

Zeitschrift: Wasser Energie Luft = Eau énergie air = Acqua energia aria
Band: 96 (2004)
Heft: 9-10

Artikel: Modellieren von rutschgenerierten Impulswellen
Autor: Zweifel, Andreas
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-939585>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. 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. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

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. [Voir Informations légales.](#)

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. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 15.10.2024

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

Modellieren von rutschgenerierten Impulswellen

■ Andreas Zweifel

Zusammenfassung

In gebirgigen Regionen wie den Alpen stellen Impulswellen in Seen und Stauhaltungen aufgrund ihrer gewaltigen Zerstörungskraft ein erhebliches Risiko für Mensch und Zivilisation dar. Die Eigenschaften von Impulswellen, welche durch eintauchende Rutschkörper mit unterschiedlichen granularen Dichten in stehende Gewässer verursacht werden, wurden in einem zweidimensionalen (2-D) physikalischen Modell an der VAW untersucht. Die massgeblichen Rutschcharakteristiken wurden mittels eines pneumatischen Rutschgenerators kontrolliert und die Profile der generierten Wasserwellen von sieben nacheinanderfolgenden, kapazitiven Wellenpegeln (CWG) aufgenommen. Die relative Maximalamplitude des propagierenden Wellenzuges wurde prinzipiell mit drei verschiedenen dimensionslosen Rutschgrössen korreliert. Die Eintauch-Froudezahl des Rutsches stellte sich als dominante Grösse heraus, wobei auch die Effekte der relativen Rutschmächtigkeit und der dimensionslosen Rutschmasse auf die generierte Wellenamplitude nachgewiesen wurden. Die granulare Rutschdichte spielte bei der Wellengenerierung eine untergeordnete Rolle. Die Korngrösse und der Eintauchwinkel des Rutsches wurden konstant gehalten.

1. Problemstellung

Impulswellen sind oberflächliche Gravitationswellen, welche von Massenrutschungen in stillstehende Gewässer wie Stauhaltungen, Seen, Meeresbuchten oder Ozeane verursacht werden. Die allgemeinen Ursachen für die Generierung von Impulswellen können in schwere Erdbeben und Bergstürze mit subaquatischer Auslaufdistanz einerseits und vergleichsweise leichte, aufschwimmende Rutschungen wie Lawinen oder Gletscherabbrüche andererseits unterteilt werden (Kamphuis und Bowering, 1970). Die Bevölkerung von gebirgigen Regionen wie den Alpen ist der Gefahr von rutschgenerierten Impulswellen aufgrund der zahlreichen Steilhänge, der engen Raumverhältnisse, der lokal grossen Wassertiefen und der grossen potenziellen Rutschmassen ausgesetzt. Impulswellen können Staudämme überschwappen oder gegenüberliegende Uferpartien überfluten, wodurch oftmals gravierende Verluste von Bauwerken oder sogar Menschenleben entstehen (Huber, 1980). Weltweit traten infolge der zerstörerischen Kraft von rutschgenerierten Impulswellen in Norwegen, Italien, Japan, Alaska und anderen Orten etwa 20 000 Todesfälle auf (Slingerland und Voight, 1979). Die wohl berüchtigtste Katastrophe in den Alpen war der Bergsturz in den Stausee von Vajont am 9. Oktober 1963, als eine rund 100 m hohe Impulswelle die abschliessende Staumauer überschwappte und im dahinter liegenden Piave-Tal rund 3000 Todesopfer forderte (Vischer und Hager, 1998). Bild 1(a, b) zeigt das Ausmass dieser

Katastrophe in der Ortschaft Longarone, die durch die Flutwelle vollständig zerstört wurde.

In Ozeanen werden rutschgenerierte Impulswellen mit Wellenhöhen von 100 m oder mehr auch als Mega-Tsunamis bezeichnet (Mader und Gittings, 2002). In der Lituya Bay wurden die Uferpartien am 8. Juli 1958 durch das Auflaufen einer 160 m hohen Impulswelle auf einen vorspringenden Gebirgsgrat bis auf eine Höhe von 524 m über Meer erodiert. Die hohe Erdbebenhäufigkeit und der andauernde Rückzug der Gletscher aus den Meeresbuchten begründen die erhöhte Gefährdung Alaskas durch rutschgenerierte Impulswellen im Vergleich zu anderen Gebirgsregionen. Gegenwärtig wird eine grosse potenzielle Rutschmasse über der etwa 100 km östlich von der Lituya Bay gelegenen Glacier Bay im Nationalpark von Alaska beobachtet, deren erdbebenbedingte Auslösung katastrophale Folgen für die Schifffahrt haben könnte (Wieczorek et al., 2003). Durch Vulkanexplosionen oder Meteoriteneinschläge verursachte Mega-Tsunamis auf dem offenen Ozean sind mit einer Wiederkehrperiode von mindestens 1000 Jahren vergleichsweise selten (Pararas-Carayannis, 2002). Die kanarische Vulkaninsel La Palma stellt jedoch infolge der wiedererwachten Aktivität des wassergesättigten Schichtvulkans Cumbre Vieja eine massive Bedrohung hinsichtlich längerer Zeiträume dar. Der durch das aufsteigende Magma aufgeheizte Wasserdampf im Vulkaninnern könnte eine gewaltige Explosion bewirken, die im Absturz einer

