Versuchsanstalt für Wasserbau
Hydrologie und Glaziologie
der Eidgenössischen
Technischen Hochschule Zürich

Mitteilungen 206

Rutscherzeugte Impulswellen in Stauseen

Grundlagen und Berechnung

Valentin Heller, Willi H. Hager und Hans-Erwin Minor

Zürich, 2008

Herausgeber: Prof. Dr.-Ing. H.-E. Minor

Zitiervorschlag für VAW-Mitteilungen:

Heller, V., Hager, W.H. und Minor, H.-E. (2008).
Rutscherzeugte Impulswellen in Stauseen: *Grundlagen und Berechnung.*
Mitteilungen 206, Versuchsanstalt für Wasserbau, Hydrologie und Glaziologie (VAW),
H.-E. Minor, Hrsg. ETH Zürich.

Im Eigenverlag der
Versuchsanstalt für Wasserbau,
Hydrologie und Glaziologie
ETH Zürich
CH-8092 Zürich

Tel.: +41 - 44 - 632 4091
Fax: +41 - 44 - 632 1192
e-mail: info@vaw.baug.ethz.ch

Zürich, 2008

ISSN 0374-0056

Vorwort

In natürlichen Seen und in Stauseen können sich Impulswellen ausbilden, die durch Massenbewegungen ausgelöst werden. Diese Wellen können beim Auflaufen auf ein Ufer oder auf die Talsperre Schäden anrichten. Das Augenmerk liegt dabei vor allem auf den Talsperren, die, wenn es sich um Dämme handelt, durch eine Überströmung grossen Schaden leiden oder sogar komplett versagen könnten. Die Kenntnis der Grösse der Wellen und ihrer Auflaufhöhen an Ufern oder Talsperren ist deshalb von grosser Wichtigkeit.

An der VAW sind in den vergangenen 30 Jahren eine Anzahl von Forschungsarbeiten zum Thema Impulswellen durchgeführt worden. Im vorliegenden Manual werden die Ergebnisse dieser Forschungsarbeiten zusammen mit der verfügbaren internationalen Literatur vorgestellt. Darüber hinaus wird ein Berechnungsverfahren erläutert, mit dem die Vorhersage für alle relevanten Parameter vorgenommen werden kann. Damit ist es möglich, z.B. durch Vorabsenkungen von Stauseen, rechtzeitig einzugreifen oder eine Notfallplanung einzurichten.

Es ist das Ziel dieses Manuals, die Forschungsergebnisse den Ingenieuren in der Praxis in geeigneter Form zur Verfügung zu stellen. Die Ergebnisse aus diesen Berechnungen sind immer noch mit gewissen Unsicherheiten behaftet. Es ist also nötig, wie so oft im Ingenieurwesen, Sicherheitszuschläge zu den Rechenergebnissen zu machen. Bei manchen Gegebenheiten sind die Unsicherheiten so gross, dass ein wasserbauliches Modell oder eine numerische Simulation verwendet werden muss. Auf jeden Fall lässt sich jedoch die Grössenordnung der erzeugten Impulswellen abschätzen.

Wir bedanken uns beim Bundesamt für Energie BFE, Sektion Talsperren, in dessen Auftrag dieses Manual erarbeitet wurde für die gute Zusammenarbeit und bei Dr. Andreas Huber für seine kritischen Anmerkungen.

Dieses Manual sowie die elektronischen Berechnungstabellen sind auf der VAW-Homepage www.vaw.ethz.ch unter „Aktuell“, „Neuste VAW Mitteilungen“ in elektronischer Form verfügbar. Wir wünschen uns, dass dieses Manual regen Gebrauch findet.

Zürich, Juli 2008 Valentin Heller, Willi H. Hager und Hans-Erwin Minor

Inhaltsverzeichnis

Vorwort ..... **I**

Inhaltsverzeichnis ..... **III**

Zusammenfassung ..... **VII**

Summary ..... **IX**

Résumé ..... **XI**

Sommario ..... **XIII**

1 Einleitung **1**

1.1 Überblick 1
1.2 Methoden zur Vorhersage rutscherzeugter Impulswellen 3

2 Theoretische Wellengrundlagen **11**

2.1 Einleitung 11
2.2 Theoretische Wellentypen 14

3 Berechnungsverfahren und 1. Schritt **17**

3.1 Einleitung 17
3.2 Wellengenerierung und Ausbreitung 19
3.2.1 Einleitung 19
3.2.2 Einflussparameter 21
3.2.3 Berechnungsverfahren 24
3.2.3.1 Von 2D oder 3D unabhängige Grössen 24
3.2.3.2 Extremfall (a) (2D) 26
3.2.3.3 Extremfall (b) (3D) 28
3.3 Wellenauflauf und Überschwappen an Talsperren 29
3.3.1 Einleitung 29
3.3.2 Einflussparameter 30
3.3.3 Wellenauflauf und Überschwappen 30
3.4 Wellenkrafteinwirkung auf Talsperren 34
3.4.1 Einleitung 34
3.4.2 Ruhewasserdruck 34
3.4.3 Stokes-ähnliche Wellen 36
3.4.4 Restliche Wellentypen 40
3.5 Schlussbemerkungen 44

4 2. Schritt, Sensitivitätsanalyse und Sicherheitszuschläge 45

4.1 Einleitung 45
4.2 Einflüsse der Stauraumgeometrie 45
4.3 Massenbewegungsarten 49
4.4 Sensitivitätsanalyse und Sicherheitszuschläge 52

5 Berechnungsbeispiele 57

5.1 Beispiel 1 57
5.1.1 Fragestellung und Einflussparameter 57
5.1.2 1. Schritt 59
5.1.3 2. Schritt 68
5.1.4 Fazit 70
5.2 Beispiel 2 71
5.2.1 Fragestellung und Einflussparameter 71
5.2.2 1. Schritt 73
5.2.3 2. Schritt 79
5.2.4 Fazit 81
5.3 Anwendung der elektronischen Berechnungstabellen 81
5.3.1 Einleitung 81
5.3.2 Aufbau 82
5.3.3 Anwendung 82
5.3.4 Beispiel 1 84
5.3.5 Fehlersuche 87

6 Schlussfolgerungen 89

6.1 Fazit 89
6.2 Forschungslücken 90

Literaturverzeichnis 93

Symbolverzeichnis 97

Glossar 103

A Literaturübersicht Wellengenerierung A-1

A.1 Einleitung A-1
A.2 Parameterdefinition A-2
A.3 Literaturübersicht A-6
A.3.1 Festkörpermodelle A-6
A.3.1.1 Wellenkanal (2D) A-6

A.3.1.2 Wellenbecken (3D) A-7
A.3.2 Granulatmodelle A-9
A.3.2.1 Wellenkanal (2D) A-9
A.3.2.2 Wellenbecken (3D) A-20
A.4 Fazit und im Berechnungsverfahren verwendete Literatur A-23

B Literaturübersicht Auswirkungen von Impulswellen auf Talsperren B-1

B.1 Einleitung B-1
B.2 Parameterdefinition B-2
B.3 Wellenauflauf und Überschwappen B-4
B.3.1 Stokes-ähnliche Wellen B-4
B.3.2 Cnoidal- und Solitär-ähnliche Wellen B-5
B.3.3 Bore-ähnliche Wellen B-12
B.4 Wellenkrafteinwirkung auf Talsperren B-12
B.4.1 Stokes-ähnliche Wellen B-12
B.4.2 Cnoidal- und Solitär-ähnliche Wellen B-14
B.4.3 Bore-ähnliche Wellen B-18
B.4.4 Brecher-Wellen B-19
B.4.5 Zahlenbeispiele B-21
B.5 Fazit und im Berechnungsverfahren verwendete Literatur B-23

Zusammenfassung

Rutscherzeugte Impulswellen entstehen in Ozeanen, Meeresbuchten und in natürlichen oder künstlichen Seen typischerweise durch Erdrutsche, Felsstürze, Uferinstabilitäten, Schneelawinen oder Gletscherkalbungen. Im Alpenraum sind sie aufgrund der steilen Talflanken, dem Potential grosser Rutschvolumina mit grossen Eintauchgeschwindigkeiten und der grossen Anzahl künstlicher Stauseen relevant. In diesem Manual wird das gegenwärtige Wissen über die Impulswellengenerierung und deren Einwirkungen auf Talsperren zusammengetragen und vervollständigt. Schliesslich wird daraus ein Berechnungsverfahren entwickelt. Der Ingenieur oder Naturwissenschaftler kann somit die von Impulswellen ausgehenden Gefahren nach dem neuesten Wissensstand relativ schnell und kostengünstig abschätzen.

Die Einleitung (Kap. 1) beinhaltet neben einigen Hintergrundinformationen einen Vergleich der verschiedenen Methoden im Umgang mit rutscherzeugten Impulswellen. Dabei basiert das in diesem Manual entwickelte Verfahren auf *allgemeingültigen Berechnungsgleichungen*. Im Kap. 2 wird auf die theoretischen Wellengrundlagen eingegangen. Das eigentliche *Berechnungsverfahren* wird im Kap. 3 erläutert und ist in Abb. 3-1 dargestellt. Es basiert auf den Erkenntnissen zu den Themenkreisen Wellengenerierung (Anhang A) und Auswirkungen von Impulswellen auf Talsperren (Anhang B). Das Berechnungsverfahren (Abb. 3-1) basiert auf zwei Schritten: Im 1. *Schritt* werden die allgemeingültigen Berechnungsgleichungen gemäss Kap. 3 angewendet, im 2. *Schritt* werden gemäss Kap. 4 die im 1. Schritt nicht berücksichtigten Einflüsse wie die nicht ideale Stauraumgeometrie qualitativ abgeschätzt.

Im 1. *Schritt* wird die Massenbewegung als granularer Rutsch modelliert. Hinsichtlich der Auswirkungen der Impulswellen auf Talsperren haben die Wellenhöhe, die Wellenamplitude, die Wellenperiode sowie die Wellenlänge Einfluss und werden mit den Berechnungsformeln nach Heller (2007a) in Funktion der Rutschparameter ermittelt. Zur Bestimmung dieser Wellenparameter stehen zwei Extremfälle zur Verfügung: (a) eingeengte transversale Ausbreitung (2D) bzw. (b) komplett freie radiale Ausbreitung der Impulswellen (3D). Während in beiden Fällen zur Wellengenerierung die gleichen Einflussparameter massgebend sind, sind diese bezüglich der Impulswellenabnahme verschieden. Sind die Wellenparameter vor der Talsperre bekannt, so kann die *Auflaufhöhe* bzw. das *Überschwappvolumen* nach Müller (1995) berechnet werden. Da Impulswellen hinsichtlich Profil und der inneren Wasserpartikelbewegung unterschiedlich sein können, wird ihre *Krafteinwirkung* mit zwei Methoden berechnet: Für die relativ kleinen *Stokes-ähnlichen Wellen*, welche den Tief- bis Übergangswasserwellen mit oszillatorischem Charakter zugeordnet werden, wird die Methode von Sainflou (1928) verwendet und für die *restlichen Wellentypen* mit relativ grosser Höhe, welche sich eher wie Übergangs- bis Flachwasserwellen mit translatorischem Charakter verhalten, die Methode nach Ramsden (1996). Die Unterscheidung zwischen den Wellentypen ist mit einem 2D Kriterium nach Heller (2007a) möglich. Beide Methoden

werden zuerst angewendet, als ob die Talsperre wasserseitig senkrecht wäre. Für eine geneigte Talsperre ist die horizontale Kraftkomponente unabhängig von der Talsperrenneigung, und die zusätzliche vertikale Kraftkomponente kann unter der Annahme einer statischen Wasserdruckverteilung der Welle ermittelt werden. Schwappt ein Teil der Impulswelle über, greift nicht die ganze Kraft an der Talsperre an. Deshalb kommt für die *restlichen Wellentypen* ein entsprechendes Reduktionsverfahren zur Anwendung.

Nachdem die Ergebnisse aus dem 1. Schritt vorliegen, müssen die Effekte aus den geometrischen Abweichungen zu den idealisierten Extremfällen (a) und (b) in einem 2. *Schritt* gemäss Kap. 4 qualitativ abgeschätzt werden. Diese Abweichungen entstehen durch die dreidimensionale Stauraumgeometrie, die von der idealisierten 2D- oder 3D-Betrachtung abweicht oder wenn die Masse keine granulare Konsistenz aufweist. Die Impulswellenparameter können sich durch diese Einflüsse stark verändern. Der 2. Schritt ist ebenfalls erforderlich, wenn die elektronischen Berechnungstabellen angewendet werden, da diese nur auf den allgemeingültigen Berechnungsgleichungen des 1. Schritts basieren. Schliesslich werden in Unterkap. 4.4 eine Sensitivitätsanalyse durchgeführt sowie einige Überlegungen zu Sicherheitszuschlägen angestellt.

Das Kap. 5 enthält zwei Rechenbeispiele sowie eine Anleitung zur Anwendung der elektronischen Berechnungstabellen in Excel. In Kap. 6 werden die Schlussfolgerungen gezogen sowie die noch offenen Fragen betreffend rutscherzeugter Impulswellen aufgezeigt.

Trotz der scheinbar rechnerisch genauen Ermittlung beispielsweise der Auflaufhöhe liefert das vorliegende Verfahren lediglich Abschätzungen. Bei allen geplanten Massnahmen ist daher ein Sicherheitszuschlag zu berücksichtigen. Genauere Voraussagen sind mit einer prototyp-spezifischen Modelluntersuchung oder mit numerischen Simulationen zu erzielen.

Summary

Landslide generated impulse waves are typically caused by landslides, rock falls, shore instabilities, snow avalanches, or glacier calvings in oceans, bays, lakes, or reservoirs. They are particularly relevant for the Alpine environment because of steep valley sides, possible large slide masses and impact velocities, and the great number of reservoirs. In this *Manual*, a state-of-the-art on the impulse wave generation and its effects on dams are presented including a computational approach. Based on this method, engineers or natural scientists may predict the dangers originating from impulse waves efficiently and economically.

The introduction in chap. 1 contains background information on the topic and compares the available methods dealing with landslide generated impulse waves. The method presented in this Manual is based on *general computational guidelines*. Chap. 2 introduces basic principles of the water-wave theory. The computational method is presented in chap. 3 and shown in Fig. 3-1. It is based on the findings of the two items wave generation (appendix A) and effects of impulse waves on dams (appendix B). The computational method (Fig. 3-1) includes two steps: In the 1. *step* the general computational guidelines are applied according to chap. 3, whereas in the 2. *step* the effects not contained in the 1. step such as the effective instead of the idealized reservoir geometry are considered according to chap. 4.

In the 1. step, the mass movement is modelled as a granular slide. To analyze the effect of impulse waves on dams the wave height, amplitude, period, and length are important. These are computed with the formulas of Heller (2007a) as a function of the slide parameters. Two extreme cases for estimating the wave parameters are considered: (a) transversally constricted (2D) and (b) free radial propagation of the impulse waves (3D). The wave generation in both (a) and (b) depend on the identical parameters, whereas these for the wave propagation are not identical. Once the necessary wave parameters in front of the dam are determined, the *run-up height* and the *overtopping volume* may be computed according to Müller (1995). Since the impulse wave profiles and the water particle movement may differ considerably from case to case, the *force effects* on dams are computed with two methods: For relatively small *Stokes-like waves*, including deep to intermediate-water waves of oscillatory character, the method of Sainflou (1928) is proposed, and for the *remaining wave types* involving relatively large wave heights, including intermediate to shallow-water waves of translational character, using the method of Ramsden (1996). To distinguish between these wave types the 2D criterion of Heller (2007a) is accounted for. Both methods are first applied as if the dam would be vertical since the horizontal force component is independent from the dam inclination. The additional vertical force component for inclined dams then is computed assuming static wave pressure. If an impulse wave partially overtops a dam, only a partial water pressure has to be considered resulting in a reduction procedure for the *remaining wave types*.

Once the results from the 1. step are available, the effects of the geometrical differences to the idealized extreme cases (a) and (b) have to be quantified in the 2. *step* according to chap. 4. These differences may be caused by the three-dimensional reservoir geometry differing from the idealized 2D or 3D geometries, or by the non-granular mass characteristics. The impulse wave parameters may considerably differ due to these effects. The 2. step is also required if the electronic computational tables are applied, because these include only the general computational formulas from the 1. step. Finally, sec. 4.4 contains a sensitivity analysis and some reservoir safety aspects.

The chap. 5 includes two computational examples and the application instructions for the electronic computational tables in Excel. In chap. 6 the conclusions and open questions concerning landslide generated impulse waves are presented.

Although the computational results, such as the run-up height, seem to be exact, it should be kept in mind that the present method results in estimations. Safety margins for all planned actions have to be considered. More exact predictions may emerge from a specific scale model or with numerical simulations.

Résumé

Les ondes d'impulsions résultent du glissement de masses instables (glissement de terrain, chute de blocs, rocheux, avalanches de neige ou chute de glacier) sur un plan d'eau (océan, baies, retenues d'eau naturelles ou artificielles). Ces phénomènes sont particulièrement importants dans les vallées alpines pentues (comportant généralement beaucoup de retenues), où les masses mises en mouvement et leurs vitesses d'impacts sur les plans d'eau peuvent être considérables. Dans ce *Manual*, les connaissances actuelles sur la génération et la propagation des ondes d'impulsion ainsi que leurs actions sur des barrages sont présentées et complétées pour développer un procédé de calcul, qui aide l'ingénieur dans l'estimation des dangers liés à ce phénomène.

L'Introduction (chap. 1) contient, outre des informations de fond, une comparaison des diverses méthodes pour modéliser les ondes d'impulsion générées par des glissements. Le procédé de calcul proposé dans ce Manual se base sur des *équations généralisées*. Dans le chap. 2, les bases théoriques des ondes hydrauliques sont introduites. Le procédé de calcul proprement dit est décrit dans le chap. 3 et est illustré par la Fig. 3-1. Il est basé sur les connaissances acquises sur la génération d'ondes (Annexe A) et sur les effets des ondes d'impulsion sur les barrages (Annexe B). Le procédé de calcul, décrit dans la Fig. 3-1, se déroule en deux étapes : Dans la 1. *étape*, les équations généralisées décrites dans le chap. 3 sont appliquées. Puis, dans la 2. *étape*, les effets non pris en compte dans la 1. étape (tels que la géométrie de la retenue d'eau) sont intégrés dans le chap. 4 à l'aide d'une estimation appropriée.

Dans la 1. *étape*, le mouvement de masse est modélisé comme un éboulement granulaire. Pour caractériser l'effet des ondes d'impulsion sur les barrages, nous déterminerons les paramètres, tels que la hauteur d'onde, l'amplitude d'onde, la période d'onde et la longueur d'onde, à l'aide des équations proposées par Heller (2007a), en fonction des paramètres de l'éboulement. En ce qui concerne la détermination de ces paramètres d'ondes, deux cas extrêmes sont proposés : (a) propagation d'ondes en canal (2D) et (b) propagation d'ondes dans l'espace sans parois latérales (3D). Tandis que dans les deux cas les mêmes paramètres influencent la propagation d'ondes, on constate des différences importantes concernant la réduction de la hauteur d'onde. Une fois les paramètres d'onde devant un barrage déterminés, la *hauteur de run-up* et *le volume de surverse* peuvent être calculés selon Müller (1995). Comme le profil de surface et la distribution des vitesses peuvent varier selon le type d'onde d'impulsion, l'effet des forces s'exerçant sur un barrage est déterminée par deux méthodes : Pour les petites ondes relatives du type de *Stokes*, (valables des eaux profondes à des eaux de profondeurs intermédiaires avec un caractère d'oscillation) le procédé de Sainflou (1928) est appliqué, tandis que le reste des ondes d'impulsion de grandes hauteurs relatives (valables des eaux de profondeurs intermédiaires à des eaux peu profondes avec un caractère de translation) ont été traitées selon la méthode de Ramsden (1996). La distinction entre les deux types d'ondes est possible grâce au critère de Heller (2007a). Les deux méthodes

sont tout d'abord appliquées au cas d'un barrage ayant un parement amont vertical. Dans le cas réel où le parement est incliné, la composante horizontale est indépendante de l'inclinaison du parement. Il est donc possible de déterminer la composante verticale de la force pour un barrage au parement incliné en admettant une répartition hydrostatique de la pression dans l'onde. Si une partie de l'onde surverse le barrage, seulement une partie de la force est à considérer. Cette force se détermine avec un procédé de réduction pour les ondes d'impulsion dans l'eau peu profonde.

Une fois les résultats de la 1. étape déterminés, les effets dus aux approximations et à l'idéalisation des cas extrêmes (a) et (b) doivent être prises en considération dans une 2. *étape*, et seront évalués qualitativement dans le chap. 4. Ces écarts par rapport à la réalité provient de la géométrie 3D réelle du barrage, différente des cas 2D et 3D idéalisés, ou de la nature non granulaire du glissement de terrain en masse. Ces différents effets peuvent avoir une grande influence sur les paramètres d'onde d'impulsion. Une 2. étape est également nécessaire lorsque le calcul électronique est appliqué, vu que ce procédé se base uniquement sur les équations généralisées de la 1. étape. Finalement, une analyse de sensibilité est proposée dans le sous-chap. 4.4 ainsi que des réflexions relatives aux marges de sécurité à adopter.

Le chap. 5 contient deux exemples de calcul et un procédé pour l'application des tables de calcul électronique sur Excel. Le chap. 6 tire les conclusions de cette étude et discute des questions ouvertes dans le domaine des ondes d'impulsion.

Il est à noter que les calculs relatifs aux ondes d'impulsion peuvent seulement être considérés comme des estimations. Des facteurs de sécurité sont à appliquer quelque soit les mesures préventives envisagées. Des informations plus précises peuvent seulement être obtenues à l'aide de prototype de modèles réduits hydrauliques ou à l'aide de simulations numériques appropriées.

Sommario

Le onde d'impulso generate da fenomeni di scivolamento si formano negli oceani, nelle baie marine e nei laghi naturali o artificiali, tipicamente in seguito a frane, smottamenti, instabilità di pendii, valanghe o distaccamenti di masse di ghiaccio. Questo tipo di onda riveste una notevole importanza nella regione alpina data la presenza di pendii ripidi, del potenziale volume delle masse in movimento con conseguenti velocità di immersione elevate e del grande numero di laghi artificiali. Il presente manuale raccoglie e completa le conoscenze odierne in materia di generazione di onde d'impulso e della loro influenza sugli sbarramenti e ne sviluppa in seguito un metodo di calcolo. Grazie ad esso l'ingegnere o il ricercatore scientifico è in grado di valutarne i pericoli in maniera relativamente veloce ed economica basandosi sulle conoscenze più attuali.

L'introduzione (cap. 1) contiene, oltre alle informazioni di base, un confronto dei diversi metodi in relazione alle onde d'impulso generate da fenomeni di scivolamento. Il metodo sviluppato nel presente manuale si basa su *equazioni di calcolo generalmente valide*. Nel cap. 2 viene approfondito il tema dei principi teorici fondamentali riguardanti le onde. Il *metodo di calcolo* vero e proprio è illustrato nel cap. 3 ed è rappresentato in Figura 3-1. Esso si basa sulle conoscenze nell'ambito di generazione delle onde d'impulso (Appendice A) e delle loro ripercussioni sugli sbarramenti (Appendice B). Il procedimento di calcolo (Fig. 3-1) avviene in due fasi: dapprima vengono applicate le equazioni di calcolo generalmente valide secondo il cap. 3 e in seguito, secondo il cap. 4, vengono stimati qualitativamente i fattori d'influenza non considerati nella prima fase, quali ad esempio la geometria non ideale della zona di retenzione.

Nella *prima fase* la massa in movimento viene modellata come scivolamento granulare. L'altezza, l'amplitudine, il periodo e la lunghezza dell'onda d'impulso esercitano una certa influenza in relazione alle sue conseguenze sugli sbarramenti. Tali parametri vengono determinati mediante le formule di Heller (2007a) in funzione dei parametri di scivolamento. Per determinare i parametri relativi all'onda, vengono considerati due casi estremi della sua propagazione: (a) propagazione trasversale ristretta (2D) e (b) propagazione radiale completamente libera (3D). Mentre in entrambi i casi i medesimi parametri influenti sono determinanti per la generazione dell'onda, essi sono tuttavia diversi per quanto riguarda la sue diminuzione. Nel caso in cui essi siano conosciuti a monte dello sbarramento, *l'altezza traboccante* e rispettivamente il *volume di traboccamento* possono essere calcolati secondo Müller (1995). Dato che le onde d'impulso possono differire per quanto riguarda il profilo e il movimento interno delle particelle d'acqua, *l'effetto della loro forza* viene calcolato in due modi: per le *onde di tipo Stokes*, relativamente piccole, dal comportamento simile a onde in acque da profonde a intermedie con carattere oscillatorio, viene applicato il metodo di Sainflou (1928) mentre per gli *altri tipi di onde* con un'altezza relativamente grande, le quali si comportano prevalentemente come onde in profondità da intermedie a piccole con un

carattere di traslazione, viene applicato il metodo di Ramsden (1996). Il criterio bidimensionale secondo Heller (2007a) permette la differenziazione del tipo di onda. Entrambi i metodi vengono applicati inizialmente come se il paramento di monte dello sbarramento fosse perpendicolare. Per uno sbarramento inclinato la componente orizzontale della forza è indipendente dall'inclinazione dello sbarramento e la componente verticale aggiuntiva può essere determinata ammettendo una distribuzione idrostatica della pressione dell'onda. Nel caso in cui una parte dell'onda d'impulso dovesse traboccare, non tutta la forza viene esercitata sullo sbarramento, perciò si può applicare un adeguato procedimento di riduzione per gli *altri tipi di onde*.

Dopo che i risultati della prima fase sono a disposizione, nella *seconda fase*, secondo il cap. 4, gli effetti delle differenziazioni geometriche dai casi limiti ideali (a) e (b) sono approssimati qualitativamente. Tali differenze risultano dalla geometria tridimensionale dello sbarramento che differisce dall'analisi idealizzata bi- o tridimensionale oppure nel caso in cui la massa non presenti una consistenza granulare. A causa di questi effetti, i parametri delle onde d'impulso possono variare considerevolmente. La seconda fase è altrettanto necessaria in caso vengano impiegate tabelle elettroniche di calcolo, in quanto quest'ultime si basano unicamente sulle equazioni di calcolo generalmente valide della prima fase. Infine, nel sottocap. 4.4, viene eseguita un'analisi della sensibilità e vengono mostrate alcune considerazioni concernenti le sicurezze supplementari.

Il cap. 5 contiene due esempi di calcolo e le istruzioni per l'applicazione della tabella elettronica di calcolo in Excel. Nel cap. 6 sono esposte le conclusioni e vengono mostrate le questioni ancora aperte sul tema delle onde d'impulso generate da fenomeni di scivolamento.

Nonostante la valutazione aritmetica apparentemente esatta dell'altezza di traboccamento, a titolo di esempio, il presente procedimento fornisce unicamente un'approssimazione. Una sicurezza supplementare è quindi da tenere in considerazione per qualsiasi provvedimento pianificato. Previsioni più precise possono essere ricavate da uno studio specifico su prototipo oppure da simulazioni numeriche.

1 Einleitung

1.1 Überblick

Impulswellen entstehen in Ozeanen, Meeresbuchten und in natürlichen oder künstlichen Seen typischerweise durch Erdrutsche, Felsstürze, Uferinstabilitäten, Schneelawinen oder Gletscherkalbungen. Sie gehören zu den Schwerewellen und können im Extremfall zum Überschwappen an einer Talsperre führen, was bei Dämmen fatale Folgen haben kann. Der Alpenraum birgt solche Gefahren aufgrund steiler Talflanken, dem Potential grosser Massenbewegungen mit grossen Eintauchgeschwindigkeiten und der grossen Anzahl künstlicher Stauseen (Heller 2007a).

Ein extremes Beispiel ereignete sich 1963 im Stausee Vaiont in Norditalien. Nach dem Ersteinstau der doppelt gekrümmten Bogenstaumauer von 261.60 m Höhe wurde die linke Talflanke instabil. Eine Stein- und Erdmasse mit einem Gesamtvolumen von rund 300 Mio. m^3 rutschte in den Stauraum. Die Rutschmasse entsprach rund dem doppelten Nutzvolumen des Stausees. Ein Teil des verdrängten Wassers überschwappte die Staumauer um mindestens 70 m und überflutete das Dorf Longarone. Rund 2'000 Menschen kamen ums Leben. Die Staumauer hielt dieser starken Überbelastung praktisch unbeschadet stand (Schnitter 1964).

Auch in der Schweiz ereignen sich Impulswellen, oder wurden vorsorglich numerisch oder im hydraulischen Modell untersucht wie etwa im Walensee (Huber 1975) oder am Urnersee (Müller und Schurter 1993). Huber (1982) fasst rund 50 dokumentierte Ereignisse aus der Schweiz der letzten 600 Jahren zusammen. Am 20. Juni 2007 fiel ein Felssturz bei Obermatt in den Vierwaldstättersee. Die erzeugten Impulswellen verursachten beim Auflaufen am gegenüberliegenden Dorf Weggis leichte Schäden.

Schuster und Wieczorek (2002) beschreiben einige mögliche Ursachen von Massenbewegungen. Neben den klassischen Szenarien wie Erdbeben oder starke Regenfälle erwähnen sie 46 Fälle, bei denen es nach einer abrupten Wasserspiegeländerung in künstlichen Seen zu Rutschungen kam. Zu einer abrupten Wasserspiegeländerung kommt es zum Beispiel während eines Ersteinstaus einer Talsperre. Nur in seltenen Fällen gelang es, einen kriechenden Rutsch aufzuhalten, wie etwa eine Rutschung im Stauraum des Clyde Damms in Neuseeland (MacFarlane und Jenks 1996). In den weitaus häufigsten Fällen verbleiben dem Menschen nur passive Massnahmen zur Schadensminderung. Dazu zählen Evakuationen, die Absenkung des Wasserspiegels im Stausee, etappenweise Sprengungen oder die Planung eines ausreichenden Freibords an der Talsperre. Für Gefahrenabschätzungen mit genügend Zeit vor dem drohenden Rutsch können empirisch hergeleitete Berechnungsgleichungen zur Abschätzung des Gefahrenpotentials dienen.

Allgemeingültige Berechnungsgleichungen sind in der Praxis schnell und einfach anwendbar. Sie liefern eine erste Abschätzung der wichtigsten Welleneigenschaften wie Wellenhöhe oder Auflaufhöhe an einer Talsperre. Diese Kenntnisse über die Auswir-

kungen der Impulswelle dienen als Entscheidungshilfe für eventuelle weitere Massnahmen. Allgemeingültige Berechnungsgleichungen liefern aber lediglich eine Abschätzung, etwa der Wellenhöhe, da sie die Stauraumgeometrie weitestgehend vernachlässigen (Unterkap. 4.2). Impulswellen können aber stark von der variablen Wassertiefe oder der Stauraumgeometrie beeinflusst werden. Für genauere Untersuchungen stehen vielfach aufwändigere Methoden zur Verfügung, welche im Unterkap. 1.2 behandelt werden.

