

Konzeption zur Beschreibung von Impulswellen, die durch Gleitrutschungen ausgelöst werden

Prof. Dr.-Ing. habil. H. Martin, TU Dresden

1 Einführung

An steilen und instabilen Ufern von Seen und Stauräumen können - wie in der Vergangenheit wiederholt beobachtet - durch das Hineinstürzen von Eis-, Gesteins- oder Geröllmassen sowie durch Gleitrutschungen im Uferbereich Schwallwellen (Impulswellen) erzeugt werden, die beim Auflaufen am Ufer und an Bauwerken erhebliche Schäden anrichten können. Insbesondere können die sich spontan bildenden, brandenden Schwallwellen das Leben der Menschen an den Seeufern bedrohen.

Felsstürze in Seen und Meeresbuchten von Alaska oder in den norwegischen Fjorden riefen Schwallwellen mit Höhen von 30 m und mehr hervor (*Slingerland, Voight 1979*), (*Miller 1960*). Felsstürze in Seen sind aber auch in Italien und der Schweiz wohl bekannt (*Huber 1982*), (*Huber 1980*). Hingewiesen sei hier nur auf die Katastrophe von Vajont in Oberitalien, wo am 09. Oktober 1963 eine auf 270 bis 300 Million m³ geschätzte Felsmasse teilweise in den Stausee von Vajont rutschte und dabei eine Schwallwelle verursachte, die mit einer Höhe von 70 bis 100 m über die Staumauer schwappte (*Schnitter 1972*).

Wellen mit kleineren Dimensionen, aber mit schwer einzuschätzenden Parametern und Auswirkungen können in den Tagebaurestlöchern der Braunkohlereviere Ostdeutschlands auftreten, insbesondere neigen Uferbereiche zu Setzungsfließbrutschungen, bei denen eine partielle Verflüssigung der Uferzonen aus locker gelagerten, wassergesättigten Sanden auftritt. Die Auswertung gegangener Setzungsfließbrutschungen läßt vermuten, daß diese Rutschungen durch Grundwasserstandsänderungsanstieg, Strömungsdruck, lokale Grundwasserstauungen, Stauspiegelabsenkung und dynamische Anregungen, z. B. durch Baufahrzeuge, plötzlich ausgelöst werden. Dabei verdrängen die ausfließenden Sande der Kippe spontan größere Wassermassen im Restloch und verursachen Schwingungen des Wasserspiegels, die von Schwall- und Schwingungswellen verursacht werden (Bild 1).

Im Gegensatz zu den Eis- und Felsstürzen, die beim Eintauchen der Sturzmassen Luft mitreißen und eine hohe Turbulenz verursachen, wird bei den Gleitrutschungsvorgängen meistens die seitliche Begrenzung des Wasserkörpers spontan verschoben, so daß die Energieumwandlung durch turbulente Vermischung relativ gering bleibt.

Kippe

wassergefülltes Restloch

gewachsene Seite

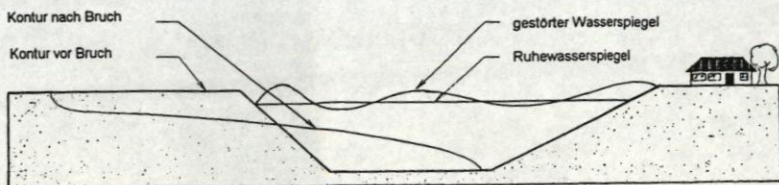


Bild 1 *Impulswellen durch Setzungsfließrutschung im Tagebaurestloch (Jennrich 1996)*

Das Ziel des vorliegenden Beitrages ist, Grundlagen und Ansätze für Impulswellen bei Gleitrutschungen darzustellen, die durch geplante experimentelle Untersuchungen präzisiert und erweitert werden sollen.

2 Wellentypen bei Rutschvorgängen

Ogleich die Ermittlung der Wellen bei Hangrutschungen an Seen und Stauräumen von Staubauwerken immer noch als leichtere Aufgabe im Vergleich zur zutreffenden quantitativen Beschreibung der Rutschvorgänge erscheint, gestaltet sich allerdings die Beschreibung der Wellenbildung auch äußerst schwierig, da eine Vielzahl von Variablen den Vorgang beeinflussen, so daß sich in vielen Fällen der Wellenbildungsprozeß einer analytischen Beschreibung entzieht.

Vereinfachend betrachtet, können die erzeugten Wellen in folgende Wellentypen eingeordnet werden (Bild 2):

1. Schwingungswellen (oscillatory waves)
2. Einzelwellen (solitary waves)
3. Brandungswellen (bore)

Schwingungswellen werden durch eine Auslenkung der freien Wasseroberfläche aus der Gleichgewichtslage ausgelöst. In den dadurch erzeugten Wellen wird im wesentlichen nur Energie übertragen, der Massentransport ist von untergeordneter Bedeutung. Die Wasserteilchen bewegen sich in und gegen die Richtung der Wellenbewegung auf mehr oder weniger geschlossenen elliptischen Bahnen.

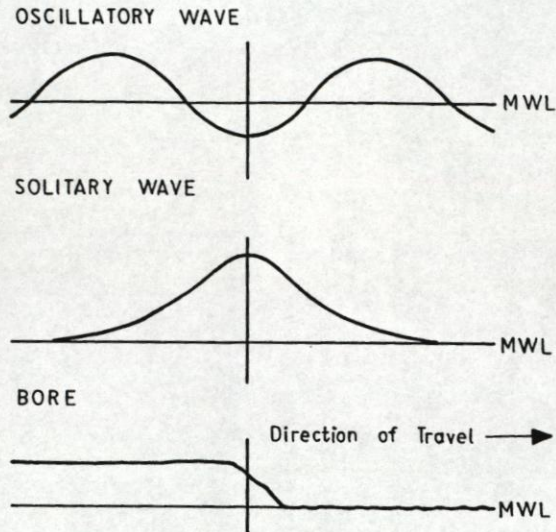


Bild 2 *Typen von Gravitationswellen, die durch Rutschungsvorgänge im Uferbereich erzeugt werden*

Einzelwellen bewegen sich im Wasser gleicher Tiefe mit einer relativ stabilen Wellenform und konstanter Geschwindigkeit vollständig oberhalb des Ruhewasserspiegels. Dabei bewegen sich die Wasserteilchen in der horizontalen Richtung **nur** in der Wellenausbreitungsrichtung, so daß der Massentransport von ausschlaggebender Bedeutung wird.

Brandende Wellen mit einer turbulenten Deckwalze können als sich überschlagende Einzelwelle betrachtet werden. In einem mit der Wellengeschwindigkeit bewegten Bezugssystem können sie auch als freier Wechselsprung gedeutet werden.

Welcher Wellentyp bei einer Hangrutschung auftritt, ist eine schwer zu beantwortende Frage, weil die Wellenbewegung von den komplexen Anfangs- und Randbedingungen der Wasserbewegung bestimmt wird. Es ist zu vermuten, daß die Größe und Zeitdauer des einwirkenden Impulses von großer Bedeutung sind und daß meistens eine Mischung der drei Wellentypen auftritt wobei ein Wellentyp vorherrschend sein kann. Bild 3 zeigt z. B. die Wasserspiegelschwankungen, die bei den Modelluntersuchungen zu Hangrutschungen am Stausee der Morrow-Point-Sperre am Gunnison River in Colorado (USA) gemessen wurden (Pugh, Harris 1982). Man erkennt deutlich die von der Rutschung unmittelbar verursachte

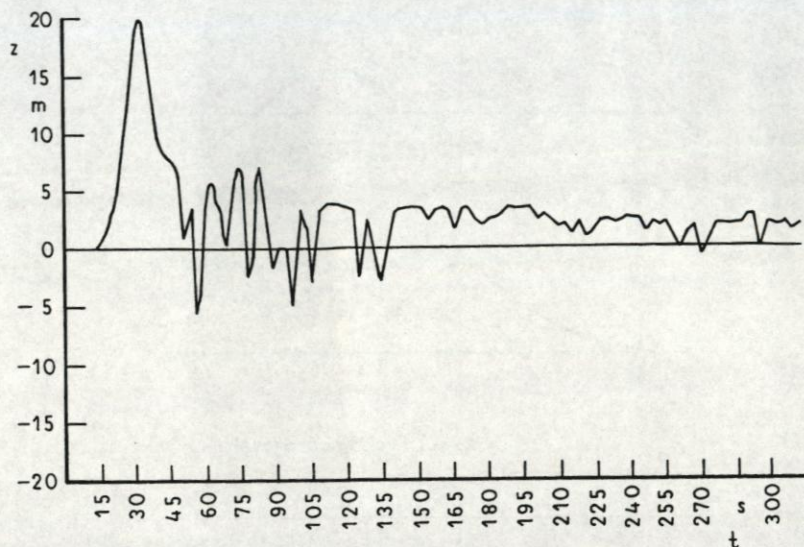


Bild 3 *Durch Hangrutschung verursachte Wasserspiegelschwankungen im Modellversuch (Pugh, Harris 1982)*

Einzelwelle, an die sich unterschiedliche Wellen anschließen, die teilweise bereits von Reflexionsvorgängen beeinflusst sind.