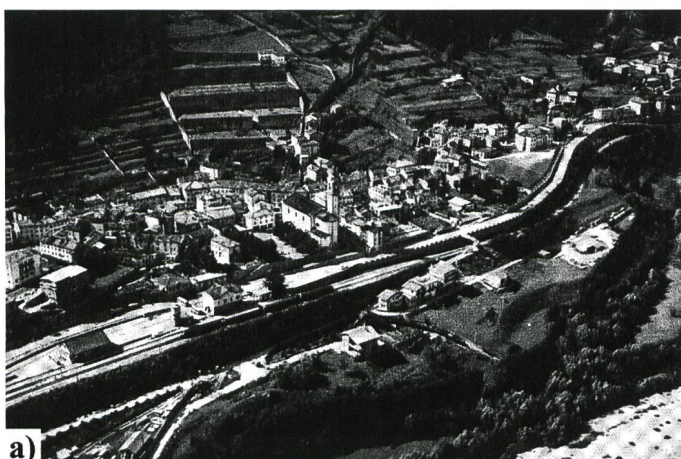


Bild 1. Ansicht der Ortschaft Longarone im Piave-Tal unterhalb der Stauhaltung von Vajont a) vor dem Bergsturz am 9. Oktober 1963, b) nach der katastrophalen Überschwemmung und Zerstörung durch die Flutwelle (Fotos: G. Schnitter).

ganzen Vulkanflanke in den Atlantik resultieren könnte. Die Folgen eines derart generierten Mega-Tsunamis wären insbesondere an den Küstenregionen in vergleichsweise grosser Nähe der Eintauchstelle verheerend.

2. VAW-Literaturübersicht

Drei hauptsächliche Phasen werden zur Beschreibung des Impulswellen-Phänomens unterschieden. Die erste Phase umfasst den Prozess der Wellengenerierung, der durch ein komplexes Dreiphasengemisch charakterisiert wird, welches infolge des Luftetrags in das durch den Rutsch verdrängte Wasservolumen entsteht. Die nachfolgende Propagation des generierten Impulswellenzuges über die Wasseroberfläche umschreibt die zweite Phase, welche von seitlicher Wellenausbreitung, Dissipation und Frequenzdispersion begleitet wird. Die letzte Phase besteht aus dem Auflaufen der Wellen und der anschließenden Transformation der sich aufsteilenden Wellen mit abnehmender Wassertiefe im Uferbereich, welche von Müller (1995) untersucht wurde. Huber (1980) modellierte schwere Rutschkörper durch eine grobe Rundkiesmischung und vergleichsmässig leichte Rutschkörper mit Hilfe des feinkörnigen Materials Vestolen in einem rechteckigen Wellenkanal bei Ruhewassertiefen zwischen $h = 0,12$ m und $h = 0,36$ m. Die gemessenen Eintauchgeschwindigkeiten $1 \leq V_s$ [m/s] ≤ 4 waren von den gewählten Sturzhangneigungen $\alpha = 28^\circ, 30^\circ, 35^\circ, 40^\circ, 45^\circ$ und 60° abhängig. Huber und Hager (1997) bestimmten die Wellenhöhe H in Abhängigkeit der relativen Rutschdichte $0,9 \leq (\rho_s/\rho_w) \leq 2,7$, dem breitenbezogenen Rutschvolumen (V_s/b) und der relativen Propagationsdistanz $5 \leq (x/h) \leq 100$ der Primärwelle (Bild 2)

$$H = 0,88 \sin \alpha \left(\frac{\rho_s}{\rho_w} \right)^{1/4} \left(\frac{V_s}{b} \right)^{1/2} \left(\frac{h}{x} \right)^{1/4} \quad (1)$$

Fritz (2002) verwendete zur Rutschmodellierung ein Granulat mit der Dichte $\rho_s = 2,64$ t/m³ und dem äquivalenten Korndurchmesser von 4 mm, welches durch einen Pneumatikgenerator mit integrierter Rutschbox auf hohe Eintauchgeschwindigkeiten $2,7 \leq V_s$ [m/s] $\leq 8,2$ beschleunigt wurde. Die maximale Mächtigkeit s des eintauchenden Rutsches bestimmte Fritz (2002) aufgrund der kurz vor dem Eintauchpunkt aufgenommenen Rutschprofile zweier aufeinander folgender, parallel zur geneigten Rutschrampe installierter Laserdistanzsensoren (LDS). Der Eintauchwinkel $\alpha = 45^\circ$ war im physikalischen Modell nach Froude konstant. Für relative Rutschmächtigkeiten $(s/h) < 1$ und die Wassertiefen $h = 0,30$ m, $0,45$ m und $0,675$ m erhielt Fritz (2002) die empirische Korrelation für die maximale Wellenamplitude a_M

$$\left(\frac{a_M}{h} \right) = 0,25 \left(\frac{V_s}{\sqrt{gh}} \right)^{1,4} \left(\frac{s}{h} \right)^{0,8} \quad (2)$$

Fritz (2002) verifiziert somit den dominanten Effekt der als Verhältnis zwischen Eintauchgeschwindigkeit V_s des Rutschschwerpunkts und der Flachwassergeschwindigkeit in Gleichung (2) definierten Froudezahl $F = V_s/\sqrt{gh}$ auf die generierte Impulswelle für granulare Rutschkörper. In der vorliegenden Dissertation wurden die Messungen im Wellenkanal des physikalischen Modells an der VAW mit den Daten von Fritz (2002) zu einem gesamtheitlichen VAW-Datensatz kombiniert. Die Auswirkungen der verschiedenen Rutschparameter auf die Prozesse der Wellengenerierung und -propagation werden im Folgenden unter dem Aspekt der primären Wellenamplitude diskutiert.