Das Ziel dieses Manuals ist es, ein praxisnahes Berechnungsschema mit den heute bekannten allgemeingültigen Berechnungsgleichungen zu formulieren. Dies ist sinnvoll, da in den letzten Jahren das Verständnis für diese Prozesse in Forschungsarbeiten verbessert wurde (z.B. Müller 1995, Ramsden 1996, Heller 2007a). Berechnungsbeispiele und elektronische Berechnungstabellen in Excel sollen die Anwendung des Berechnungsschemas erleichtern.

Die Berechnungsgleichungen in diesem Manual basieren hauptsächlich auf einem granularen Rutsch. Daher werden die Parameter der Massenbewegung einheitlich mit *Rutsch*, beispielsweise Rutschmächtigkeit, bezeichnet. In Unterkap. 4.3 wird näher auf die Massenbewegungsarten und ihre Einflüsse auf die Wellenparameter eingegangen.

Die Abb. 1-1 zeigt drei Arten, wie Impulswellen generiert werden. Rutschungen können sich über Wasser, teilweise eingetaucht oder unter Wasser lösen. Im Manual werden ausschliesslich Massen behandelt, die sich oberhalb der Wasseroberfläche lösen, wie sie in der Schweiz weitaus am häufigsten auftreten. Rutschungen, welche sich unter Wasser lösen, sind in der Schweiz selten und sie entstehen meist unbemerkt. Die Zeit für eine vorgängige Beobachtung und Berechnung fehlt deshalb.

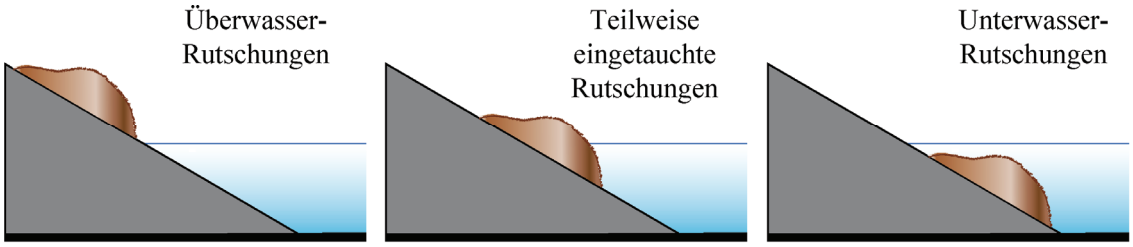


Abb. 1-1 Arten der Generierung von Impulswellen.

Die Abb. 1-2 zeigt die drei Phasen von Impulswellen auf horizontalem Seegrund: (1) Die Rutscheintauchphase mit der Wellengenerierung, (2) die Wellenausbreitung begleitet mit der Wellentransformation sowie (3) der Wellenauflauf mit der Krafteinwirkung der Impulswelle auf die Talsperre und gegebenenfalls ein Überschwappen über die Talsperre. Die Phase (2) kann bei enger Stauraumgeometrie auch fehlen. Die Phasen (1) und (2) werden in der Regel von den gleichen, in Unterkap. 3.2 und Anhang A vorgestellten Formeln abgedeckt. Die Phase (3) wird von einem anderen Forschungszweig mit so genannten Auflaufformeln beschrieben, die in Unterkap. 3.3 und Anhang B behandelt werden.

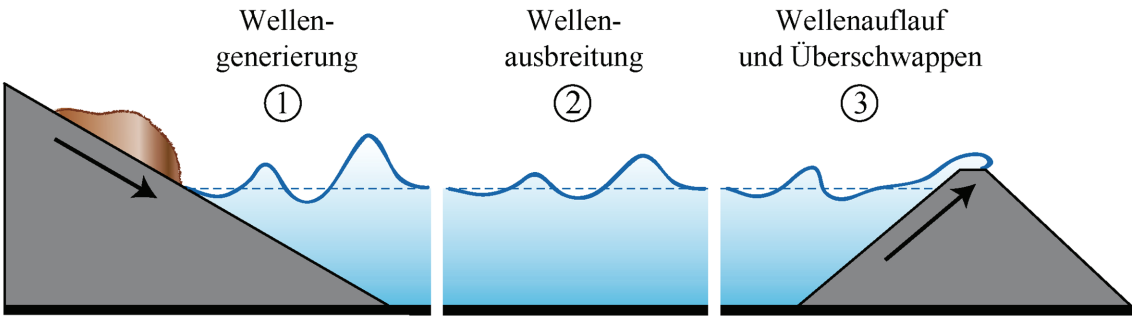


Abb. 1-2 Die drei Phasen einer Impulswelle auf horizontalem Seegrund: (1) Rutscheintauchphase mit Wellengenerierung, (2) Wellenausbreitung mit Wellentransformation und (3) Wellenauflauf mit Krafteinwirkung auf Talsperre und gegebenenfalls Überschwappen über Talsperre (nach Heller 2007a).

1.2 Methoden zur Vorhersage rutscherzeugter Impulswellen

In diesem Manual wird ein Berechnungsverfahren, basierend auf *allgemeingültigen Berechnungsgleichungen*, zur Abschätzung rutscherzeugter Impulswellen entwickelt. Um die Vor- und Nachteile dieses Berechnungsverfahrens besser abschätzen zu können, wird hier auf die verfügbaren Methoden im Umgang mit rutscherzeugten Impulswellen eingegangen. Grundsätzlich sind dies folgende fünf Methoden:

(i) Allgemeingültige Berechnungsgleichungen aus Modellversuchen
(ii) Prototyp-spezifische Modellversuche
(iii) Numerische Simulationen
(iv) Berechnungsgleichungen aus Naturdaten
(v) Analytische Untersuchungen

Tab. 1-1 Vergleich der fünf Methoden zur Vorhersage von rutscherzeugten Impulswellen.

Kriterium	Methode (i)	Methode (ii)	Methode (iii)	Methode (iv)	Methode (v)
Qualität der Resultate	Abschätzung	genau	Abschätzung - genau	grobe Abschätzung	grobe Abschätzung
Zeitaufwand	niedrig	sehr hoch	hoch - sehr hoch	niedrig	niedrig
Kostenaufwand	niedrig	sehr hoch	hoch - sehr hoch	niedrig	niedrig
Anwender	Ingenieur	Ingenieur	Experte	Ingenieur	Ingenieur
Anschaulichkeit	mittel	hoch	niedrig	mittel	niedrig
Aufwand Einflussparameter	mittel	hoch	hoch	mittel	mittel

Die Tab. 1-1 zeigt einen Vergleich dieser fünf Methoden. Die Vergleichskriterien sind die Qualität der Resultate, der Zeit- und Kostenaufwand, der Anwender der Methode, die Anschaulichkeit der Resultate sowie der erforderliche Aufwand zur Bereitstellung der Einflussparameter für die jeweilige Methode. Dazu gehören die Bestimmung der Stauraum- und Rutschgeometrie sowie der Rutscheigenschaften. Grundsätzlich erfordern gemäss Tab. 1-1 genauere Resultate einen höheren Zeit- und Kostenaufwand. Gleichzeitig steigt der Aufwand zur Ermittlung der Einflussparameter, d.h. es müssen mehr Angaben über die Stauraum- und Rutschgeometrie sowie die Rutscheigenschaften

bekannt sein. Die zwei letzten Methoden (iv) und (v) sind noch nicht ausgereift, wie später in Unterkap. 1.2 erläutert wird. Somit sind vor allem die ersten drei Methoden (i) bis (iii) praxistauglich. Die Qualität der Resultate und der Zeit- und Kostenaufwand numerischer Simulationen hängt vor allem von den verwendeten Gleichungen bzw. den angewendeten Vereinfachungen ab. Der Vergleich in Tab. 1-1 zeigt auf, wo die *Stärken allgemeingültiger Berechnungsgleichungen* liegen: Mit wenig Zeit- und Kostenaufwand kann ein Ingenieur mit einem mittleren Aufwand zur Beschaffung der Einflussparameter eine Abschätzung beispielsweise der Auflaufhöhe R an der Talsperre durchführen. Spezielle, in Tab. 1-1 nicht erwähnte Punkte werden nun für jede Methode einzeln behandelt sowie mit Beispielen aus der technischen Literatur ergänzt.

(i) Allgemeingültige Berechnungsgleichungen aus Modellversuchen

Eine Literaturübersicht über allgemeingültige Berechnungsgleichungen befindet sich in den Anhängen A und B. Die Abb. 1-3 zeigt zwei allgemeingültige Modelluntersuchungen im (a) Wellenbecken und im (b) Wellenkanal. Zusätzlich zu den in Tab. 1-1 besprochenen Punkten sind folgende Vor- und Nachteile dieser Methode aufzuführen:

+ Die Ergebnisse geben eine Entscheidungshilfe, ob genauere Untersuchungen im prototyp-spezifischen Modell oder numerischer Art nötig sind.
− Massstabseffekte bei zu kleinen Modellen sind nicht vernachlässigbar und Modelleffekte (Reflexion, Refraktion, Diffraktion) treten bei geometrischen Abweichungen zum Prototyp auf.
− Spezialfälle sind oft nicht untersucht, da die verwendeten Berechnungsgleichungen limitiert sind.

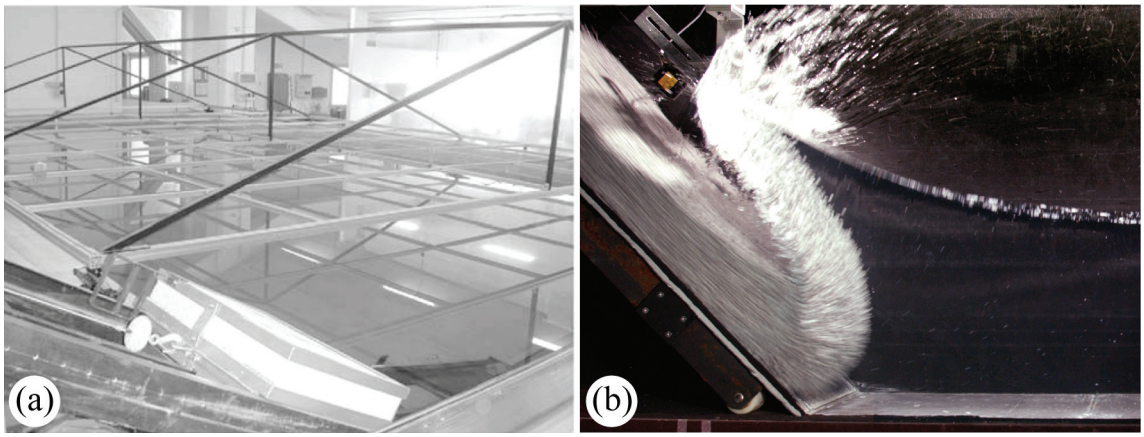


Abb. 1-3 Allgemeingültige Modellversuche: (a) Festkörper vor dem Eintauchen in das Wellenbecken von Panizzo et al. (2005) und (b) granularer Rutsch beim Eintauchen in den Wellenkanal von Heller et al. (2008).

Oft ist diese Methode die einzige Möglichkeit, wenn unter Zeitdruck Berechnungen vorzunehmen sind, beispielsweise wenn eine Rutschmasse bereits am Kriechen ist.

Um Massstabseffekte vernachlässigen zu können, gelten folgende Faustregeln: Ruhewassertiefe $h \geq 0.200$ m im Eintauchbereich (Heller et al. 2008) und zusätzlich eine Wellenperiode $T > 0.35$ s (Hughes 1993), damit die Wellen von der Schwerkraft (als Schwerewelle) und nicht von der Oberflächenspannung (als Kapillarwelle) dominiert werden. Die erste Faustregel führt bei einem Prototyp mit $h = 50$ m zu einem minimalen Massstab 1:250. Eine zugehörige Seefläche von 1'000'000 m^2 würde einer Modellfläche von 1'000'000/250^2 = 16 m^2 entsprechen. Genauere Angaben über Massstabseffekte bezogen auf Impulswellen definieren Heller et al. (2008). Modelleffekte, also Effekte die hauptsächlich aus nicht identischer Stauraumgeometrie von Modell und Prototyp entstehen, können qualitativ mit den in Unterkap. 4.2 beschriebenen Methoden abgeschätzt werden.

(ii) Prototyp-spezifische Modellversuche

Prototyp-spezifische Modellversuche wurden beispielsweise von Müller und Schurter (1993) für eine geplante Felssprengung am Urnersee gemäss Abb. 1-4(a) oder von den Western Canada Hydraulic Laboratories WCHL (1970) für den Mica Stausee für eine potentielle Massenbewegung gemäss Abb. 1-4(b) durchgeführt. Zusätzlich zu den in Tab. 1-1 besprochenen Punkten sind folgende Nachteile dieser Methode aufzuführen:

- Massstabseffekte bei zu kleinen Modellen sind nicht vernachlässigbar und Modelleffekte treten bei geometrischen Vereinfachungen auf.

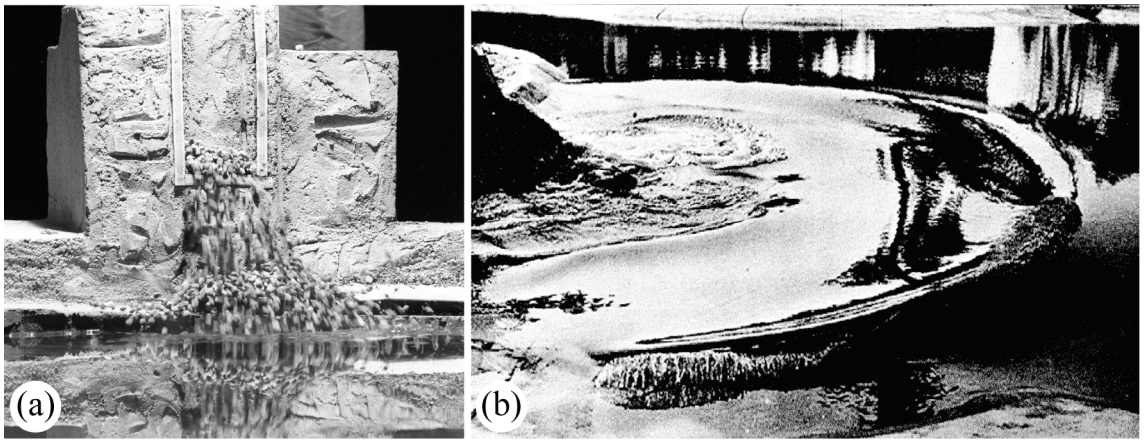


Abb. 1-4 Prototyp-spezifische Modellversuche: (a) für eine geplante Felssprengung am Urnersee im Massstab 1:400 (Müller und Schurter 1993) und (b) für den Mica Stausee im Massstab 1:300 (WCHL 1970).

Um Massstabseffekte vernachlässigen zu können, gelten die gleichen Faustregeln wie in Methode (i): Ruhewassertiefe $h \geq 0.200$ m im Eintauchbereich und Wellenperiode $T > 0.35$ s. Die erste Bedingung führt bei einem Prototypen mit $h = 50$ m zu einem minimalen Massstab 1:250, womit die zugehörige Seefläche nach (i) von

1’000’000 m^2 auf 16 m^2 im Modell reduziert wird. Daher ist ein vollständiger Stauraum aus Platz- und Kostengründen oft nicht ohne Massstabseffekte realisierbar. Alternativ bildet man nur den Eintauch- und den Auflaufbereich im Modell nach und versucht die Wellentransformation dazwischen abzuschätzen. Besonders wenn Flach- oder Übergangswasserwellen erwartet werden, muss für eine exakte Bestimmung der Wellencharakteristik die Stauraumgeometrie bekannt sein, da Flach- und Übergangswasserwellen vom Seegrund beeinflusst werden (Unterkap. 2.1). Für Tiefwasserwellen, welche nicht vom Untergrund beeinflusst werden, muss die Stauraumgeometrie vor allem im Eintauch- und Auflaufbereich bekannt sein.

(iii) Numerische Simulation

Literatur über spezifische numerische Simulationen bezüglich rutscherzeugter Impulswellen stammt beispielsweise von Falappi und Gallati (2007), welche mit der Methode Smoothed Particle Hydrodynamics SPH ein Experiment von Fritz (2002) simuliert haben gemäss Abb. 1-5(b), von Quecedo et al. (2004), welche mit den vollständigen Navier-Stokes-Gleichungen den Lituya Bay Fall von 1958 simuliert haben, oder von Zweifel et al. (2007), welche für ihre Simulationen von Modellversuchen die Flachwassergleichungen angewendet haben. Weiter hat Fäh (2005) die Impulswellen in einem Schmelzsee infolge eines Teilabbruchs des Triftgletschers mit den Flachwasser- und Boussinesq-Gleichungen modelliert. Zusätzlich zu den in Tab. 1-1 besprochenen Punkten sind folgende Vor- und Nachteile dieser Methode aufzuführen:

+ Diese Methode wird mit der weitergehenden Entwicklung der Computerleistung an Bedeutung gewinnen.
− Es sind Kalibrierungs- und Validierungsdaten notwendig, die für rutscherzeugte Impulswellen in der Regel aus hydraulischen Modellversuchen stammen.
− Es sind Vereinfachungen an den Navier-Stokes-Gleichungen notwendig sowie die Beschränkung auf einen Stauseeausschnitt oder die Verwendung eines groben Rechengitters, um die Rechenzeit in Grenzen zu halten.

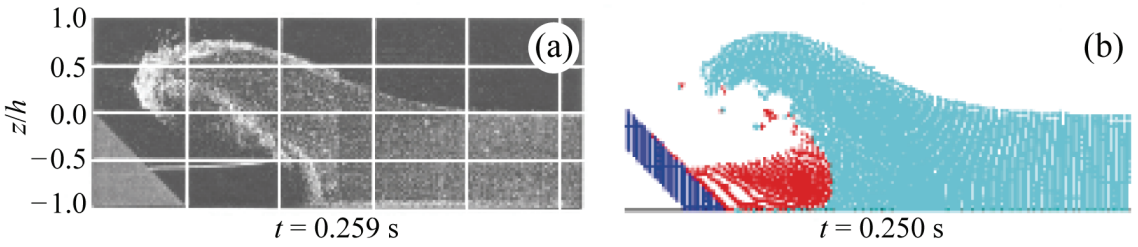


Abb. 1-5 Numerische Untersuchung mit Smoothed Particle Hydrodynamics SPH: (a) Hydraulischer Modellversuch von Fritz (2002) und (b) entsprechende numerische Simulation von Falappi und Gallati (2007) (nach Falappi und Gallati 2007).

Die meisten numerischen Modelle werden dabei zwecks Kalibrierung und Validierung mit Daten aus experimentellen Modellversuchen verglichen und erst danach auf eine bestimmte Stauraumgeometrie angewendet. Den Massstabs- oder Modelleffekten bei den hydraulischen Modellen entsprechen in der Numerik die Vereinfachungen der zugrunde liegenden Gleichungen. Trotz guter Ergebnisse im Vergleich zu den Daten aus dem hydraulischen Modell für Einzelfälle, ist den Autoren kein verlässliches allgemeines Modell zur Simulation rutscherzeugter Impulswellen bekannt, das sich auf eine beliebige Eintauchmasse und Stauraumgeometrie anwenden lässt (Unterkap. 6.2).

(iv) Berechnungsgleichungen aus Naturdaten

Ataie-Ashtiani und Malek Mohammadi (2007) haben Gleichungen basierend auf Naturdaten hergeleitet; weitere Literaturangaben zu dieser Methode sind nicht bekannt. Zusätzlich zu den in Tab. 1-1 besprochenen Punkten sind folgende Vor- und Nachteile dieser Methode aufzuführen:

+ Keine Massstabseffekte.
− Basieren auf Naturdaten, welche in der Regel nicht Messungen sondern Schätzungen sind (z.B. Wellenhöhe indirekt berechnet mit Auflaufhöhen).
− Einflussparameter sind ebenfalls nur Schätzungen (z.B. aufgrund der Unterwasser-Rutschablagerungen).
− Die Berechnungsgleichungen von Ataie-Ashtiani und Malek Mohammadi (2007) erlauben nur die Bestimmung der Wellenamplitude; weitere Arbeiten zur Ermittlung weiterer Wellenparameter sind nicht bekannt.

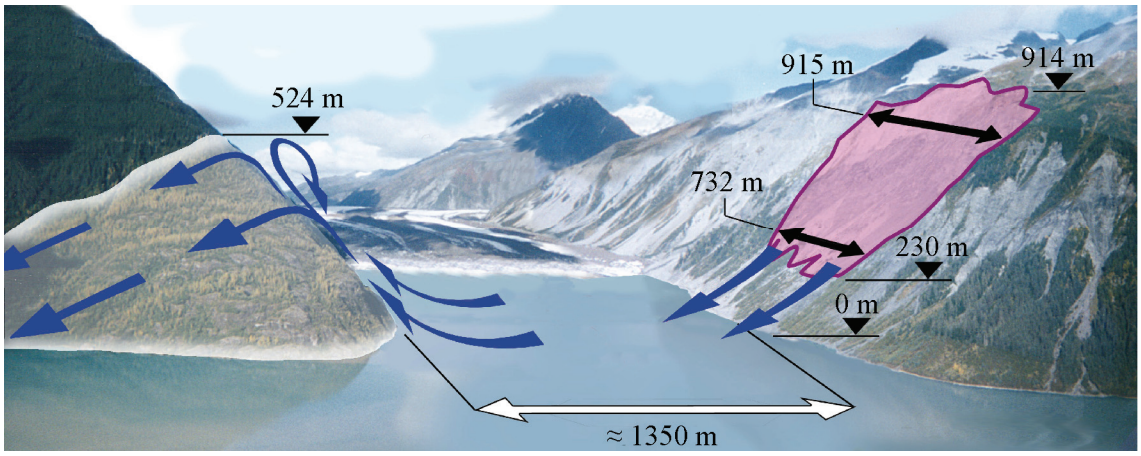


Abb. 1-6 Naturdaten: Fotomontage des 1958 Lituya Bay Falles mit dem Umriss der Rutschmasse und der maximalen Auflaufhöhe von 524 m am Gegenufer (nach Fritz 2002).

Das Ereignis der Lituya Bay von 1958 nach Abb. 1-6 ist aus Sicht der Forschung ein seltener Glücksfall, weil dank der bekannten Auflaufhöhe am Gegenufer Informationen über eine Impulswelle nahe am Eintauchbereich vorliegen. Sonst sind nur wenige verlässliche Naturdaten bekannt. Aufgrund von Naturdaten hergeleitete Gleichungen sind daher in der Praxis kaum allgemeingültig.

(v) Analytische Untersuchungen

Analytische Gleichungen wurden beispielsweise von Noda (1970) oder Di Risio und Sammarco (2008) hergeleitet. Einen Vergleich dieser zwei Methoden mit einer im hydraulischen Modell durch einen Festkörper generierten Impulswelle von Di Risio (2005) zeigt Abb. 1-7. Zusätzlich zu den in Tab. 1-1 besprochenen Punkten sind folgende Vor- und Nachteile dieser Methode aufzuführen:

+ Keine Massstabseffekte.
− Eintauchprozess ist für analytische Beschreibung zu komplex, daher sind nur Voraussagen im Fernbereich basierend auf vereinfachten Anfangsbedingungen möglich.
− Die Herleitung der Resultate ist schwierig nachvollziehbar.
− Vereinfachungen sind nötig (z.B. Anwendung der Linearen Wellentheorie, Potentialtheorie etc.), womit nur relativ kleine und symmetrische Wellen betrachtet werden können (Abb. 1-7).

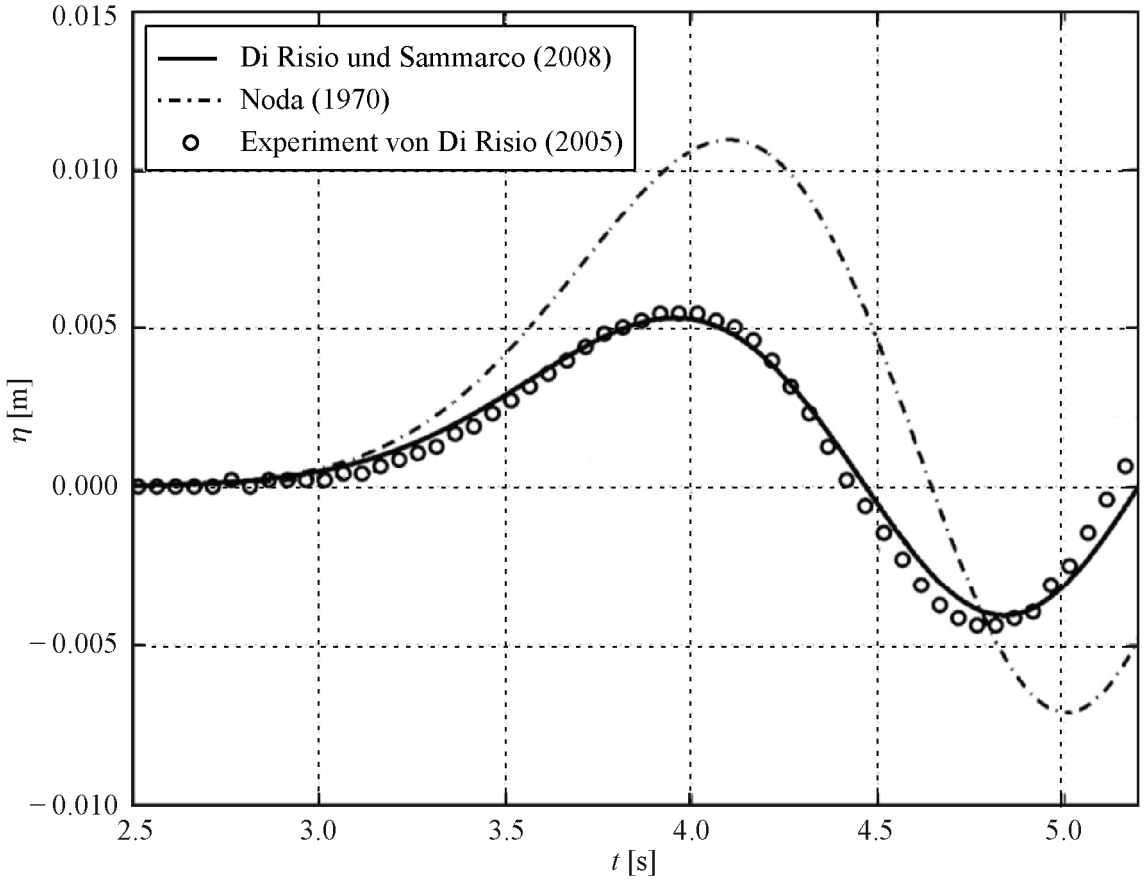


Abb. 1-7 Vergleich der analytischen Berechnungen eines Impulswellenprofils bei der Distanz x = 5.30 m von der Eintauchstelle mit einem Experiment (Di Risio und Sammarco 2008).

Da diese Methode nur für stark idealisierte Rutsche und zudem nur im Fernbereich Voraussagen machen kann, ist ihre Anwendung in der Praxis wenig geeignet.

Praxisrelevant für die Beurteilung rutscherzeugter Impulswellen und ihrer Auswirkungen sind die drei ersten Methoden (i) bis (iii). Oft ist es sinnvoll, eine *hybride Modellierung* vorzunehmen, d.h. Experiment und Numerik zu kombinieren. Beispielsweise wenn die Kriterien für vernachlässigbare Massstabseffekte im hydraulischen Modell nur die Untersuchung der Wellenentstehung erlauben, und daher die Wellenausbreitung numerisch berechnet wird. Oder es wird ein Teil des Stauraums im hydraulischen Modell untersucht und die Resultate werden zur Kalibrierung eines numerischen Modells verwendet. Der Kosten- und Zeitaufwand steigt mit dieser Methode natürlich an.

2 Theoretische Wellengrundlagen

2.1 Einleitung

Nachfolgend werden die wichtigsten Eigenschaften von Wasserwellen erklärt. Rutscherzeugte Impulswellen gehören in die Kategorie der Schwerewellen, d.h. sie werden im Gegensatz zu Kapillarwellen hauptsächlich von der Schwerkraft beeinflusst.

Die relevanten Wellenparameter sind in Abb. 2-1 in der (x, z) Ebene an einer so genannten *Sinuswelle*, deren Profil durch eine Sinuskurve beschrieben wird, dargestellt. Ist die Sinuswelle klein ($H/h < 0.03$) und flach ($H/L < 0.006$), so spricht man auch von einer linearen Welle. Die ursprüngliche Wassertiefe wird als Ruhewassertiefe h bezeichnet. Die Wellenhöhe H reicht vom Wellental, also dem tiefsten Punkt der Wasseroberfläche, bis zum Wellenkamm, also dem höchsten Punkt der Wasseroberfläche. Die Wellenamplitude a reicht vom ursprünglichen ungestörten Wasserspiegel bis zum Wellenkamm. Für die Sinuswelle nach Abb. 2-1 gilt $a = H/2$. Bei Impulswellen, die in der Regel nicht-linear sind und von der idealen Sinuswelle in Abb. 2-1 abweichen, gilt das nicht mehr. Weiter erstreckt sich die Wellenlänge L von Wellenknoten zu Wellenknoten, von Wellenkamm zu Wellenkamm oder von Wellental zu Wellental. Die Wellenperiode T gibt die Zeitdauer an, die zwischen zwei hintereinander folgenden Wellenkämmen (bzw. Wellenknoten oder Wellentälern) verstreicht, welche den gleichen Fixpunkt passieren. Die Wellenperiode berechnet sich für ideale Sinuswellen zu $T = L/c$, wobei c die Wellengeschwindigkeit ist. Ihr Quadrat für die lineare *Sinuswelle* ist gegeben zu

$$c^2 = \frac{gL}{2\pi}\tanh\left(\frac{2\pi h}{L}\right). \tag{2.1}$$

c [m/s]	=	Wellengeschwindigkeit (Abb. 2-1)
g [m/s^2]	=	Erdbeschleunigung; $g = 9.81$ m/s^2
h [m]	=	Ruhewassertiefe
L [m]	=	Wellenlänge (Abb. 2-1)
π [-]	=	Kreiskonstante; $\pi = 3.14$

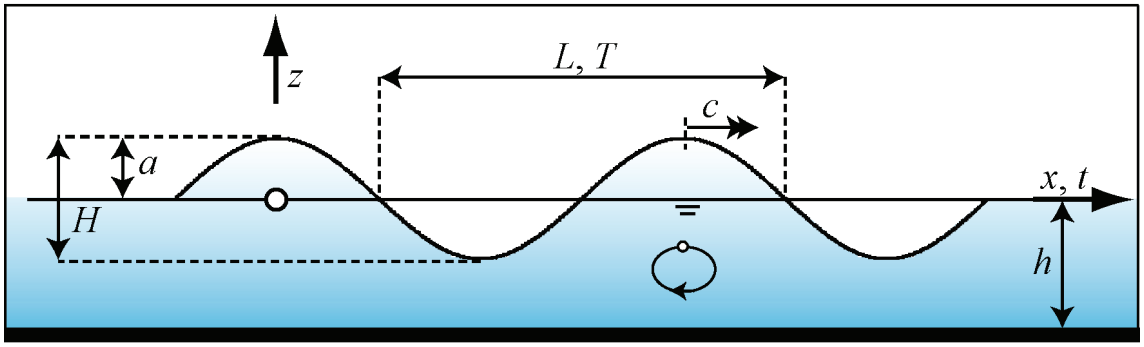


Abb. 2-1 Wichtigste Wellenparameter, dargestellt an einer idealen Sinuswelle (zusätzlich ist die Welle linear falls $H/h < 0.03$ und $H/L < 0.006$).

