aufgestellt ist. Für den Grenzfall $p = 0$ müsste sie auf Gl. (22) führen, was aber nicht zutrifft.

IV. Bresche schmäler als das Gerinne, Öffnung reicht nicht bis zur Sohle (Bild 6)

Von dem Ausflussvorgang gilt ähnliches wie bei der bis zur Sohle reichenden Öffnung, die nur einen Teil der Gerinnebreite einnimmt (Fall II). Die Abflussmenge wird daher

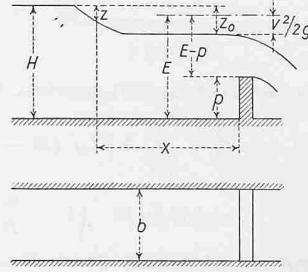


Bild 5

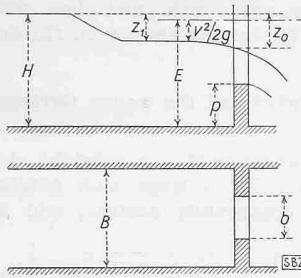


Bild 6

der Raum durch Gl. (20) gegeben. Wir erhalten damit die Gleichung

$$\begin{aligned} \frac{2}{3} \cdot \frac{1}{\sqrt{3}} b \sqrt{2g} (E - p)^{3/2} &= \\ &= 2B \sqrt{g} H^{3/2} \left(1 - \frac{z_1}{H}\right) \left(1 - \sqrt{1 - \frac{z_1}{H}}\right) \end{aligned}$$

woraus wiederum durch Einsetzen von E nach Gl. (15) die Beziehung hervorgeht

$$(31) \quad \frac{B}{b} = \frac{\sqrt{2}}{3 \cdot \sqrt{3}} \frac{\left(5 - 3 \frac{z_1}{H} - 4 \sqrt{1 - \frac{z_1}{H}} - \frac{p}{H}\right)^{3/2}}{\left(1 - \frac{z_1}{H}\right) \left(1 - \sqrt{1 - \frac{z_1}{H}}\right)}$$

Gl. (31) ist eine Verallgemeinerung von Gl. (29), die sich daraus für $B/b = 1$ ableitet. Aus Gl. (31) ergibt sich z_1/H , aus Gl. (20) Q , aus Gl. (15) die Energiehöhe E . Die Absenkung im Auslauf wird damit

$$(32) \quad z_0 = H - E + \frac{E - p}{3} = H - \frac{2}{3} E - \frac{1}{3} p$$

und die Strahlstärke

$$(33) \quad h = \frac{2}{3} (E - p)$$

Bei Anwendung der Poleni-Gleichung tritt an die Stelle von Gl. (31):

$$(34) \quad \frac{B}{b} = \frac{\sqrt{2}}{3} \mu \left\{ \frac{\left(5 - 3 \frac{z_1}{H} - 4 \sqrt{1 - \frac{z_1}{H}} - \frac{p}{H}\right)^{3/2}}{\left(1 - \frac{z_1}{H}\right) \left(1 - \sqrt{1 - \frac{z_1}{H}}\right)} - \frac{\left(4 - 2 \frac{z_1}{H} - 4 \sqrt{1 - \frac{z_1}{H}}\right)^{3/2}}{\left(1 - \frac{z_1}{H}\right) \left(1 - \sqrt{1 - \frac{z_1}{H}}\right)} \right\}$$

Unendlich breites Gerinne (Auslauf aus unbegrenztem See)

Für die bis zur Sohle reichende Ausflussöffnung ist der Fall des unendlich breiten Beckens schon unter II berührt worden. Hier sohlen noch einige Bemerkungen an Hand der Bilder 7 und 8 gemacht werden. Aus den Entwicklungen zu II, insbesondere auch aus Tabelle 1, ist ersichtlich, dass bei zunehmendem Wert B/b die Absenkung z_1 , also die Höhe des Wellenkopfes, immer geringer wird und die am Austrittsquer schnitt verfügbare Energiehöhe immer weiter ansteigt. Die Verhältnisse streben asymptotisch dem Zustand $z_1 = 0$ und $E = H$ zu, wobei aber der schon früher beschriebene Übergangszustand unbegrenzt lange anhält. Es kann also streng genommen nicht mehr davon gesprochen werden, dass

auf den Übergang der quasistationäre Zustand folgt. Die untenstehende Formel (35) bezieht sich also zwar auf ein theoretisch nicht erreichtes Endstadium; sie gibt aber bei entsprechend grosser Ausbreitung der Kreiswellen eine sehr gute Annäherung. Für