3. Physikalisches Modell

Die Modellversuche wurden in einem 11 m langen, 0,5 m breiten und 1 m hohen, rechteckigen Wasserwellenkanal durchgeführt. Der granulare Rutsch wurde längs einer 3 m langen Hangneigungsrampe unter dem konstanten Eintauchwinkel $\alpha = 45^\circ$ in das Wasser beschleunigt. Die dynamischen Eigenschaften des eintauchenden Rutsches, die anfängliche Rutschform und das granulare Rutschvolumen V_s wurden mittels eines pneumatischen Rutschgenerators mit einer eingebauten Rutschbox kontrolliert (Fritz und Moser, 2003). Bild 3 zeigt die Versuchsanlage mit dem pneumatischen Rutschgenerator am vorderen Kanalende. Die nachfolgenden vier Rutschparameter wurden hinsichtlich der Wellengenerierung variiert: granulare Rutschmasse m_s , Rutscheintauchgeschwindigkeit V_s , Ruhewassertiefe h und Rutschmächtigkeit s (Bild 2). Die Rutschmasse m_s war aus variablen Anteilen zweier künstlicher Granulate der Dichten 2,64 t/m³ und 0,955 t/m³ mit zylindrisch geformten, etwa 5 mm grossen Komponenten und gleichförmiger Korngrössenverteilung zusammengesetzt. Ohne die Berücksichtigung der Rutschporosität (40 ± 1 %) wurden die vier granularen Durchschnittsdichten $\rho_s = 2,64$ t/m³, $2,11$ t/m³, $1,59$ t/m³ und $0,955$ t/m³ gewählt (Zweifel et al., 2003). Dementsprechend wurde das ganze Spektrum von Prototypen mit granularen Dichten zwischen $\rho_s = 2,7$ t/m³ bei typischen Bergstürzen und $\rho_s = 0,9$ t/m³ bei Gletscherabbrüchen und Eislawinen abgedeckt. Insgesamt wurden an der VAW $n = 223$ Versuche mit den variablen Ruhewassertiefen $h = 0,15$ m, $0,30$ m, $0,45$ m, $0,60$ m und $0,675$ m durchgeführt. Die untersuchten Wertebereiche der Rutschparameter hingen von den anfänglichen Rutschformen $f_1, f_2, f_3, f_4, f_{4,2}$ und $f_{4,3}$ in

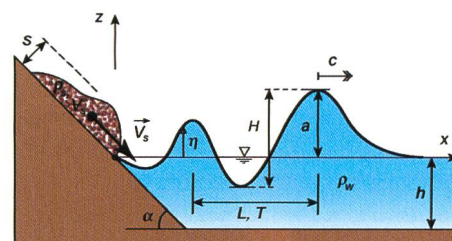


Bild 2. Definitionsskizze mit der Eintauchgeschwindigkeit V_s , der Rutschmächtigkeit s , der granularen Rutschdichte ρ_s und dem Rutschvolumen V_s , dem Rutscheintauchwinkel α und den Wellencharakteristiken: Wasserspiegelauslenkung η , primäre Wellenhöhe H und Amplitude a , Propagationsgeschwindigkeit c , Wellenlänge L und Wellenperiode T , Ruhewassertiefe h und Dichte ρ_w von Wasser.

der Rutschbox ab (Fritz und Moser, 2003, Zweifel, 2004). Die schwerpunktsbezogene Rutscheintauchgeschwindigkeit variierte zwischen $2,5 < V_s$ [m/s] $< 8,8$, die Rutschmächtigkeit zwischen $0,4 < s$ [m] $< 0,20$ und die Rutschmasse innerhalb $10,0 < m_s$ [kg] $< 109,0$. Die resultierenden Impulswellen werden durch die momentane Wasserspiegelauslenkung η , die Amplitude a , die Wellenhöhe H , die Wellenlänge L , die Wellenperiode T und die Propagationsgeschwindigkeit c charakterisiert (Bild 2). Fritz (2002) untersuchte verschiedene Strömungsparameter innerhalb der Wellengenerationszone nahe des Eintauchpunkts, wogegen die vorliegende Forschungsarbeit die Entwicklung der propagierenden Wellenamplitude a längs der strömungsparallelen Koordinate x fokussiert. Der Ursprung $x = 0$ des Koordinatensystems wurde am Schnittpunkt des Ruhewasserspiegels mit der Hangneigungsrampe auf der Kanalhauptachse definiert. Zudem wurden die Effekte der granularen Rutschdichte ρ_s , der Rutschmasse m_s und des granularen Rutschvolumens $V_s = m_s/\rho_s$ für die oben eingeführten Rutschformen f untersucht. Die relative Wellenamplitude $A = a/h$ wurde mit den nachfolgenden vier dimensionslosen Grössen korreliert:

- Eintauch-Froudezahl $F = V_s/\sqrt{gh}$,
- relative Rutschmächtigkeit $S = s/h$,
- dimensionslose Rutschmasse $M = m_s/(\rho_w b h^2)$ und
- relative Propagationsdistanz $X = x/h$.

Die dimensionslose Rutschmasse $M = m_s/(\rho_w b h^2)$ ist das Produkt von relativem Rutschvolumen $V = V_s/(b h^2)$ und relativer Rutschdichte $D = \rho_s/\rho_w$. Die Eintauch-Froudezahl $F = V_s/\sqrt{gh}$, welche die Eintauchgeschwindigkeit des Rutschschwerpunkts V_s auf die Flachwassergeschwindigkeit $(gh)^{1/2}$ bezieht, wurde als dominanter Parameter bestätigt.