Zur Unterscheidung von Wasserwellen kann man folgende Kriterien verwenden:

a) Oszillatorische oder translatorische Welle
b) Flach-, Übergangs- oder Tiefwasserwelle
c) Periodische oder nichtperiodische Welle
d) Lineare oder nicht-lineare Welle

a) Oszillatorische oder translatorische Welle

Bei Wasserwellen bewegen sich die einzelnen Wasserpartikel nicht gleich wie die Wasseroberfläche bzw. die Wellengeschwindigkeit c. Dies ist aus Abb. 2-1 ersichtlich, wo an einer *oszillatorischen* Welle die Orbitalbewegung eines Wasserpartikels eingezeichnet ist. Während sich die Wasseroberfläche mit der Wellengeschwindigkeit c fortzubewegen scheint, erfährt ein Wasserpartikel nur eine elliptische Bewegung und bleibt über die Zeit gemittelt am gleichen Ort. Bei oszillatorischen Wellen wird also keine Masse transportiert, sondern nur Energie, welche die umliegenden Wasserteilchen in Bewegung versetzt. Das Gegenteil sind *translatorische* Wellen. Hier bewegen sich die Wasserpartikel horizontal in der Wellenpropagationsrichtung und es kommt neben einem Energie- auch zu einem Massentransport (Abb. 2-5).

b) Flach-, Übergangs- oder Tiefwasserwelle

Das Kriterium für die Einteilung in *Flach*-, *Übergangs*- oder *Tiefwasserwelle* ist das Verhältnis von Wellenlänge zu Ruhewassertiefe L/h. Die Abb. 2-2 zeigt an einer oszillatorischen Welle die Wasserpartikelbewegung einer Flach-, Übergangs- und Tiefwasserwelle. In Abb. 2-2(a) ist eine *Flachwasserwelle* dargestellt, was gleichbedeutend ist mit einem Verhältnis $L/h > 20$. Hier beschreiben die Wasserpartikel elliptische Orbitale, die mit zunehmender Wassertiefe flacher sowie kleiner werden und zuunterst in eine zum Grund parallele Bewegung übergehen. Die Wasserpartikel werden durch den Grund in ihrer vertikalen Bewegung gehemmt, was beispielsweise die Wellenhöhe H verändert. Ein Tsunami ausgelöst durch eine tektonische Plattenverschiebung ist in der Regel vom Typ Flachwasserwelle. Aus Gl. (2.1) berechnet sich für eine kleine sinusförmige Flachwasserwelle wegen dem grossen Verhältnis L/h die Wellengeschwindigkeit zu $c = (gh)^{1/2}$.

Das Gegenteil ist in Abb. 2-2(c) dargestellt, eine *Tiefwasserwelle*, was gleichbedeutend ist mit einem Verhältnis $L/h < 2$. Hier bewegen sich die Wasserpartikel auf kreisförmigen Orbitalen, und die Orbitalbewegung nimmt mit zunehmender Wassertiefe ab bis am Grund schliesslich keine Bewegung mehr wahrnehmbar ist. Tiefwasserwellen werden also vom Untergrund nicht beeinflusst. Windwellen auf offener See sind Tiefwasserwellen. Aus Gl. (2.1) ergibt sich für eine kleine sinusförmige Tiefwasserwelle wegen dem kleinen Verhältnis L/h die Wellengeschwindigkeit $c = [gL/(2\pi)]^{1/2}$. Zwischen Tief- und Flachwasserwellen liegt der Bereich der *Über-*

gangswasserwellen mit einem Verhältnis $2 < L/h < 20$ nach Abb. 2-2(b). Sie werden teilweise vom Untergrund beeinflusst und ihre Wellengeschwindigkeit c berechnet sich für lineare Wellen mit Gl. (2.1).

c) Periodische oder nichtperiodische Welle

Periodische Wellen bestehen aus einer Gruppe von mehreren Wellen wie z.B. in Abb. 2-1 dargestellt. Nichtperiodische Wellen treten einzeln auf (Abb. 2-5).

d) Lineare oder nicht-lineare Welle

Der Begriff Nicht-Linearität hat ihren Ursprung in der mathematischen Wellenbeschreibung. Lineare Wellen beschreiben eine Sinuskurve und ihre relative Wellenhöhe ist $H/h < 0.03$ und die Wellensteilheit $H/L < 0.006$ muss zudem klein sein (Dean und Dalrymple 1991; Abb. 2-1). Daher werden in der mathematischen Beschreibung die Terme H/h oder H/L nur linear berücksichtigt und in höherer Ordnung vernachlässigt. Zusätzlich gilt für nicht-lineare Wellen die Bedingung der Sinuswelle $2a = H$ nicht mehr. Mit dem Grad der Nicht-Linearität weicht ein Wellenprofil immer mehr von diesem idealen Sinusprofil ab, bzw. H/h und/oder H/L werden grösser. In der Regel steigt mit zunehmender Nicht-Linearität auch der mathematische Aufwand, um ein Wellenprofil zu beschreiben.

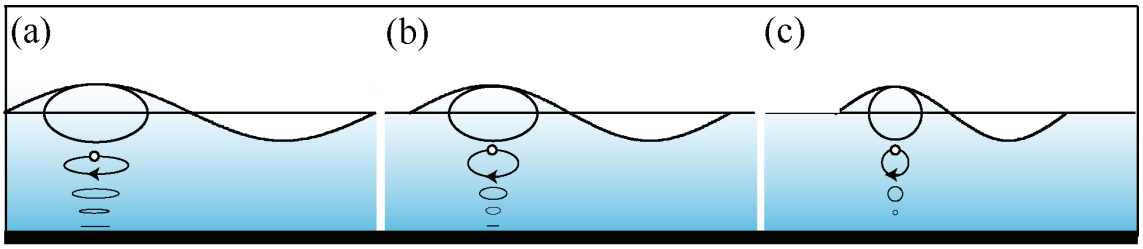


Abb. 2-2 Wasserpartikelbewegung bei einer oszillatorischen Welle für eine (a) Flachwasserwelle ($L/h > 20$), (b) Übergangswasserwelle ($2 < L/h < 20$) und (c) Tiefwasserwelle ($L/h < 2$).

In der Natur weisen die Wasserwellen meist eine Mischform der unter a) bis d) vorgestellten Eigenschaften auf. *Rutscherzeugte Impulswellen* sind nicht-periodische Wellen und in der Regel stark nicht-linear, womit sie mathematisch schwierig zu beschreiben sind. Weiter weisen sie wenig bis viel Massentransport auf und sind somit eher translatorischer als oszillatorischer Natur. Je nach Rutscheigenschaften entstehen Flach- oder Tiefwasserwellen, meistens hat man es jedoch mit Übergangswasserwellen zu tun.

2.2 Theoretische Wellentypen

Die Wasserwellen weichen mehr oder weniger vom idealen Sinuswellenprofil nach Abb. 2-1 ab, welches für kleine Wellenabmessungen ($H/h < 0.03$ und $H/L < 0.006$) mit der so genannten linearen Wellentheorie beschrieben wird (Dean und Dalrymple 1991). Hier werden einige spezielle, so genannte nicht-lineare Wasserwellen, vorgestellt (Unterkap. 2.1), die theoretisch und experimentell relativ gut untersucht sind. Die vier hier vorgestellten Wellentypen sind relevant, da rutscherzeugte Impulswellen jeweils einem dieser vier Wellentypen zugeordnet werden können (Anhang A.3.2.1). Diese sind a) die Stokeswelle, b) die Cnoidalwelle, c) die Solitärwelle und d) die Bore.

a) Stokeswelle

Die Abb. 2-3 zeigt das Profil der Stokeswelle. Sie ist eine Tief- bis Übergangswasserwelle und kann daher z.B. für Windwellen angewendet werden. Sie ist steiler als die Sinuswelle in Abb. 2-1, das Wellental ist dafür etwas flacher und länger als der Wellenberg. Die Wasserpartikel beschreiben keine geschlossenen Orbitalbewegungen, es kommt somit zu einem leichten Massentransport.

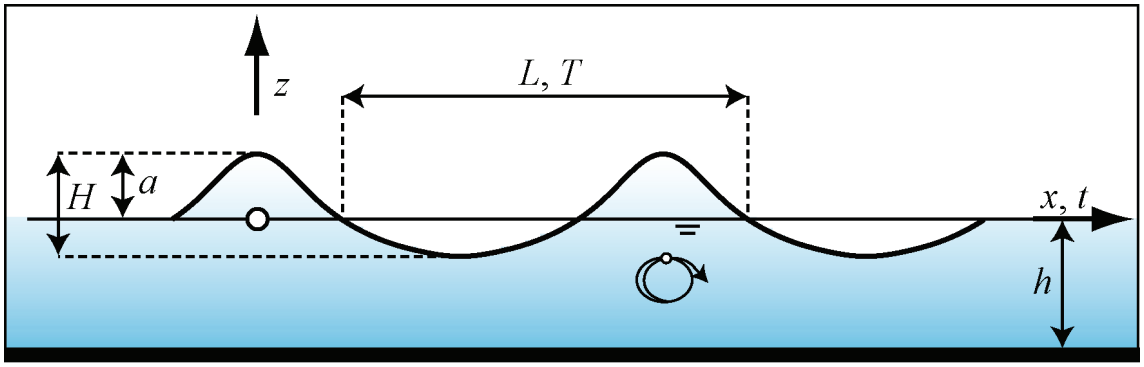


Abb. 2-3 Stokeswellenprofil mit den wichtigsten Wellenparametern, leichter Massentransport.

b) Cnoidalwelle

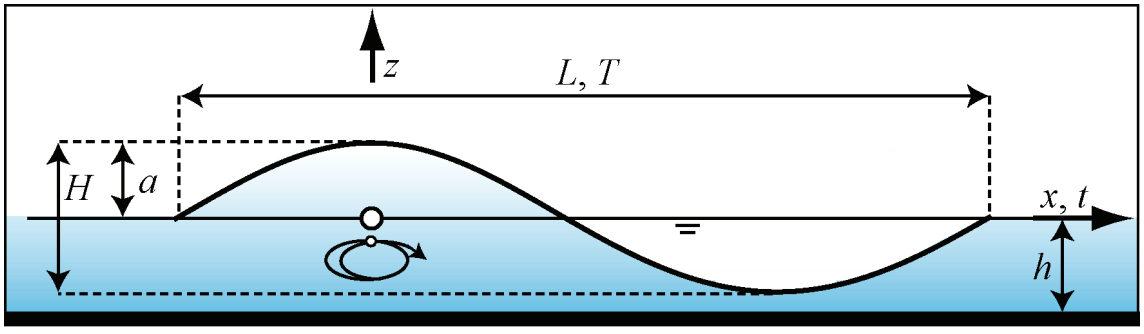


Abb. 2-4 Cnoidalwellenprofil mit den wichtigsten Wellenparametern, leichter Massentransport.

In Abb. 2-4 ist eine Cnoidalwelle dargestellt, eine periodische Welle im Übergangs- oder Flachwasser. Beispielsweise Windwellen im Flachwasser können mit dieser Theorie beschrieben werden. Die Cnoidalwelle hat hauptsächlich einen oszillatorischen Charakter, jedoch auch mit offenen Wasserpartikelorbitalen und somit Massentransport. Mit den Gleichungen der Cnoidalwelle lassen sich als Grenzfall sowohl die lineare Welle (Sinuswelle) als auch die Solitärwelle beschreiben.

c) Solitärwelle

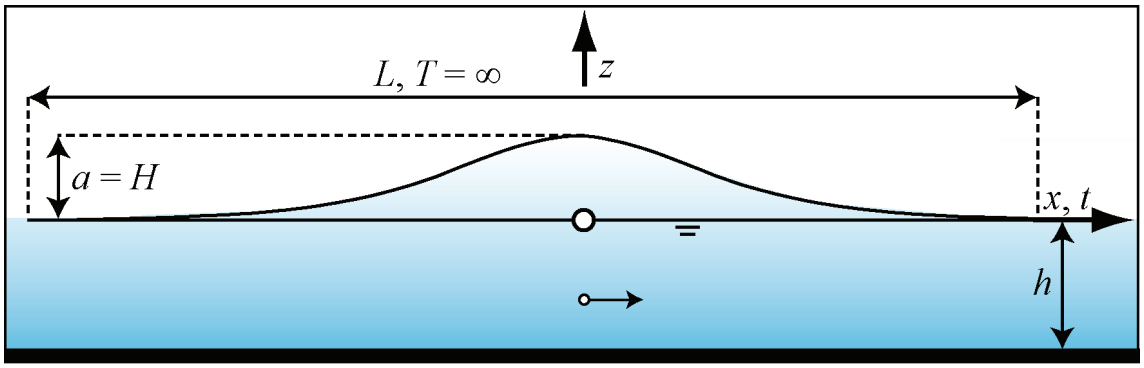


Abb. 2-5 Solitärwellenprofil mit den wichtigsten Wellenparametern, grosser Massentransport.

Eine Solitärwelle ist in Abb. 2-5 dargestellt. Oft werden die klassischen Tsunamis, ausgelöst durch tektonische Plattenverschiebung, mit der Solitärwellentheorie beschrieben. Sie ist sowohl numerisch als auch experimentell die meist erforschte Wasserwelle. Dieser Wellentyp besteht ausschliesslich aus einem Wellenberg und keinem Wellental. Daher ist die Wellenamplitude gleich gross wie die Wellenhöhe $a = H$. Zudem ist die Wellenlänge $L = \infty$ und der Wellentyp somit eine Flachwasserwelle ($L/h > 20$). Die Wasserpartikel bewegen sich horizontal, die Folge ist ein grosser Massentransport. Im Rechteckkanal auf einem horizontalen Untergrund verliert dieser Wellentyp theoretisch nicht an Höhe und kann sich beliebig weit ohne Formänderung fortpflanzen. In Realität führt die vor allem am Untergrund erzeugte Turbulenz zu einem Wellenhöhenverlust, der aber kleiner ist als bei den anderen Wellentypen. Die Solitärwellentheorie ergibt sich aus der Cnoidalwellentheorie, falls die Wellenperiode $T \rightarrow \infty$ eingesetzt wird. Die Wellengeschwindigkeit der Solitärwelle berechnet sich zu

$$c = [g(h + a)]^{1/2}. \tag{2.2}$$

a [m]	=	Wellenamplitude (Abb. 2-5)
c [m/s]	=	Wellengeschwindigkeit
g [m/s^2]	=	Erdbeschleunigung; $g = 9.81$ m/s^2
h [m]	=	Ruhewassertiefe

Übersteigt die Amplitude a einer Solitärwelle auf horizontalem Untergrund $0.78h$, so bricht die Welle und bewegt sich als Bore weiter. Der Brechungsprozess kann jedoch analytisch nicht realistisch beschrieben werden.

d) Bore

Eine Bore ist in Abb. 2-6 dargestellt. Beim Brechen im Uferbereich trägt eine Welle an der Krone Luft ein oder überschlägt sich nach vorne, womit sie sich in eine Bore umwandelt. Eine Bore ist eine Flachwasserwelle mit horizontaler Wasserpartikelbewegung und somit grossem Massentransport. Das Wellenprofil besteht aus einer steilen Front und weist einen flach abfallenden Rücken auf.

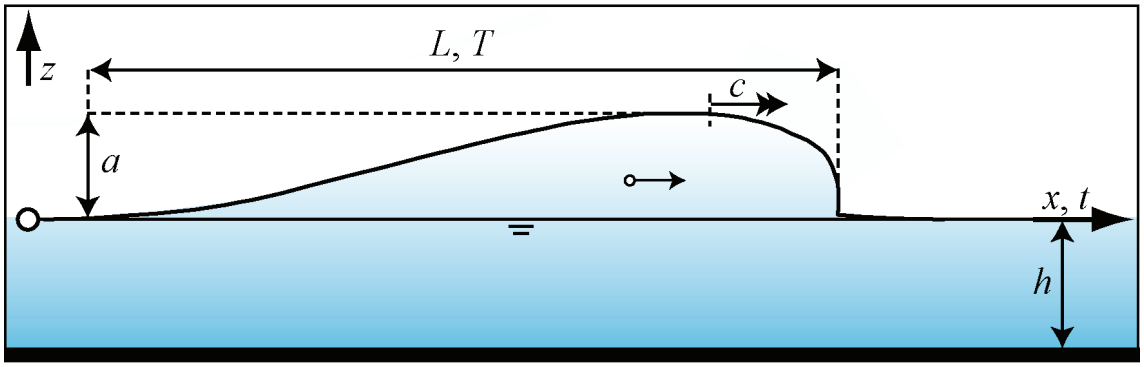


Abb. 2-6 Wellenprofil einer Bore mit den wichtigsten Wellenparametern, grosser Massentransport.

Die vier beschriebenen Wellentypen Stokes-, Cnoidal-, Solitärwelle und Bore werden in Kap. 3 sowie den Anhängen A und B zur Beschreibung von Impulswellen verwendet.

3 Berechnungsverfahren und 1. Schritt

3.1 Einleitung

In diesem Kap. 3 wird das Berechnungsverfahren zur Ermittlung der Auswirkungen rutscherzeugter Impulswellen auf Talsperren vorgestellt. Es gilt für Rutschmassen, welche sich über Wasser lösen (Abb. 1-1a) und basiert auf ausgewählten Studien gemäss Literaturübersicht (Anhänge A und B). Für die Begründung zur Aufnahme in das Verfahren und für Details in den Studien wird daher auf die Anhänge A und B verwiesen. Die Abb. 3-1 fasst das Berechnungsverfahren mit den entsprechenden Literaturangaben und den Referenzen zu den Unterkapiteln im Manual zusammen. Teilweise wurden die ursprünglichen Verfahren weiterentwickelt, ergänzt oder die entsprechenden Formeln angepasst. Vorgegangen wird in zwei Schritten (Abb. 3-1).

Im 1. *Schritt* werden die allgemeingültigen Berechnungsgleichungen angewendet. Bezüglich der Wellengenerierung wird unterschieden zwischen Studien, die auf einem prismatischen Wellenkanal (2D) und Studien die auf einem rechteckigen Wellenbecken (3D) basieren (Abb. 3-3). Beide Verfahren haben ihre Berechtigung in der Praxis und decken zwei Extremfälle ab, nämlich die völlig freie radiale und die eingeengte transversale Ausbreitung der Impulswellen auf horizontalem Seegrund (Abb. 3-2). Die 2D Berechnungsgleichungen wurden von Heller (2007a) in einer auf Zweifel (2004) und Fritz (2002) aufbauenden Dissertation entwickelt und werden mit einer in Huber und Hager (1997) implizit enthaltenen Methode auf den 3D-Fall umgerechnet (Abb. 3-1).

Die allgemeingültigen Gleichungen, welche die Auswirkung der Impulswellen auf Talsperren beschreiben, basieren im Gegensatz zu den Gleichungen bezüglich der Wellengenerierung auf 2D Modellen, d.h. 3D Effekte wie die Talsperrenkrümmung bleiben unberücksichtigt. Der Wellenauflauf und das Überschwappen wird gemäss Abb. 3-1 nach der Methode von Müller (1995) berechnet. Impulswellen sind bezüglich ihrem Profil oder der inneren Wasserpartikelbewegung unterschiedlich (Anhang A.3.2.1). Daher wird ihre Krafteinwirkung auf Talsperren für mehrere kleine, so genannte Stokes-ähnliche Wellen, mit der Methode von Sainflou (1928) und für die restlichen Wellentypen mit der Methode von Ramsden (1996) bestimmt. Die Stokes-ähnlichen Wellen lassen sich dabei mit einem 2D Kriterium von Heller (2007a) abgrenzen. Beide Verfahren werden zuerst angewendet, als ob die Talsperre wasserseitig senkrecht wäre ($\beta = 90°$), sowie auf die volle Krafteinwirkung ohne Überschwappen. Bei den restlichen Wellentypen ist ein Überschwappen wahrscheinlich und ein entsprechendes Kraftabminderungsverfahren kommt zur Anwendung. Bei wasserseitig geneigten Talsperren ($\beta < 90°$) wird eine Aufteilung der resultierenden Kraft in eine horizontale und vertikale Komponente für beide Verfahren, jenes von Sainflou (1928) und jenes von Ramsden (1996), nötig. Für diese Aufteilung wird vereinfachend die gesamte Beanspruchung als statisch betrachtet, da bei maximaler Auflaufhöhe praktisch alle kinetische in potentielle Wellenenergie umgewandelt wird (Anhang B.5).

Im 2. *Schritt*, wenn die Resultate der allgemeingültigen Berechnungsgleichungen vorliegen, muss der Einfluss der Abweichungen der effektiven von der idealisierten Stauraumgeometrie (prismatische kanalförmige Geometrie, rechteckige beckenförmige Geometrie; Unterkap. 4.2) sowie der Massenbewegungsart (granularer Rutsch; Unterkap. 4.3) berücksichtigt werden. Diese Abweichungen können zu wesentlich verschiedenen Resultaten führen. In den elektronischen Berechnungstabellen sind nur allgemeingültige Gleichungen berücksichtigt, der 2. Schritt in Abb. 3-1 ist auch hier erforderlich (Unterkap. 5.3) und muss anschliessend an die elektronische Berechnung „von Hand“ durchgeführt werden.

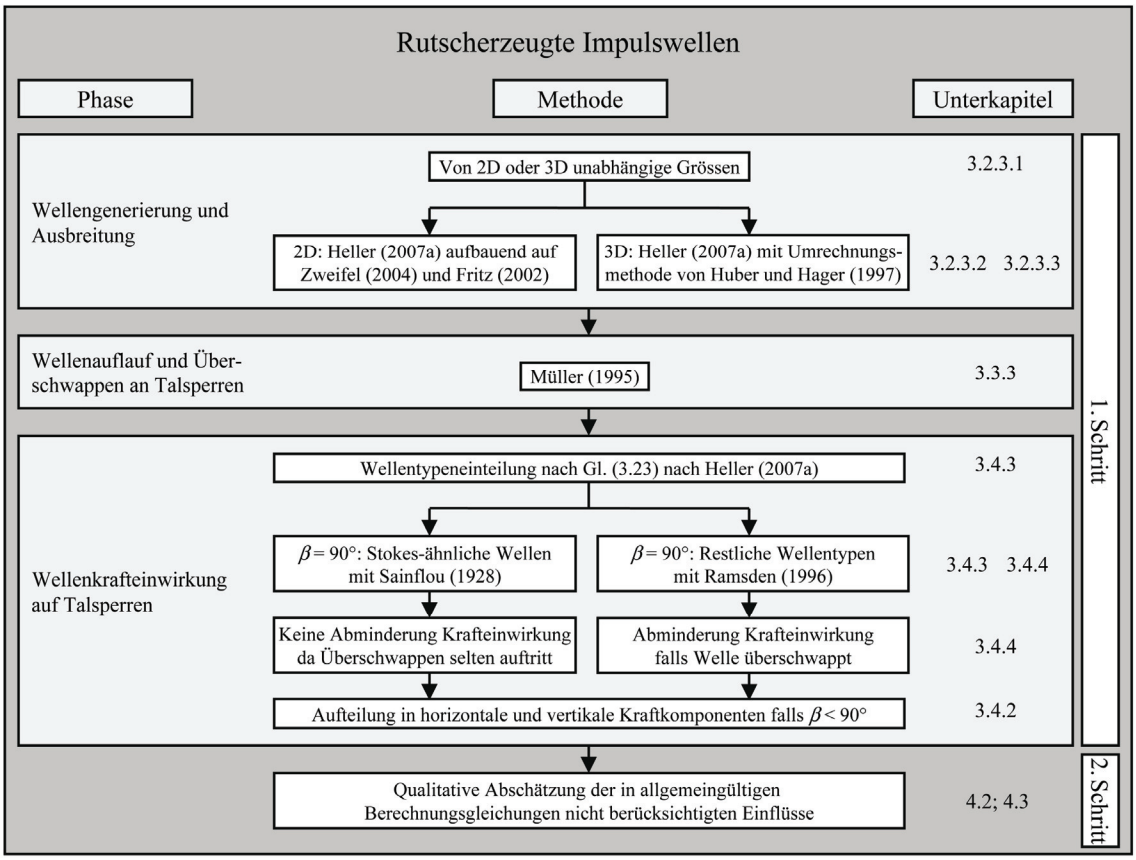


Abb. 3-1 Verfahren zur Berechnung rutscherzeugter Impulswellen mit den Phasen der Impulswelle, Berechnungsmethoden und Verweisen zu den Unterkapiteln.

Die Gliederung von Kap. 3 folgt im Wesentlichen dem Vorgehen in Abb. 3-1. In Unterkap. 3.2 wird auf die Wellengenerierung und Ausbreitung eingegangen. Nach einer Einleitung und den Definitionen sowie Erklärungen zu den relevanten Einflussparametern werden die einzelnen Berechnungsgleichungen vorgestellt. Dabei wird unterschieden zwischen Berechnungsgleichungen, welche sowohl in 2D als auch in 3D gültig sind, Gleichungen betreffend die kanalförmige Stauraumgeometrie (2D) und solche betreffend die beckenförmige Stauraumgeometrie (3D). Diese Unterscheidung deckt die zwei Extremfälle eingeengte transversale (2D) und völlig freie radiale (3D) Wellenausbreitung im Stausee ab (Abb. 3-2). Die Wellenparameter in einer allgemeinen Stau-

raumgeometrie sind aus einer Kombination *mit* oder Interpolation *zwischen* diesen zwei Extremfällen zu ermitteln (Unterkap. 5.2). Die Resultate aus Unterkap. 3.2 dienen als Einflussparameter für die Berechnungen der Auswirkungen von Impulswellen auf Talsperren in Unterkap. 3.3 und 3.4. In Unterkap. 3.3 wird nach Einführung der relevanten Einflussparameter auf das Auflaufen und Überschwappen der Wellen an Talsperren eingegangen. Mit Unterkap. 3.4 kann schliesslich die Krafteinwirkung auf die Talsperre berechnet werden. Dabei wird nach der Einführung des Ruhewasserdrucks in Unterkap. 3.4.2 je ein Verfahren über relativ kleine Stokes-ähnliche Wellen in Unterkap. 0 sowie über die restlichen Wellentypen in Unterkap. 3.4.4 vorgestellt.

3.2 Wellengenerierung und Ausbreitung

3.2.1 Einleitung

Das Verfahren basiert auf allgemeingültigen Berechnungsgleichungen. Die Gleichungen über die Wellengenerierung wurden versuchstechnisch entweder (a) in einem prismatischen Wellenkanal (2D) oder (b) in einem rechteckigen Wellenbecken (3D) entwickelt (Unterkap. 3.1; Anhang A). Diese zwei Extremfälle (a) und (b) sind in Abb. 3-2 dargestellt und lassen sich folgendermassen beschreiben:

- Extremfall (a): Die Rutschmasse taucht längs in einen länglichen Stausee ein. Die Breite der Rutschmasse ist ungefähr gleich oder grösser als jene des Stausees. Die Impulswellen bewegen sich eingeengt transversal in Stauseelängsrichtung. Die Welle kann sich somit nicht seitlich ausbreiten (Abb. 3-2a).

- Extremfall (b): Die Rutschmasse taucht an einer beliebigen Stelle in einen Stausee ein. Die Rutschbreite ist kleiner als die Stauseebreite. Die Stauraumgeometrie erlaubt den Impulswellen eine völlig freie radiale Ausbreitung ausgehend vom Rutscheintauchbereich (Abb. 3-2b).

Zur Berechnung der Wellengenerierung der zwei Extremfälle (a) und (b) sind die gleichen Einflussparameter relevant (Unterkap. 3.2.2). Tatsächlich weichen die Wellenparameter im unmittelbaren Eintauchbereich für 2D und 3D nur wenig voneinander ab (Huber 1980). Da sich Impulswellen (und somit ihre Energie) im Extremfall (b) auf einer grösseren Fläche verteilen, nimmt die Wellenhöhe schneller ab als im Extremfall (a), d.h. die Dämpfungsterme unterscheiden sich zwischen diesen zwei Fällen.

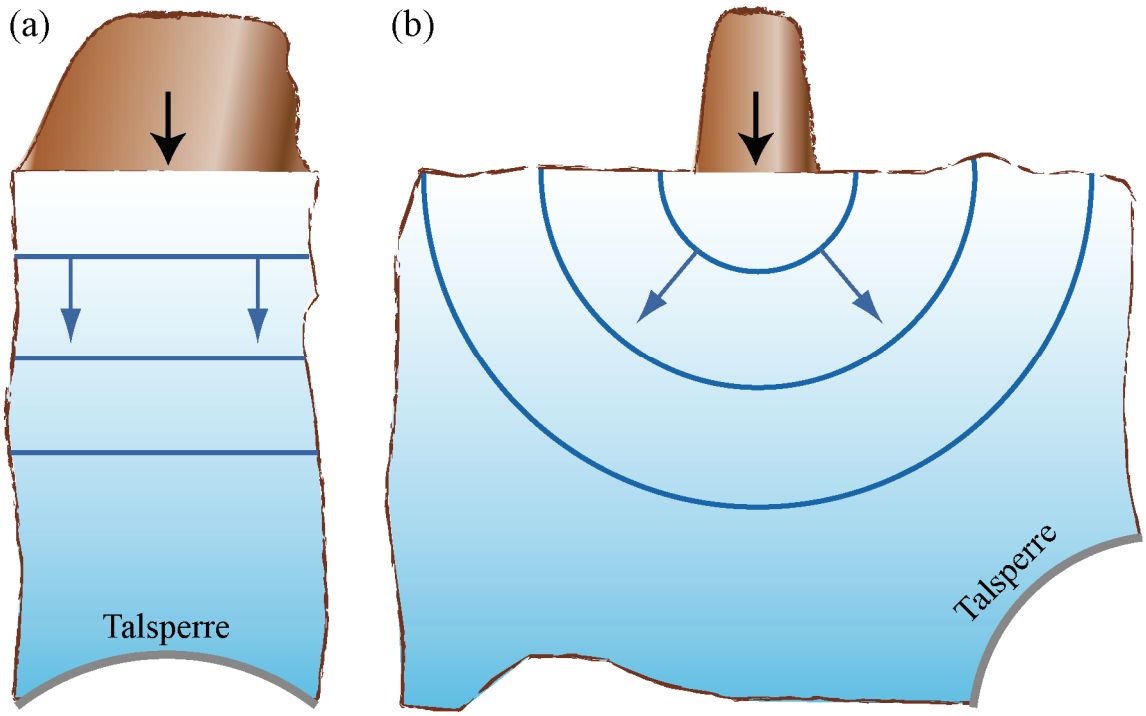


Abb. 3-2 Zwei ideale Stauraumgeometrien, welche sich mit allgemeingültigen Berechnungsgleichungen direkt beschreiben lassen: (a) Extremfall (a) mit längs eintauchendem Rutsch und eingeengter transversalen Wellenausbreitung (2D) und (b) Extremfall (b) mit seitlich eintauchendem Rutsch und völlig freier radialer Wellenausbreitung (3D).