3 Ansätze zur Beschreibung von Impulswellen

Die bisher eingesetzten Modelle zur Ermittlung und quantitativen Beschreibung der Wellenbewegung bei Hangrutschungen an Stauseen lassen sich in analytische, numerische, empirische und physikalische Modelle unterteilen. Diese Modelle unterscheiden sich in der Allgemeingültigkeit und Genauigkeit der Aussage sowie im notwendigen Aufwand erheblich. In einem konkreten Fall sind daher umfangreiche Überlegungen zu empfehlen, mit welchem Modell ausreichend genaue Aussagen bei vertretbarem Aufwand zu erreichen sind.

3.1 Analytische Modelle

Ansätze für Schwingungswellen wurden entwickelt auf der Grundlage der linearen Wellentheorie, die für Wellenbewegungen herangezogen werden kann, bei denen das Verhältnis der Wellenhöhe h_w zur Wassertiefe h als kleine Größe betrachtet werden kann. In diesem Fall liefert die Integration der Bewegungsgleichungen für die zweidimensionale Wasserbewegung:

$$-\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)^2 + \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\partial \Phi}{\partial y} \right)^2 + \frac{p}{\rho} + g \cdot z = 0 \quad (1)$$

Bemerkenswerte Ergebnisse zur Beschreibung von Impulswellen wurden auf der Grundlage dieser Theorie z. B. von *Unoki und Nakano 1953*, *Kranzer und Keller 1955* und *Noda 1970* erzielt.

Ansätze für Einzelwellen wurden z. B. von *Wehausen und Laitone 1960* abgeleitet, indem sie von den nichtlinearen Flachwassergleichungen ausgingen, die für die im Bild 4 dargestellte ebene Situation in der Form

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial u}{\partial x} &= -g \cdot \frac{\partial z}{\partial x} \\ \frac{\partial [u \cdot (z+h)]}{\partial x} &= -\frac{\partial z}{\partial t} \end{aligned} \quad (2)$$

geschrieben werden können.

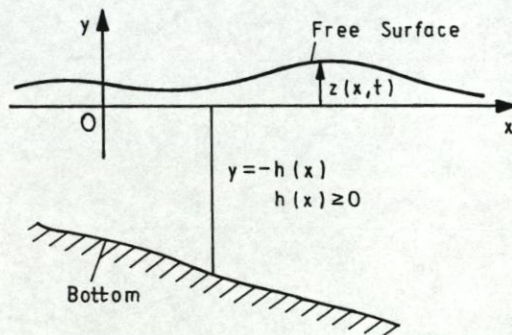


Bild 4 Flachwasserwellen

Die Gleichungen (2) können auf der Grundlage einer von *Friedrichs 1948* entwickelten Störungsmethode als eine erste Annäherung an die volle nichtlineare Version eines aus Kontinuitäts-, Eulergleichungen, den Bedingungen der Wirbelfreiheit und den Grenzbedingungen an der freien Oberfläche und am Boden bestehenden Differentialgleichungssystem betrachtet werden, wenn das Verhältnis aus der Wassertiefe und der horizontalen Ausdehnung der Wasserbewegung als eine kleine Größe eingeführt wird (Flachwassertheorie).

Erweitert man die Störungsmethode von *Friedrichs*, indem Glieder höherer Ordnung herangezogen werden, dann folgt aus der zweiten Annäherung an das Aus-

gangssystem eine erste Näherung zur Beschreibung der cnoidalen Wellen, die bereits von *Korteweg und de Vries 1895* angegeben wurde.

Durch die Begrenzung des Moduls des elliptischen Integrals auf den Wert 1.0 wird die Wellenlänge unendlich groß und man erhält aus den cnoidalen Wellen eine Einzelwelle (vgl. Bild 5), deren Form in der ersten Näherung durch die Beziehung

$$z(x) = z_{\max} \cdot \operatorname{sech}^2 \left(\frac{x}{h} \cdot \sqrt{\frac{3}{4} \cdot \frac{z_{\max}}{h}} \right) \quad (3)$$

angegeben werden kann. Für die Einzelwelle wurden bereits von *Russell 1844*, *Boussinesq 1871* und *Rayleigh 1876* Beziehungen entwickelt.

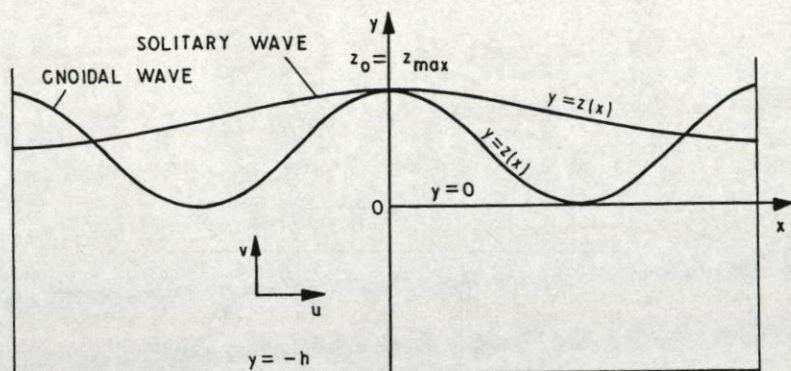


Bild 5 Cnoidalwellen und Einzelwelle über horizontalem Boden

Die Beschreibung von Hangrutschungen in einem Stausee mit analytischem Modellen erfordert erhebliche Vereinfachungen in den Anfangs- und Randbedingungen des physikalischen Vorganges. Im allgemeinen läuft die Modellbildung auf den Ansatz einer „bewegten Wand“ in einem Stauraum gleicher Wassertiefe oder einer „Box“ mit vorgegebenen Abmessungen hinaus, die plötzlich vom Wasserspiegel aus, mit gleichbleibender Geschwindigkeit in den Wasserkörper eintaucht. Selbstverständlich kann mit den dabei erzielten analytischen Lösungen für die Wasser- und Wellenbewegung nur die Größenordnung eines natürlichen Vorganges abgeschätzt werden. Die Bedeutung dieser einfachen Lösungen sollte für konkreten Situationen nicht unterschätzt werden.

Die analytischen Lösungen erlauben außerdem, die wichtigsten physikalischen Vorgänge der Wellenbildung zu analysieren und zu interpretieren. Sie bilden auch eine wichtige Grundlage für die Ermittlung der Anfangsbedingungen numerischer Modelle sowie für die Beurteilung und Plausibilität der Ergebnisse anderer Model-

le. Analytische Lösungen werden z. B. in *Noda 1970, Hunt 1988 und Hunt, Gozali 1989* dargestellt.

3.2 Numerische Modelle

Die numerischen Modelle beruhen auf den nichtlinearen Flachwassergleichungen (2), die für den horizontal ebenen Fall angesetzt werden. Die Bewegungsgleichungen werden dabei meistens noch um einen Ausdruck erweitert, der die Reibung am Boden erfassen soll. Mit dem Chezy-Koeffizienten C kann z. B. in der x -Richtung für diesen Ausdruck

$$F_x = \frac{g \cdot u_x \cdot \sqrt{(u_x^2 + u_y^2)}}{(z+h) \cdot C^2} \quad (4)$$

gesetzt werden (*Pugh, Harris 1982*).

Das System aus partiellen Differentialgleichungen kann in ein explizites Finite-Differenzen-System umgewandelt und schrittweise an den, über den Stausee verteilten Berechnungspunkten gelöst werden. Die Anfangsbedingungen werden als Wasserspiegelverschiebungen an den entsprechenden Berechnungspunkten simuliert.

Schwierigkeiten bereitet die Erfassung der Bedingungen an den Ufern des Stausees, insbesondere das Auflaufverhalten der Wellen. Um den Aufwand zu reduzieren, wird in vielen Fällen eine senkrechte Wand als Begrenzung des Sees angenommen, so daß nur Reflexionsbedingungen berücksichtigt werden müssen. Im Bereich eines Absperrbauwerkes sind Überflutungsbedingungen zu berücksichtigen.

Die bisherigen Erfahrungen mit numerischen Modellen zeigen, daß zur Beschreibung eines konkreten Rutschvorganges und der damit verbundenen Wasser- und Wellenbewegung ebenfalls noch wesentliche Vereinfachungen, insbesondere bei den Randbedingungen, vorgenommen werden müssen, um den numerischen Aufwand in Grenzen zu halten. Dennoch ist eine deutlich bessere Anpassung an die vorgegebenen Verhältnisse als bei analytischen Modellen möglich. *Pugh und Harris 1982* zeigen, daß trotz grober Beschreibung der Form des Wasserkörpers, zumindest die Form der Anfangswelle zufriedenstellend ermittelt werden konnte. Zu empfehlen ist, an Hand von Messungen an physikalischen Modellen, eine gewisse „Eichung“ der numerischen Modelle vorzunehmen. Der große Vorteil der numerischen Modelle liegt in in der Möglichkeit einer schnellen Sensitivitätsanalyse der Eingangsdaten.

Ergebnisse von numerischen Modellen werden auch von *Kontias u. a. 1977* und *Raney u. a. 1975* vorgestellt.