4. Messinstrumente

Drei verschiedene Messsysteme wurden in das physikalische Modell eingebaut: Laserdistanzsensoren (LDS), kapazitive Wellenpegel (CWG) und Particle Image Velocimetry (PIV). Diese drei untergeordneten Messsysteme wurden durch eine automatische, in die Pneumatik integrierte Steuerungsanlage synchronisiert (Fritz und Moser, 2003). Die granularen Rutschprofile wurden vor dem Eintauchpunkt durch zwei nacheinander folgende, parallel zur Hangneigungsrampe angebrachte LDS aufgezeichnet (Bild 3). Die Wellenformen im Propagationsbereich wurden mit sieben gleichmässig längs der Kanalachse hintereinander angeordneten CWGs aufgenommen. Der erste kapazitive Wellenpegel befand sich an der Stelle $x = h + 1,13$ m, währenddem die weiteren CWGs einen Abstand von 1 m aufwiesen. Bild 4(a) zeigt einen Ausschnitt des Wasserwellenkanals mit dem ersten kapazitiven Wellenpegel beim Durchgang einer rutschgenerierten Solitärwelle. Digitales PIV wurde in einem $0,8 \times 0,8$ m grossen Rechtecksausschnitt in der Wellengenerationszone nahe der Eintauchstelle angewandt. Als PIV-Tracer dienten transparente Streupartikel mit einem Durchmesser von rund 1,6 mm, welche von einem gepulsten Nd.YAG-Doppellaser belichtet wurden und voneinander unabhängig der Strömung folgten.

Eine auf den vertikalen Lichtschnitt gerichtete, digitale CCD-Kamera nahm die aufeinander folgenden 15-Hz-Doppelrahmenbilder auf, welche die Berechnung der instantanen Geschwindigkeitsfelder mit Hilfe eines Kreuzkorrelationsalgorithmus erlaubten. In Bild 4(b) ist das 2-D vektorielle Strömungsfeld bei der Generierung der Solitärwelle im Eintauchbereich des Rutsches mit den relativen Koordinaten $X = x/h$ und $Z = z/h$ dargestellt.

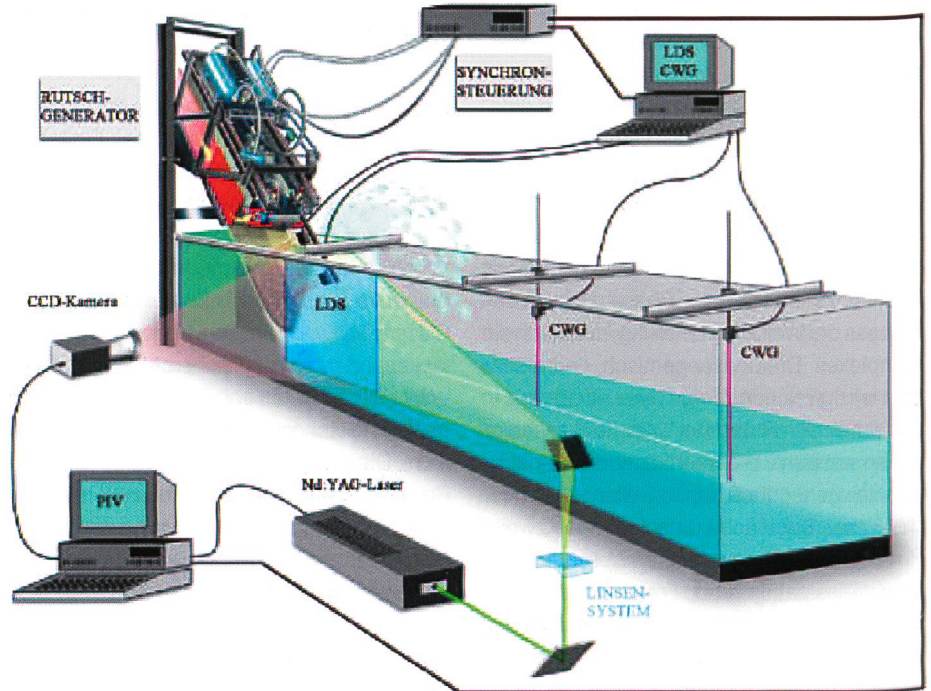


Bild 3. Schematischer Aufbau des 2-D physikalischen VAW-Modells mit dem pneumatischen Rutschgenerator, der Synchronsteuerungsanlage, den Laserdistanzsensoren (LDS), den kapazitiven Wellenpegeln (CWG) und Particle Image Velocimetry (PIV) mit dem Nd.YAG-Laser und der CCD-Kamera.

5. Maximale Wellenamplitude

Das wichtigste Merkmal von Impulswellen ist die Wellenamplitude a , welche als derjenige Anteil der Wellenhöhe H definiert ist, der vom Ruhewasserspiegel her ausgeht (Bild 2). Der erste Wellenkamm der vorwiegend translatorischen Wellenzüge wies im Allgemeinen die höchste Amplitude auf. Ausschliesslich bei schwach oszillatorischen Wellen mit erhöhter Dispersion, welche in relativ tiefem Wasser auftreten, wurde die primäre Wellenamplitude durch den sekundären Wellenkamm in einzelnen Fällen übertroffen (Zweifel et al., 2003). Die maximale (Index M) Wellenamplitude a_M in der Nähe der Eintauchstelle wird daher als entscheidender Parameter für die

Bemessung des erforderlichen Freibords betrachtet. Im physikalischen Modell wurde die maximale Amplitude a_M generell am ersten der sieben kapazitiven Wellenpegel in der Distanz $x = h + 1,13$ m gemessen. Die maximale Amplitude a_M der Primärwelle wurde als unmittelbare Folge der instantanen Impulsübertragung vom granularen Rutsch auf das verdrängte Wasservolumen während der Wellengenerierung gedeutet (Zweifel, 2004).