Um Resultate vom Modell auf einen Prototypen zu übertragen, müssen Modell und Prototyp eine ähnliche Geometrie aufweisen (geometrische Ähnlichkeit). Abweichungen der Geometrie können zu Modelleffekten führen, d.h. beispielsweise stimmen dann die relativen Wellenhöhen nicht überein. Die Abb. 3-2 zeigt Geometrien, welche ideal zu 2D und 3D Modelluntersuchungen passen. Im Übergang zwischen der mit diesen zwei Extremfällen (a) und (b) berechneten Wellenparameter befinden sich die Parameter in einer allgemeinen Stauraumgeometrie. Voraussetzung dazu ist, dass die vernachlässigten Einflüsse von Unterkap. 4.2 und 4.3 *noch nicht* berücksichtigt sind. Je mehr die Stauraumgeometrie von den zwei Idealformen abweicht, desto dominanter werden Effekte wie Reflexion, „Shoaling“ oder Verengung. Dabei können die Grenzwerte von Extremfall (a) und (b) sogar überschritten werden. In diesem Übergangsbereich sind somit grössere Unsicherheiten für die Bestimmung der Wellenparameter zu erwarten. In Unterkap. 4.2 und 4.3 wird auf die vernachlässigten Einflussparameter eingegangen. Genauere Voraussagen sind in diesem Fall mit einem prototyp-spezifischen Modellversuch oder einer numerischen Simulation möglich (Unterkap. 1.2).

3.2.2 Einflussparameter

Die Abb. 3-3 zeigt Definitionsskizzen der relevanten Parameter für die Impulswellengenerierung im (a) kanalförmigen Stauraum (2D) sowie im (b) beckenförmigen Stauraum (3D). Einfluss im Berechnungsverfahren auf die Maximalamplitude a_M bzw. die maximale Wellenhöhe H_M haben sowohl im 2D- als auch im 3D-Fall die folgenden Parameter:

- Rutscheintauchgeschwindigkeit V_s
- Rutschvolumen $\forall_s$
- Rutschmächtigkeit s
- Rutschbreite bzw. Stauseebreite b
- Rutschdichte ρ_s
- Rutschporosität n
- Rutscheintauchwinkel α
- Ruhewassertiefe h

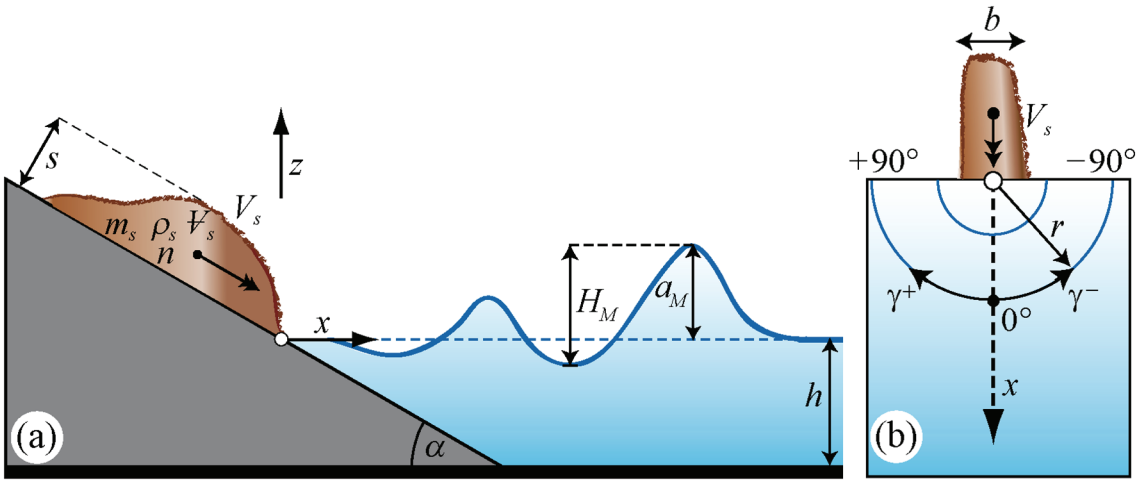


Abb. 3-3 Definitionsskizze Einflussparameter auf Impulswellengenerierung und wichtigste Wellenparameter in (a) 2D und (b) 3D.

Im Anhang A werden weitere Einflussparameter wie die Rutschlänge l_s oder der Rutschfrontwinkel ϕ diskutiert, welche aber einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Wellengenerierung haben.

Der Ursprung des Koordinatensystems (x, z) befindet sich in Abb. 3-3 beim Schnittpunkt des Ruhewasserspiegels mit dem Hang. Die Rutscheinflussparameter beziehen sich auf den *Eintauchbereich* und *nicht* auf die Ausgangslage des Rutsches. Die ersten sechs der oben aufgeführten Grössen können sich von der Ausgangslage des Rutsches bis zum Eintauchbereich verändern. Das Rutschvolumen $\forall_s$ und die Rutschdichte ρ_s beinhalten die Rutschporosität n. Sie geht somit nicht als eigenständiger Parameter in das Berechnungsverfahren ein, ebenso wenig wie die Rutschmasse $m_s = \forall_s \cdot \rho_s$. Es ist zu unterscheiden zwischen Rutschvolumen $\forall_s$ bzw. Rutschdichte ρ_s, welche n berücksich-

tigen, und dem Granulatvolumen $\mathcal{V}_g$ bzw. der Granulatdichte ρ_g (Anhang A.2). Die Formeln für die Umrechnung zwischen Granulat- und Rutscheigenschaften sind in Tab. 3-1 gegeben.

Tab. 3-1 Umrechnung von Granulat- zu Rutschparametern und umgekehrt mit Hilfe der Rutschporosität *n*.

	Granulatparameter	Rutschparameter
Dichte	$\rho_g = \rho_s/(1-n)$	$\rho_s = (1-n)\rho_g$
Volumen	$\mathcal{V}_g = (1-n)\mathcal{V}_s$	$\mathcal{V}_s = \mathcal{V}_g/(1-n)$

Die Rutschmächtigkeit *s* bezeichnet die maximale Mächtigkeit senkrecht zur Rutschebene gemessen im Moment des Eintauchens. Als Rutschbreite *b* soll die mittlere Rutschbreite beim Eintauchen gewählt werden. Ist die Rutschbreite grösser als die Stauseebreite, so ist für *b* die Stauseebreite einzusetzen. Der Rutscheintauchwinkel α ist der Hangwinkel im Eintauchbereich, gemessen von der Horizontalen (Abb. 3-3a). Er definiert den Impulsübertragungswinkel vom Rutsch auf den Wasserkörper. Die Ruhewassertiefe *h* ist eine mittlere Ruhewassertiefe im Eintauchbereich entlang der Rutschachse (γ= 0°; Abb. 3-3). Die Rutscheintauchgeschwindigkeit V_s bezeichnet die Schwerpunkts-Eintauchgeschwindigkeit des Rutsches. Sie lässt sich mit der Energiegleichung unter Einbezug der Gleitreibung des Rutsches nach Körner (1976) auf einem Hang mit konstanter Neigung berechnen zu

$$V_s = \sqrt{2g\Delta z_{sc}(1-\tan\delta\cot\alpha)}\,. \tag{3.1}$$

g [m/s^2]	=	Erdbeschleunigung; g = 9.81 m/s^2
V_s [m/s]	=	Rutscheintauchgeschwindigkeit (Abb. 3-4)
α [°]	=	Hangwinkel (Abb. 3-4)
δ [°]	=	Gleitreibungswinkel (Abb. 3-4)
Δz_{sc} [m]	=	Fallhöhe des Rutschschwerpunkts (Abb. 3-4)

Die Parameter der Gl. (3.1) sind für einen Hang mit konstanter Neigung in Abb. 3-4(a) eingezeichnet. Die Fallhöhe Δz_{sc} ist die vertikale Distanz zwischen dem Schwerpunkt der Rutschausgangslage und dem der Rutschmasse im Moment des Eintauchens. Der Gleitreibungswinkel δ berücksichtigt die Reibung zwischen Rutsch und Untergrund. Je grösser die Reibung, desto grösser wird δ. Er liegt normalerweise im Bereich von $15° \le \delta \le 35°$. Ein Schätzwert ist $\delta \approx 20°$, unabhängig davon, ob es sich bei der Masse um Gestein, Eis oder Schnee handelt (Hutter 2008). Für α wird hier der mittlere Hangwinkel eingesetzt. Weist der Hang gemäss Abb. 3-4(b) einen Neigungsknick auf, kann die Rutschgeschwindigkeit beim Neigungsknick V_{sNK} mit Gl. (3.1) unter Einbezug der relevanten Parameter Δz_{scN}, δ_N und α_N berechnet werden. Die Erhöhung der Rutschgeschwindigkeit auf die Rutscheintauchgeschwindigkeit V_s erfolgt mit Gl. (3.2), wobei V_{sNK} aus Gl. (3.1) übernommen wird.

$$V_s = \sqrt{V_{sNK}{}^2 + 2g\Delta z_{sc}(1 - \tan\delta\cot\alpha)}\,. \qquad (3.2)$$

g [m/s^2]	=	Erdbeschleunigung; g = 9.81 m/s^2
V_s [m/s]	=	Rutscheintauchgeschwindigkeit (Abb. 3-4b)
V_{sNK} [m/s]	=	Rutschgeschwindigkeit bei Neigungsknick (Abb. 3-4b)
α [°]	=	Hangwinkel (Abb. 3-4b)
δ [°]	=	Gleitreibungswinkel (Abb. 3-4b)
Δz_{sc} [m]	=	Fallhöhe des Rutschschwerpunkts (Abb. 3-4)

Bei mehreren Neigungsknicken kann analog vorgegangen werden. Die Geschwindigkeit beim ersten Neigungsknick kann mit Gl. (3.1) unter Einbezug der für den obersten Neigungsabschnitt relevanten Grössen Δz_{scN}, δ_N und α_N berechnet werden. Die erhaltene Rutschgeschwindigkeit V_{sNK} wird in Gl. (3.2) berücksichtigt unter Einbezug der für den nächsten Neigungsabschnitt relevanten Grössen. Für jedes weitere Teilstück wird wiederum Gl. (3.2) verwendet unter Einbezug der Rutschgeschwindigkeit am Ende des vorhergehenden Neigungsabschnitts. Die Gl. (3.1) ist somit ein Spezialfall von Gl. (3.2) mit $V_{sNK} = 0$. Auf die Ermittlung der Rutschmächtigkeit s und Rutscheintauchgeschwindigkeit V_s von Fliesslawinen wird in Salm et al. (1990) eingegangen.

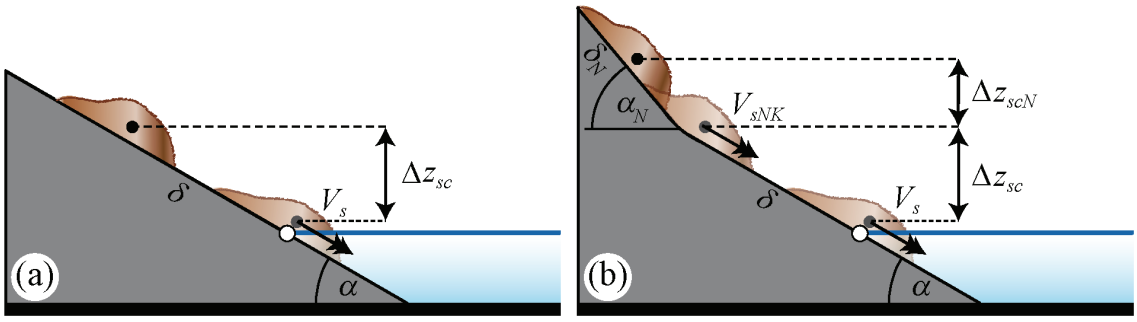


Abb. 3-4 Definitionsskizzen mit Parameter zur Bestimmung der Rutscheintauchgeschwindigkeit V_s (a) für Hang mit konstantem Hangwinkel α und (b) für Hang mit einem Neigungsknick.

Eine generierte Impulswelle verändert sich bei der Ausbreitung in der horizontalen kanalförmigen bzw. beckenförmigen Stauraumgeometrie mit folgenden Parametern (Abb. 3-3):

- Distanz x (2D)
- Radialdistanz r (3D)
- Wellenpropagationswinkel γ (3D)

Im kanalförmigen Stauraum (2D, Abb. 3-3a) verändert sich die Impulswelle nur mit der Distanz x. Im beckenförmigen Stauraum (3D, Abb. 3-3b) sind dagegen mit der Radialdistanz r und dem Wellenpropagationswinkel γ zwei Parameter involviert.

3.2.3 Berechnungsverfahren

3.2.3.1 Von 2D oder 3D unabhängige Grössen

Die nachfolgend vorgestellten Gleichungen sind für beide Stauraumidealisierungen Extremfall (a) und Extremfall (b) nach Unterkap. 3.2.1 gültig. Die Wellengeschwindigkeit c für rutscherzeugte Impulswellen berechnet sich mit der Gleichung für die Solitärwellengeschwindigkeit

$$c = \left[g(h+a)\right]^{1/2} . \tag{3.3}$$

a [m]	=	Wellenamplitude (Abb. 3-5)
c [m/s]	=	Wellengeschwindigkeit
g [m/s^2]	=	Erdbeschleunigung; g = 9.81 m/s^2
h [m]	=	Ruhewassertiefe

Die Grösse c kann lokal, aber auch zwischen zwei Punkten berechnet werden. Dann müssen die Mittelwerte von a und h zwischen den betreffenden zwei Punkten in Gl. (3.3) eingesetzt werden. Eine Impulswelle mit einer Wellenamplitude von a = 20 m im h = 100 m tiefen Wasser wird sich mit rund c = 34 m/s bzw. 124 km/h fortbewegen.

Die Grösse a wird indirekt mit der Wellenhöhe H bestimmt. Sie kann je nach Anwendung mit den Gln. (3.6), (3.10) bzw. (3.13) berechnet werden. Die Wellenamplitude a ergibt sich bei bekannter Wellenhöhe H für rutscherzeugte Impulswellen zu

$$a = (4/5)H . \tag{3.4}$$

a [m]	=	Wellenamplitude (Abb. 3-5)
H [m]	=	Wellenhöhe (Abb. 3-5)

Das Wellental macht also durchschnittlich nur rund 20% der Wellenhöhe H aus (Abb. 3-3a). Die Gl. (3.4) wurde im prismatischen Wellenkanal, also für Fall (a) in Abb. 3-2 ermittelt. Die Gl. (3.4) wird im Manual zusätzlich auf Fall (b) gemäss Abb. 3-2 und auch auf alle Wellentypen angewendet, obwohl sie für Stokes-ähnliche Wellen schlecht erfüllt ist (Anhang A.3.2.1). Die letzte Annahme hat einen kleinen Effekt. Die Gl. (3.4) führt zu einer Überschätzung der Wellenamplitude a von Stokes-ähnlichen Wellen und somit der Wellengeschwindigkeit c nach Gl. (3.3). Zusätzlich wird a in der Methode nach Unterkap. 3.4.4 verwendet, welche jedoch nicht auf Stokes-ähnliche Wellen angewendet wird.

Eine wichtige Rolle sowohl bei der 2D als auch bei der 3D Berechnung spielt der Impulsproduktparameter P von Heller (2007a)

$$\mathsf{P} = \mathsf{F} S^{1/2} M^{1/4} \left\{\cos\left[(6/7)\alpha\right]\right\}^{1/2} \qquad \text{für } 0.17 \le \mathsf{P} \le 8.13. \tag{3.5}$$

b [m]	=	Rutschbreite (Abb. 3-3b)
F [-]	=	Rutscheintauch-Froudezahl; $\mathsf{F} = V_s/(gh)^{1/2}$
g [m/s^2]	=	Erdbeschleunigung; $g = 9.81$ m/s^2
h [m]	=	Ruhewassertiefe (im Eintauchbereich)
M [-]	=	Relative Rutschmasse; $M = \rho_s \forbar{V}_s/(\rho_w b h^2)$
P [-]	=	Impulsproduktparameter
s [m]	=	Rutschmächtigkeit (Abb. 3-3a)
S [-]	=	Relative Rutschmächtigkeit; $S = s/h$
V_s [m/s]	=	Rutscheintauchgeschwindigkeit nach Gl. (3.1) bzw. Gl. (3.2) (Abb. 3-3a)
$\forbar{V}_s$ [m^3]	=	Rutschvolumen (Abb. 3-3a)
α [°]	=	Hangwinkel (Abb. 3-3a)
ρ_s [kg/m^3]	=	Rutschdichte (Abb. 3-3a)
ρ_w [kg/m^3]	=	Wasserdichte

Die Grösse P besteht neben der Wasserdichte ρ_w und der Erdbeschleunigung g nur aus Einflussparametern und ist somit vor einem Ereignis abschätzbar. In Heller (2007a) wird näher auf die Bedeutung der in Gl. (3.5) verwendeten dimensionslosen Grössen F, S, M und α eingegangen.

In den folgenden Berechnungsgleichungen werden Rutschdichten von dichtem Schnee bis Granit, Hangneigungen von 30° bis 90° sowie Distanzen vom Ursprung bis zu 59h berücksichtigt. Konkret sind bei der Anwendung die *Limitationen* nach Tab. 3-2 einzuhalten (Anhang A.2).

Tab. 3-2 Limitationen für die Berechnung der Impulswellengenerierung.

Bezeichnung	Bereich	Bedeutung
Rutscheintauch-Froudezahl	$0.86 \le \mathsf{F} \le 6.83$	$\mathsf{F} = V_s/(gh)^{1/2}$
Relative Rutschmächtigkeit	$0.09 \le S \le 1.64$	$S = s/h$
Relative Rutschmasse	$0.11 \le M \le 10.02$	$M = \rho_s \forbar{V}_s/(\rho_w b h^2)$
Relative Rutschdichte	$0.59 \le D \le 1.72$	$D = \rho_s/\rho_w$
Relative Granulatdichte	$0.96 \le \rho_g/\rho_w \le 2.75$	ρ_g/ρ_w
Relatives Rutschvolumen	$0.05 \le V \le 5.94$	$V = \forbar{V}_s/(bh^2)$
Rutschporosität	$30.7\% \le n \le 43.3\%$	n
Hangwinkel	$30° \le \alpha \le 90°$	α
Relative Rutschbreite	$0.74 \le B \le 3.33$	$B = b/h$
Relative Radialdistanz	$5 \le r/h \le 30$	r/h
Wellenpropagationswinkel	$-90° \le \gamma \le +90°$	γ
Relativdistanz	$2.7 \le X \le 59.2$	$X = x/h$
Impulsproduktparameter	$0.17 \le \mathsf{P} \le 8.13$	$\mathsf{P} = \mathsf{F} S^{1/2} M^{1/4} \{\cos[(6/7)\alpha]\}^{1/2}$

3.2.3.2 Extremfall (a) (2D)

Die hier vorgestellten Berechnungsgleichungen basieren auf Heller (2007a) (Abb. 3-1). Sie dienen zur Berechnung von Impulswellen, welche sich eingeengt transversal im Stausee ausbreiten, wobei die Rutschmasse längs in den Stausee eintaucht (Abb. 3-2a bzw. Extremfall (a) in Unterkap. 3.2.1). Hinsichtlich der Auswirkungen von Impulswellen auf Talsperren ist vor allem die Wellenhöhe H bzw. die Wellenamplitude a wichtig. Daneben fliesst aber auch die Wellenlänge L und die Wellenperiode T ein, wobei die beiden letzten Grössen nach der linearen Wellentheorie über die Wellengeschwindigkeit c als $L = Tc$ zusammenhängen (Unterkap. 2.1). Die maximale Wellenhöhe H_M im Eintauchbereich besteht oft aus einer Wasserwand, weniger aus einer zusammenhängenden Welle (Abb. A-11; Abb. A-15 im Anhang A). Daher wird im Folgenden zwischen der maximalen Wellenhöhe H_M im Eintauchbereich und der Wellenhöhe H im Wellen-Ausbreitungsbereich unterschieden. Die maximale Wellenhöhe H_M ergibt sich nach Abb. A-6(a) im Anhang A zu

$$H_M = (5/9)\mathsf{P}^{4/5} h \,. \tag{3.6}$$

h [m]	=	Ruhewassertiefe (im Eintauchbereich)
H_M [m]	=	Maximale Wellenhöhe (Abb. 3-3a)
P [-]	=	Impulsproduktparameter nach Gl. (3.5)

Die Distanz der maximalen Wellenhöhe von der Eintauchstelle x_M ergibt sich nach Abb. A-6(b) im Anhang A zu

$$x_M = (11/2)\mathsf{P}^{1/2} h \,. \tag{3.7}$$

h [m]	=	Ruhewassertiefe (im Eintauchbereich)
P [-]	=	Impulsproduktparameter nach Gl. (3.5)
x_M [m]	=	Distanz der maximalen Wellenhöhe von der Eintauchstelle (Abb. 3-3a)

Die zur maximalen Wellenhöhe H_M zugehörige Wellenperiode T_M berechnet sich nach Anhang A.3.2.1 zu

$$T_M = 9\mathsf{P}^{1/2} (h/g)^{1/2} \,. \tag{3.8}$$

g [m/s^2]	=	Erdbeschleunigung; g = 9.81 m/s^2
h [m]	=	Ruhewassertiefe (im Eintauchbereich)
H_M [m]	=	Maximale Wellenhöhe (Abb. 3-3a)
P [-]	=	Impulsproduktparameter nach Gl. (3.5)
T_M [s]	=	Wellenperiode von H_M

Mit T_M aus Gl. (3.8) kann mit der linearen Beziehung $L = Tc$ die Wellenlänge L_M von H_M berechnet werden zu

$$L_M = T_M c \,. \tag{3.9}$$

c [m/s]	=	Solitärwellengeschwindigkeit nach Gl. (3.3)
H_M [m]	=	Maximale Wellenhöhe (Abb. 3-3a)
L_M [m]	=	Wellenlänge von H_M
T_M [m]	=	Wellenperiode von H_M nach Gl. (3.8)

Für Auflaufformeln wird die Wellenhöhe vor der Talsperre oder dem Ufer benötigt und nicht nur die maximale Wellenhöhe H_M im Eintauchbereich. Dazu muss die Laufkoordinate x miteinbezogen werden (Abb. 3-3a). Liegt die gesuchte Wellenhöhe H weiter entfernt vom Eintauchbereich als die maximale Wellenhöhe H_M ($x/h = X > X_M = x_M/h$), so ergibt sich die Wellenhöhe H nach Abb. A-7 im Anhang A zu

$$H(x) = (3/4)\left(\Pi X^{-1/3}\right)^{4/5} h \qquad \text{für } X > X_M. \tag{3.10}$$

h [m]	=	Ruhewassertiefe (im Eintauchbereich)
H [m]	=	Wellenhöhe (Abb. 3-5)
Π [-]	=	Impulsproduktparameter nach Gl. (3.5)
x [m]	=	Laufkoordinate in Kanallängsrichtung (Abb. 3-3a)
x_M [m]	=	Distanz der maximalen Wellenamplitude von der Eintauchstelle
X [-]	=	Relativdistanz; $X = x/h$
X_M [-]	=	Relativdistanz der maximalen Wellenamplitude von der Eintauchstelle; $X_M = x_M/h$

Die Gl. (3.10) ist nur für $X > X_M$ anwendbar. Die Wellenperiode $T(x)$ wurde im Anhang A.3.2.1 bestimmt zu

$$T(x) = 9\Pi^{1/4} X^{5/16} (h/g)^{1/2} \qquad \text{für } X > X_M. \tag{3.11}$$

g [m/s^2]	=	Erdbeschleunigung; $g = 9.81$ m/s^2
h [m]	=	Ruhewassertiefe (im Eintauchbereich)
Π [-]	=	Impulsproduktparameter nach Gl. (3.5)
T [s]	=	Wellenperiode (Abb. 3-5)
x [m]	=	Laufkoordinate in Kanallängsrichtung (Abb. 3-3a)
x_M [m]	=	Distanz der maximalen Wellenamplitude von der Eintauchstelle
X [-]	=	Relativdistanz; $X = x/h$
X_M [-]	=	Relativdistanz der maximalen Wellenamplitude von der Eintauchstelle; $X_M = x_M/h$

Die Wellenlänge $L(x)$ ergibt sich wieder gemäss der linearen Wellentheorie zu

$$L(x) = T(x)c(x). \tag{3.12}$$

c [m/s]	=	Solitärwellengeschwindigkeit nach Gl. (3.3)
L [m]	=	Wellenlänge (Abb. 3-5)
T [s]	=	Wellenperiode nach Gl. (3.11) (Abb. 3-5)
x [m]	=	Laufkoordinate in Kanallängsrichtung (Abb. 3-3)

3.2.3.3 Extremfall (b) (3D)

Die Berechnungsgleichungen für den 3D Fall basieren auf Heller (2007a) sowie einer Umrechnungsmethode von Huber und Hager (1997) (Abb. 3-1). Sie dienen zur Berechnung von Impulswellen, welche sich frei radial im Stauraum ausbreiten (Abb. 3-2b bzw. Extremfall (b) in Unterkap. 3.2). Der Unterschied der Impulswellengrössen zwischen 2D und 3D Modellen im Eintauchbereich ist nach Huber (1980) klein. Eine Abschätzung der maximalen Werte im Rutscheintauchbereich für die Wellenhöhe H_M bzw. die zugehörige Periode T_M und Wellenlänge L_M können daher ebenfalls mit den Gln. (3.6), (3.8) und (3.9) bestimmt werden. Die Wellenhöhe $H(r, \gamma)$ an einem beliebigen Ort im Stausee für $r/h > X_M$ berechnet sich nach Anhang A.3.2.2 zu

$$H(r, \gamma) = (3/2)\mathsf{P}^{4/5} \cos^2\left(\frac{2\gamma}{3}\right)(r/h)^{-2/3} h \quad \text{für } r/h > X_M. \tag{3.13}$$

h [m]	=	Ruhewassertiefe (im Eintauchbereich bei $\gamma = 0°$)
H [m]	=	Wellenhöhe (Abb. 3-5)
P [-]	=	Impulsproduktparameter nach Gl. (3.5)
r [m]	=	Radialdistanz von der Eintauchstelle im Wellenbecken (Abb. 3-3b)
x_M [m]	=	Distanz der maximalen Wellenamplitude von der Eintauchstelle
X_M [-]	=	Relativdistanz der maximalen Wellenamplitude von der Eintauchstelle; $X_M = x_M/h$
γ [°]	=	Wellenpropagationswinkel (Abb. 3-3b)

Die zur Wellenhöhe $H(r, \gamma)$ nach Gl. (3.13) zugehörige Wellenperiode $T(r, \gamma)$ berechnet sich nach Anhang A.3.2.1 zu

$$T(r,\ \gamma) = 15\left(\frac{H}{h}\right)^{1/4} (h/g)^{1/2} \qquad \text{für } r/h > X_M. \tag{3.14}$$

g [m/s^2]	=	Erdbeschleunigung; g = 9.81 m/s^2
h [m]	=	Ruhewassertiefe (an der entsprechenden Stelle)
H [m]	=	Wellenhöhe nach Gl. (3.13) (Abb. 3-5)
r [m]	=	Radialdistanz von der Eintauchstelle im Wellenbecken (Abb. 3-3b)
T [s]	=	Wellenperiode (Abb. 3-5)
x_M [m]	=	Distanz der maximalen Wellenamplitude von der Eintauchstelle
X_M [-]	=	Relativdistanz der maximalen Wellenamplitude von der Eintauchstelle; $X_M = x_M/h$
γ [°]	=	Wellenpropagationswinkel (Abb. 3-3b)

Schliesslich ergibt sich die Wellenlänge $L(r, \gamma)$ wieder gemäss der linearen Wellentheorie zu

$$L(r,\ \gamma) = T(r,\ \gamma)c(r,\ \gamma). \tag{3.15}$$

c [m/s]	=	Solitärwellengeschwindigkeit nach Gl. (3.3)
L [m]	=	Wellenlänge (Abb. 3-5)
r [m]	=	Radialdistanz von der Eintauchstelle im Wellenbecken (Abb. 3-3b)
T [s]	=	Wellenperiode nach Gl. (3.14) (Abb. 3-5)
γ [°]	=	Wellenpropagationswinkel (Abb. 3-3b)

3.3 Wellenauflauf und Überschwappen an Talsperren

3.3.1 Einleitung

Im Gegensatz zur Wellengenerierung basieren die Gleichungen zum Wellenauflauf und Überschwappen an Talsperren nur auf 2D Untersuchungen. 3D Effekte wie die Krümmung der Talsperre oder ein unsymmetrischer Welleneinfallwinkel können nicht allgemein berücksichtigt werden und müssen ebenfalls *nach* der Berechnung durch allgemeingültige Berechnungsgleichungen im 2. Schritt gemäss Unterkap. 4.2 abgeschätzt werden. Dabei ist für die 2D Auflaufformeln irrelevant, ob die Wellenparameter mit den Gleichungen in Unterkap. 3.2.3.2 oder in Unterkap. 3.2.3.3 berechnet wurden.