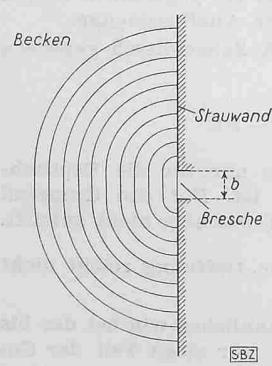


Bild 7

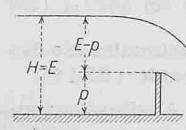


Bild 8

im Augenblick des Bruches nach den Gleichungen (28) und (29) anzugeben sein. Hiernach folgt ein durch hin- und herlaufende Reflexionswellen gekennzeichneter Übergang, bis schliesslich ein scheinbarer Beharrungszustand eintritt, auf den die folgenden Überlegungen angewandt werden können:

Für die Ausflussmenge gilt Gl. (26), außerdem ist der sekundlich entleerte Becken-

raum durch Gl. (20) gegeben. Wir erhalten damit die Gleichung

$$(35) \quad Q = \frac{2}{3} \frac{1}{\sqrt{3}} b \sqrt{2g} H^{3/2} \left(1 - \frac{p}{H}\right)^{3/2}$$

V. Zusammenfassung zum Ausfluss aus prismatischen Gerinnen

Für die Erkenntnis des Ganges der Ausflussmenge ist wichtig, dass sich in einem prismatischen Gerinne bei plötzlicher Beseitigung der ganzen Stauwand oder eines Teils derselben eine flussaufwärts laufende Sunkwelle bildet, deren Höhe solange unverändert bleibt, als keine Reibungseinflüsse spürbar sind und keine Reflexionen, beispielsweise am Gerinneende, eintreten, die sich nach einer gewissen Rücklaufzeit am Auslaufquerschnitt bemerkbar machen würden. Diese Erscheinungen sind sehr schön durch die Versuche von Egiazaroff experimentell nachgewiesen worden [4].

Zur Erläuterung des Gesagten wird nach der Darstellung in [3] auf Bild 9 ein derartiger Versuch veranschaulicht. Es handelt sich hierbei um ein 30 m langes horizontales Rechteckgerinne, in dem durch nahezu plötzliches Öffnen (in 0,3 s) einer Schütze in der Stirnwand eine Senkungswelle von 30 mm erzeugt wurde. Die Kurven in Bild 9 sind selbsttätig aufgezeichnete Wasserstands-Ganglinien für einige Querschnitte in 1,0, 2,5, 11,0, 12,5, 15,5 und 17,5 m Abstand vom Abschlussorgan. Alle Kurven zeigen beim Eintreffen der Welle eine Absenkung auf eine von da ab praktisch konstant bleibende Höhe. Die nächste Absenkung (bei etwa 25 s) röhrt davon her, dass die direkte Welle am oberen Gerinneende gleichsinnig, als Sunk, reflektiert wurde und um diese Zeit im Messquerschnitt eintraf. Weiteres hierüber kann in [3] nachgelesen werden. Sowohl Theorie wie Versuch zeigen hier, dass das Absinken des Wasserstandes ruckweise vor sich geht und dass zwischendurch konstante Spiegellagen auftreten. Diese wichtige Feststellung bedeutet aber auch, dass das gleiche für die Ausflussmenge gilt: beim Bruch tritt eine bestimmte Wassermenge aus, die im Falle Breschenbreite = Gerinnebreite konstant bleibt, bis der am Gerinneende reflektierte Sunk an der Dammlücke ankommt. Dann sinkt der Ausfluss ruckartig auf einen Wert ab, der wiederum bestehen bleibt bis zum Eintreffen der nächsten Reflexionswelle usw. Ist die Breschenbreite kleiner als die Gerinnebreite, so verläuft der Vorgang analog, nur schaltet sich zwischen zwei quasistationären Zuständen jeweils ein Übergangszustand ein, dessen Einzelheiten zur Zeit noch ungeklärt bleiben.