3.3 Empirische Modelle

Die Auswertung physikalischer Modelle mit dem Ziel, möglichst allgemeingültige Zusammenhänge zu ermitteln, führt zu empirischen Modellen. Dabei werden meistens aus den Variablen auf der Grundlage des Pi-Theorems von *Buckingham* dimensionslose Größen gebildet.

Kamphuis und Bowering 1972 entwickelten z. B. aus experimentellen Untersuchungen in einem 45 m langen und 1 m breiten Kanal für die sogenannte stabile Wellenhöhe h_{St} an der Stelle $x/h \approx 37$ die Beziehung

$$\frac{h_{St}}{h} = Fr_s^{0.7} \cdot (0.31 + 0.2 \cdot \log q) \quad (5)$$

Darin bedeutet

$$Fr_s = \frac{u_s}{\sqrt{gh}}, \quad (6)$$

u_s die Geschwindigkeit der Rutschung und q das dimensionslose Volumen der Rutschung je m Breite

$$q = \frac{s \cdot h_R}{h^2} \quad (7)$$

Als Gültigkeitsgrenzen sind dabei zu beachten:

$$0.05 < q < 1.0, \quad h_R/h > 0.5, \quad \alpha \geq 30^\circ \text{ und } \beta \approx 90^\circ.$$

Slingerland und Voight 1979 werteten Modelluntersuchungen von Hangrutschungen aus, die im *U. S. Army Engineer Waterways Experiment Station (WES)* durchgeführt wurden und trugen die relative maximale Wasserspiegelhebung (z_{max}/h) in Abhängigkeit der dimensionslosen kinetischen Energie der Rutschung auf, wobei sie das im Bild 6 dargestellte Diagramm erhielten. Daraus leiteten sie die Beziehung

$$\log(z_{max}/h) = a + b \cdot \log(E_{kin}) \quad (8)$$

ab. Die Koeffizienten ergeben sich zu $a = -1.25$ und $b = 0.71$, wenn die Gültigkeitsgrenzen $1 < E_{kin} < 100$ und $0.3 < h_R/h < 0.8$ eingehalten werden. Für die dimensionslose kinetische Energie ist

$$E_{kin} = \frac{1}{2} \cdot (l \cdot h_R \cdot b / h^3) \cdot (\rho_s / \rho_w) \cdot (u_s^2 / g \cdot h) \quad (9)$$

zu setzen.

Huber 1980 bildet eine dimensionslose Verdrängungszahl M aus dem Volumen V der in den See stürzenden oder rutschenden Masse

$$M = \frac{V}{b \cdot h^2} \quad (10)$$

und ermittelt die Wellenhöhe bei 2-dimensionaler Ausbreitung an der Stelle $i = x/h$ aus

$$\frac{h_{wi}}{h} = a \cdot M^b \quad (11),$$

wobei die Koeffizienten a und b für unterschiedliche Werte von i und der Sturzbahnneigung α aus einer Matrix gelesen werden können.

Die ermittelten Wellenhöhen können mittels Koeffizienten auf Wellenhöhen im 3-dimensionalen Bereich eines Wellenbeckens mit einem Öffnungswinkel von 180° umgerechnet werden.

Schreibt man diese Beziehung (10) auch in logarithmischer Form

$$\log\left(\frac{h_{wi}}{h}\right) = \log(a) + b \cdot \log(M), \quad (12)$$

so wird deutlich, daß die empirischen Modelle (5), (8) und (12) mathematisch die gleiche Grundstruktur aufweisen.

Aus diesen relativ einfachen Ansätzen der empirische Modelle können mit geringem Aufwand schnell wichtige Informationen gewonnen werden. Diesem Vorteil stehen allerdings die eingeschränkten Gültigkeitsbereiche gegenüber. Es ist auch zu bedenken, daß die experimentellen Ergebnisse der Wellenbewegung durch Reflexions- und Refraktionsprozesse beeinflusst sein könnten.

Trotzdem kommen die Modelluntersuchungsergebnisse den tatsächlichen Ergebnissen in der Natur oft näher als Wellen aus Ansätzen für „bewegte Wände“ oder fallende „Boxen“.

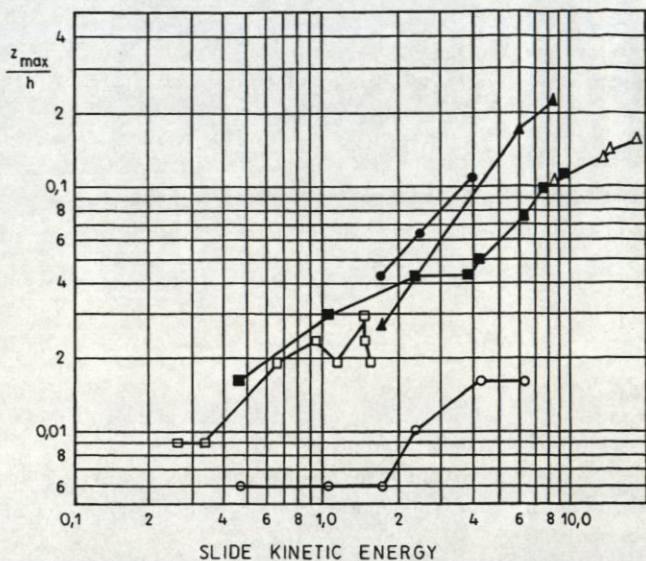


Bild 6 Relative Wasserspiegelhebung z_{max}/h als Funktion der kinetischen Energie der Rutschmasse (Slingerland, Voight 1979)

3.4 Physikalische Modelle

Für die Abschätzung der Wellenhöhen im Fall einer möglichen Rutschung haben zweifellos die physikalischen Modelle die größte Bedeutung. Sie erfordern allerdings den größten Aufwand und erzielen Ergebnisse, die nur für den untersuchten Fall gültig sind. In besonderen Fällen können sie jedoch zu Vergleichszwecken für andere Rutschvorgänge mit Wellenbildung herangezogen werden, wenn ähnliche Bedingungen vorliegen.

Besonders aufwendig gestaltet sich im allgemeinen die Simulation des Rutschvorganges, der sicherstellen muß, daß die zeitabhängige Verdrängung des Wassers durch die Rutschmassen maßstäblich verläuft. In den durchgeführten Modelluntersuchungen wurden sowohl massive Rutschkörper als auch aufgelöste Rutschmassen aus Korngemischen eingesetzt. Rutschmassen aus Korngemischen haben auf längeren geneigten Rutschbahnen den Vorteil, daß sich die Rutschmasse entsprechend dem Naturvorgang verformt und als Massenfluß in den Wasserkörper eintaucht (vgl. Huber 1980).

Auf die nach der Katastrophe am Vajont diskutierte Frage, ob durch die Porosität und die Wasseraufnahme des Rutschmaterials die experimentell ermittelten Wellenhöhen verfälscht werden, geht unter dem Eindruck der experimentellen Unter-

suchungen an der Universität Padua *Datei 1970* ein und schlußfolgert aus seinen nichtstationären hydraulischen Berechnungen für das Eindringen des Wassers in die Rutschmasse, daß dieser Einfluß vernachlässigt werden kann.

Um ein vollständiges Modell des Wasserkörpers zu untersuchen, sind in den meisten Fällen Maßstäbe zwischen 1:100 bis 1:500 erforderlich. Diese kleinmaßstäblichen Modelle bereiten jedoch Schwierigkeiten bei der Untersuchung der Auflaufvorgänge bei flachen Böschungen, wenn die Wassertiefen sehr gering werden und die Wirkung von Oberflächenspannung und Reibung nicht mehr vernachlässigt werden kann.

Modelluntersuchungen werden z. B. von *Pugh und Harris 1982*, *Neuhauser 1979* sowie *Slingerland und Voight 1979* beschrieben.

4 Spezielle analytische Ansätze für Impulswellen

4.1 Lineare Theorie von *Noda*

Noda 1970 knüpft an die umfangreichen experimentellen und theoretischen Arbeiten an der Universität Kalifornien (Berkley) auf dem Gebiet der Impulswellen an und entwickelte auf der Grundlage der linearen Theorie (Gl. (1)) für den zweidimensionalen Fall eine Lösung für die vertikale und horizontale Wasserverdrängung (Bild 7).

Als Randbedingung an der Stelle $x = 0$ wird

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} = F(y, t) \quad (13)$$

eingeführt, womit die horizontale Geschwindigkeitsverteilung beschrieben wird. Für die senkrecht fallende „Box“ (Bild 7a) setzt *Noda*

$$F(t) = \frac{s \cdot v_s(t)}{h + y_s} \quad (14)$$

und legt damit in dem Querschnitt zwischen der unteren Kante des fallenden Körpers und dem Boden des Gerinnes für $u(x = 0)$ eine gleichförmige Geschwindigkeitsverteilung zugrunde.