3.3.2 Einflussparameter

Die Abb. 3-5 zeigt eine Definitionsskizze zu den Auswirkungen von Impulswellen auf Talsperren mit den relevanten Parametern. Folgende Parameter haben in diesem Berechnungsverfahren einen Einfluss auf die Auflaufhöhe R, das Überschwappvolumen $\forall$ pro Laufmeter Sperrenlänge oder die Krafteinwirkung:

- Wellenhöhe H (2D)
- Wellenamplitude a (2D)
- Wellenlänge L (2D)
- Wellenperiode T (2D)
- Ruhewassertiefe h (2D)
- Auflaufwinkel bzw. Neigungswinkel der Talsperrenfläche β (2D)
- Freibord f (2D)
- Kronenbreite b_K (2D)

Die ersten vier Parameter H, a, L und T charakterisieren die einfallende Impulswelle. Sie beziehen sich auf den Querschnitt *vor* der Talsperre, wo sie von der Talsperre noch unbeeinflusst sind (Abb. 3-5). Diese Grössen wurden in Unterkap. 3.2.3 bestimmt. Als Ruhewassertiefe h soll die Wassertiefe unmittelbar vor der Talsperre eingesetzt werden. Der Auflaufwinkel β wird von der Horizontalen aus gemessen (Abb. 3-5). Für das Überschwappvolumen $\forall$ pro Laufmeter Sperrenlänge in Abb. 3-5 sind das Freibord f und die Kronenbreite b_K der Talsperre von Relevanz. Genauer wird auf diese Einflussparameter in Anhang B eingegangen. Dort wird auch begründet, wieso die Oberflächenrauhigkeit der Talsperre vernachlässigt wird.

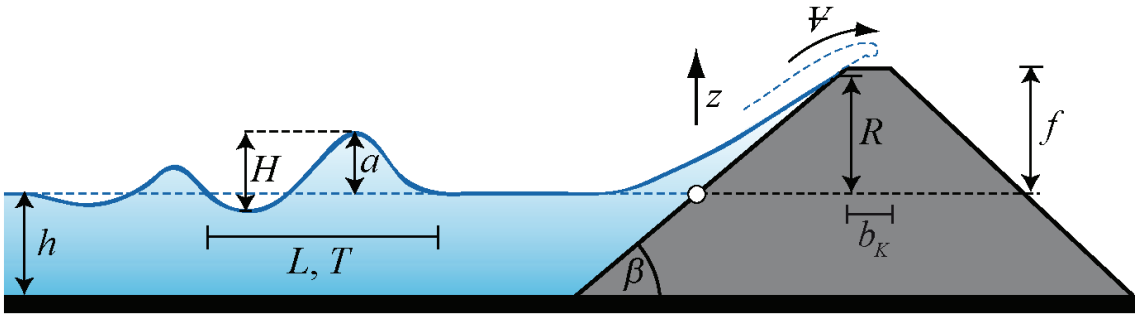


Abb. 3-5 Definitionsskizze zum Wellenauflauf und Überschwappen an einer Talsperre.

3.3.3 Wellenauflauf und Überschwappen

Die nachfolgenden Berechnungsgleichungen sind Müller (1995) entnommen (Abb. 3-1). Die Auflaufhöhe R wird nach Anhang B.3.2 bestimmt zu

$$R = 1.25\left(\frac{H}{h}\right)^{5/4}\left(\frac{H}{L}\right)^{-3/20}\left(\frac{90°}{\beta}\right)^{1/5} h\,. \tag{3.16}$$

h [m]	=	Ruhewassertiefe (vor der Talsperre)
H [m]	=	Wellenhöhe (vor der Talsperre) (Abb. 3-5)
L [m]	=	Wellenlänge (vor der Talsperre) (Abb. 3-5)
R [m]	=	Auflaufhöhe (Abb. 3-5)
β [°]	=	Auflaufwinkel bzw. Neigungswinkel der Talsperrenfläche (Abb. 3-5)

Die Limitationen zur Anwendung der Gl. (3.16) sind gemäss Anhang B.3.2 in Tab. 3-3 eingetragen.

Tab. 3-3 Limitationen für die Berechnung des Wellenauflaufs.

Bezeichnung	Bereich	Bezeichnung	Bereich
Relative Wellenhöhe	$0.011 \le H/h \le 0.521$	Relativwinkel	$1.0 \le 90°/\beta \le 4.9$
Wellensteilheit	$0.001 \le H/L \le 0.013$		

Um das Überschwappvolumen $\forall$ pro Laufmeter Kronenlänge zu bestimmen, wird ein Zwischenschritt durchgeführt. Zuerst wird das Überschwappvolumen $\forall_0$ pro Laufmeter Kronenlänge für das Freibord $f = 0$ berechnet zu

$$\forall_0 = 1.45\kappa\left(\frac{H}{h}\right)^{4/3}\left(\frac{T}{\sqrt{h/g}}\right)^{4/9} h^2\,. \tag{3.17}$$

f [m]	=	Freibord (Abb. 3-5)
g [m/s^2]	=	Erdbeschleunigung; g = 9.81 m/s^2
h [m]	=	Ruhewassertiefe (vor der Talsperre)
H [m]	=	Wellenhöhe (vor der Talsperre) (Abb. 3-5)
T [s]	=	Wellenperiode (vor der Talsperre) (Abb. 3-5)
$\forall_0$ [m^3/m]	=	Überschwappvolumen pro Laufmeter Sperrenlänge für $f = 0$
κ [-]	=	Überfallbeiwert beim Überschwappen; $\kappa = \kappa_q \kappa_b \kappa_w^{3/2}$
κ_b [-]	=	Überfallkoeffizient für die Kronenbreite
κ_q [-]	=	Überfallkoeffizient für den stationären Fall
κ_w [-]	=	Überfallkoeffizient für die erhöhte Strömungsenergie gegenüber dem stationären Fall

Der Überfallbeiwert $\kappa = \kappa_q \kappa_b \kappa_w^{3/2}$ in Gl. (3.17) wurde in Analogie zur Überfallformel von Poleni (z.B. Hager 1995) definiert. Dabei ist κ_q ein Überfallkoeffizient im stationä-

ren Fall, κ_b berücksichtigt den Einfluss der Kronenbreite der Talsperre und κ_w berücksichtigt die bei Wellen grössere Strömungsenergie gegenüber dem stationären Überfall und ihre somit grössere Überfallgeschwindigkeit. Die drei Parameter ergeben sich zu:

(a) $\kappa_q = 0.41$ ($\beta = 90°$), $\kappa_q = 0.47$ ($\beta = 45°$) und $\kappa_q = 0.51$ ($\beta = 18.4°$), wobei dazwischen interpoliert wird,

(b) κ_b ist bestimmbar aus Abb. 3-6(a) in Funktion der relativen Überschwapphöhe $a_{Max,T}/b_K$ und

(c) $\kappa_w = 1.3$ für den ganzen Bereich $18.4° \le \beta \le 90°$.

Die maximale Wasserauslenkung über der Talsperre $a_{Max,T}$ ist in Abb. 3-6(b) dargestellt. Sie ist etwas grösser als die Wellenamplitude a vor der Talsperre und wird daher von Müller (1995) mit der Wellenhöhe H vor der Talsperre angenähert (Abb. 3-5).

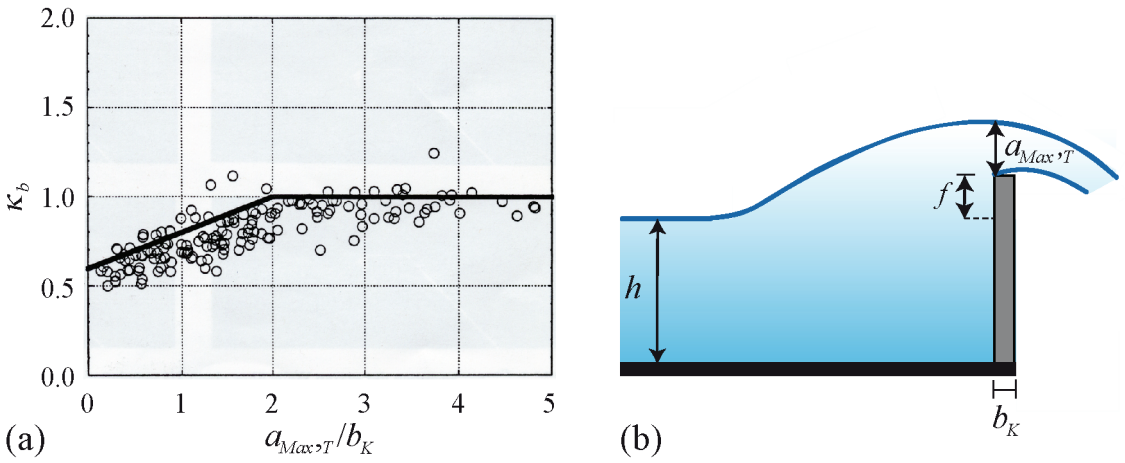


Abb. 3-6 (a) Beiwert κ_b der Kronenbreite b_K in Funktion der relativen Überschwapphöhe $a_{Max,T}/b_K$ (Müller 1995) und (b) zugehörige Definitionsskizze.

Im Prototyp ist das Freibord normalerweise $f > 0$, und das Überschwappvolumen $\not{V}_0$ pro Laufmeter Kronenlänge aus Gl. (3.17) für $f = 0$ wird sich entsprechend verringern. Die Gleichung zur Bestimmung des Überschwappvolumens pro Laufmeter Sperrenlänge ergibt sich für $f > 0$ nach Abb. B-3(a) im Anhang B zu

$$\not{V} = \left(1 - \frac{f}{R}\right)^{11/5} \not{V}_0. \qquad (3.18)$$

f [m]	=	Freibord (Abb. 3-5)
R [m]	=	Auflaufhöhe (Abb. 3-5)
$\not{V}$ [m^3/m]	=	Überschwappvolumen pro Laufmeter Sperrenlänge (Abb. 3-5)
$\not{V}_0$ [m^3/m]	=	Überschwappvolumen pro Laufmeter Sperrenlänge für $f = 0$

Für die Anwendung der Gln. (3.17) und (3.18) gelten gemäss Anhang B.3.2 die Limitationen in Tab. 3-4.

Tab. 3-4 Limitationen für die Berechnung des Überschwappens.

Bezeichnung	Bereich	Bezeichnung	Bereich
Relative Wellenhöhe	$0.019 \le H/h \le 0.488$	Relative Wellengeschwindigkeit	$0.83 \le c^2/(gh) \le 1.40$
Nicht-Linearität	$0.59 \le a/H \le 0.95$	Relative Wellenlänge	$6.0 \le L/h \le 24.0$
Wellensteilheit	$0.001 \le H/L \le 0.023$	Relativwinkel	$1.0 \le 90°/\beta \le 4.9$
Relativperiode	$9.0 \le T(g/h)^{1/2} \le 21.0$		

Zusätzlich zu $\forbidden{V}$ ist der Durchfluss pro Laufmeter Sperrenlänge wichtig. Nach Müller (1995) lässt sich nur der mittlere Durchfluss q_{0m} pro Laufmeter Sperrenlänge für $f = 0$ abschätzen. Dazu hat Müller (1995) die Überschwappzeit t_0 für $f = 0$ in Funktion der Wellenperiode mit maximalen Abweichungen von −12% (Abb. B-4a im Anhang B) bestimmt zu

$$t_0 = 4\left(T\sqrt{g/h}\right)^{4/9}(h/g)^{1/2}. \tag{3.19}$$

g [m/s^2]	=	Erdbeschleunigung; g = 9.81 m/s^2
h [m]	=	Ruhewassertiefe (vor der Talsperre)
t_0 [s]	=	Überschwappzeit für $f = 0$
T [s]	=	Wellenperiode (vor der Talsperre) (Abb. 3-5)

Der mittlere Durchfluss q_{0m} pro Laufmeter Sperrenlänge für $f = 0$ ergibt sich zu

$$q_{0m} = \forbidden{V}_0/t_0. \tag{3.20}$$

q_{0m} [m^2/s]	=	Mittlerer Durchfluss pro Laufmeter Sperrenlänge für $f = 0$
t_0 [s]	=	Überschwappzeit für $f = 0$
$\forbidden{V}_0$ [m^3/m]	=	Überschwappvolumen pro Laufmeter Sperrenlänge für $f = 0$

Der maximale Durchfluss q_{0M} pro Laufmeter Sperrenlänge für $f = 0$ ist $q_{0M} \approx 2 \cdot q_{0m}$ (Anhang B.3.2; Abb. B-4). Die Limitationen für die Berechnung der Überschwappzeit sind in Tab. 3-5 angegeben.

Tab. 3-5 Limitationen für die Berechnung der Überschwappzeit t_0.

Bezeichnung	Bereich	Bezeichnung	Bereich
Relative Wellenperiode	$14 \le T(g/h)^{1/2} \le 22$	Relative Überschwappzeit	$10.5 \le t_0(g/h)^{1/2} \le 13.5$

Über den Durchfluss für $f > 0$ liegen keine Angaben vor. Da $\forbidden{V} < \forbidden{V}_0$, liegen die Werte q_{0m} und q_{0M} für $f = 0$ höher und bilden obere Grenzwerte für die unbekannten Werte mit $f > 0$. Zur Bestimmung des Freibords f, bei welchem die Impulswelle nicht mehr überschwappt, ist ein iteratives Vorgehen nötig. Dies wird in Unterkap. 5.1 am Beispiel 1 verdeutlicht.

3.4 Wellenkrafteinwirkung auf Talsperren

3.4.1 Einleitung

Dieses Unterkap. 3.4 befasst sich mit der Krafteinwirkung von Impulswellen auf Talsperren. Deren Voraussage ist mit grossen Unsicherheiten behaftet. Selbst wenn die Kraft im hydraulischen Modell von identischen Wellen gemessen wird, kann die Streuung der Messwerte beträchtlich sein. Walkden (1999) generierte 330 identische Wellen, ihre maximale Krafteinwirkung auf eine Uferverbauung aus Blöcken variierte um bis zu +100% und −50% um den Mittelwert. Für die Krafteinwirkung auf ebene Flächen, beispielsweise auf eine Talsperre, dürfte die Unsicherheit kleiner sein. Die nachfolgenden Berechnungsverfahren gehen von einer Abschätzung der Auflaufhöhe R aus. Sie funktionieren somit unabhängig von der mit Gl. (3.16) bestimmten Auflaufhöhe R, benötigen aber die Wellenhöhe H, die Wellenamplitude a und die Wellenlänge L aus Unterkap. 3.2.3.

In Unterkap. 3.4.2 wird auf die Einwirkung infolge des Ruhewasserdrucks eingegangen. Impulswellen können unterschiedliche Profile und somit Eigenschaften aufweisen (Anhang A.3.2.1). Um die Krafteinwirkung auf Talsperren verlässlich abschätzen zu können, ist eine Aufteilung in verschiedene Wellentypen erforderlich. Dabei wird grob zwischen zwei grundsätzlich verschiedenen Wellentypen unterschieden: (i) Die Einwirkungen durch Stokes-ähnliche Wellen, welche sich als Tief- bis Übergangswasserwellen mit hauptsächlich oszillatorischem Charakter verhalten werden in Unterkap. 0 berechnet und (ii) die Einwirkungen der restlichen Wellentypen, welche sich wie Übergangs- bis Flachwasserwellen mit hauptsächlich translatorischem Charakter verhalten, werden mit der Methode in Unterkap. 3.4.4 bestimmt. Bei der Krafteinwirkung muss im Hinterkopf behalten werden, dass es sich um die maximale Krafteinwirkung handelt, welche im Prototyp oft nur über einige Sekunden angreift (Abb. B-8b im Anhang B).

3.4.2 Ruhewasserdruck

Die Abb. 3-7(a) zeigt ein Stauvolumen der Tiefe h hinter einer senkrechten Staumauer. Daraus resultiert die hydrostatische Druckverteilung in Abb. 3-7(b). Der maximale Wasserdruck $\rho_w g h$ tritt an der Fundation auf und der Angriffspunkt der resultierenden horizontalen Druckkraft $K_{RW,h}$ befindet sich bei $h/3$ (z.B. Schröder und Saenger 2002).

Die horizontale Kraftkomponente $K_{RW,h}$ pro Laufmeter Sperrenlänge nur infolge des Ruhewasserdrucks ergibt sich aus der Druckfläche zu

$$K_{RW,h} = \rho_w g h^2 / 2 . \tag{3.21}$$

g [m/s^2]	=	Erdbeschleunigung; g = 9.81 m/s^2
h [m]	=	Ruhewassertiefe (vor der Talsperre)
$K_{RW,h}$ [N/m]	=	Horizontale Kraftkomponente pro Laufmeter Sperrenlänge nur infolge Ruhewasserdruck
ρ_w [kg/m^3]	=	Wasserdichte

Die horizontale Kraftkomponente der Gl. (3.21) muss zur Wellenkraft der folgenden Methode für Stokes-ähnliche Wellen addiert werden. Demgegenüber ist bei der Methode für die restlichen Wellentypen die Ruhewassereinwirkung bereits berücksichtigt.

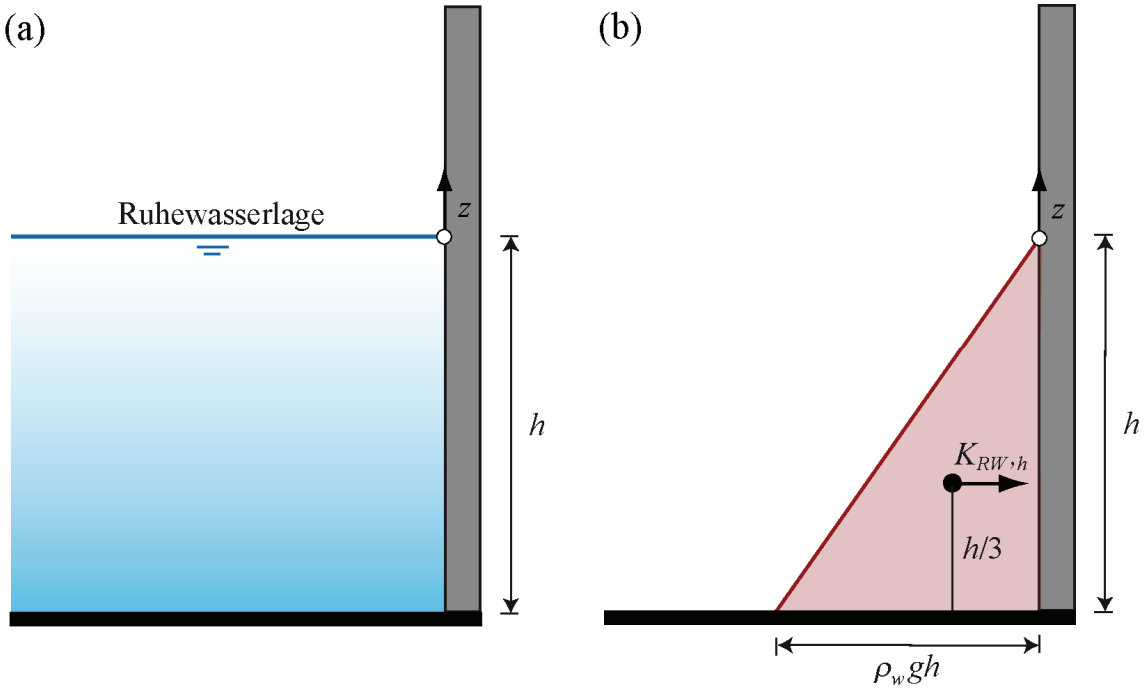


Abb. 3-7 Einwirkung eines Stauvolumens auf eine senkrechte Staumauer: (a) Ruhewasserspiegel mit Ruhewassertiefe h und (b) hydrostatische Druckverteilung mit horizontaler Kraftkomponente $K_{RW,h}$ pro Laufmeter Sperrenlänge und Höhenlage des Angriffspunkts der horizontalen Wasserdruckkraftkomponente $h/3$.

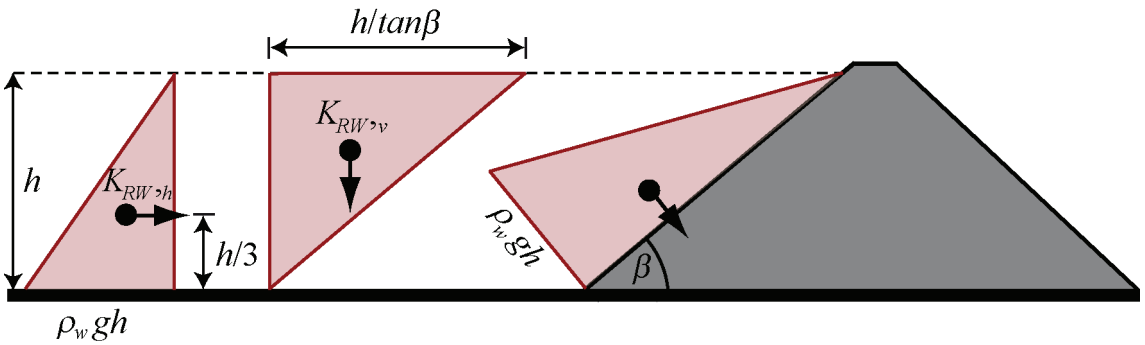


Abb. 3-8 Druckverteilung für eine Ruhewassertiefe h auf eine geneigte Talsperre: Links horizontale Druckkraftkomponente, Mitte vertikale Druckkraftkomponente und rechts gesamte Druckkraft (nach Schröder und Saenger 2002).

Falls die Talsperre um den Winkel β geneigt ist, entsteht neben der horizontalen eine zusätzliche vertikale Kraftkomponente infolge der Wasserauflast (Abb. 3-8). Sie ist beispielsweise für den Nachweis der Gleitsicherheit von Gewichtsmauern relevant. Der horizontale Ruhewasserdruck ist dabei unbeeinflusst vom Neigungswinkel β der Talsperrenfläche und berechnet sich auch für $\beta < 90°$ mit Gl. (3.21). Die vertikale Kraftkomponente $K_{RW,v}$ pro Laufmeter Sperrenlänge ergibt sich gemäss Abb. 3-8 zu

$$K_{RW,v} = \rho_w g h^2 / (2 \tan\beta) = K_{RW,h} / \tan\beta \,. \tag{3.22}$$

g [m/s^2]	=	Erdbeschleunigung; g = 9.81 m/s^2
h [m]	=	Ruhewassertiefe (vor der Talsperre)
$K_{RW,h}$ [N/m]	=	Horizontale Kraftkomponente pro Laufmeter Sperrenlänge nur infolge Ruhewasserdruck
$K_{RW,v}$ [N/m]	=	Vertikale Kraftkomponente pro Laufmeter Sperrenlänge nur infolge Ruhewasserdruck
β [°]	=	Neigungswinkel der Talsperrenfläche (Abb. 3-5)
ρ_w [kg/m^3]	=	Wasserdichte

3.4.3 Stokes-ähnliche Wellen

Stokes-ähnliche Wellen aus dem Wellenkanal von Heller (2007a) sind in Abb. 3-9 dargestellt. Sie entstehen, wenn eine relativ kleine Rutschmasse relativ langsam in einen grossen Wasserkörper eintaucht. Dabei bilden sich mehrere, relativ kleine Wellen vergleichbarer Grösse. In den Stauseen des Alpenraums ist meist dieser Fall zu erwarten. Der Wellentyp kann mit dem Wellentypenprodukt $S^{1/3}M\cos[(6/7)\alpha]$ bestimmt werden. Konkret treten Stokes-ähnliche Wellen nach Heller (2007a) auf, falls gemäss Abb. A-8 im Anhang A folgendes Kriterium erfüllt ist:

$$S^{1/3} M \cos\left[(6/7)\alpha\right] < (4/5)\mathsf{F}^{-7/5} \,. \tag{3.23}$$

b [m]	=	Rutschbreite (Abb. 3-3b)
F [-]	=	Rutscheintauch-Froudezahl; F = $V_s/(gh)^{1/2}$
g [m/s^2]	=	Erdbeschleunigung; g = 9.81 m/s^2
h [m]	=	Ruhewassertiefe (im Eintauchbereich)
M [-]	=	Relative Rutschmasse; $M = \rho_s \forbidden{V_s}/(\rho_w b h^2)$
s [m]	=	Rutschmächtigkeit (Abb. 3-3a)
S [-]	=	Relative Rutschmächtigkeit; $S = s/h$
V_s [m/s]	=	Rutscheintauchgeschwindigkeit (Abb. 3-3a)
$\forbidden{V_s}$ [m^3]	=	Rutschvolumen (Abb. 3-3a)
α [°]	=	Rutscheintauchwinkel (Abb. 3-3a)
ρ_s [kg/m^3]	=	Rutschdichte (Abb. 3-3a)
ρ_w [kg/m^3]	=	Wasserdichte

Die Krafteinwirkung Stokes-ähnlicher Wellen lässt sich mit der Theorie der stehenden Welle nach Sainflou (1928) berechnen. Durch die Totalreflexion an der vertikalen Talsperre sind die einfallenden und ausfallenden Wellen praktisch identisch und bilden eine stehende Welle. Bei der dadurch auftretenden stehenden Welle bleiben die Wellen-

knoten immer an der gleichen Position, während sich die Bereiche zwischen den Knoten auf und ab bewegen. Daher entsteht an der Talsperre eine Auflaufbewegung.

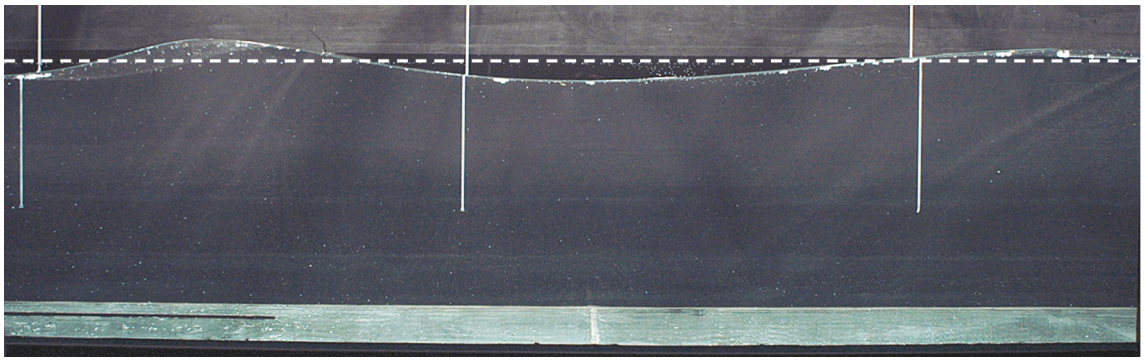


Abb. 3-9 Stokes-ähnliche Wellen im 2D Wellenkanal mit (--) ursprünglichem Ruhewasserspiegel (nach Heller 2007a).

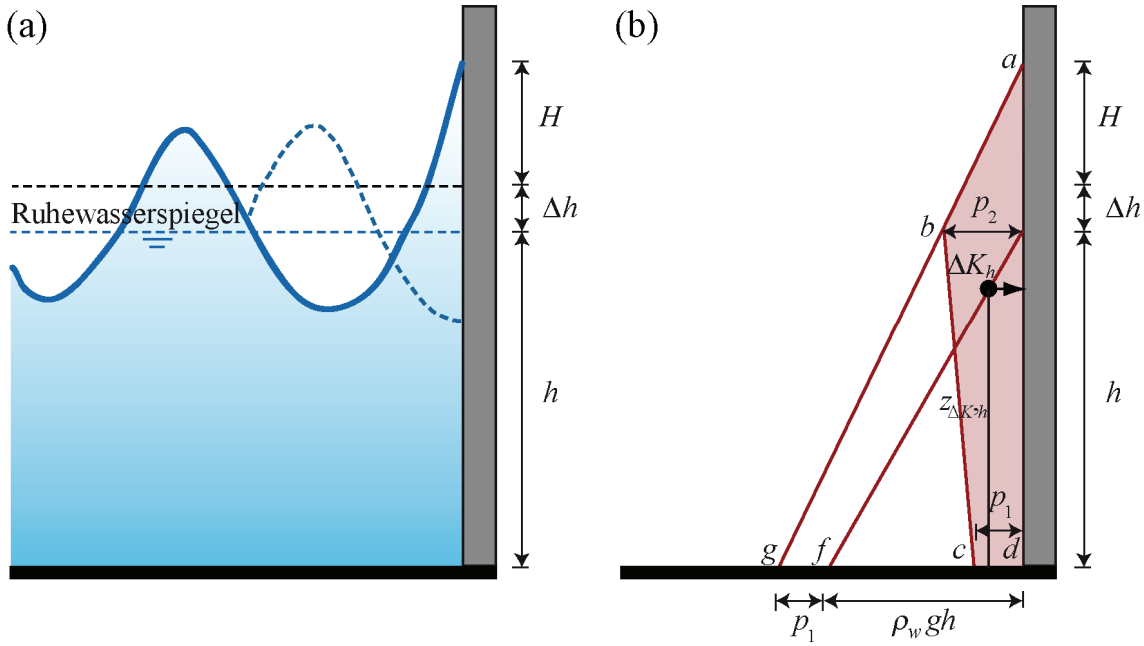


Abb. 3-10 Auflaufen einer stehenden Welle an vertikaler Talsperre: (a) Prinzipskizze und (b) zugehörige Druckverteilung nach Gln. (3.24) bis (3.26) (nach Minikin 1950).

Die Abb. 3-10(a) zeigt die Prinzipskizze einer auflaufenden stehenden Welle. Die wichtigsten Annahmen der Theorie von Sainflou (1928) sind:

- Der mittlere Wasserspiegel einer auflaufenden stehenden Welle liegt um die mit Gl. (3.25) berechneten Höhe Δh über dem Ruhewasserspiegel.
- Der Wasserdruck ist auf der Höhe $H + \Delta h$ oberhalb des Ruhewasserspiegels gleich null, mit H als Wellenhöhe.
- Der maximale Druck p_2 nur infolge Welleneinwirkung liegt auf dem Niveau des Ruhewasserspiegels (Abb. 3-10b).