VI. Natürliche Becken

An natürlichen Becken liegen die Verhältnisse weit weniger einfach. Hier wird von einer gleichmässigen Becken- bzw. Gerinnebreite nur in Ausnahmefällen gesprochen werden können. Wechselnde Breiten bedeuten aber Reflexionserscheinungen, und die bei prismatischen Betten festgestellte sprungweise Änderung des Ausflusses wird daher bei natürlichen Staubecken je nach Gestaltung entweder überhaupt nicht oder nur

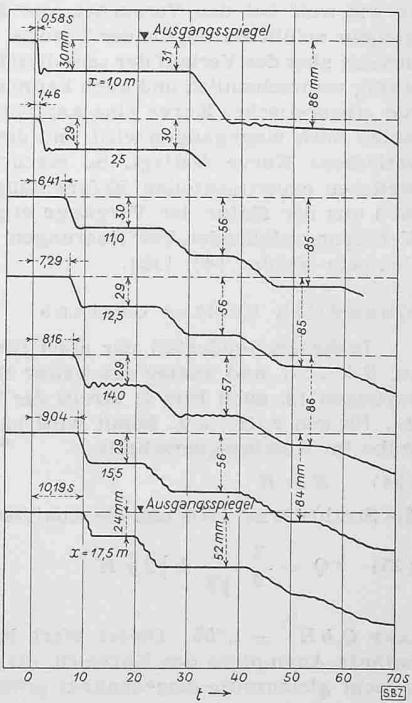


Bild 9. Sunkversuch in einem Rechteckgerinne (nach Egiazaroff)

Hieraus ergibt sich

$$Q = 2 \cdot 700 \cdot 33^{\frac{3}{2}} \cdot \sqrt{g} \cdot (1 - 0,0085) (1 - \sqrt{1 - 0,0085}) = \\ = 3510 \text{ m}^3/\text{s}$$

Es ist somit $Q \cong Q_k$, d. h. $k = 12,22 \text{ m}$ war richtig angenommen.

Unter der oben gemachten Voraussetzung müsste also der Ausfluss bei einer Wellenhöhe von 0,28 m rd. $3600 \text{ m}^3/\text{s}$ betragen haben. Bei $t = 50 \text{ s}$ läuft die Senkungswelle, wie Bild 10 zeigt, in grössere Beckenbreiten aus. Die dabei entstehende gegenläufige Hebungswelle trifft schätzungsweise nach weiteren 50 s an der Bruchstelle ein und erhöht den Ausfluss ruckartig.

Schon bei der letzten Berechnung haben wir gesehen, dass die Energiehöhe am Auslauf mit $E' = 16,72 \text{ m}$ nur unwesentlich kleiner ist als die Tiefe der Schwelle unter dem Stauziel ($17,0 \text{ m}$). Noch ausgeprägter wird dies beim Wellenauslauf bei $t > 50 \text{ s}$ der Fall sein. Wir befinden uns dann praktisch beim Fall des unendlich grossen Beckens, der für den Rechteckausschnitt durch Gl. (35) gekennzeichnet ist, beim vorliegenden Trapez aber wie folgt zu berechnen ist:

$$E' = H - p = 17,0 \text{ m}$$

Mit $b_0 = 42,70 \text{ m}$ ist nach Gl. (37) $k = 12,43 \text{ m}$, woraus wiederum b_0 bestätigt wird, nämlich

$$b_0 = 20,0 + 2 \cdot 0,912 \cdot 12,43 = 42,7 \text{ m}$$

$$b_m = \frac{1}{2} \cdot (20,0 + 42,7) = 31,35 \text{ m}$$

Nach Gl. (38) wird

$$Q_k = \sqrt{\frac{9,81}{42,7}} \cdot 12,43^{\frac{3}{2}} \cdot 31,35^{\frac{3}{2}} = 3680 \text{ m}^3/\text{s}$$

Dies ist der grösste theoretisch denkbare Ausfluss. Selbst wenn man von der ungünstigen hydraulischen Wirkung der scharfen Bruchkanten völlig absieht und den abflussvergrössernden Einfluss der Stromfadenkrümmung berücksichtigt, kann man den grössten Ausfluss kaum wesentlich über $4000 \text{ m}^3/\text{s}$ ansetzen. Die bislang bekannt gewordenen Zahlen sind also z. T. offensichtlich zu hoch gegriffen.