Das Verhältnis zwischen der maximalen Primärwellenamplitude a_M und der Ruhewassertiefe wurde als relative Maximalamplitude $A_M = a_M/h$ bezeichnet. Die relative Maximalamplitude A_M wurde für $n = 223$ Versuche mit der Eintauch-Froudezahl $F = V_s/(gh)^{1/2}$,

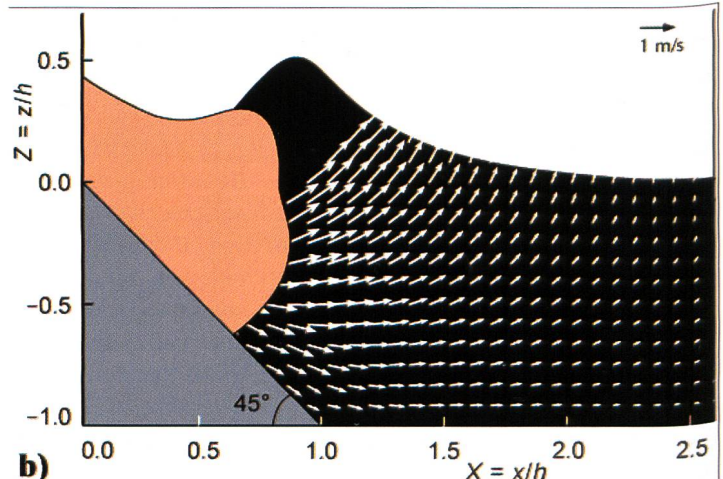
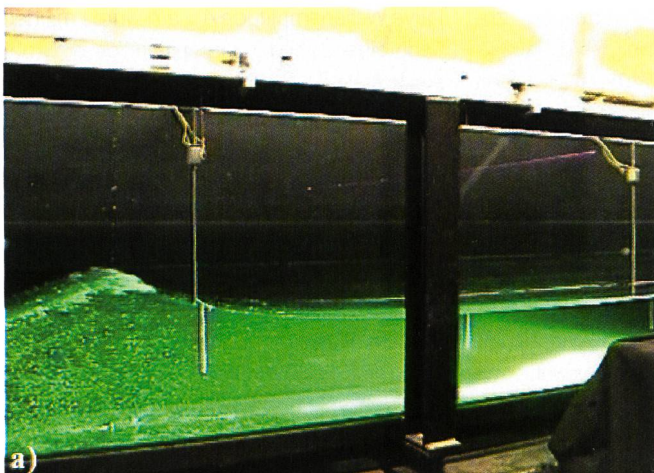


Bild 4. Impulswellenversuch bei $F = 1,8$, $V_s = 3,1$ m/s, $h = 0,30$ m, $\rho_s = 955$ kg/m³, $s = 0,15$ m, $m_s = 39,7$ kg, $A_M = 0,45$ und $\alpha = 45^\circ$:
a) Propagierende Solitärwelle im Wellenkanal und b) PIV-Geschwindigkeitsvektoren bei der Wellengenerierung.

der relativen Rutschmächtigkeit $S = s/h$ und der dimensionslosen Rutschmasse $M = m_s/(\rho_w b h^2)$ korreliert. Die untersuchten Wertebereiche dieser Grössen waren $1 < F < 5$, $0,07 < S < 1,2$ und $0,10 < M < 3,6$.

Bild 5 zeigt die Korrelation zwischen der gemessenen $A_{M,obs} = a_{M,obs}/h$ und der berechneten relativen Maximalamplitude $A_{M,pred} = f(F, S, M)$ nach Zweifel (2004)

$$A_{M,pred} = (1/3) F S^{1/2} M^{1/4} \quad (3)$$

Das Bestimmtheitsmass $R^2 = 0,92$ beschreibt das relative starke Zusammenfallen der einzelnen Messungen innerhalb der $\pm 30\%$ -Intervallsgrenzen beidseits der Regressionsgerade. Die statistische Streuung ist für vergleichsweise kleine Werte der berechneten relativen Maximalamplitude mit $A_{M,pred} < 0,5$

am grössten, für welche die gemessenen Äquivalente $A_{M,obs}$ die $\pm 30\%$ -Intervallsgrenzen teilweise überschreiten. Die individuellen Abweichungen erreichten für kleine relative Maximalamplituden A_M daher bis zu $\pm 50\%$. Die anfänglichen Rutschformen $f_1, f_2, f_3, f_4, f_{4,2}$ und $f_{4,3}$ weisen aufgrund des zufälligen Streuungscharakters einen untergeordneten Einfluss auf die resultierende relative Maximalamplitude A_M auf (Bild 5).

Aus Gleichung (3) wird ersichtlich, dass ein linearer Zusammenhang zwischen der relativen Maximalamplitude A_M und der Eintauch-Froudezahl $F = V_s/(gh)^{1/2}$ besteht. Die dominante Rolle der Eintauch-Froudezahl F bei der Wellengenerierung durch eintauchende Rutschkörper wurde bereits im Stoskolbenmodell von Noda (1970) aufge-

zeigt und durch die nichtlineare Theorie schwallförmiger Flachwasserwellen nach Sander und Hutter (1992) verifiziert.