In Abb. 3-10(b) ist die Druckverteilung einer auflaufenden stehenden Welle an einer vertikalen Talsperre eingezeichnet. Die Druckverteilung nur infolge der Welle ist beschrieben durch die Fläche „abcd“, die gesamte Druckverteilung inklusive Ruhewasserdruck aus Abb. 3-10 ist bestimmt durch das Dreieck „agd“. Die Berechnung der Einwirkungen *nur* infolge der auflaufenden Welle erfolgt schrittweise:

a) Berechnung des zusätzlichen Drucks p_1 an der Sohle:

$$p_1 = \frac{\rho_w g H}{\cosh(2\pi h / L)}. \tag{3.24}$$

g [m/s^2]	=	Erdbeschleunigung; g = 9.81 m/s^2
h [m]	=	Ruhewassertiefe (vor der Talsperre)
H [m]	=	Wellenhöhe (vor der Talsperre) (Abb. 3-5)
L [m]	=	Wellenlänge (vor der Talsperre) (Abb. 3-5)
p_1 [N/m^2]	=	Druck an der Talsperrensohle (Abb. 3-10b)
π [-]	=	Kreiskonstante; π = 3.14
ρ_w [kg/m^3]	=	Wasserdichte

b) Berechnung des Anstiegs des mittleren Wasserspiegels Δh:

$$\Delta h = \frac{\pi H^2}{L} \coth\left(\frac{2\pi h}{L}\right). \tag{3.25}$$

h [m]	=	Ruhewassertiefe (vor der Talsperre)
H [m]	=	Wellenhöhe (vor der Talsperre) (Abb. 3-5)
L [m]	=	Wellenlänge (vor der Talsperre) (Abb. 3-5)
Δh [m]	=	Mittlere Wasserspiegelanhebung (Abb. 3-10)
π [-]	=	Kreiskonstante; π = 3.14

c) Berechnung des Drucks p_2 auf Höhe des Ruhewasserspiegels:

$$p_2 = \frac{(\rho_w g h + p_1)(\Delta h + H)}{H + \Delta h + h}. \tag{3.26}$$

g [m/s^2]	=	Erdbeschleunigung; g = 9.81 m/s^2
h [m]	=	Ruhewassertiefe (vor der Talsperre)
H [m]	=	Wellenhöhe (vor der Talsperre) (Abb. 3-5)
p_1 [N/m^2]	=	Druck an der Talsperrensohle (Gl. 3.24; Abb. 3-10b)
p_2 [N/m^2]	=	Druck beim Ruhewasserspiegel (Abb. 3-10b)
Δh [m]	=	Mittlere Wasserspiegelanhebung (Abb. 3-10)
ρ_w [kg/m^3]	=	Wasserdichte

d) Berechnung der zusätzlichen horizontalen Kraftkomponente ΔK_h pro Laufmeter Sperrenlänge infolge Impulswelle:

$$\Delta K_h = \frac{p_2(\Delta h + H)}{2} + \frac{(p_1 + p_2)h}{2}. \tag{3.27}$$

h [m]	=	Ruhewassertiefe (vor der Talsperre)
H [m]	=	Wellenhöhe (vor der Talsperre) (Abb. 3-5)
p_1 [N/m^2]	=	Druck an der Talsperrensohle (Gl. 3.24; Abb. 3-10b)
p_2 [N/m^2]	=	Druck beim Ruhewasserspiegel (Abb. 3-10b)
Δh [m]	=	Mittlere Wasserspiegelanhebung (Abb. 3-10)
ΔK_h [N/m]	=	Zusätzliche horizontale Kraftkomponente pro Laufmeter Sperrenlänge infolge Impulswelle

Dabei werden die Funktionen Cosinus-Hyperbolicus $\cosh(y) = (e^y + e^{-y})/2$ und Cotangens-Hyperbolicus $\coth(y) = (e^y + e^{-y})/(e^y - e^{-y})$ verwendet, mit y als beliebige rationale Zahl. Die graphische Lösung von $\cosh(2\pi h/L)$ zeigt Abb. 3-11(a) und jene von $\coth(2\pi h/L)$ Abb. 3-11(b). Beide Funktionen nähern sich asymptotisch dem Wert 1 an.

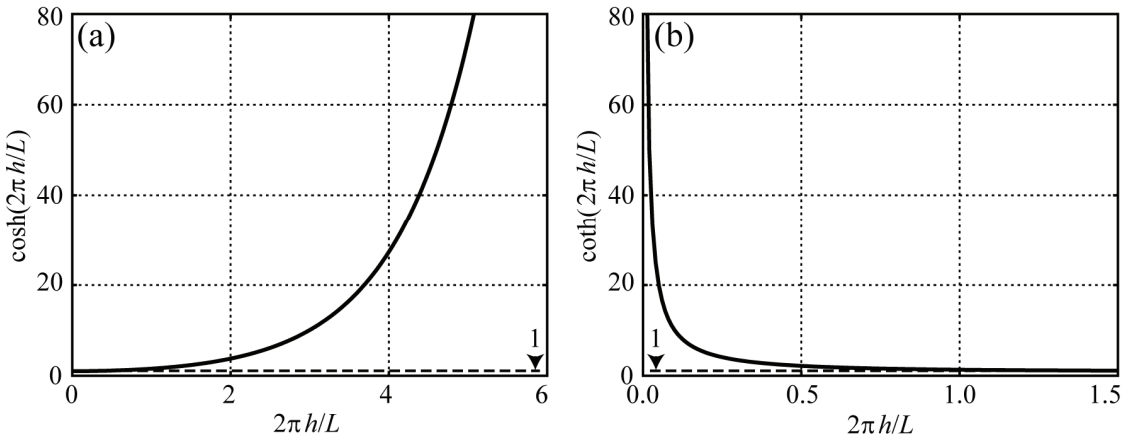


Abb. 3-11 Darstellung von (a) Cosinus-Hyperbolicus und (b) Cotangens-Hyperbolicus; Beide Funktionen nähern sich für kleine Ordinatenwerte dem Wert 1 an.

Die Höhenlage $z_{\Delta K,h}$ des Angriffspunkts von ΔK_h ist in Abb. 3-10(b) eingezeichnet und beträgt

$$z_{\Delta K,h} = \frac{p_1 \frac{h^2}{6} + p_2 \frac{h^2}{3} + \frac{p_2}{2}(\Delta h + H)\left[h + \frac{\Delta h + H}{3}\right]}{p_1 \frac{h}{2} + p_2 \frac{h}{2} + \frac{p_2}{2}(\Delta h + H)}. \qquad (3.28)$$

h [m]	=	Ruhewassertiefe (vor der Talsperre)
H [m]	=	Wellenhöhe (vor der Talsperre) (Abb. 3-5)
p_1 [N/m^2]	=	Druck an der Talsperrensohle (Gl. 3.24; Abb. 3-10b)
p_2 [N/m^2]	=	Druck beim Ruhewasserspiegel (Abb. 3-10b)
$z\Delta_{K,h}$ [m]	=	Höhenlage des Angriffspunkts von ΔK_h
Δh [m]	=	Mittlere Wasserspiegelanhebung (Abb. 3-10)
ΔK_h [N/m]	=	Horizontale Kraftkomponente pro Laufmeter Sperrenlänge

Zusätzlich zur horizontalen Kraftkomponente ΔK_h aus Gl. (3.27) ist der hydrostatische Ruhewasserdruck gemäss Gl. (3.21) zu berücksichtigen.

Falls Stokes-ähnliche Wellen überschwappen, wirkt nicht die volle Kraft auf die Talsperre. Da für Stokes-ähnliche Wellen die Wahrscheinlichkeit des Überschwappens aber gering ist, und die Kraftabminderung im Vergleich zur Gesamteinwirkung wenig ausmachen würde, wurde auf ein entsprechendes Kraftreduktionsverfahren verzichtet.

Die statische horizontale Kraftkomponente bleibt vom Neigungswinkel der Talsperrenfläche β unbeeinflusst. Dafür entsteht bei geneigter Talsperrenfläche ($\beta < 90°$) eine zusätzliche vertikale Kraftkomponente (Abb. 3-8). Sie ergibt sich mit der Kraft aus Gl. (3.27) über $\tan\beta$ (Unterkap. 3.4.2). Dabei wird die gesamte Krafteinwirkung vereinfachend als statisch angenähert (Anhang B.5).

3.4.4 Restliche Wellentypen

Grössere und somit energiereichere Wellen als die Stokes-ähnlichen Wellen entstehen, wenn die Rutschmasse und das Rutschvolumen das Kriterium gemäss Gl. (3.29) erfüllen. Dann entstehen Solitär- oder Cnoidal-ähnliche Wellen wie sie in Abb. 3-12 gezeigt werden. Im Gegensatz zu Stokes-ähnlichen Wellen bestehen sie aus einer ersten dominanten Welle, z.T. gefolgt von kleineren Wellen. Die erste Welle ist nach Heller (2007a) immer die grösste und somit relevante Welle. Das ideale Solitärwellenprofil besteht nur aus einem Wellenberg und weist somit kein Wellental auf. Die Solitär-ähnliche Welle in Abb. 3-12(b) ist diesem Profil recht nahe. Auch bei der Cnoidal-ähnlichen Welle in Abb. 3-12(a) macht die Tiefe des Wellentals im Vergleich zur Höhe des Wellenkamms durchschnittlich nur rund 25% aus. Generell wurde in Heller (2007a) das Kriterium $H = (5/4)a$ nach Gl. (3.4) für rutscherzeugte Impulswellen gefunden, die Tiefe des Wellentals macht also durchschnittlich nur 25% der Wellenamplitude aus. Die

Einwirkungen von Cnoidal-ähnlichen Wellen auf Talsperren werden daher im Folgenden mit der Methode von Ramsden (1996) für Solitärwellen bestimmt.

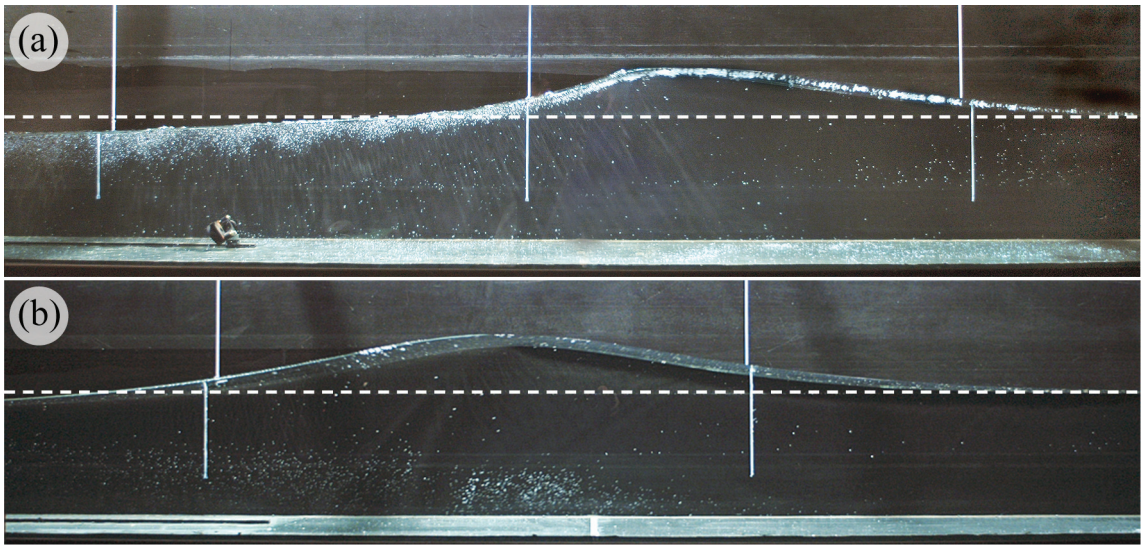


Abb. 3-12 Wellentypen im 2D Wellenkanal mit (--) ursprünglichem Ruhewasserspiegel: (a) Cnoidal-ähnliche Welle und (b) Solitär-ähnliche Welle (nach Heller 2007a).

Das Wellentypenprodukt $S^{1/3}M\cos[(6/7)\alpha]$ dient zur Ermittlung des Wellentyps (Anhang A.3.2.1). Das entsprechende Kriterium, welches Stokes-ähnliche Wellen ausschliesst bzw. die restlichen Wellentypen definiert, lautet

$$S^{1/3} M \cos\left[(6/7)\alpha\right] \geq (4/5)\mathsf{F}^{-7/5} . \tag{3.29}$$

b [m]	=	Rutschbreite (Abb. 3-3b)
F [-]	=	Rutscheintauch-Froudezahl; $\mathsf{F} = V_s/(gh)^{1/2}$
g [m/s^2]	=	Erdbeschleunigung; g = 9.81 m/s^2
h [m]	=	Ruhewassertiefe (im Eintauchbereich)
M [-]	=	Relative Rutschmasse; $M = \rho_s \forbar{V}_s/(\rho_w b h^2)$
s [m]	=	Rutschmächtigkeit (Abb. 3-3a)
S [-]	=	Relative Rutschmächtigkeit; $S = s/h$
V_s [m/s]	=	Rutscheintauchgeschwindigkeit (Abb. 3-3a)
$\forbar{V}_s$ [m^3]	=	Rutschvolumen (Abb. 3-3a)
α [°]	=	Rutscheintauchwinkel (Abb. 3-3a)
ρ_s [kg/m^3]	=	Rutschdichte (Abb. 3-3a)
ρ_w [kg/m^3]	=	Wasserdichte

Bei Extremereignissen können auch Bore-ähnliche Wellen entstehen (Abb. A-15 im Anhang A). Falls sie im Eintauchbereich entstehen, wandeln sie sich nach kurzer Distanz in eine Cnoidal- oder Solitär-ähnliche Welle um. Abgeschätzt werden sie ebenfalls mit der nachfolgenden Methode.

Die Druckverteilung einer Solitär-ähnlichen Welle wird gemäss Abb. 3-13(a) als dreieckförmig angenähert (Anhang B.4.2). Die Auflaufhöhe R wird für die Krafteinwirkung unabhängig von dem mit Gl. (3.16) berechneten Wert zu $2a$ angenommen. Die Gl. (3.30) zur Bestimmung der totalen horizontalen Kraftkomponente $K_{tot,h}$ pro Laufmeter Sperrenlänge infolge Impulswelle und Ruhewasserdruck basiert auf den Messwerten in Abb. B-7 von Ramsden (1996) (Anhang B.4.2). Eingetragen ist $K_{tot,h}$ in Funktion der Relativamplitude a/h. Die Messpunkte in Abb. B-7(a) werden angenähert mit

$$K_{tot,h} = \left[1 - 1.5(a/h)\right]^{1/6} K_{hs,h} \qquad \text{für } 0 \le a/h \le 0.6. \tag{3.30}$$

a [m]	=	Wellenamplitude (vor der Talsperre) (Abb. 3-5)
h [m]	=	Ruhewassertiefe (vor der Talsperre)
$K_{hs,h}$ [N/m]	=	Hydrostatische horizontale Kraftkomponente pro Laufmeter Sperrenlänge infolge eines um $2a$ nach oben verschobenen Ruhewasserspiegels nach Ramsden (1996)
$K_{tot,h}$ [N/m]	=	Totale horizontale Kraftkomponente pro Laufmeter Sperrenlänge infolge Impulswelle und Ruhewasserdruck

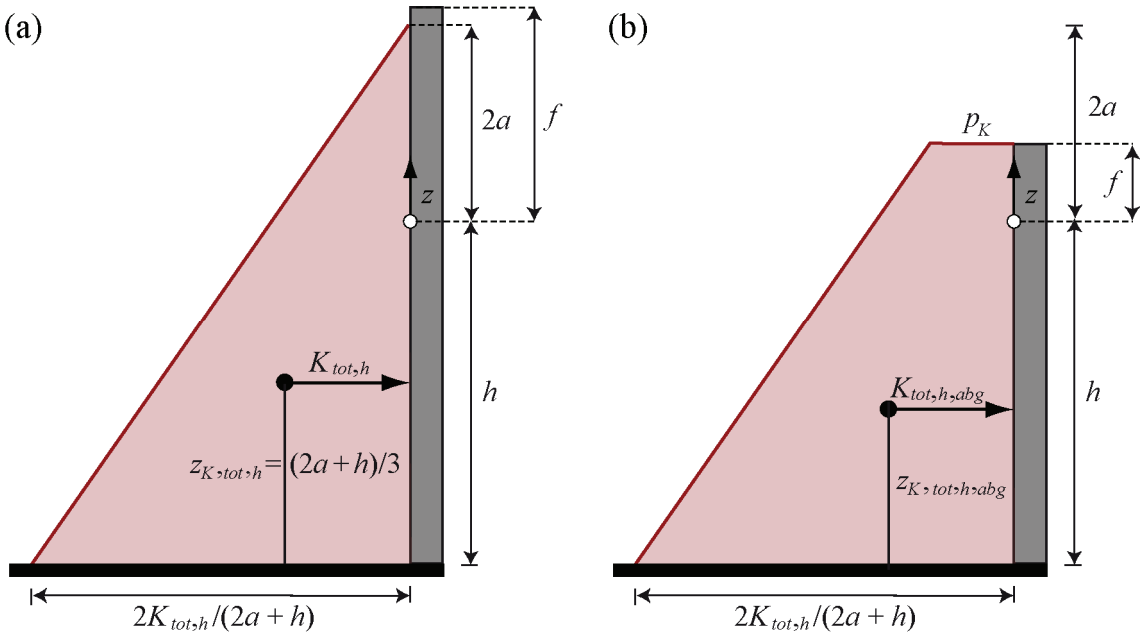


Abb. 3-13 Druckverteilung infolge einer Solitär-ähnlichen Welle an senkrechter Talsperre mit Maximalwert $2K_{tot,h}/(2a + h)$ falls (a) $f \ge 2a$ und (b) abgeminderte Druckeinwirkung falls $f < 2a$.

Die Wellenamplitude a lässt sich aus der Wellenhöhe H berechnen zu $a = (4/5)H$ (Gl. 3.4). In Abb. B-7(a) im Anhang B bzw. Gl. (3.30) wird die hydrostatische horizontale Kraftkomponente $K_{hs,h}$ verwendet, welche sich aus einem um $2a$ nach oben verschobenen Ruhewasserspiegel ergibt. Die Grösse $K_{hs,h}$ wird von Ramsden (1996) zur Normierung seiner Messpunkte herangezogen und ergibt sich zu

$$K_{hs,h} = (1/2)\rho_w g(2a+h)^2 . \tag{3.31}$$

a [m]	=	Wellenamplitude (vor der Talsperre) (Abb. 3-5)
g [m/s^2]	=	Erdbeschleunigung; g = 9.81 m/s^2
h [m]	=	Ruhewassertiefe (vor der Talsperre)
$K_{hs,h}$ [N/m]	=	Hydrostatische horizontale Kraftkomponente pro Laufmeter Sperrenlänge infolge eines um 2a nach oben verschobenen Ruhewasserspiegels nach Ramsden (1996)
ρ_w [kg/m^3]	=	Wasserdichte

Die Höhenlage $z_{K,tot,h}$ des Angriffspunkts von $K_{tot,h}$ liegt bei $(2a + h)/3$ (Abb. 3-13a).

Falls ein Teil der Welle überschwappt, d.h. falls das Freibord kleiner als zweimal die Amplitude $f < 2a$ ist, so mindert sich die Einwirkung entsprechend Abb. 3-13(b) ab. Der Druck p_K an der Talsperrenkrone ergibt sich mit Hilfe des Strahlensatzes zu

$$p_K = \frac{2K_{tot,h}}{(2a+h)^2}(2a-f) \qquad \text{für } f < 2a. \tag{3.32}$$

a [m]	=	Wellenamplitude (vor der Talsperre) (Abb. 3-5)
f [m]	=	Freibord (Abb. 3-5)
h [m]	=	Ruhewassertiefe (vor der Talsperre)
$K_{tot,h}$ [N/m]	=	Totale horizontale Kraftkomponente pro Laufmeter Sperrenlänge infolge Impulswelle und Ruhewasserdruck (Gl. 3.30)
p_K [N/m^2]	=	Druck an der Talsperrenkrone (Abb. 3-13b)

Mit Hilfe von Gl. (3.32) kann die infolge Überschwappens abgeminderte totale horizontale Kraftkomponente $K_{tot,h,abg}$ pro Laufmeter Sperrenlänge infolge Impulswelle und Ruhewasserdruck für $f < 2a$ allgemein formuliert werden zu

$$K_{tot,h,abg} = \frac{(h+f)}{2}\left[p_K + \frac{2K_{tot,h}}{2a+h}\right] \qquad \text{für } f < 2a. \tag{3.33}$$

a [m]	=	Wellenamplitude (vor der Talsperre) (Abb. 3-5)
f [m]	=	Freibord (Abb. 3-5)
h [m]	=	Ruhewassertiefe (vor der Talsperre)
$K_{tot,h}$ [N/m]	=	Totale horizontale Kraftkomponente pro Laufmeter Sperrenlänge infolge Impulswelle und Ruhewasserdruck (Gl. 3.30)
$K_{tot,h,abg}$ [N/m]	=	Infolge Überschwappens abgeminderte totale horizontale Kraftkomponente pro Laufmeter Sperrenlänge infolge Impulswelle und Ruhewasserdruck
p_K [N/m^2]	=	Druck an der Talsperrenkrone (Abb. 3-13b)

Die Höhenlage $z_{K,tot,h,abg}$ des Angriffspunkts von der infolge Überschwappens abgeminderten totalen horizontalen Kraftkomponente $K_{tot,h,abg}$ ist in Abb. 3-13(b) eingezeichnet und beträgt

$$z_{K,tot,h,abg} = \frac{[2K_{tot,h}/(2a+h) - p_K]\frac{(h+f)^2}{6} + p_K\frac{(h+f)^2}{2}}{[2K_{tot,h}/(2a+h) - p_K]\frac{h+f}{2} + p_K(h+f)}. \qquad (3.34)$$

a [m]	=	Wellenamplitude (vor der Talsperre) (Abb. 3-5)
f [m]	=	Freibord (Abb. 3-5)
h [m]	=	Ruhewassertiefe (vor der Talsperre)
$K_{tot,h}$ [N/m]	=	Totale horizontale Kraftkomponente pro Laufmeter Sperrenlänge infolge Impulswelle und Ruhewasserdruck (Gl. 3.30)
$K_{tot,h,agb}$ [N/m]	=	Infolge Überschwappens abgeminderte totale horizontale Kraftkomponente pro Laufmeter Sperrenlänge infolge Impulswelle und Ruhewasserdruck
p_K [N/m^2]	=	Druck an der Talsperrenkrone (Abb. 3-13b)
$z_{K,tot,h,abg}$ [m]	=	Höhenlage des Angriffspunkts von $K_{tot,h,abg}$

Die Einwirkungen infolge Ruhewasserdruck gemäss Gl. (3.21) sind im Berechnungsverfahren unter Unterkap. 3.4.4 bereits berücksichtigt. Die horizontale Krafteinwirkung bleibt vom Neigungswinkel der Talsperrenfläche β unbeeinflusst. Dafür entsteht bei $\beta < 90°$ eine zusätzliche vertikale Kraftkomponente (Abb. 3-8). Sie ergibt sich mit der Kraft aus den Gln. (3.30) bzw. (3.33) über $\tan\beta$ (Unterkap. 3.4.2). Dabei wird die gesamte Krafteinwirkung vereinfachend als statisch angenähert (Anhang B.5).

3.5 Schlussbemerkungen

Das in Kap. 3 vorgestellte Berechnungsverfahren gemäss Abb. 3-1 basiert auf allgemeingültigen Berechnungsgleichungen. Diese wurden versuchstechnisch im prismatischen Wellenkanal oder im rechteckigen Wellenbecken bestimmt. Abweichungen von diesen Idealformen können zu Modelleffekten führen (Unterkap. 3.2.1). Es ist unbedingt erforderlich, die von allgemeingültigen Berechnungsgleichungen vernachlässigten Einflüsse wie die Stauraumgeometrie oder die Massenbewegungsart abzuschätzen. Im Berechnungsverfahren gemäss Abb. 3-1 ist dies im 2. Schritt erwähnt. Diese Einflüsse sind in Kap. 4 beschrieben. Sie sind ebenfalls zu beachten, wenn die elektronischen Berechnungstabellen angewendet werden (Unterkap. 5.3).

4 2. Schritt, Sensitivitätsanalyse und Sicherheitszuschläge

4.1 Einleitung

In Unterkap. 4.2 und 4.3 wird der 2. Schritt vom Verfahren in Abb. 3-1 zur Berechnung rutscherzeugter Impulswellen behandelt. Die hier erwähnten Einflüsse können die Wellenparameter und somit die Auflaufhöhe gegenüber den Werten vom 1. Schritt wesentlich verändern. Zum 2. Schritt sind ebenfalls die Auswirkungen der Überschreitung der Limitationen zur Berechnung der Impulswellengrössen gemäss Tab. 3-2, Tab. 3-3, Tab. 3-4 und Tab. 3-5 zu zählen. Grosse Abweichungen gegenüber den im 1. Schritt berechneten Werten sind durch die Limitationsverletzungen im Allgemeinen nicht zu erwarten, trotzdem steigen ihre Unsicherheiten.

Ist das Rutschvolumen relativ zum Wasservolumen des Stausees gross, entsteht neben der Impulsübertragung ein Verdrängungsmechanismus. Die daraus folgende Wasserspiegelzunahme ist im Verfahren der Abb. 3-1 nicht enthalten, lässt sich aber annähern, indem das Rutschvolumen durch die Seeoberfläche geteilt wird (Unterkap. 5.1.3; 5.2.3).

Die Gleichungen in Kap. 3 basieren auf einem prismatischen Kanal (2D), bzw. einem rechteckigen Wellenbecken (3D) mit jeweils horizontaler Sohle. Die Einflüsse auf die Wellenparameter einer von diesen Idealformen abweichenden Stauraumgeometrie werden in Unterkap. 4.2 behandelt. Die Gleichungen in Kap. 3 basieren auf einem granularen Rutsch. Massenbewegungen können auch aus Festkörpern bestehen. Auf die verschiedenen *Massenbewegungsarten* wird in Unterkap. 4.3 eingegangen. Anschliessend wird der Unterschied der Maximalamplitude generiert durch einen Festkörper gegenüber jener erzeugt durch eine granulare Massenbewegung diskutiert. In Unterkap. 4.4 wird eine *Sensitivitätsanalyse* der Auflaufhöhe R in Abhängigkeit der Einflussparameter durchgeführt. Schliesslich werden einige Punkte zur Genauigkeit der Resultate und zu *Sicherheitszuschlägen* angeschnitten.

4.2 Einflüsse der Stauraumgeometrie

Hier wird der Einfluss einer abweichenden Stauraumgeometrie von den zwei Extremfällen (a) eingeengte transversale, bzw. (b) völlig freie radiale Wellenausbreitung nach Abb. 3-2 und die damit verbundenen Wellenphänomene besprochen. Sie werden hier vorgestellt, damit ihre Einflüsse auf die Wellenhöhe und somit die Auflaufhöhe qualitativ im 2. Schritt gemäss Abb. 3-1 beurteilt werden können. Die Stauraumgeometrie hat einen wesentlichen Einfluss auf die Ausbreitung von Impulswellen. Mit abnehmender Wassertiefe h geht die Tiefwasserwelle ($L/h < 2$) zunächst in den Übergangsbereich ($2 < L/h < 20$) über und wird schliesslich zur Flachwasserwelle ($L/h > 20$), d.h. sie wird nun vom Untergrund beeinflusst. Die Bodenberührung erhöht in der Regel die Wellenhöhe, da die Reibungsverluste auf dem Untergrund gegenüber dem so genannten

„Shoaling“ vernachlässigbar sind. Neben dem „Shoaling“ wird eine Flachwasserwelle zusätzlich von der Refraktion beeinflusst. Unabhängig ob eine Flach-, Übergangs- oder Tiefwasserwelle vorliegt, unterliegt die Welle der Diffraktion, der Verengung und der Reflexion (Coastal Engineering Manual USCE 2006). Hinter diesen Begriffen stehen folgende Phänomene:

a) Refraktion (Abb. 4-1a): Eine Flachwasserwelle erfährt in Ufernähe eine Richtungsänderung und läuft schliesslich frontal darauf zu.

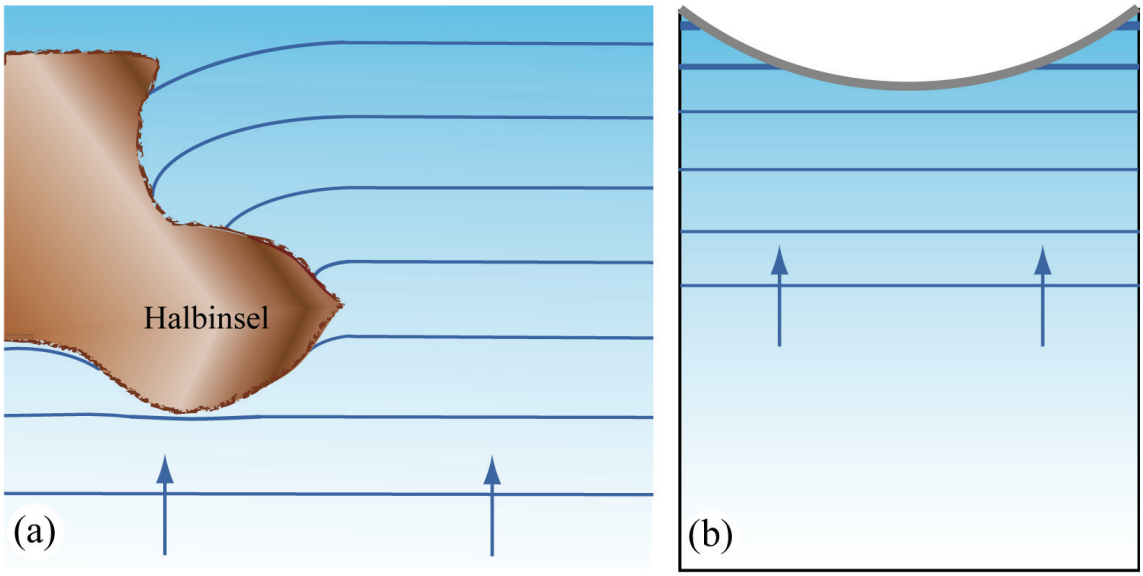


Abb. 4-1 (a) Prinzip der Refraktion in Ufernähe und der Diffraktion um eine Halbinsel sowie (b) Wellenhöhenzunahme infolge Verengung in den Flanken einer Bogenstaumauer.

b) „Shoaling“ (Abb. 4-2b): Die Wellenhöhe einer Flachwasserwelle vergrössert sich und gleichzeitig verkürzt sich die Wellenlänge. Die Wellenhöhenzunahme infolge „Shoaling“ lässt sich nach Dean und Dalrymple (1991) bestimmen mit

$$\frac{H_2}{H_1} = \left(\frac{h_1}{h_2}\right)^{1/4} \left(\frac{b_1}{b_2}\right)^{1/2} . \qquad (4.1)$$

b_1 [m]	=	Stauseebreite im Querschnitt 1 in Abb. 4-2(b)
b_2 [m]	=	Stauseebreite im Querschnitt 2 in Abb. 4-2(b)
h_1 [m]	=	Ruhewassertiefe im Querschnitt 1 in Abb. 4-2(b)
h_2 [m]	=	Ruhewassertiefe im Querschnitt 2 in Abb. 4-2(b)
H_1 [m]	=	Wellenhöhe im Querschnitt 1 in Abb. 4-2(b)
H_2 [m]	=	Wellenhöhe im Querschnitt 2 in Abb. 4-2(b)

Die Gl. (4.1) basiert auf der Annahme eines konstanten Energieflusses zwischen Querschnitt 1 und 2 in Abb. 4-2(b). Ist zusätzlich in Gl. (4.1) die Breite zwischen den Querschnitten 1 und 2 konstant, also $b_1 = b_2$, so reduziert sie sich zu $H_2/H_1 = (h_1/h_2)^{1/4}$, dem so genannten Green’schen Gesetz.

c) Diffraktion (Abb. 4-1a): Eine Welle umwandert ein Hindernis und gibt seitlich einen Teil ihrer Energie in den Wellenschatten ab.

d) Verengungen (Abb. 4-1b): Eine Welle wird in einer Reservoirverengung höher, da sich die Wellenenergie konzentriert. Dies geschieht z.B. an einer Talsperrenflanke. Für Flachwasserwellen ist die Abschätzung wieder mit Gl. (4.1) möglich, bei Tiefwasserwellen vereinfacht sich Gl. (4.1) mit $h_2 \approx h_1$ zu $H_2/H_1 = (b_1/b_2)^{1/2}$. Anschliessend in diesem Unterkap. 4.2 wird der Einfluss der Verengung an Talsperrenflanken quantifiziert.

e) Reflexion (Abb. 4-2a): Eine Welle wird am Ufer reflektiert und wandert mit kleinerer Wellenhöhe wieder in entgegen gesetzter Richtung. Die Höhe der reflektierten Welle hängt davon ab, wie viel Wellenenergie beim Auflauf dissipiert wurde. Bei vertikalen Staumauern ohne Wellenüberschwappen ist die Energiedissipation beim Auflauf nahezu null, es kommt zur Totalreflexion. Die Wellenhöhe bzw. Wellenamplitude der reflektierten Welle ist praktisch gleich gross wie jene der ankommenden Welle $a \approx a_R$ (Abb. 4-2a). Trifft eine reflektierte Welle auf eine einfallende, kommt es zu einer nicht-linearen Überlagerung am Treffpunkt, vorausgesetzt beide Wellen sind ungebrochen (Abb. 4-2a). Die einzelnen Wellen laufen durch einander und ihre Profile sind nach dem Kreuzen praktisch unbeeinflusst von der Begegnung (Abb. 4-3).