Literaturverzeichnis

- [1] O. Kirschner: Zerstörung und Schutz von Talsperren und Dämmen. SEZ 1949, Nr. 20 und Nr. 21, S. 277* und 300*.
- [2] H. Quast: Zerstörung und Wiederaufbau der Möhne- und der Ederdalsperre, «Wasser- und Energiewirtschaft» 1949, S. 135.
- [3] J. Frank und J. Schüller: Schwingungen in den Zuleitungs- und Ableitungskanälen von Wasserkraftanlagen. Berlin 1938.
- [4] I. W. Egiazaroff: K. sutotschnomu regulirovaniu gidroelektritscheskikh stancii. (Zur Frage der täglichen Regulierung hydroelektrischer Anlagen.) Leningrad 1931.
- [5] B. de St. Venant: Théorie du mouvement non permanent des eaux avec application aux crues des rivières et à l'introduction des marées dans leur lit. C. R. Acad. Sci. Paris 1870 und 1871.
- [6] A. Ritter: Die Fortpflanzung der Wasserwellen. «Z. VDI» 36 (1892), S. 947.
- [7] A. Schoklitsch: Versuche mit Dammbruchwellen. (Wasserschwall), veröffentlicht in «Die Wasserbaulaboratorien Europas», Berlin 1926, S. 237.
- [8] A. Schoklitsch: Ueber Dammbruchwellen. Wien 1917.
- [9] Ph. Forchheimer: Grundriss der Hydraulik. Leipzig 1926.
- [10] R. Weyrauch und A. Strobel: Hydraulisches Rechnen. Stuttgart 1930.
- [11] F. Ramponi: Sulle forme di imbocco dei canali e delle opere di scarico superficiale. «L'Energia Elettrica» 26 (1949), S. 453.
- [12] H. Favre: Etude théorique et expérimentale des ondes de translation dans les canaux découverts. Paris 1935.
- [13] A. Ludin: Die Wasserkräfte. Berlin 1913.
- [14] P. Böss: Berechnung der Wasserspiegelage. Berlin 1927.

Gewässersanierung und Gewässerschutz

DK 628.394

An die Verunreinigung der Gewässer trägt einerseits die Natur in Form von Mineralstoffen, Staub aus der Luft und der Abgänge der Pflanzen- und Tierwelt bei. Die Abfälle, die auf den Einfluss des Menschen zurückzuführen sind und die aus seinem Stoffwechsel, seiner direkten Tätigkeit, aus Gewerbe und Industrie, der Tierhaltung und Bodendüngung in die Gewässer gelangen, können indessen viel bedeutungsvoller sein, so dass sich der natürliche Reinigungsprozess nicht mehr vollziehen kann. Die Beeinträchtigung des sauberen, klaren Wassers zum Beispiel eines Bachlaufes zeigt sich zunächst durch das Wachstum von an sich unschädlichen Grün- und Kieselalgen, gefolgt von Moosen und höheren Wasserpflan-