Für die bewegte Wand (Bild 7b) ist

$$F(t) = u_s(t) \quad (15)$$

Unter Beachtung dieser Randbedingung fand *Kennard 1949* aus der Potentialfunktion die Beziehung

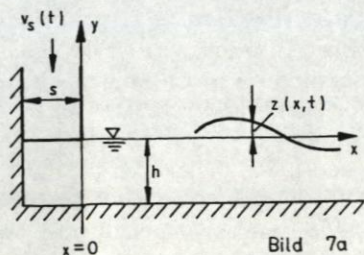


Bild 7a

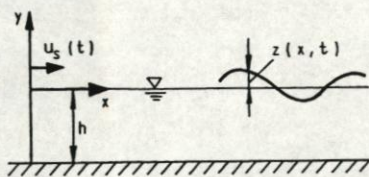


Bild 7b

Bild 7 Modell für die vertikale und horizontale Wasserverdrängung bei Hangrutschungen an Stauseen (Noda 1970)

$$z(x,t) = -\frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} dK \int_0^t dt \int_0^{-h} \frac{\cos \sigma_1(t-\tau) \cdot \cosh K(y+h) \cdot \cos Kx \cdot F(y,\tau)}{\cosh Kh} dy \quad (16)$$

Darin bezeichnet τ einen Integrationsparameter, K die Wellenzahl ($K = 2\pi/\lambda$) und

$$\sigma_1 = \sqrt{gK \cdot \tanh(Kh)}. \quad (17)$$

a) senkrecht fallende „Box“

Für die senkrechte Wasserverdrängung entwickelte Noda eine asymptotische (stationäre Phase) und eine numerische Lösung, aus der die maximale Wasserspiegelhebung z_{\max} der ersten Hebungswelle ermittelt werden kann. Die Ergebnisse für z_{\max}/s sind im Bild 8 als Funktion einer konstanten Fallgeschwindigkeit v_s dargestellt.

Für die Bestimmung der maximalen Wasserspiegelhebung aus Bild 8 schlägt Noda vor, den Parameter x/h in Abhängigkeit vom Wellentyp zu wählen. Den Wellentypen sind im Bild 9 bestimmte Bereiche zugeordnet.

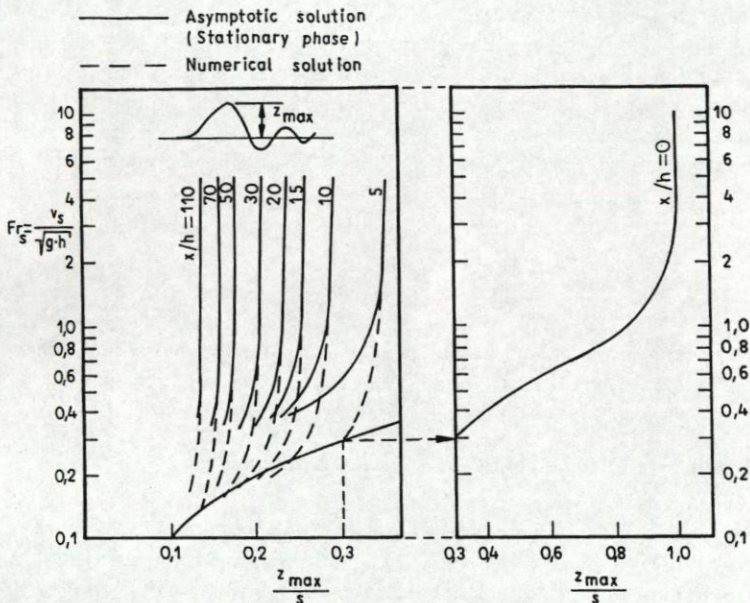


Bild 8 Ergebnisse von Noda 1970 für z_{max}/s als Funktion von Fr_s bei vertikale Wasserverdrängung

Noda versucht mit diesem „Rezept“ auch die nichtlinearen Einzelwellen mit den Ergebnissen der linearen Theorie zu erfassen.

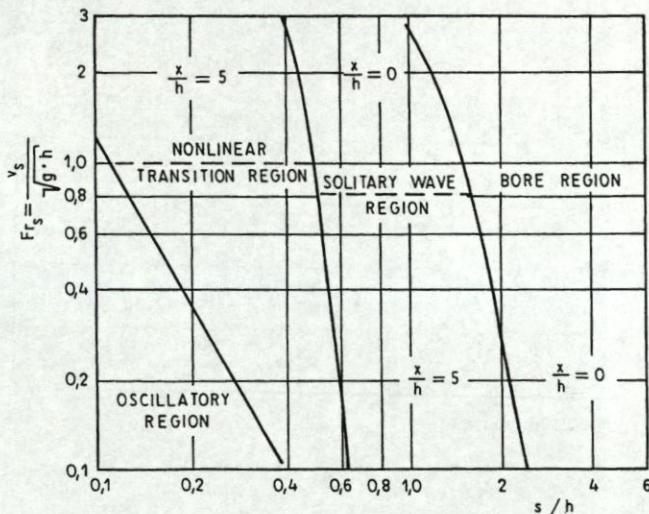


Bild 9 Bereiche der zugeordneten Wellentypen nach Noda 1970

b) horizontal bewegte „Wand“

Die asymptotische Lösung für die horizontale Wasserverdrängung zeigt Bild 10. In dieser Darstellung ist die von *Das und Wiegel 1972* vorgenommene Erweiterung des Lösungsbereiches enthalten.

Noda fand mit dieser Theorie, daß die größte Wasserspiegelhebung etwa im Bereich von $x/h = 2$ auftritt und daß dort die Wasserspiegelhebung aus

$$\frac{z_{\max}}{h} = 1.32 \cdot \frac{u_s}{\sqrt{gh}} \quad (18)$$

ermittelt werden kann. Die maximale Hebung wird erreicht, wenn die dimensionslose Zeit für die Bewegung der Wand mindestens $T_{\max} \approx 5$ beträgt.

4.2 Nichtlineare Theorie von *Wehausen und Laitone*

Wie bereits im Abschnitt 3.1 dargestellt, führt die Erweiterung der Flachwassergleichungen (2) mit Gliedern höherer Ordnung zu einem Ansatz, aus dem *Wehausen und Laitone* eine allgemeine Beziehung für cnoidale Wellen in Form

$$z(x) = z_{\max} \cdot \text{cn}^2(A_x, k) \quad (19)$$

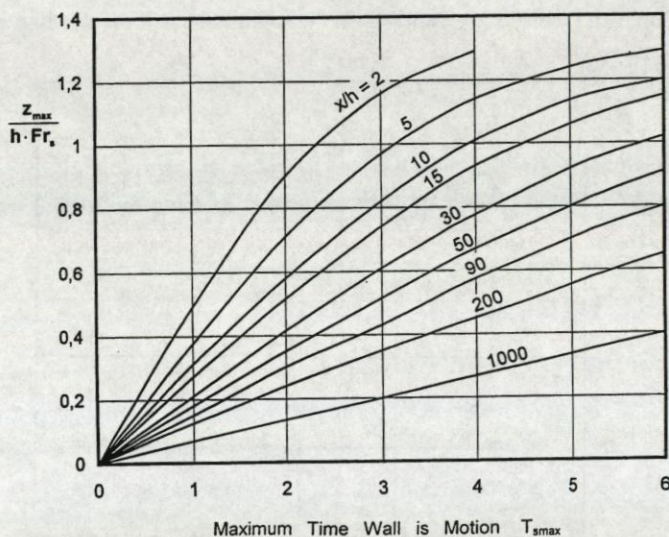


Bild 10 Ergebnisse von *Noda 1970* für die die maximale Wasserspiegelhebung z_{\max} bei horizontaler Wasserverdrängung

entwickelten. Darin bedeutet

cn eine elliptische Funktion von Jacobi,
k ein Modul der elliptischen Integrale

und

$$A_x = \frac{x}{h} \cdot \sqrt{\frac{3}{4k^2} \cdot \frac{z_{\max}}{h}} \quad (20)$$

Die Begrenzung auf $k = 1$ führt zu einer unendlich großen Wellenlänge und damit zu einer Einzelwelle, für die man dann als erste Näherung in einem bewegten Koordinatensystem erhält:

$$z(x) = z_{\max} \cdot \operatorname{sech}^2\left(\frac{x}{h} \cdot \sqrt{\frac{3}{4} \cdot \frac{z_{\max}}{h}}\right)$$

mit einer hydrostatischen Druckverteilung

$$p(x, y) = (z(x) - y) \cdot \rho \cdot g, \quad (21)$$

einer linearen Verteilung der vertikalen Geschwindigkeitskomponente

$$v(x, y) = \sqrt{gh} \cdot \left(1 + \frac{y}{h}\right) \cdot \frac{dz}{dx} \quad (22)$$

und einer über die Tiefe gleichmäßig verteilten horizontalen Geschwindigkeitskomponente

$$u(x) = \sqrt{gh} \cdot \left(1 + \frac{z_{\max}}{2h} - \frac{z}{h}\right). \quad (23)$$