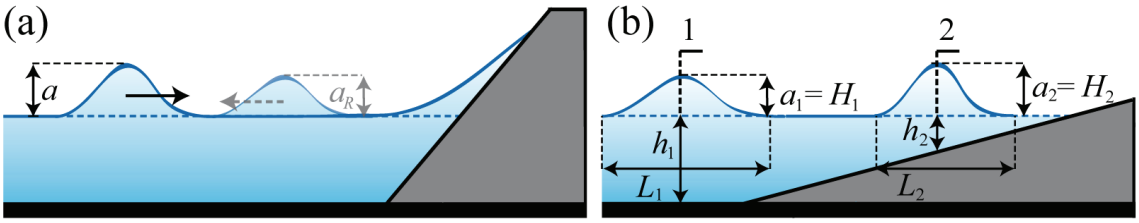


Abb. 4-2 Prinzip (a) Wellen-Reflexion einer Solitärwelle an Talsperre mit $a > a_R$ und (b) vom „Shoaling" einer Solitärwelle im Uferbereich mit $a_1 < a_2$ und $L_1 > L_2$.

Müller (1995) mass die Auflaufhöhe an Talsperrenflanken unter Berücksichtigung einer seitlichen Böschung. Der Winkel zwischen Sperre und Talflanke wirkt als Verengung (Abb. 4-4a). Selbst wenn eine Tiefwasserwelle im Uferbereich ankommt, wird sie sich bei abnehmender Wassertiefe als Flachwasserwelle fortbewegen und vom Untergrund durch „Shoaling" beeinflusst. Die Abb. 4-4(b) zeigt für eine seitliche Böschungsneigung 3:4 das Verhältnis der Auflaufhöhe zur Auflaufhöhe in Talsperrenmitte R/R_m in Funktion der relativen Flankenbreite l/l_F. Im Bereich des geneigten Ufers sind die Wellenauflaufhöhen rund 20-30% grösser als in der Talsperrenmitte. Zum Vergleich ist die Auflaufhöhe nach dem Green'schen Gesetz nach Gl. (4.1) eingezeichnet. Dessen Auflaufhöhe in der Talsperrenflanke ist jedoch zu gross. Müller (1995) gibt dafür zwei mögliche Gründe an: (i) Die Welle bewegt sich im Versuch nicht frontal zur seitlichen Böschung und (ii) die Reibungsverluste an der Sohle verringern die Auflaufhöhe im Versuch gegenüber dem theoretisch hergeleiteten Green'schen Gesetz.

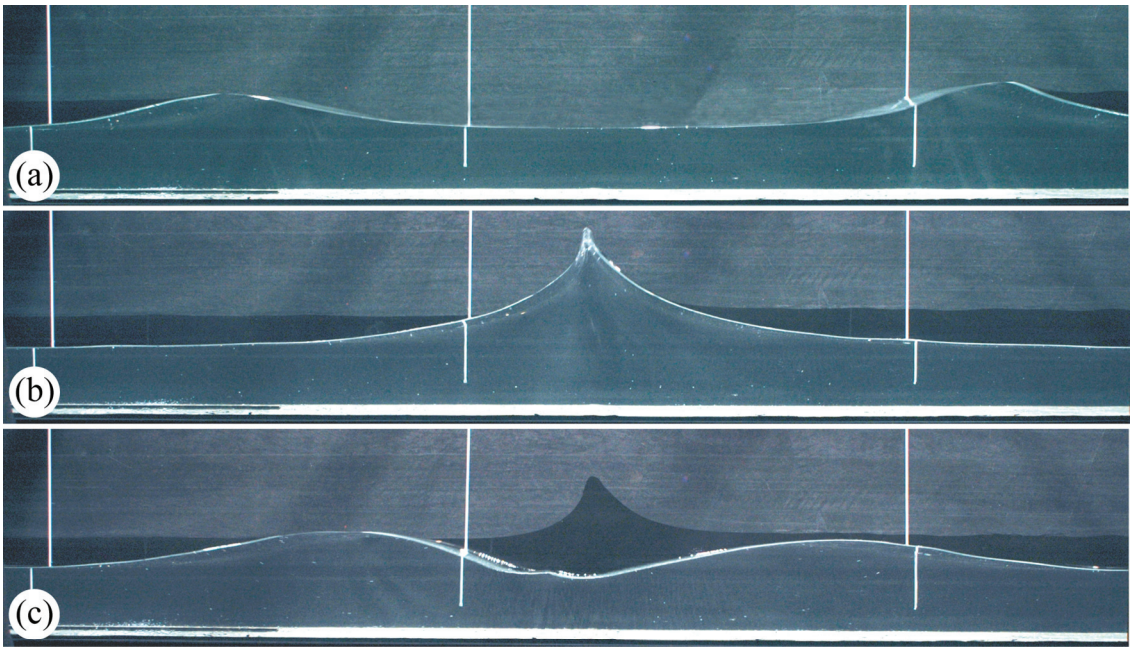


Abb. 4-3 Kollision von zwei Wasserwellen im VAW-Kanal: (a) zwei ähnliche Solitärwellen laufen aufeinander zu, (b) sie treffen sich und bilden eine nicht-lineare Wasserauslenkung und (c) sie haben sich gekreuzt und ihre Profile haben sich durch die Begegnung nur unwesentlich verändert (nach Heller 2007a).

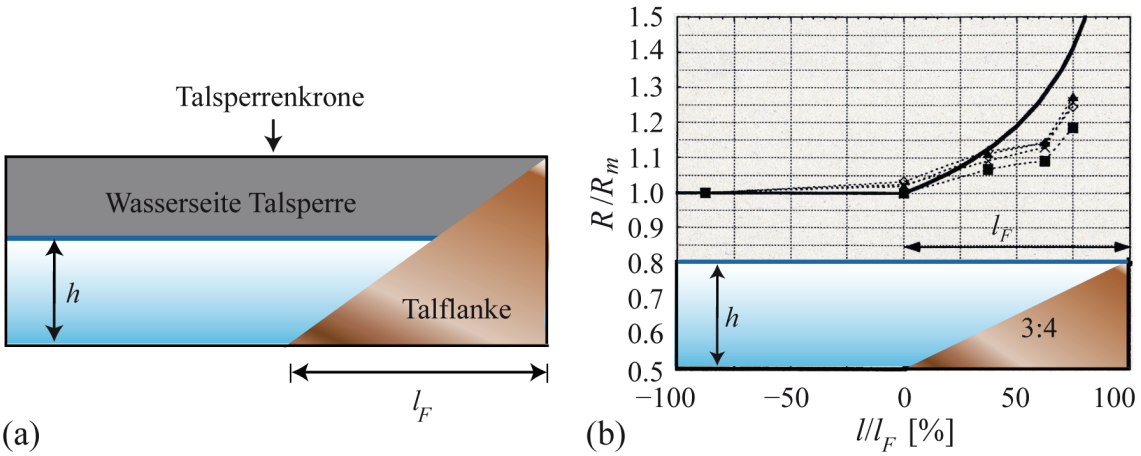


Abb. 4-4 Auflaufhöhe infolge einer geneigten seitlichen Böschung sowie Verengung: (a) Definitionsskizze der Flankenbreite des Stausees und (b) Verhältnis der Auflaufhöhe zur Auflaufhöhe in Talsperrenmitte R/R_m in Funktion der relativen Flankenlänge l/l_F [%] sowie berechnet mit dem Green'schen Gesetz (—) nach Gl. (4.1) (nach Müller 1995).

Der Einfluss einer *Eisschicht* auf Impulswellen wurde ebenfalls von Müller (1995) untersucht. Eine Eisschicht bis zu einer Dicke 0.5 m hat einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Wellenabnahme, egal ob die Eisschicht zerbrochen oder kompakt ist. Voraussetzung ist, dass der Rutsch die Eisschicht durchstanzt. Vermag eine Schneelawine die Eisschicht nicht zu durchstanzen, so besteht am Ufer trotzdem eine Gefahr. Einerseits kann die Eisschicht durch die zusätzliche Auflast in Schräglage geraten und dadurch eine kleine Impulswelle erzeugen, anderseits wird durch die zusätzliche Auflast Wasser unter der Eisschicht verdrängt, welches beispielsweise am Ufer unter der Eisschicht hervorquellen kann.

4.3 Massenbewegungsarten

Die Gleichungen in Kap. 3 gehen von einem granularen Rutsch aus. In der Natur gibt es aber eine Vielfalt von Massenbewegungsarten. Bewegt sich die Masse als Festkörper, so ist die Wellenhöhe H im Vergleich zum granularen Rutsch etwa gleich für grosse Eintauchgeschwindigkeiten, jedoch deutlich grösser für kleine Eintauchgeschwindigkeiten. Bei kleinen Eintauchgeschwindigkeiten eines granularen Rutsches dringt das Wasser in den Porenraum ein, ein Festkörper mit einer Porosität $n \approx 0$ verdrängt hingegen alles Wasser. Zudem kann sich ein granularer Rutsch beim Eintauchen verformen (Zweifel 2004).

Klassifizierungen helfen bei der Beurteilung, ob sich eine Masse eher granular oder als Festkörper bewegt. Im Folgenden wird auf die Massenbewegungsarten und ihre Prozesse eingegangen, wie sie von Cruden und Varnes (1996) für Fels, Geröll oder Erde beschrieben werden. Die Angaben helfen auch die Vorgänge von Schnee- oder Eislawinen sowie von Gletscherkalbungen zu verstehen. Eine alternative Klassifizierung entwickelten beispielsweise Nemcok et al. (1972).

Eine Massenbewegung wird grob mit zwei Begriffen definiert, nämlich dem Material gefolgt von der Bewegungsart, z.B. Erdrutsch oder Felssturz. Nach Cruden und Varnes (1996) unterscheidet man fünf Massenbewegungsarten (Abb. 4-5):

- *Rutschen* (Abb. 4-5a): Die Rutschmasse kann sich rotierend (Abb. 4-4a) entlang einer gekrümmt konkaven Gleitebene oder translatorisch auf einer Ebene bewegen. Rutsche können sich sowohl als Festkörper als auch granular bewegen. Beim letzteren nimmt das Rutschvolumen $\forall_s$ bis zum Eintauchbereich entsprechend zu (Unterkap. 3.2.2).

- *Fliessen* (Abb. 4-5b): Die Masse verhält sich wie eine viskose Flüssigkeit.

- *Stürzen* (Abb. 4-5c): Ein Sturz bewegt sich meist im freien Fall, falls der Hangwinkel $\alpha > 76°$ ist. Bei kleinerem Winkel trifft er in der Regel auf dem Hang auf und kann sich dabei zerteilen.

- *Kippen* (Abb. 4-5d): Die Masse bewegt sich um einen Drehpunkt oder eine Achse, welche sich unterhalb vom Massenschwerpunkt befindet.

- *Ausdehnen* (Abb. 4-5e): Das Volumen dehnt sich aus und zerteilt sich in feineres Material. Dieser Fall tritt bei kleinen Hangwinkeln $0.3° \leq \alpha \leq 5°$ auf. Auslöser sind meistens Erdbeben. Für die Erzeugung von Impulswellen insbesondere im Alpenraum kommt diese Massenbewegungsart kaum in Betracht.

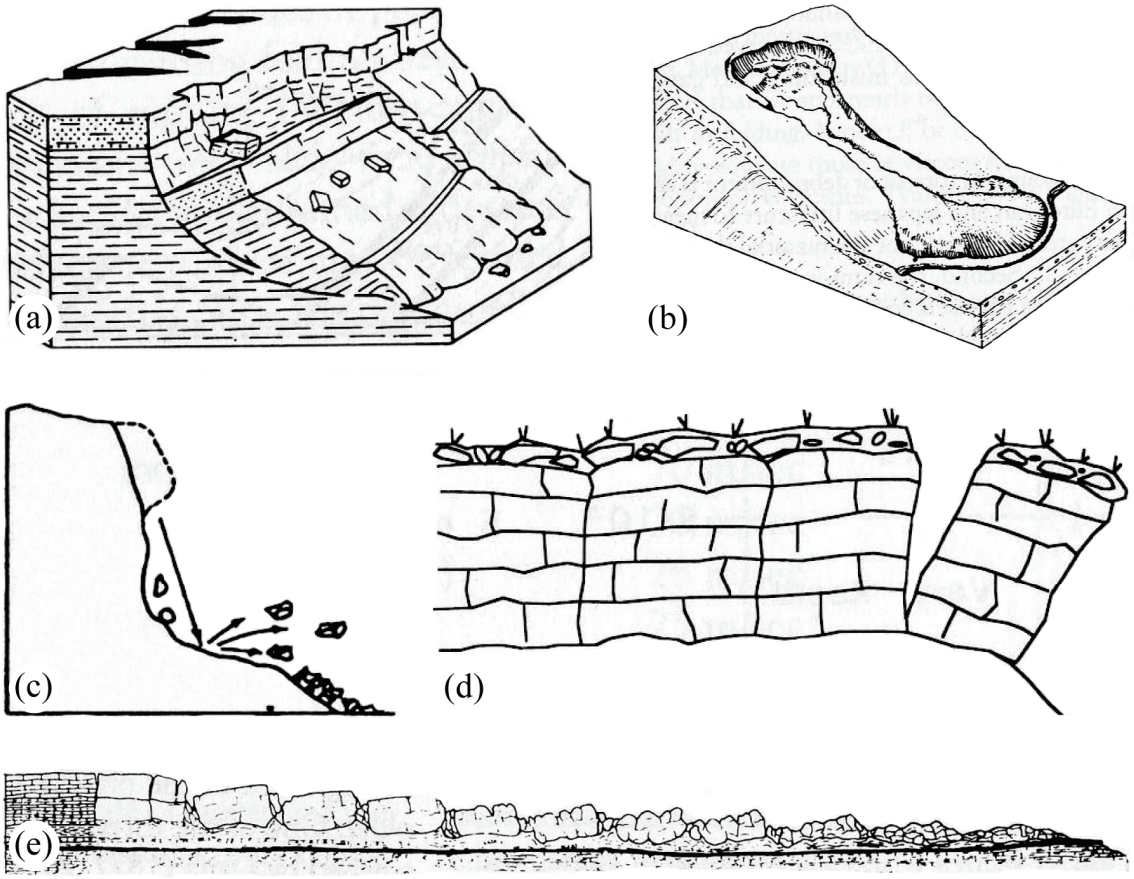


Abb. 4-5 Massenbewegungsarten: (a) Rutschen, (b) Fliessen, (c) Stürzen, (d) Kippen und (e) Ausdehnen (Cruden und Varnes 1996).

Zweifel (2004) hat den Unterschied zwischen Impulswellen als Folge granularer Rutsche und Festkörper untersucht. Er hat 11 Versuche mit einem Festkörper der konstanten Dichte ρ_s = 1'340 kg/m^3 bei Ruhewassertiefen 0.150 m ≤ h ≤ 0.600 m durchgeführt. Die meisten Gleichungen in Unterkap. 3.2.3 basieren auf Versuchen, die in der gleichen Versuchsanlage durchgeführt wurden, jedoch im Gegensatz zu den hier vorgestellten 11 Versuchen von Zweifel (2004) mit granularen Rutschen. Die dimensionslosen Parameter bei Zweifel (2004) sind 0.5 ≤ F ≤ 2.8, 0.3 ≤ S ≤ 1.4, 0.3 ≤ M ≤ 4.1 sowie α = 45°. Die Maximalamplituden a_{Mb} der Wellen, ausgelöst durch Festkörper, hat er mit den entsprechenden Werten aus der empirischen Gleichung für die Maximalamplituden a_M (Abb. 3-3) der Welle infolge eines granularen Rutsches verglichen. Dieser Vergleich ist in Abb. 4-6 dargestellt. Auf der Ordinate steht der relative Maximalamplitudenunterschiede $(a_{Mb}/h - a_M/h)/(a_{Mb}/h)$ in Prozent. Auf der Abszisse ist die Froudezahl F aufgetragen. Zur Bestimmung von a_M kann die maximale Wellenhöhe H_M aus Gl. (3.6) mit dem Faktor (4/5) multipliziert werden (Unterkap. 3.2.3.1). Die Unterschiede zwischen Festkörper und granularem Rutsch wurden mit einem Korrelationskoeffizienten R^2 = 0.97 und Abweichungen von weniger als ±10% in Abb. 4-6 beschrieben mit

$$\frac{a_{Mb}/h - a_M/h}{a_{Mb}/h} = 1 - 0.26\mathsf{F} \qquad \text{für } 0.5 \le \mathsf{F} \le 3.0. \qquad (4.2)$$

a_M [m]	=	Maximalamplitude (infolge granularem Rutsch)
a_{Mb} [m]	=	Maximalamplitude infolge eines Festkörpers
F [-]	=	Rutscheintauch-Froudezahl; $\mathsf{F} = V_s/(gh)^{1/2}$
g [m/s^2]	=	Erdbeschleunigung; g = 9.81 m/s^2
h [m]	=	Ruhewassertiefe (im Eintauchbereich)
V_s [m/s]	=	Rutscheintauchgeschwindigkeit

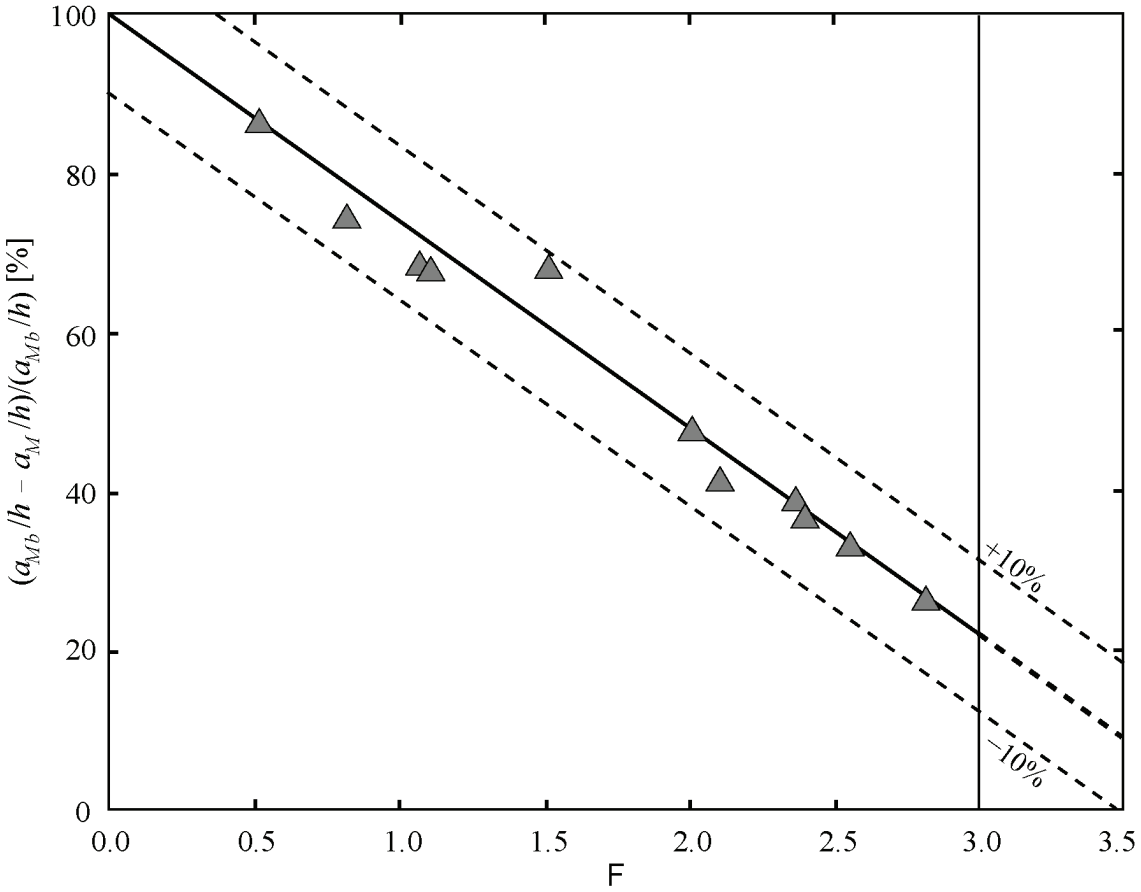


Abb. 4-6 Vergleich zwischen der Maximalamplitude generiert durch einen Festkörper und einem granularen Rutsch (nach Zweifel 2004).

Während Zweifel (2004) für kleine Froudezahlen eine bis zu sieben mal grössere Maximalamplitude a_{Mb} infolge des Festkörpers gegenüber dem granularen Rutsch ermittelte, ist der Unterschied für $\mathsf{F} > 3.0$ klein. Dies kommt daher, dass bei grosser Froudezahl und Rutscheintauchgeschwindigkeit V_s das Wasser nicht in den Porenraum eindringen kann. Der Vergleich von Zweifel (2004) bezieht sich nur auf die Maximalamplitude a_M und gilt zudem nur in einem sehr limitierten Bereich. Umfangreichere Untersuchungen fehlen.

4.4 Sensitivitätsanalyse und Sicherheitszuschläge

Hier wird die Sensitivität der Auflaufhöhe R in Abhängigkeit der Einflussparameter bestimmt. Die Parameter, auf welche R besonders sensitiv reagiert, werden anschliessend ermittelt. Da lediglich für den 1. Schritt umfassende Berechnungsformeln vorliegen, bezieht sich die Sensitivitätsanalyse nur darauf (Abb. 3-1).

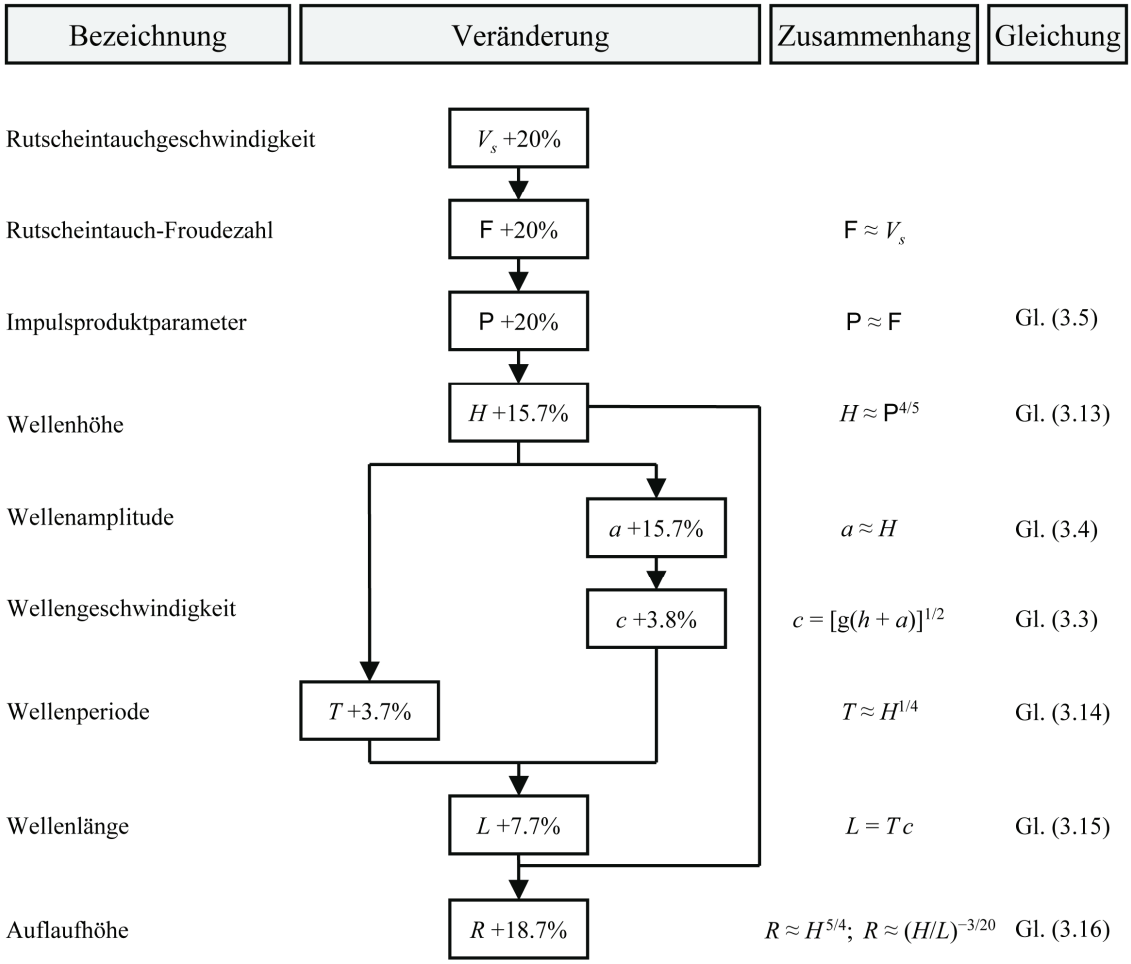


Abb. 4-7 Berechnungsweg zur Ermittlung der Auswirkung einer Veränderung der Rutscheintauchgeschwindigkeit V_s um +20% auf die Auflaufhöhe R.

Die Abb. 4-7 zeigt den Weg, um die Auswirkung einer um +20% vergrösserten Rutscheintauchgeschwindigkeit V_s auf die Auflaufhöhe R zu berechnen. Dabei wird für V_s jeweils 1.2 anstelle von 1.0 eingesetzt um die relative Änderung zu bestimmen. Die Grösse V_s kommt in F und P linear vor. Die Wellenhöhe H ist nach Gl. (3.13) proportional zu $P^{4/5}$, die relative Veränderung vermindert sich zu $(1.2/1.0)^{4/5} = 1.157$, also auf +15.7%. Die prozentualen Veränderungen können schrittweise für alle Grössen bestimmt werden, welche direkt oder indirekt von V_s beeinflusst werden. Schliesslich kann die Veränderung von R berechnet werden. Die Zunahme von V_s um +20% erhöht R um +18.7% (Abb. 4-7). Die Grösse R reagiert sensitiv auf V_s. Eine genaue Bestimmung von V_s ist deshalb wichtig.

Analog zu Abb. 4-7 kann die Sensitivität der Auflaufhöhe R bezüglich einer Veränderung von ±20% jedes einzelnen Einflussparameters bestimmt werden. Dies wird in Abb. 4-8 für den 3D-Fall (Gln. 3.13, 3.14, 3.15 und 3.16) veranschaulicht. Dargestellt sind die einzelnen Parameter mit den Abweichungen, das Ausmass der Auswirkungen auf R in einem Balkendiagramm und angeschrieben in Prozent. Als Einflussparameter für die Wellengenerierung und -ausbreitung wurde die Rutscheintauchgeschwindigkeit V_s, die Ruhewassertiefe h im Eintauchbereich (E.), die Rutschmächtigkeit s, das Rutschvolumen $\forbar{V}_s$, die Rutschdichte ρ_s, die Rutschbreite b, der Hangwinkel α, sowie der Wellenpropagationswinkel γ einbezogen (Unterkap. 3.2.2). Die berücksichtigten Einflussparameter für den Wellenauflauf und das Überschwappen an Talsperren sind die Ruhewassertiefe h vor der Talsperre (T.) sowie der Auflaufwinkel β (Unterkap. 3.3.2). Bewusst unberücksichtigt blieben die Distanz x, die Radialdistanz r, das Freibord f und die Kronenbreite b_K da sie sich genau bestimmen lassen. Die Rutschporosität n wurde vernachlässigt, da sie in die Formeln nur indirekt über ρ_s einfliesst. Zur Bestimmung der relativen Abweichungen an den Winkeln wurde die Basis $\alpha = \gamma = 45°$ gewählt.

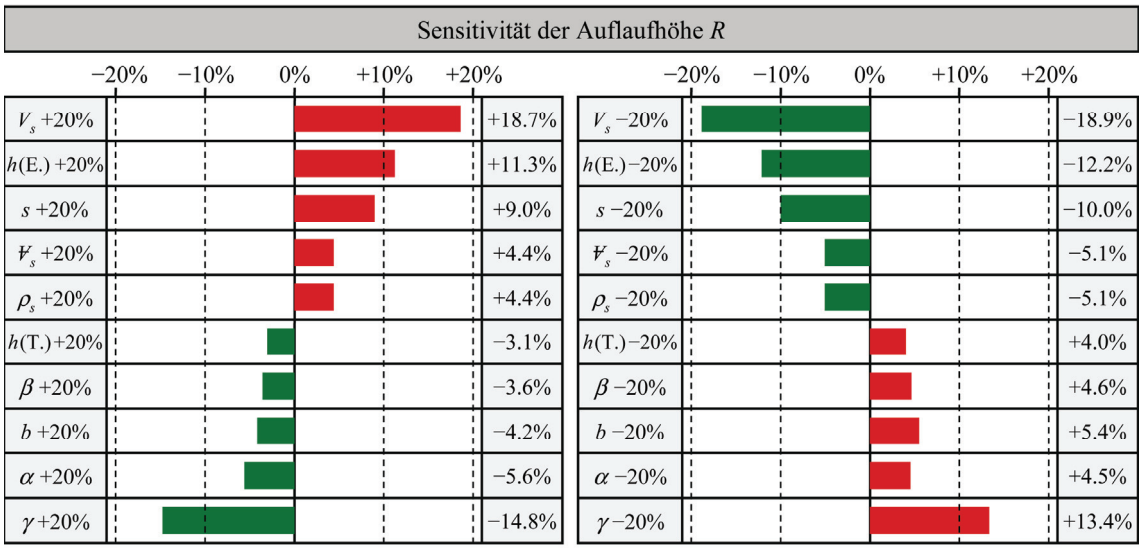


Abb. 4-8 Sensitivität der Auflaufhöhe R nach Gl. (3.16) als Folge einer jeweiligen Veränderung von links +20% und rechts −20% der Einflussparameter für den 3D-Fall mit rot vergrössernden und grün verkleinernden Effekt auf R; Abkürzungen: E. = Eintauchbereich, T. = Talsperre.