6. Normierte Wellenamplitude

Bei der betrachteten Abnahme der Wellenamplitude a mit der Längskoordinate x wird die Relativedistanz $X = x/h$ als zusätzlicher Parameter eingeführt. Weil die Amplitude a prinzipiell aber nur mit drei dimensionslosen Grössen korreliert wird, resultiert daraus die Definition der *normierten Wellenamplitude*

$$A_s = \frac{a}{\sqrt{s h}} = f(F, M, X) \quad (4)$$

als geometrisches Mittel zwischen der Ruhewassertiefe h und der absoluten Rutschmächtigkeit s (Zweifel, 2004). Die Abhängigkeit der normierten Wellenamplitude $A_s = a/S^{1/2}$ von der Eintauch-Froudezahl $F = V_s/(gh)^{1/2}$, der dimensionslosen Rutschmasse $M = m_s/(\rho_w b h^2)$ und der Relativedistanz $X = x/h$ wurde untersucht. Der betrachtete Wertebereich der Relativedistanz $2,5 < X < 50$ war auf den relativen Nahbereich der propagierenden Impulswelle von der Eintauchstelle beschränkt. Aufgrund des dominanten Effekts der Eintauch-Froudezahl F auf die Abnahme der normierten Wellenamplitude A_s mit der relativen Propagationsdistanz X wird der *dynamische Rutschparameter* definiert

$$\kappa = F^{3/2} (M/X)^{1/2} \quad (5)$$

welcher die Abnahme der dimensionslosen, in Wellenenergie umgewandelten kinetischen Rutschenergie nach Bild 6 beschreibt. Die Beziehung zwischen der normierten Wellenamplitude A_s und dem dynamischen Rutschparameter κ ist für kleine Werte dieser Grössen praktisch linear. Mit dessen Zunahme wird jedoch die Sensitivität von A_s auf die Änderung von κ sukzessive reduziert (Bild 6). Demzufolge wird der mittlere Verlauf der physikalischen Beziehung $A_s(\kappa)$ durch eine Tangens-hyperbolicus-Funktion angepasst

$$A_s = 2,0 \tanh(0,25 \kappa) \quad (6)$$

Für sehr hohe Werte des dynamischen Rutschparameters κ erreicht die normierte Wellenamplitude A_s das absolute Maximum $\lim_{\kappa \rightarrow \infty} A_s = 2,0 \pm 0,3$. Dieser Grenzwert wird durch die 1. Asymptote in Bild 6 grafisch dargestellt. Die maximale Steigung hingegen wird durch die 2. Asymptote mit Hilfe der Beziehung $\lim_{\kappa \rightarrow 0} A_s(\kappa) = 0,5 \kappa$ ausgedrückt. Das Auflösen von Gleichung (4) nach der Amplitude a mit anschliessendem Einsetzen der Gleichungen (6) beziehungsweise (5) resultiert ferner in den Grenzwerten

$$\lim_{F \rightarrow \infty} a = \sqrt{s h} \lim_{F \rightarrow \infty} A_s = (2,0 \pm 0,3) \sqrt{s h} \quad \text{für } \kappa \gg 1, \quad (7a)$$

$$\lim_{F \rightarrow 0} a = 0,5 \kappa \sqrt{s h} = 0,5 F^{3/2} (M/X)^{1/2} \sqrt{s h} \quad \text{für } \kappa \ll 1. \quad (7b)$$

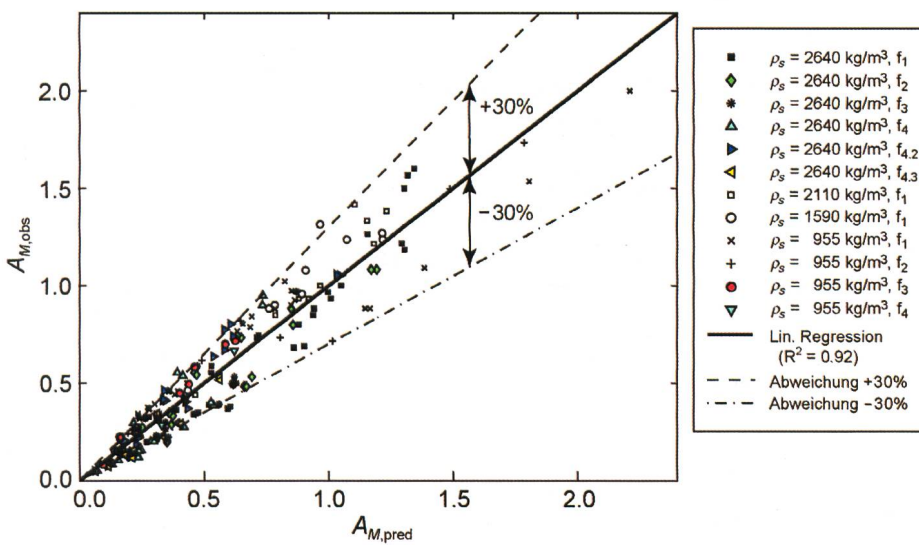


Bild 5. Vergleich zwischen gemessenen $A_{M,obs}$ und berechneten relativen Maximalamplituden $A_{M,pred}$ der Primärwelle mit $\pm 30\%$ -Abweichung von der Regressionsgeraden nach (—) Gleichung (3) für verschiedene anfängliche Rutschformen $f_1, f_2, f_3, f_4, f_{4,2}, f_{4,3}$ und granuläre Rutschdichten ρ_s .