Wird Gl. (19) nochmals mit Gliedern höherer Ordnung erweitert, so erhält man cnoidale Wellen 2. Ordnung in der Form

$$z(x) = z_{\max} \cdot \operatorname{cn}^2(A_x, k) - \frac{3}{4} \cdot \left(\frac{z_{\max}}{h}\right)^2 \cdot \operatorname{cn}^2(A_x, k) \cdot \{1 - \operatorname{cn}^2(A_x, k)\} \quad (24)$$

mit

$$A_x = \frac{x}{h} \cdot \sqrt{\frac{3}{4} \cdot \frac{z_{\max}}{h}} \cdot \left[1 - \left(\frac{z_{\max}}{h}\right) \cdot \frac{7k^2 - 2}{8k^2}\right]. \quad (25)$$

Daraus folgt für die zweite Näherung zur Beschreibung einer Einzelwelle

$$z(x) = z_{\max} \cdot \operatorname{sech}^2(A_x) - \frac{3}{4} \cdot \left(\frac{z_{\max}}{h} \right)^2 \cdot \operatorname{sech}^2(A_x) \cdot \{ 1 - \operatorname{sech}^2(A_x) \} \quad (26)$$

mit

$$A_x = \frac{x}{h} \cdot \sqrt{\frac{3}{4} \cdot \left(\frac{z_{\max}}{h} \right)} \cdot \left[1 - \frac{5}{8} \cdot \frac{z_{\max}}{h} \right] \quad (27)$$

und einer Druckverteilung

$$\frac{p(x,y)}{\rho gh} = \frac{z(x)-y}{h} - \left(\frac{z_{\max}}{h} \right)^2 \cdot \frac{3}{4} \left(\frac{2y}{h} + \frac{y^2}{h^2} \right) \cdot \{ 2 - \operatorname{sech}^2(A_x) - 3 \cdot \operatorname{sech}^4(A_x) \}, \quad (28)$$

die nun nicht mehr hydrostatisch ist, was für eine Wasserbewegung mit Stromlinienkrümmung auch zutreffender ist.

4.3 Impulswellen als Form des Wechselsprunges

Schwallwellen lassen sich bekanntlich in einem bewegten Bezugssystem als eine Form des Wechselsprunges darstellen, der den Übergang vom schießenden zum strömenden Fließzustand bildet (Martin 1989). Analog zu den beiden unterschiedlichen Wechselsprungsformen (wellenförmig oder mit Deckwalze) findet man auch Schwallwellen, die sich in einzelne Wellen auflösen oder die sich mit einer turbulenten Deckwalze bewegen.

4.3.1 Wellenförmiger Wechselsprung

Entsprechend Bild 11 wird im folgenden eine in Einzelwellen aufgelöste Schwallwelle in einem mit der Wellengeschwindigkeit c bewegten Koordinatensystem betrachtet. In dieses System tritt im Schnitt 1 das Wasser

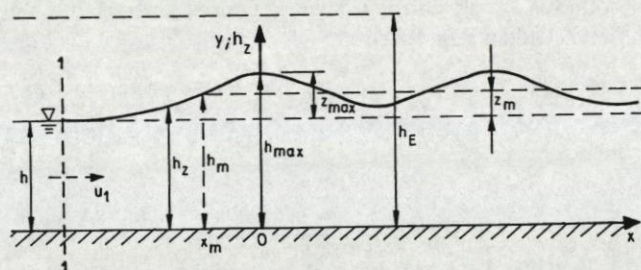


Bild 11 In Einzelwellen aufgelöste Schwallwelle (wellenförmiger Wechselsprung)

mit der Geschwindigkeit $c = u_1$ ein und bildete eine stationäre Strömung, in der die Wasserspiegelhebung $z(x)$ und die veränderliche Wassertiefe

$$h_z(x) = h + z(x) \quad (29)$$

betragen.

Ausgehend von den Ergebnissen der erweiterten nichtlinearen Flachwassertheorie werden für eine ingenieurmäßige Betrachtung der Wellen eine gleichmäßige Verteilung der horizontalen Geschwindigkeitskomponente

$$u(x) = \frac{q}{h_z} \quad (30)$$

$$\text{mit } q = u_1 \cdot h \quad (31)$$

und eine lineare Verteilung der vertikalen Geschwindigkeitskomponente

$$v(x, y) = u \cdot \frac{y}{h_z} \cdot \frac{dh_z}{dx} \quad (32)$$

zugrunde gelegt. Der Zusammenhang zwischen Beschleunigung und Druckänderung in der y -Richtung kann durch die Euler-Gleichung

$$u \cdot \frac{\partial v}{\partial x} + v \cdot \frac{\partial v}{\partial y} = -g - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial y} \quad (33)$$

ausdrückt werden. Unter Beachtung der Kontinuität

$$\frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (34)$$

und der Definition

$$Fr_1 = \frac{u_1}{\sqrt{gh}}$$

erhält man durch Integration aus dem System (30) bis (34) folgende Beziehungen (vgl. Pusanov 1962 und Martin 1989):

Für die nichtlineare Druckverteilung folgt im Bereich der ersten Welle mit der

$$\text{Energiehöhe } h_E = h + \frac{q^2}{2gh^2}$$

$$\frac{p}{\rho g} = h_z - y + \frac{h_z^2 - y^2}{2} \cdot \left[\frac{q^2}{gh_z^3} \cdot \frac{d^2 h_z}{dx^2} - \frac{q^2}{gh_z^4} \cdot \left(\frac{dh_z}{dx} \right)^2 \right] \quad (35)$$

Darin ist

$$\frac{dh_z}{dx} = \frac{\sqrt{3}}{Fr_1} \cdot \left(\frac{h_z}{h} - 1 \right) \cdot \sqrt{Fr_1 - \frac{h_z}{h}} \quad (36)$$

bzw.

$$\frac{d^2 h_z}{dx^2} = \frac{\sqrt{3}}{Fr_1} \left[\frac{1}{h} \cdot \sqrt{Fr_1 - \frac{h_z}{h}} - \frac{1}{2h} \cdot \left(\frac{h_z}{h} - 1 \right) \cdot \frac{1}{\sqrt{Fr_1 - \frac{h_z}{h}}} \right] \quad (37)$$

Die maximale Wasserspiegelhebung der ersten Welle ergibt sich aus $\frac{dh_z}{dx} = 0$

mit

$$\frac{h_{z\max}}{h} = Fr_1^2 = \frac{c^2}{gh} \quad (38)$$

und

$$c = \sqrt{gh_{z\max}} \quad (39)$$

bzw.

$$\frac{z_{\max}}{h} = Fr_1^2 - 1 \quad (40)$$

Die mittlere Höhe z_m der Schwallwelle kann man aus

$$\frac{d^2 h_z}{dx^2} = 0$$

mit

$$\frac{z_m}{h} = \frac{2}{3} \cdot (Fr_1^2 - 1) \quad (41)$$

ermitteln.

Daraus folgt

$$z_{\max} = \frac{3}{2} \cdot z_m \quad (42)$$

Im Frontbereich der ersten Hebungswelle ($x < 0$, vgl. Bild 11) erhält man aus der Integration der Gl. (36) die Form der Welle:

$$x = -\frac{2}{\sqrt{3}} \cdot h \cdot \frac{Fr_1}{\sqrt{Fr_1^2 - 1}} \cdot \operatorname{arctanh} \left(\sqrt{\frac{Fr_1^2 - \frac{h}{z}}{Fr_1^2 - 1}} \right) \quad (43)$$

Bild 12 zeigt, daß die Wellenform der ersten Hebungswelle recht gut der Einzelwelle nach Gl. (24) entspricht, die aus der Cnoidaltheorie 2. Ordnung abgeleitet wurde.

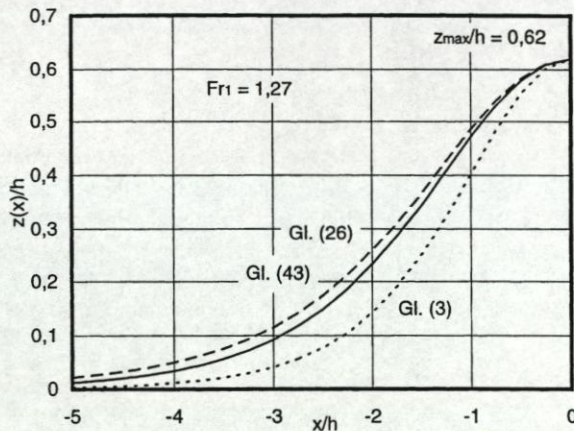


Bild 12 Vergleich der Formen von Einzelwellen

Die Stabilität der Hebungswelle nach Gl. (43) bleibt bis zu einer kritischen Froudezahl $Fr_{1\max}$ erhalten, bei der dann die Einzelwelle in eine brandende Schwallwelle umschlagen kann, was auch den Übergang des wellenförmigen Wechselsprunges in einen Wechselsprung mit Deckwalze entspricht. Pusanov 1962 bestimmt $Fr_{1\max}$ aus dem kritischen Kräftegleichgewicht eines Masseteilchens an der Wasseroberfläche, das in der Form

$$u \cdot \frac{\partial u}{\partial x} = -g \cdot \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{u^2}{2} \right) \quad (44)$$

geschrieben werden kann. Daraus ermittelt er am Wendepunkt der Kontur der ersten Welle $\left(\frac{\partial^2 h_z}{\partial x^2} = 0 \right)$

$$\text{Fr}_{1\max} = 1.34$$

$$\text{bzw.} \quad \left(\frac{z_{\max}}{h} \right)_{\max} = 0.80.$$

Wehausen und Laitone 1960 leiten die Stabilität der Einzelwelle aus der Abhängigkeit der vertikalen Geschwindigkeitskomponente v vom Verhältnis z_{\max}/h ab und finden

$$\left(\frac{z_{\max}}{h} \right)_{\max} = \frac{8}{11} = 0.7273$$

$$\text{bzw.} \quad \text{Fr}_{1\max} = 1.31.$$

4.3.2 Bewegung einer senkrechten Wand

Gleitrutschungsvorgänge, bei denen die Rutschmasse meistens unterhalb des Wasserspiegels in den Wasserkörper eindringt, können in erster Näherung zur Abschätzung maximaler Wellenhöhen durch die Bewegung einer senkrechten Stauwand simuliert werden. Setzt man außerdem noch eine Wandbewegung mit konstanter Geschwindigkeit voraus, so erhält man in einem mit der ersten Hebungswelle bewegten Koordinatensystem folgende Zusammenhänge (vgl. Bild 13):