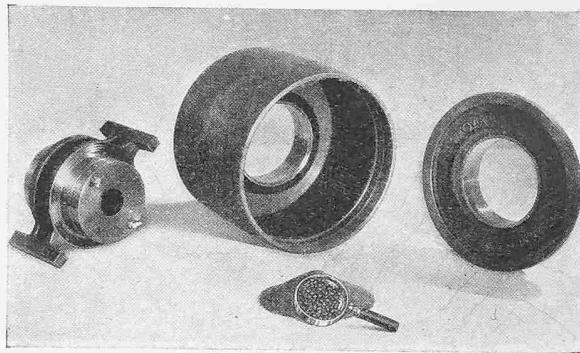


Bild 1. Die Einzelteile der Pulvis-Kupplung

zen. Wenn sich das Wasser aber trübt, vielfarbige Fladen von sogenannten Abwasserpilzen mitführt und allerlei Unrat das Bachbett verunstaltet, spricht man von der visuellen Verunreinigung. In dieser ist die unsichtbare, hervorgerufen durch chemische Beimengungen, Giftstoffe und Krankheitserreger meist gleichzeitig schon enthalten. Als Abwasserpilze sind umfassend alle heterotrophen Mikroorganismen zu verstehen, von denen dem Abwasserbakterium *Sphaerotilus natans* die grösste Bedeutung zukommt. Daneben ist der Schwund an Sauerstoff und die Zunahme der Stickstoffverbindungen für den Grad der Gewässerverunreinigung massgebend.

Der Mensch, der wohl den grössten Teil der Schuld an der Wasserverschmutzung trägt, frägt sich nun, wie er ein so geschädigtes Gewässer in den früheren Zustand zurückführen, dieses also sanieren kann und welche Massnahmen zu treffen sind, um es künftig und dauernd vor der Verunreinigung zu schützen. Beide Probleme, Sanierung und Schutz, die getrennt zu behandeln sind, verlangen genaue Untersuchungen in jedem einzelnen Fall, da auch hier (wie auf allen Gebieten des Wasserbaues) nie verallgemeinert werden darf. Es hat sich eindeutig erwiesen, dass Erfahrungen, die hinsichtlich der Abwasserkühlung und der Abfallstoffverwertung (s. Nr. 22, S. 311 dieses Jahrganges) im Ausland gemacht werden konnten, nicht ohne Weiteres auf unsere schweizerischen Verhältnisse übertragen werden dürfen. Beispielsweise steht schon der Charakter vieler unserer natürlichen Bäche und Flüsse, die bei Niederwasser geringe Tiefe, einen grossen benetzten Umfang, eine rasche und oft turbulente Wasserbewegung und damit eine gute Belüftung des Wassers aufweisen, im schroffen Gegensatz zum Flusstyp des Flachlandes. Die Sanierungs- und Schutzmaßnahmen können deshalb jeweils nicht gründlich genug studiert werden. Es ist nicht damit getan, dass eine Gemeinde im sogenannten ersten Ausbau ihre Abwässe mechanisch reinigt und glaubt, nun vorläufig, eben bis zum zweiten oder dem zeitlich in weiter Ferne liegenden Vollausbau mit einer biologischen Kläranlage, alles Notwendige vorgekehrt zu haben. Das meist aus finanziellen Gründen so gewählte Vorgehen hat schon zu schweren Misserfolgen und Enttäuschungen geführt, weil mit der mechanischen Reinigung allein die eigentlichen Urheber der Schäden nicht genügend bekämpft werden konnten. Schliesslich kommt es bei der Bewertung einer Kläranlage nicht auf ihren Reinigungsgrad an. Entscheidend ist das Ergebnis der Sanierung, also die Wasserqualität des Vorfluters nach der Rückleitung des gereinigten Abwassers.

In verdienstvoller Weise werden die Grundlagen für die Abwasserreinigung und die Gewässersanierung durch die 1945 ins Leben gerufene Eidg. Anstalt für Wasserversorgung, Abwasserreinigung und Gewässerschutz (EAWAG) an der ETH, die im Werdhölzli bei Zürich über ein sehr geeignetes Versuchsfeld verfügt, wissenschaftlich geprüft. Es ist zu hoffen, dass sich die aus diesen Vorarbeiten ergebenden Hinweise für die technische Ausgestaltung von Kläranlagen und andern Hilfsmitteln bald verwerten lassen und dass sie den für den Bau solcher Werke massgebenden Instanzen frühzeitig zur Verfügung stehen. Die Notwendigkeit der Sanierung zum Beispiel des Zürichsees und besonders auch der Limmat unterhalb der Kläranlage der Stadt Zürich ist zweifellos unbestritten. Die zu lösenden Probleme sind schwierig, die Kosten für die zu erstellenden Bauten und Einrichtungen hoch. Trotzdem darf vor der energischen Inangriffnahme der Sanierungsmassnahmen nicht länger zurückgeschreckt werden, weil die eigene Regenerationskraft dieser Gewässer ständig abnimmt und da-