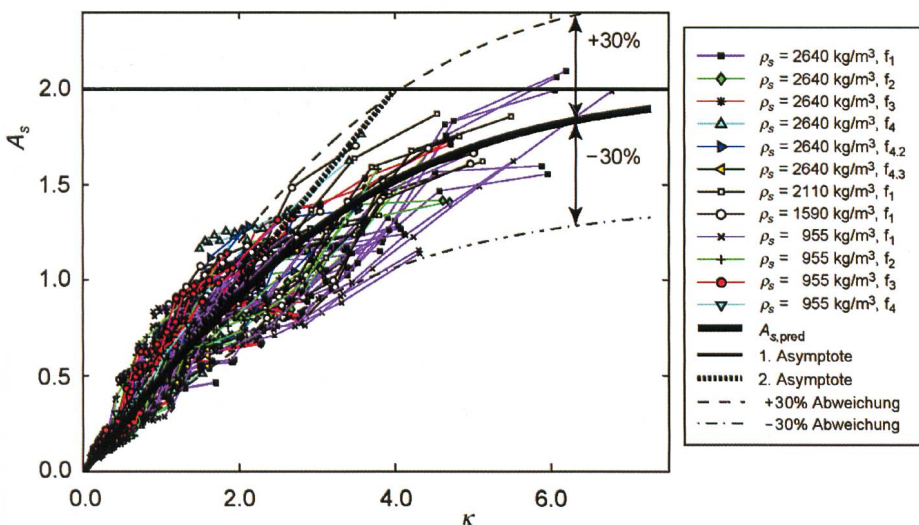


Bild 6. Normierte Wellenamplitude A_s in Abhängigkeit des dynamischen Rutschparameters κ und nach (—) Gleichung (6) angepasste Tangens-hyperbolicus-Funktion mit $\pm 30\%$ -Abweichung von der mittleren Beziehung $A_{s,pred}(\kappa)$ mit (—) 1. und (.....) 2. Asymptote zu Gleichung (7a, b).

Dies bedeutet, dass der Effekt der Eintauch-Froudezahl F und damit der Rutschdynamik auf die Wellengenerierung und die nachfolgende Amplitudenabnahme mit zunehmenden F -Werten nachlässt. Die maximal mögliche Amplitude wird in Gleichung (7a) mit einer statistischen Unsicherheit von etwa $\pm 15\%$ zum zweifachen geometrischen Mittel aus absoluter Rutschmächtigkeit s und Wassertiefe h bestimmt. Demgegenüber ist die durchschnittliche Amplitudenabnahme für kleine Eintauch-Froudezahlen F aufgrund der vereinfachten Proportionalität $a \propto 1/\sqrt{X}$ in Gleichung (7b) maximal. Die beobachtete Dämpfungsrate bei vergleichsweise kleinen, nicht brechenden und daher schwach nicht-linearen Primärwellen stimmt mit 2-D-Messungen früherer Autoren überein (Kranzer und Keller, 1959, Law und Brebner, 1968).

7. Schlussfolgerungen und Ausblick

Rutschgenerierte Impulswellen in Seen, Stauhaltungen, Meeresbuchten und Ozeanen wurden in einem 2-D physikalischen Modell untersucht. Der Dichteeffekt von granularen Rutschungen auf die resultierende Wellenamplitude a wurde durch die Variation der Rutschdichte zwischen $\rho_s = 2,64 \text{ t/m}^3$ und $\rho_s = 0,955 \text{ t/m}^3$ untersucht. Die granuläre Rutschdichte ρ_s wirkt sich gemeinsam mit dem granularen Rutschvolumen $V_s = m_s/\rho_s$ in der dimensionslosen Rutschmasse $M = m_s/(\rho_w b h^2)$ aus, deren Effekt im Vergleich mit der dominierenden Eintauch-Froudezahl $F = V_s/(gh)^{1/2}$ und der relativen Rutschmächtigkeit $S = s/h$ marginal ist. Der Effekt der Eintauch-Froudezahl F auf die generierte Wellenamplitude a wird jedoch für sehr grosse Werte des dynamischen Rutschparameters $\kappa = F^{3/2}(M/X)^{1/2}$ erheblich reduziert, woraus ein approximativer Maximalwert für a resultiert. Dieser entspricht etwa dem zweifachen geometrischen Mittel aus der Wassertiefe h und der absoluten Rutschmächtigkeit s . Die grössten rutschgenerierten Impulswellen werden bei verhältnismässig schnell eintauchenden, mächtigen Rutschkörpern im relativen Flachwasserbereich erwartet.

Bisher wurden die Effekte von Korngrösse und Porosität von granularen Rutschkörpern noch nicht evaluiert. Gleichzeitig mit der Variation des Eintauchwinkels α wird dies im Rahmen eines SNF-Nachfolgeprojektes untersucht, welches im Frühling 2004 an der VAW initialisiert wurde. In Zukunft werden die experimentellen Resultate mitunter durch ergänzende und teils weiterführende numerische Simulationen unterstützt. Erfahrungsgemäss gehen aus solchen Vergleichen wertvolle Ansätze zur Gefahrenminderung bei rutschgenerierten Impulswellen hervor.