Das Wasser tritt durch den Schnitt 1 am Anfang der Welle mit der Geschwindigkeit

$$-u_1 = c = \text{Fr}_1 \cdot \sqrt{gh}$$

und bildet im Bereich der Wellenbewegung eine stationäre Strömung, die in genügend großer Entfernung von der ersten Hebungswelle, die Wassertiefe

$$h_2 = h + z_m$$

erreicht. Für die Geschwindigkeit der Wasserbewegung fordert die Kontinuität

$$u_2 = \frac{c \cdot h}{h + z_m}. \quad (45)$$

Mit der Geschwindigkeit u_2 könnte sich auch eine gedachte Stauwand im Schnitt 2 bewegen. Transformiert man nun den gesamten Bewegungsvorgang in ein ortsfestes Bezugssystem, so erhält man für die Geschwindigkeit der Wand

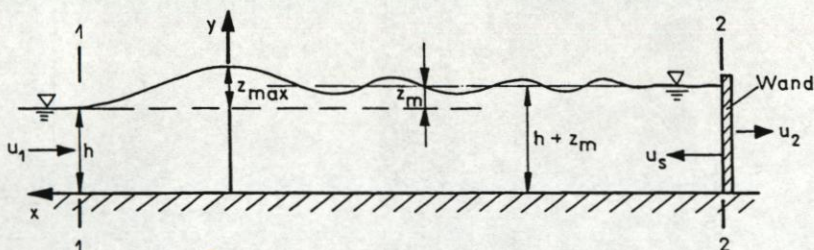


Bild 13 Erzeugung einer Schwallwelle durch die Bewegung einer vertikalen Wand

$$u_s = -u_2 + c \quad (46)$$

bzw. unter Beachtung von Gl. (45)

$$u_s = c \cdot \frac{z_m}{h + z_m} \quad (47)$$

Daraus folgt mit $c = \sqrt{g \cdot \left(h + \frac{3}{2} z_m \right)}$

$$\frac{u_s^2}{gh} = \frac{\left(\frac{z_m}{h} \right)^2 + 3 \left(\frac{z_m}{h} \right)^3}{\left(1 + \frac{z_m}{h} \right)^2} \quad (48)$$

Für eine vorgegebene Wandgeschwindigkeit u_s läßt sich damit z_m und nach Gl. (42) z_{max} ermitteln. Dieser Zusammenhang ist im Bild 14 aus-

gewertet. Der Kurvenverlauf für $\left(\frac{z_{max}}{h} \right)$ erreicht bei den Werten

$$0.4 < \frac{u_s}{\sqrt{gh}} < 0.$$

kritische Werte, bei denen die Wellen zu brechen beginnen. Ersetzt man in Gleichung (47) die Wellenschnelligkeit durch die Schnelligkeit einer brandenden

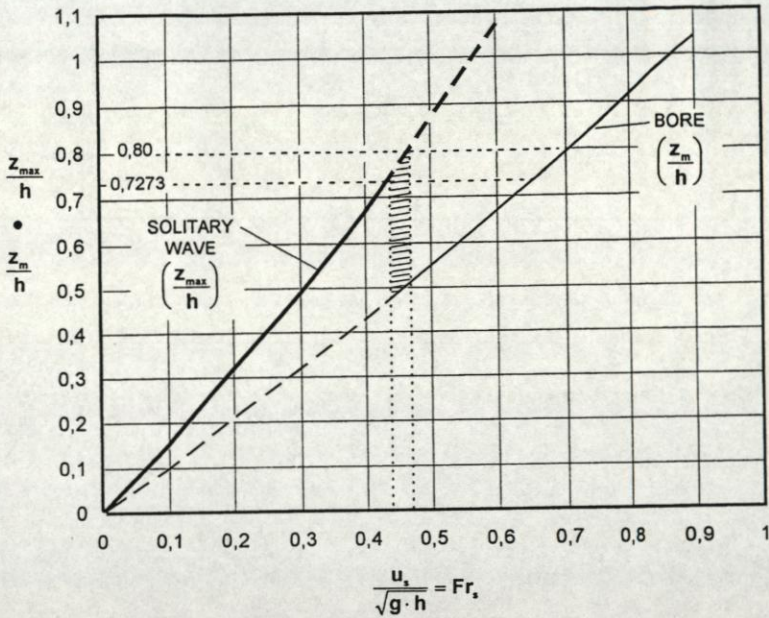


Bild 14 Maximale Wasserspiegelhebung z_{max} der ersten Einzelwelle und mittlere Wasserspiegelhebung z_m als Funktion der Wandgeschwindigkeit u_s

Schwallwelle (Bore)

$$c = \sqrt{gh \cdot \left(1 + \frac{3}{2} \cdot \frac{z_m}{h} + \frac{z_m^2}{2h^2} \right)}, \quad (49)$$

so ergibt sich für den Bereich der brandenden Schwallwelle

$$\frac{u_s^2}{gh} = \frac{\left(1 + \frac{3}{2} \cdot \frac{z_m}{h} + \frac{1}{2} \cdot \frac{z_m^2}{h^2} \right) \cdot \left(\frac{z_m}{h} \right)^2}{\left(1 + \frac{z_m}{h} \right)^2} \quad (50)$$

Dieser Zusammenhang ist ebenfalls im Bild 14 dargestellt.

4.3.3 Vergleich der Einzelwellen mit den Wellen der linearen Theorie von Noda

a) Wellenform

Um die Form der ersten Hebungswelle (Gl. 43) mit den von *Noda 1970* gemessenen ansteigenden Ast der ersten Schwingungswelle (leading wave) vergleichen zu können, werden beide Wellen in der Form $\frac{z}{z_{\max}} = f(T)$ dargestellt. Aus Gl. (43) folgt

$$\frac{z}{z_{\max}} = 1 - \tanh^2\left(\frac{\sqrt{3}}{2} \cdot T \cdot \sqrt{\text{Fr}_1^2 - 1}\right). \quad (51)$$

Die Darstellung im Bild 15 zeigt, daß die Einzelwellen mit steileren Fronten auftreten als die Schwingungswellen, denen eine vollkommen andere Struktur der Wasserbewegung zugrunde liegt, was durch die Bildung eines Wellentals nach dem Durchgang des ersten Wellenberges besonders deutlich wird.

b) Maximale Wasserspiegelhebung

Die Ergebnisse von *Noda 1970* für die maximale Wasserspiegelhebung bei einem senkrecht fallenden Körper unmittelbar an der Eintrittsstelle ($x=0$) sind bereits im Bild 8 dargestellt. Ein bedingter Vergleich dieser Ergebnisse mit den im Abschnitt 4.3 dargestellten Zusammenhängen

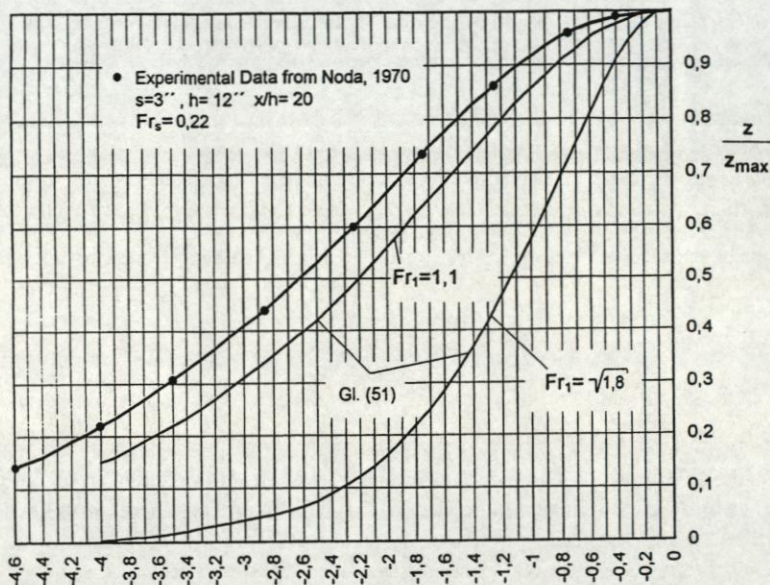


Bild 15 Vergleich der Form von Einzelwellen mit der Hebungswelle einer Schwingungswelle

von maximaler Wasserspiegelhebung und der Bewegungsgeschwindigkeit einer vertikalen Wand (vgl. Bild 14) ist möglich, wenn man unterstellt, daß das vom vertikalen fallenden Körper verdrängte Wasser durch die Bewegung einer vertikalen Wand in der gleichen Zeit verdrängt wird. Aus dieser Überlegung folgt

$$\frac{u_s}{\sqrt{gh}} = \frac{s}{h} \cdot \frac{v_s}{\sqrt{gh}} \quad (52)$$

Multipliziert man das Verhältnis $\frac{z_{max}}{s}$ auf der Abzisse des Diagramms im Bild 8 ebenfalls mit $\frac{s}{h}$, so wird deutlich, daß die von Noda ermittelten Zusammenhänge für ein beliebiges Verhältnis von $\frac{s}{h}$ auch in einem Diagramm gültig sind, das von $\frac{u_s}{\sqrt{gh}}$ und $\frac{z_{max}}{h}$ gebildet wird (vgl. Bild 16).

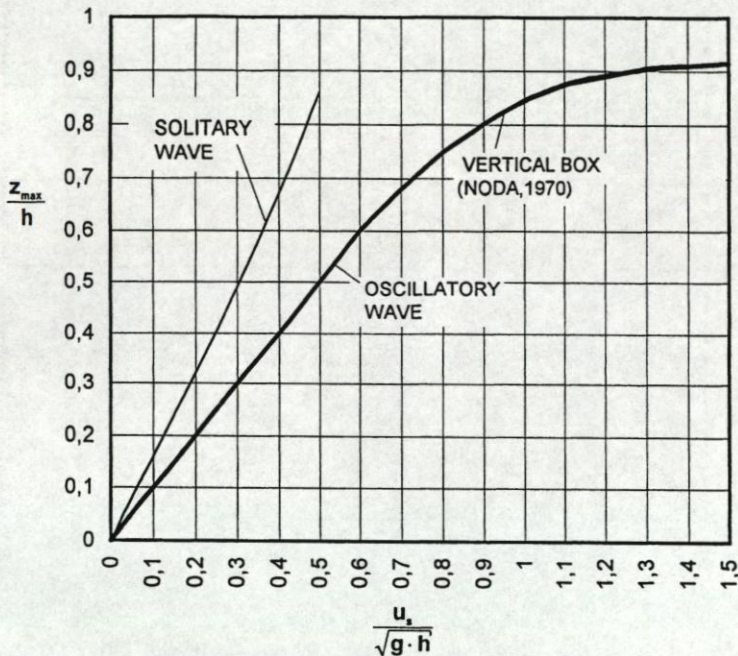


Bild 16 Vergleich der maximalen Wasserspiegelhebung bei Einzel- und Schwingungswellen (Gleiche horizontale Wasserverdrängung vorausgesetzt)

Das Diagramm im Bild 16 zeigt, daß bei dieser Betrachtung die maximale Wasserspiegelhebung der Schwingungswellen geringer ist als die der Einzelwelle bei gleicher Wandgeschwindigkeit u_s . Die Differenz vergrößert sich mit steigenden u_s -Werten, da der Verhältniswert z_{\max}/h in der Lösung von Noda gegen 1,0 strebt. In diesem Ergebnis kommt die Annahme von Noda zum Tragen, wonach das verdrängte Wasservolumen an der Störungsstelle gegenüber der gesamten Wassermasse klein ist und daher der Massentransport von untergeordneter Bedeutung bleibt. Demgegenüber liegt der Beziehung für die Einzelwelle eine kontinuierliche Bewegung der Wand mit der Geschwindigkeit u_s zugrunde.

Im Bild 17 werden die entwickelten Beziehungen für die nichtlineare Impulswelle, die bei der horizontalen Bewegung einer Wand entsteht, mit der Lösung der linearen Theorie von Noda verglichen. Man erkennt, daß die Gerade von Noda wieder im Bereich der Einzelwellen kleinere Werte angibt, während die Werte im Bereich der brandenden Schwallwellen über denen der Gl. (50) liegen.

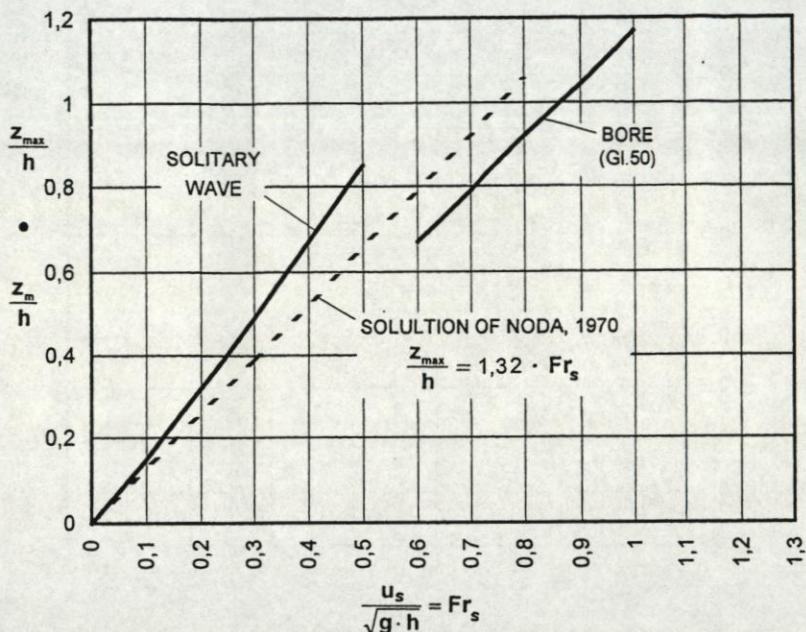


Bild 17 Vergleich der maximalen Wasserspiegelhebung mit der Lösung von Noda 1970

Das Bild 18 zeigt eine vergleichende Wertung von Noda. Er zieht hier die experimentellen Ergebnisse von Miller und White 1966 heran, um seine Lösung zu testen.

Die experimentellen Daten enthalten die maximale Wasserspiegelhebungen sowohl von Einzelwellen als auch von brandenden Wellen, ohne daß der jeweilige Wellentyp gekennzeichnet wurde. Es zeigt sich, daß die Lösung von Noda für $Fr_s > 0.5$ (Bereich der Bore) eine Einhüllende der experimentellen Daten darstellt, die - wie im Bild 17 zu sehen - die maximalen Wasserspiegelhebungen etwas zu groß bestimmt.

In dieser Darstellung von Noda (Bild 18) sind nun auch die Beziehungen für die nichtlineare Impulswelle eingetragen. Die Gleichung für die Einzelwelle bildet im Bereich

$$0 < \frac{z_{\max}}{h} < 0.7$$

ebenfalls eine obere Einhüllende der Meßpunkte. Ab der Stelle $\frac{z_{\max}}{h} \approx 0.65$ scheinen die Hebungen z_{\max} einer anderen Gesetzmäßigkeit zu folgen, die möglicherweise durch die brandenden Schwallwellen bestimmt wird.

In diesem Bereich bildet die Gl. (50) unmittelbar die obere Begrenzung der maximalen Hebungen und nähert sich für $Fr_s > 1.0$ der Lösung von Noda.

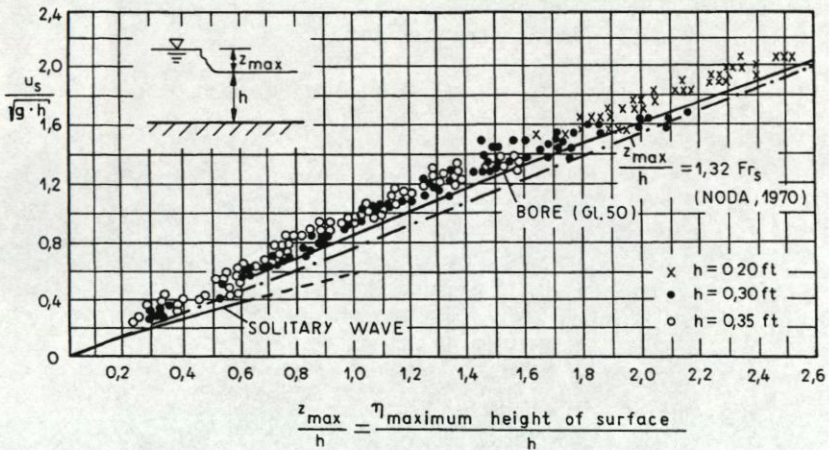


Bild 18 Vergleich der entwickelten Beziehungen für die Impulswelle mit experimentellen Daten von Miller, White 1966

5 Schlußfolgerungen

Die Untersuchungen zeigen, daß die in Seen und Tagebaurestlöchern durch Gleittrutzungen ausgelösten Wasserspiegelhebungen in erster Näherung durch die analytischen Ansätze für nichtlineare Impulswellen beschrieben werden, die in bewegten Bezugssystem als Wechselsprungformen angesehen werden können. Für die entwickelten Beziehungen wurde immer von einer kontinuierlichen Wandbewegung und einer damit im Einklang stehenden Schwallwelle ausgegangen, um theoretische Maximalwerte zu ermitteln. Weiteren experimentellen und theoretischen Untersuchungen bleibt vorbehalten, die Wasserspiegelhebungen zu ermitteln, wenn die Bewegung der Wand zeitlich begrenzt und/oder mit veränderlicher Geschwindigkeit erfolgt bzw. sich die topologische Form der Wand nach einer aus dem Rutschvorgang abgeleiteten Gesetzmäßigkeit verändert.