Symbolverzeichnis

a	absolute Wellenamplitude
A	relative Wellenamplitude $A = a/h$
a_M	maximale absolute Wellenamplitude
A_M	maximale relative Wellenamplitude $A_M = a_M/h$
$A_{M,obs}$	beobachtete relative Wellenamplitude
$A_{M,pred}$	berechnete relative Wellenamplitude
A_s	normierte Wellenamplitude $A_s = a/(sh)^{1/2}$
b	Kanalbreite
c	Wellenpropagationsgeschwindigkeit $c = L/T$
D	relative granuläre Rutschdichte $D = \rho_s/\rho_w$
F	Eintauch-Froudezahl $F = V_s/(gh)^{1/2}$
f	anfängliche Rutschformen $f_1, f_2, f_3, f_4, f_{4,2}$ und $f_{4,3}$
g	Erdbeschleunigung ($= 9,81 \text{ m/s}^2$)
h	Wassertiefe
H	Wellenhöhe
L	Wellenlänge
M	dimensionslose Rutschmasse $M = m_s/(\rho_w b h^2)$
m_s	granuläre Rutschmasse
n	Versuchsanzahl
R^2	Bestimmtheitsmass
s	absolute Rutschmächtigkeit
S	relative Rutschmächtigkeit $S = s/h$
T	Wellenperiode
V	relatives Rutschvolumen $V = V_s/(bh^2)$
V_s	Rutscheintauchgeschwindigkeit
V_s	granuläres Rutschvolumen
x	horizontale Koordinate
X	Relativedistanz von der Eintauchstelle $X = x/h$
z	vertikale Koordinate über Ruhewasserspiegel
Z	relative vertikale Koordinate $Z = z/h$
α	Rutscheintauchwinkel
η	instantane Wasserspiegelauslenkung
κ	dynamischer Rutschparameter $\kappa = F^{3/2}(M/X)^{1/2}$
ρ_s	granuläre Rutschdichte
ρ_w	Dichte von Wasser ($\approx 1,0 \text{ t/m}^3$)

Danksagung

Die vorliegende Dissertation entstand im Rahmen des Projekts 2000-061541 des Schweizerischen Nationalfonds (SNF). Der Autor möchte dem Direktor der VAW, Prof. Dr.-Ing. H.-E. Minor, und Prof. Dr. W. H. Hager für ihre Unterstützung sowie Dr. H. M. Fritz – derzeit am Georgia Tech, Savannah, USA – für die Weiterverwendung von Datenmaterial danken.

Literatur

Fritz, H. M. (2002). Initial phase of landslide generated impulse waves. Ph.D. Dissertation No. 14871, ETH, Zürich.

Fritz, H. M., Moser, P. (2003). Pneumatic landslide generator. International Journal of Fluid Power 4(1), 49–57.

Huber, A. (1980). Schwallwellen in Seen als Folge von Bergstürzen. VAW-Mitteilung 47, Vischer, D., ed. VAW, ETH, Zürich.

Huber, A., Hager, W. H. (1997). Forecasting impulse waves in reservoirs. 18th ICOLD Congress Florence C31, 993–1005.

Kamphuis, J. W., Bowering, R. J. (1970). Impulse waves generated by landslides. Proc. 12th Coastal Engineering Conf. ASCE 1, 575–588.

Kranzer, H. C., Keller, J. B. (1959). Water waves produced by explosions. J. Appl. Phys. 30, 398–407.

Law, L., Brebner, A. (1968). On water waves generated by landslides. 3rd Australasian Conf. on Hydraulics and Fluid Mechanics Sydney, Paper 2561, 155–159.

Mader, C. L., Gittings, M. L. (2002). Modeling the 1958 Lituya Bay mega tsunami, II. Science of Tsunami Hazards 20(5), 241–245.

Müller, D. R. (1995). Auflaufen und Überswappen von Impulswellen an Talsperren. VAW-Mitteilung 137, Vischer, D. ed. VAW, ETH, Zürich.

Noda, E. (1970). Water waves generated by landslides. J. Waterways, Harbors, Coastal Engrg. Div., ASCE, 96(WW4), 835–855.

Pararas-Carayannis, G. (2002). Evaluation of the threat of mega tsunamis generation from postulated massive slope failures of island stratovolcanoes on La Palma, Canary Islands, and on the Island of Hawaii. Science of Tsunami Hazards 20(5), 251–277.

Sander, J., Hutter, K. (1992). Evolution of weakly non-linear shallow water waves generated by a moving boundary. Acta Mechanica 91, 119–155.

Slingerland, R. L., Voight, B. (1979). Occurrences, properties and predictive models of landslide-generated impulse waves. Developments in geotechnical engineering 14B, Rockslides and avalanches 2, 317–397. Voight, B., ed. Elsevier, Amsterdam.

Vischer, D. L., Hager, W. H. (1998). Dam hydraulics. John Wiley & Sons: Chichester.

Wieczorek, G. F., Jakob, M., Motyka, R. J., Zirnheld, S. L., Craw, P. (2003). Preliminary assessment of landslide-induced wave hazards: Tidal Inlet, Glacier Bay National Park, Alaska. U.S. Geological Survey Open-File Report 03–100, Reston, Virginia.

Zweifel, A., Hager, W. H., Minor, H.-E. (2003). Impulse waves: Effects of slide density. 30th IAHR Congress Thessaloniki A, 417–424.

Zweifel, A. (2004). Impulswellen: Effekte der Rutschdichte und der Wassertiefe. Ph.D. Dissertation No. 15596, ETH, Zürich.

Anschrift des Verfassers

Dr. sc. techn. Andreas Zweifel, VAW, ETH-Zentrum, CH-8092 Zürich, E-Mail: azweifel@vaw.baug.ethz.ch