6 Bezeichnungen

b	(m)	Breite
c	(m/s)	absolute Wellenschnelligkeit
C	(m ^{1/2} /s)	Reibungskoeffizient nach Chezy
Fr	(-)	Froude-Zahl
Fr _s	(-)	Froudezahl einer gleichförmigen horizontalen Strömung
		$Fr_s = u_s / (gh)^{0,5}$
g	(m/s ²)	Erdbeschleunigung
h	(m)	ungestörte Wassertiefe
h _e	(m)	Energiehöhe
h _R	(m)	Schichtdicke der Rutschung
h _{St}	(m)	Stabile Wellenhöhe in einer Entfernung von $x \approx 37h$
h _w	(m)	Wellenhöhe
h _z	(m)	veränderliche Wassertiefe über horizontaler Sohle
K	(m ⁻¹)	Wellenzahl
k	(-)	Modul der elliptischen Integrale
l	(m)	Länge einer Rutschmasse in Richtung der Rutschung
M	(-)	Verdrängungszahl
p	(Pa)	Druck
q	(m ³ /sm)	Volumenstrom je m Breite
s	(m)	Länge der Verdrängung des Wassers in horizontaler Richtung (Weg der bewegten Wand)
t	(s)	Zeit
T	(-)	dimensionslose Wert für die Zeit $T = t(g/h)^{0,5}$
T _{smax}	(-)	maximaler dimensionsloser Zeitwert der in den Wasserkörper eintretende Strömung (Maximaler Zeitwert der „Wandbewegung“)
u,v	(m/s)	Komponenten des Geschwindigkeitsvektors
u _s	(m/s)	Geschwindigkeit der Rutschung oder der bewegten „Wand“
v _s	(m/s)	Geschwindigkeit der fallenden „Box“
V	(m ³)	Volumen
x,y	(m)	Komponenten des Ortsvektors
z	(m)	Wasserspiegelhebung über den Ruhewasserspiegel
α	(°)	Neigung des Rutschweges zur Horizontalen
β	(°)	Neigung der Rutschfront zur Horizontalen
λ	(m)	Wellenlänge
τ	(s)	Integrationsparameter für t
Φ	(m ² /s)	Geschwindigkeitspotential
ρ	(kg/m ³)	Dichte
ρ _s	(kg/m ³)	Dichte der Rutschmasse
ρ _w	(kg/m ³)	Dichte des Wassers

7 Literaturverzeichnis

Das, M. M.; Wiegel, R. L.:

Waves generated by horizontal Motion of a Wall

Journal of Waterways, Harbors and coastal Engineering Division, Proceedings ASCE, February, 1972, S. 50 - 65

Datei, C.:

Considerazioni sull'impiego di materiali incoerenti e permeabili per lo studio su modello di fenomeni di moto vario nei serbatoi

L'Energia Elettrica N. 12, 1970

Förster, W.; Vogt, A.:

Abschätzung der Rückgriffweite von Setzungsfließbrüchen

Neue Bergbautechnik, 21. Jahrgang, 1991, H. 10/11

Friedrichs, K. O.:

On the derivation of the shallow water theory Appendix to „The formation of breakers on bores“ by J. J. Stocker,

Communications on Pure and Applied Mathematics, Vol. 1, 1948, S. 82 - 85

Gozali, S.; Hunt, B.:

Water waves generated by close landslides

Journal of Hydraulic Research, Vol. 27, 1989, NO. 1

Huber, A.:

Impulse Waves in Swiss Lakes as a Result of Rock Avalanches and Bank Slides

ICOLD, 14. Congrès des Grands Barrages, Rio de Janeiro, 1982, Q. 54, R. 29

Huber, A.:

Schwallwellen in Seen als Folge von Felsstürzen

Mitteilung Nr. 47 der Versuchsanstalt für Wasserbau, Hydrologie und Glaziologie, ETH Zürich, 1980

Hunt, B.:

Water waves generated by distant landslides

Journal of Hydraulic Research, Vol. 26, 1988, NO. 3

Jennrich, C.:

Darstellung des Forschungsgegenstandes (Setzungsfließen)

Abteilung Bodenmechanik, Institut für Geotechnik, TU Bergakademie Freiberg, 1996 (unveröffentlicht)

-
- Kamphuis, J. W.; Bowering, R. J.:
Impulse waves generated by landslides
Proc. 12th Coastel Engineering Conf., ASCE, 1972
- Kennard, E. H.:
Generation of Surface Waves by a Moving Partition Quarterly of Applied Mathematics, Vol. 7, NO. 3 1949, S. 303 - 312
- Kontias, C. G. u. a.
Finite Element Approach to Waves Due to Landslide
Journal of the Hydraulics Division, ASCE, 103(Hy9) 1977, Proc. Paper 13218
- Korteweg, D. J.; De Vries, G.:
On the Change of Form of long Stationary Waves
Phil. Mag., ser. 5, 39, London 1895
- Kranzer, H. C.; Keller, J. B.:
Water waves produced by explosions
J. Appl. Phys., 30, 1959
- Martin, H.:
Entleerungsströmungen in unterschiedlich geformten Staubecken
Diss. TU Dresden, 1970
- Martin, H.:
Plötzlich veränderliche instationäre Strömungen in offenen Gerinnen
In: G. Bollrich, Technische Hydromechanik /2, Verlag für Bauwesen Berlin, 1989
- Miller, D. J.:
Gigant Waves in Lituya Bay, Alaska, 1958,
Geological Survey Professional Paper, 354-C, 1960
- Miller, R. L.; White, R. V.:
A Single-Impulse System for Generating Solitary, Undulating Surge, and Gravity Shock Waves in the laboratory
Fluid Dynamics and Sediment Transport Laboratory Report NO. 5,
Dept. of Geophysical Science, University of Chicago, June, 1966
- Müller, D.:
Physical Modelling and Field Measurements of Impulse Waves
Proc. Int. Symp. Wave - Physical and Numerical Modelling,
Univ. of Brit. Columbia, Vancouver, Canada 21.8. - 24.8.1994

Neuhauser:

Modellversuche über die Wirkung von Schwallwellen am Staudamm Gepatsch
Österreichische Wasserwirtschaft, Jahrgang 31 (1979) Heft 5/6, S. 191 - 201

Noda, E.:

Water waves generated by Landslides
Journal of Waterways, Harbors and coastal Engineering Division, Proceedings
ASCE, November, 1970, S. 835 - 855

Prins, J. E.:

Characteristics of Waves Generated by a Local Disturbance
Transactions American Geophysical Union, Vol. 39, No. 5, October 1958

Pugh, C. A.; Harris, D. W.:

Prediction of Landslide-Generated Water Waves
ICOLD, 14. Congrès des Grands Barrages, Rio de Janeiro, 1982, Q. 54, R. 29

Puzanov, A.:

Struktura vlnového proudění v otevřených korytech,
Rozpravy Ceskoslovenske akademie věd. 72 (1962) 2

Raney, D. C.; Butler, H. L. u. a.

A Numerical Model for Predicting the Effects of Landslide Generated Waves
US Army Engineers Waterways Experiment Station
Report No. H-75-1, 1975

Schnitter, G.:

Das Unglück am Vajont
Schweizerische Bauzeitung, H. 39, 1972

Slingerland, R. L.; Voight, B.:

Occurrences, properties, and predictive models of landslide generated water waves
Rockslides and Avalanches, Vol. 2, Elsevier Science Publishing, 1979

Unoki, S.; Nakano, M.:

On the Cauchy-Poisson waves caused by the eruption of a submarine volcano,
Oceanogr. Mag. 5 (1), 1953

Wagner, H.:

Theorie der Wellenbewegung
In: G. Bollrich, Technische Hydromechanik /2, Verlag für Bauwesen Berlin, 1989

Wehausen, J. V.; Laitone, E. V.:
Surface Waves
Handbuch der Physik, Bd. 9, Sect. 31, 1960

Wiegel, R. L.; Noda, E. K.; Kuba, E. M.; Gee, D. M.; Tornberg, G. F.:
Water waves generated by Landslide in Reservoirs
Journal of Waterways, Harbors Division, Proceedings ASCE, May 1970, S. 307 -
331

Anschrift des Verfassers:

Prof. Dr.-Ing. habil. H. Martin
Technische Universität Dresden
Fakultät Bauingenieurwesen
Institut für Wasserbau und Technische Hydromechanik
D-01062 Dresden