Die Auflaufhöhe reagiert besonders sensitiv auf die Rutscheintauchgeschwindigkeit V_s, dessen Änderung sich fast 1:1 auf R auswirkt (Abb. 4-8). Der Wellenpropagationswinkel γ ist nicht exakt bekannt, falls die Gleitebene des Rutsches seitlich geneigt ist und die Hauptimpulsrichtung vom Rutsch nicht eindeutig gegeben ist. Die Grösse R reagiert ebenfalls sensitiv auf γ. Schliesslich ist eine relativ genaue Bestimmung der Ruhewassertiefe h im Eintauchbereich sowie der Rutschmächtigkeit s wichtig. Die Effekte von $\forbar{V}_s$, ρ_s, h vor der Talsperre, β, b und α auf R sind zweitrangig. Zusätzlich ersichtlich in Abb. 4-8 ist, ob sich eine Vergrösserung bzw. Verkleinerung eines Ein-

flussparameters negativ (rot) oder positiv (grün) auf R auswirkt. Um auf der sicheren Seite zu rechnen, sollen die Werte V_s, h im Eintauchbereich sowie s eher grösser und γ eher kleiner gewählt werden als abgeschätzt.

Die Abb. 4-8 beinhaltet lediglich die Sensitivität von R in Abhängigkeit der Variation jedes einzelnen Einflussparameters um ±20%. Kombinationen der Einflussparameteränderungen wurden nicht behandelt. Ebenfalls unberücksichtigt blieb die Sensitivität weiterer Grössen wie der zusätzlichen horizontalen Kraftkomponente ΔK_h oder des Überschwappvolumens $\forall$ pro Laufmeter Sperrenlänge. Diese komplexeren Fälle können mit den elektronischen Berechnungstabellen vorgenommen werden (Unterkap. 5.3).

Grundsätzlich soll ein Überschwappen der Impulswelle über eine Talsperre mittels künstlicher Seespiegelabsenkung vermieden werden. Nachfolgend finden sich einige Sicherheitsüberlegungen. Weitere Grundsätze sind je nach Prototyp denkbar und müssen von Fall zu Fall durchdacht werden. Folgende Aspekte beeinflussen die Wahl der *Sicherheitszuschläge*, beispielsweise bezüglich der Auflaufhöhe R:

(i) Streuung der Messpunkte um die empirischen Berechnungsgleichungen
(ii) Eintretenswahrscheinlichkeit der Massenbewegung
(iii) Grössenordnung der Abweichungen von den Idealisierungen des 1. Schritts
(iv) Talsperrentyp (Staumauer, Staudamm mit oder ohne Oberflächenschutz)
(v) Schadenspotential im Unterwasser der Talsperre

(i) Streuung der Messpunkte um die empirischen Berechnungsgleichungen

Die rechte Seite von Gl. (3.16) zur Berechnung der Auflaufhöhe R besteht aus einem Produkt. In Analogie zur Fehlerrechnung (z.B. Demidovich und Maron 1987) ist für ein Produkt die maximale relative Streuung *höchstens* gleich wie die Summe der Einzelbeiträge der beteiligten relativen Parameterstreuungen. Mathematisch ausgedrückt gilt für das Produkt $u = x'_1 \cdot x'_2 \cdot \ldots \cdot x'_n$

$$\left|\frac{\Delta u}{u}\right| \leq \left|\frac{\Delta x'_1}{x'_1}\right| + \left|\frac{\Delta x'_2}{x'_2}\right| + \ldots + \left|\frac{\Delta x'_n}{x'_n}\right| . \tag{4.3}$$

Die Gl. (3.16) zur Berechnung von R lässt sich mit Hilfe von $L = Tc$ (z.B. Gl. 3.15) umformen zu

$$R = 1.25 h^{-1/4} \left(\frac{90°}{\beta}\right)^{1/5} H^{11/10} T^{3/20} c^{3/20} . \tag{4.4}$$

Daraus folgt

$$\mathrm{d}R = 1.25 h^{-1/4} \left(\frac{90°}{\beta} \right)^{1/5} \left[\frac{11}{10} H^{1/10} \mathrm{d}H + \frac{3}{20} T^{-17/20} \mathrm{d}T + \frac{3}{20} c^{-17/20} \mathrm{d}c \right]. \qquad (4.5)$$

Die Einflussparameter h und β unterliegen nicht der hier diskutierten Streuung und wurden in Gl. (4.5) als Konstanten behandelt. Wird die Gl. (4.4) durch Gl. (4.5) geteilt, der Absolutwert gebildet, sowie der maximale Wert berechnet, ergibt sich in Analogie zu Gl. (4.3)

$$\left| \frac{\Delta R}{R} \right| = \frac{11}{10} \left| \frac{\Delta H}{H} \right| + \frac{3}{20} \left| \frac{\Delta T}{T} \right| + \frac{3}{20} \left| \frac{\Delta c}{c} \right|. \qquad (4.6)$$

Die meisten Datenpunkte von H liegen zwischen ±40% (Abb. A-7 im Anhang A), jene von T zwischen ±100% (Abb. A-17b im Anhang A) und jene von c zwischen ±10% (Heller 2007a). Aus Gl. (4.6) resultiert (11/10)·40% + (3/20)·100% + (3/20)·10% ≈ 60%, womit sich R mit einer *maximalen* Streuung von rund ±60% voraussagen lässt.

Die maximalen Streuungen um die Berechnungsgleichungen weiterer relevanter Grössen lassen sich analog zu jener von R ermitteln: Beispielsweise für die zusätzliche horizontale Kraftkomponente ΔK_h pro Laufmeter Sperrenlänge infolge Impulswelle berechnet nach Ramsden (1996) ergibt sich ±50% und für ΔK_h berechnet nach Sainflou (1928) ±60%.

(ii) Eintretenswahrscheinlichkeit der Massenbewegung

Wenn die Masse bereits am Kriechen ist, liegt die Eintretenswahrscheinlichkeit höher als wenn es sich nur um eine potentielle Rutschmasse handelt. Je höher die Eintretenswahrscheinlichkeit der Massenbewegung ist, desto grössere Sicherheitszuschläge sind zu empfehlen.

(iii) Grössenordnung der Abweichungen von den Idealisierungen des 1. Schritts

Im 1. Schritt nach Abb. 3-1 liegen Berechnungsgleichungen vor, im 2. Schritt können die Einflüsse der Abweichungen von den Idealisierungen des 1. Schritts nur qualitativ oder mit Abschätzformeln bestimmt werden. Je grösser die Abweichungen von den Idealisierungen (z.B. rechteckige Stauraumgeometrie, granularer Rutschkörper) sind, desto grössere Sicherheitszuschläge werden erforderlich.

(iv) Talsperrentyp (Staumauer, Staudamm mit oder ohne Oberflächenschutz)

Bei Staudämmen ohne Oberflächenschutz führt Überschwappen zu Erosion. Dies kann im Extremfall zum Versagen des Staudamms führen (Singh 1996). Staumauern sind diesbezüglich widerstandsfähiger. Die Staumauer von Vaiont hielt dem Über-

schwappen einer Impulswelle praktisch unbeschadet stand. Lediglich der linksseitige Teil der Mauerkrone wurde beschädigt (Schnitter 1964).

(v) Schadenspotential im Unterwasser der Talsperre

Je mehr Unterlieger vom Überschwappen einer Impulswelle an einer Talsperre betroffen sind oder je wertvoller die Infrastruktur im Unterwasser ist, desto grössere Sicherheitszuschläge sind zu wählen. Zur Abklärung, welche Gebiete betroffen sind, kann eine numerische Flutwellenberechnung durchgeführt werden.

Die Punkte (ii) bis (v) müssen von Fall zu Fall beurteilt werden. Die Wahl des Sicherheitszuschlags hängt somit stark vom jeweiligen Prototyp ab.

Auf das Risikomanagement in Bezug auf mögliche Rutschungen in Stauseen wird in der Publikation der International Commission Of Large Dams ICOLD (2002) eingegangen.

5 Berechnungsbeispiele

5.1 Beispiel 1

5.1.1 Fragestellung und Einflussparameter

Die Abb. 5-1 zeigt die Stauraumgeometrie vom Beispiel 1. Ein Felsrutsch droht an der Stelle A in einen künstlichen Stausee als Festkörper einzutauchen. Der Stausee ist mit einer Eisschicht der Dicke 0.25 m bedeckt. Die maximale Auflaufhöhe an der Stelle B am Gegenufer soll bestimmt werden. Zudem soll abgeschätzt werden, ob die Staumauer von den Impulswellen überschwappt wird und wie viel gegebenenfalls der Stauspiegel abgesenkt werden muss, um ein Überschwappen zu verhindern. Das Freibord ist $f = 7$ m. Die Querprofile zu den in Abb. 5-1 gestrichelt eingezeichneten Strecken sind in Abb. 5-3 dargestellt.

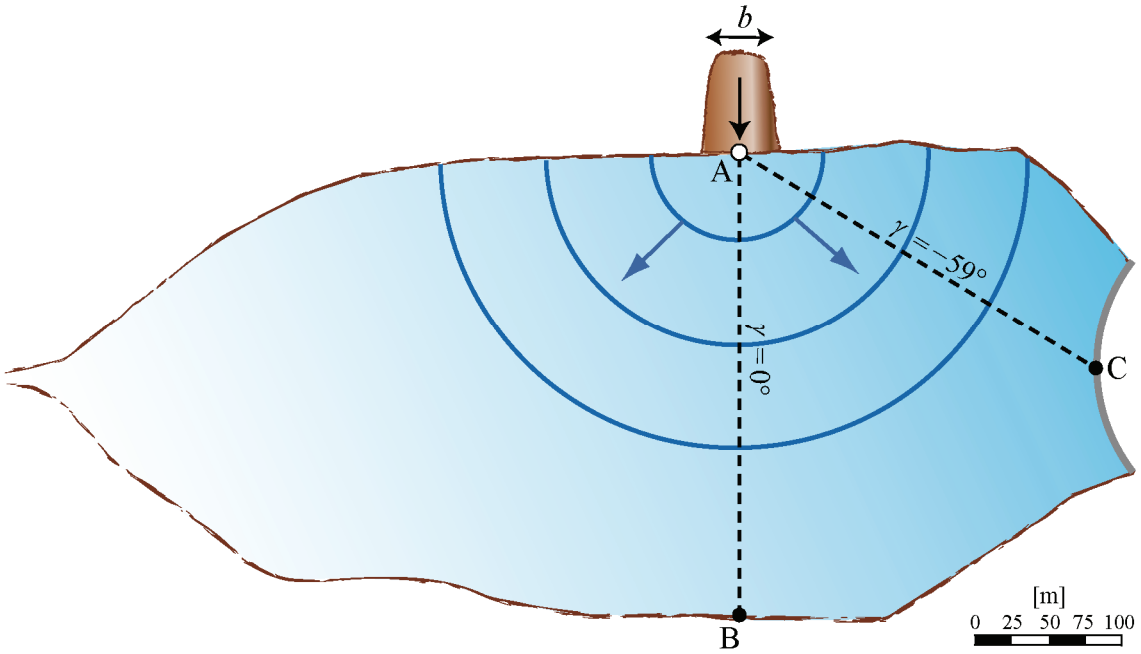


Abb. 5-1 Stauraumgeometrie vom Beispiel 1 mit eintauchendem Felsrutsch an der Stelle A. Der Stausee wird von einer Bogenmauer aufgestaut.

Mittels dem Ausschnitt in Abb. 5-2 von Abb. 5-3(a) kann die Rutscheintauchgeschwindigkeit V_s berechnet werden. Die dazu benötigten Parameter sind in Tab. 5-1 eingetragen. Der Hang weist einen Neigungsknick auf, womit neben Gl. (3.1) auch Gl. (3.2) zur Berechnung von V_s benötigt wird. Die Rutschgeschwindigkeit beim Neigungsknick V_{sNK} ist

$$V_{sNK} = \sqrt{2g\Delta z_{scN}(1-\tan\delta_N \cot\alpha_N)} \qquad \text{nach Gl. (3.1)}$$

$$V_{sNK} = \sqrt{2 \cdot 9.81 \cdot 40(1-\tan 20° \cot 70°)} = 26.1 \text{ m/s}.$$

Daraus lässt sich die Rutscheintauchgeschwindigkeit V_s berechnen zu

$$V_s = \sqrt{V_{sNK}{}^2 + 2g\Delta z_{sc}(1 - \tan\delta\cot\alpha)} \qquad \text{Gl. (3.2)}$$

$$V_s = \sqrt{26.1^2 + 2 \cdot 9.81 \cdot 60(1 - \tan 20° \cot 40°)} = 36.7 \text{ m/s}.$$

Die berechnete Grösse V_s, die Einflussparameter zur Wellengenerierung und jene für die Bestimmung der Auswirkungen an der Staumauer und auf das Gegenufer sind in Tab. 5-2 zusammengestellt. Die Grösse b bezeichnet die mittlere Rutschbreite und s die maximale Rutschmächtigkeit im Eintauchbereich. Auch die Rutschdichte ρ_s und das Rutschvolumen V_s beziehen sich auf den Eintauchbereich. Die Rutschachse ($\gamma = 0°$) ist massgebend für die Wahl der Ruhewassertiefe h (Abb. 3-3b).

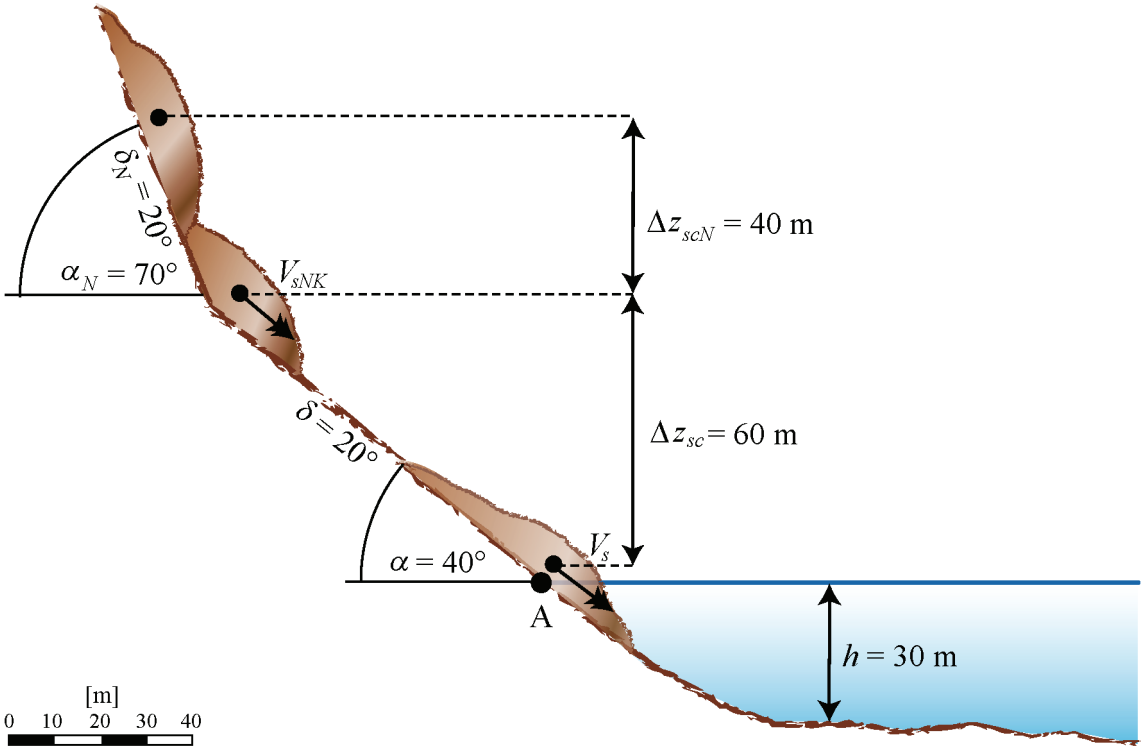


Abb. 5-2 Parameter zur Berechnung der Rutscheintauchgeschwindigkeit V_s.

Tab. 5-1 Einflussparameter auf die Rutscheintauchgeschwindigkeit V_s gemäss Abb. 5-2.

Erster Neigungsabschnitt				Zweiter Neigungsabschnitt			
Bezeichnung	Symbol	Einheit	Wert	Bezeichnung	Symbol	Einheit	Wert
Fallhöhe des Rutschschwerpunkts	Δz_{scN}	[m]	40	Fallhöhe des Rutschschwerpunkts	Δz_{sc}	[m]	60
Gleitreibungswinkel	δ_N	[°]	20	Gleitreibungswinkel	δ	[°]	20
Hangwinkel	α_N	[°]	70	Hangwinkel	α	[°]	40

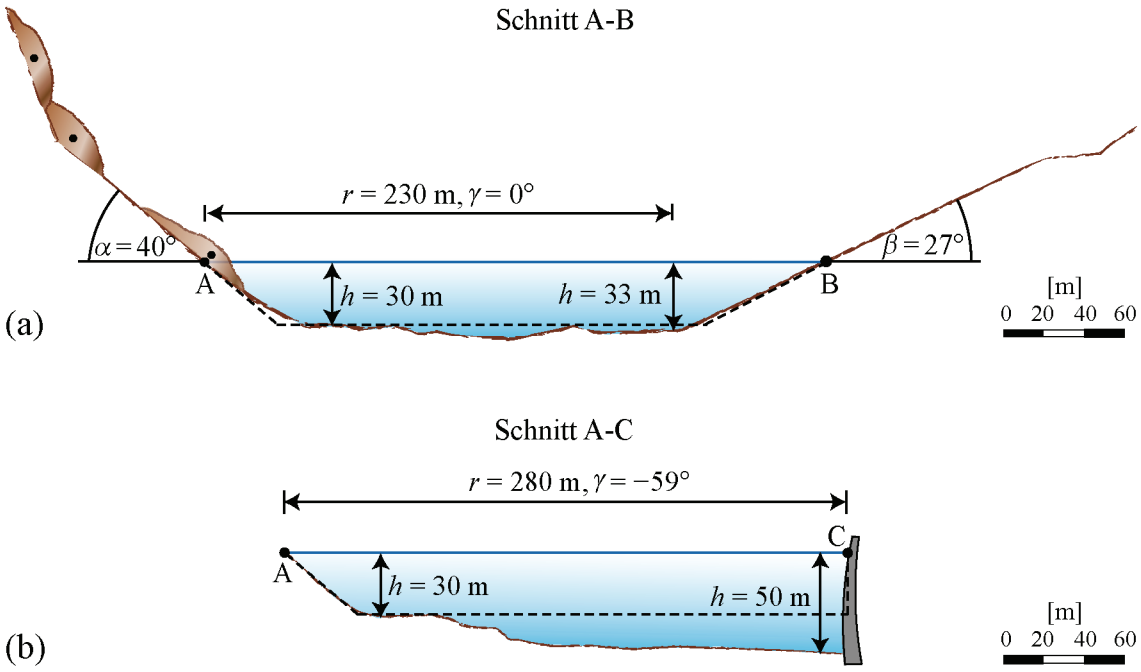


Abb. 5-3 Querprofile Beispiel 1 gemäss Abb. 5-1: (a) Schnitt A-B mit Felsrutsch und Ruhewassertiefe h = 30 m in der Rutschachse und (b) Schnitt A-C; die gestrichelten Linien geben den idealisierten Bereich für den 1. Schritt an.

Tab. 5-2 Einflussparameter auf die Impulswellengenerierung und die Auswirkungen am Gegenufer sowie an der Staumauer; E. = Eintauchbereich, T. = Talsperre.

Bezeichnung	Symbol	Einheit	Wert	Bezeichnung	Symbol	Einheit	Wert
Ruhewassertiefe (E.)	h	[m]	30	Rutschdichte	ρ_s	[kg/m^3]	1'700
Rutschmächtigkeit	s	[m]	12	Rutschporosität	n	[%]	35
Rutschbreite	b	[m]	45	Rutscheintauchwinkel	α	[°]	40
Rutscheintauchgeschwindigkeit	V_s	[m/s]	37	Kronenbreite	b_K	[m]	5
Rutschvolumen	$\forall_s$	[m^3]	22'000	Freibord	f	[m]	7
Schnitt A-B				Schnitt A-C			
Radialdistanz	r	[m]	230	Radialdistanz	r	[m]	280
Wellenpropagationswinkel	γ	[°]	0	Wellenpropagationswinkel	γ	[°]	−59
Ruhewassertiefe (Auflaufbereich)	h	[m]	33	Ruhewassertiefe (T.)	h	[m]	50
Auflaufwinkel	β	[°]	27	Auflaufwinkel	β	[°]	90

5.1.2 1. Schritt

Im Folgenden wird der 1. Schritt gemäss Abb. 3-1 durchgeführt. Die Impulswellenausbreitung ist frei radial. Somit können die Wellenparameter mit den 3D-Formeln für die rechtecksförmige Stauraumgeometrie berechnet werden (Unterkap. 3.2.1). Die Berechnung läuft in mehreren Teil-Schritten ab:

a) Dimensionslose Grössen und Kontrolle der Limitationen zur Berechnung der Wellengenerierung und Ausbreitung

Zur optimalen Voraussage mit dem Berechnungsverfahren müssen die dimensionslosen Grössen vom Prototypen innerhalb der Limitationen zur Anwendung der Berechnungs-

gleichungen liegen. Die folgenden dimensionslosen Grössen und Limitationen sind relevant (Unterkap. 3.2.3.1):

Tab. 5-3 Dimensionslose Grössen mit Limitationskontrolle zur Berechnung der Wellengenerierung und Ausbreitung.

Bezeichnung	Dimensionslose Grösse	Limitation	Erfüllt?
Rutscheintauch-Froudezahl	$\mathsf{F} = 37/(9.81 \cdot 30)^{1/2} = 2.16$	$0.86 \le \mathsf{F} \le 6.83$	ja
Relative Rutschmächtigkeit	$S = 12/30 = 0.40$	$0.09 \le S \le 1.64$	ja
Relative Rutschdichte	$D = 1'700/1000 = 1.70$	$0.59 \le D \le 1.72$	ja
Relatives Rutschvolumen	$V = 22'000/(45 \cdot 30^2) = 0.54$	$0.05 \le V \le 5.94$	ja
Relative Rutschmasse	$M = 1'700 \cdot 22'000/(1000 \cdot 45 \cdot 30^2) = 0.92$	$0.11 \le M \le 10.02$	ja
Rutschporosität	$n = 35\%$	$30.7\% \le n \le 43.3\%$	ja
Relative Rutschbreite	$B = 45/30 = 1.50$	$0.74 \le B \le 3.33$	ja
Rutscheintauchwinkel	$\alpha = 40°$	$30° \le \alpha \le 90°$	ja
Impulsproduktparameter (Gl. 3.5)	$\mathsf{P} = 2.16 \cdot 0.40^{1/2} \cdot 0.92^{1/4} \cdot \{\cos[(6/7)40°]\}^{1/2} = 1.22$	$0.17 \le \mathsf{P} \le 8.13$	ja
Relative Radialdistanz Schnitt A-B	$r/h = 230/30 = 7.7$	$5 \le r/h \le 30$	ja
Relative Radialdistanz Schnitt A-C	$r/h = 280/30 = 9.3$	$5 \le r/h \le 30$	ja
Wellenpropagationswinkel A-B	$\gamma = 0°$	$-90° \le \gamma \le +90°$	ja
Wellenpropagationswinkel A-C	$\gamma = -59°$	$-90° \le \gamma \le +90°$	ja

In der Phase der Wellengenerierung sind somit alle Limitationen eingehalten.

b) Berechnung Wellengenerierung und Ausbreitung

Die Wellengenerierung wird mit der 3D-Methode gemäss Unterkap. 3.2.3.3 ermittelt. Wichtige Werte sind die Wellenhöhe H, die Wellenamplitude a, die Wellenperiode T sowie die Wellenlänge L. Unabhängig von der 2D- oder 3D-Geometrie werden die maximalen Wellenparameter im Eintauchbereich mit den Gln. (3.6), (3.8) und (3.9) bestimmt. Gilt hingegen für die Distanz zum Punkt wo die Wellenparameter gesucht sind $x > x_M$ (2D) bzw. $r > x_M$ (3D), unterscheiden sich die Berechnungsgleichungen für den 2D- und 3D-Fall (Unterkap. 3.2.3.2; 3.2.3.3). Die Distanz x_M zur maximalen Wellenhöhe H_M ergibt sich mit Gl. (3.7) zu

$$x_M = (11/2)\mathsf{P}^{1/2} h \qquad \text{Gl. (3.7)}$$

$$x_M = (11/2)1.22^{1/2}30 = 182.2 \text{ m.}$$

Die zwei Radialdistanzen r zur Basis vor dem Punkt B und zum Punkt C sind grösser als 182.2 m (Tab. 5-2). Die Wellenparameter sind mit den Gln. (3.13), (3.14) und (3.15) und *nicht* mit den Gln. (3.6), (3.8) und (3.9) zu berechnen.

Schnitt A-B

$$H(r, \gamma) = (3/2)\mathsf{P}^{4/5} \cos^2\left(\frac{2\gamma}{3}\right)(r/h)^{-2/3} h \qquad \text{Gl. (3.13)}$$

$$H = (3/2)1.22^{4/5} \cos^2\left(\frac{2 \cdot 0°}{3}\right)(230/30)^{-2/3} 30 = 13.6 \text{ m}$$

$a = (4/5)H$ Gl. (3.4)

$a = (4/5)13.5 = 10.9$ m

$$T(r,\ \gamma) = 15\left(\frac{H}{h}\right)^{1/4}(h/g)^{1/2}$$ Gl. (3.14)

$$T = 15\left(\frac{13.6}{33}\right)^{1/4}(33/9.81)^{1/2} = 22.0 \text{ s}$$

$L(r,\ \gamma) = T(r,\ \gamma)c(r,\ \gamma)$ Gl. (3.15)

$L = 22.0[9.81(33 + 10.9)]^{1/2} = 457.0$ m

Schnitt A-C

$$H(r,\ \gamma) = (3/2)\mathsf{P}^{4/5}\cos^2\left(\frac{2\gamma}{3}\right)(r/h)^{-2/3}h$$ Gl. (3.13)

$$H = (3/2)1.22^{4/5}\cos^2\left(\frac{2(-59°)}{3}\right)(280/30)^{-2/3}30 = 7.1 \text{ m}$$

$a = (4/5)H$ Gl. (3.4)

$a = (4/5)7.1 = 5.7$ m

$$T(r,\ \gamma) = 15\left(\frac{H}{h}\right)^{1/4}(h/g)^{1/2}$$ Gl. (3.14)

$$T = 15\left(\frac{7.1}{50}\right)^{1/4}(50/9.81)^{1/2} = 20.8 \text{ s}$$

$L(r,\ \gamma) = T(r,\ \gamma)c(r,\ \gamma)$ Gl. (3.15)

$L = 20.8[9.81(50 + 5.7)]^{1/2} = 486.2$ m

Die grössere Wellenhöhe ist am Gegenufer in der Rutschachse $\gamma = 0°$ zu erwarten. Seitlich zur Rutschachse $\gamma = 0°$ nimmt die Wellenhöhe ab (Abb. A-4 im Anhang A). Beim Punkt B ist die Wellenhöhe mit $H = 13.6$ m deutlich grösser als beim Punkt C mit $H = 7.1$ m, obwohl sich die Radialdistanzen r nicht wesentlich unterscheiden.

Zur Abschätzung der *Wellengeschwindigkeit c* zwischen den Punkten A und B bzw. A und C (Abb. 5-1) wird die Maximalamplitude a_M im Eintauchbereich benötigt. Sie ergibt sich aus der maximalen Wellenhöhe H_M zu $a_M = (4/5)H_M$ und somit wird

$a_M = (4/5)H_M = (4/5)(5/9)\mathsf{P}^{4/5}h$ nach Gln. (3.6) und (3.4)

$a_M = (4/5)(5/9)1.22^{4/5}30 = 15.6$ m.

Mit einer mittleren Ruhewassertiefe von $(30 + 33)/2 = 31.5$ m (Abb. 5-3a) und einer mittleren Amplitude von $(15.6 + 10.9)/2 = 13.3$ m zwischen den Punkten A und der Basis des Hangs vor B folgt

$c = [g(h + a)]^{1/2}$ Gl. (3.3)

$c = [9.81(31.5 + 13.3)]^{1/2} = 21.0$ m/s.

Die Impulswelle legt die Radialdistanz $r = 230$ m in rund $r/c = 230/21.0 = 11$ s zurück. Den restlichen rund ein Viertel zwischen der Basis des Hangs und dem Punkt B wird die Impulswelle in $(1/3)\cdot 11 \approx 4$ s zurücklegen, womit sich eine Gesamtzeit von 15 s ergibt.

Die Wellengeschwindigkeit c zwischen A und C berechnet sich analog. Die mittlere Ruhewassertiefe beträgt $(30 + 50)/2 = 40$ m (Abb. 5-3b) und die mittlere Amplitude $(15.6 + 5.7)/2 = 10.7$ m womit folgt

$$c = \left[g(h+a)\right]^{1/2} \qquad \text{Gl. (3.3)}$$

$$c = [9.81(40 + 10.7)]^{1/2} = 22.3 \text{ m/s}.$$

Die Impulswelle legt die Radialdistanz $r = 280$ m bis zur Staumauer in rund $r/c = 280/22.3 = 13$ s zurück.

c) Wellenauflauf inklusive Kontrolle der Limitationen

Mit Hilfe der unter b) berechneten Wellenparameter können die dimensionslosen Grössen an der Staumauer sowie die Auflaufhöhe R berechnet werden. Die Gl. (3.16) gilt nur für den Auflauf an Talsperren. Da am Gegenufer der Auflaufwinkel $\beta = 27°$ aber die Limitationen $1.0 \le 90°/\beta \le 4.9$ für Gl. (3.16) erfüllt, kann sie als Abschätzung der Auflaufhöhe dienen. Im Gegensatz zum Auflauf an Talsperren sind die in Gl. (3.16) vernachlässigten Einflussparameter die Durchlässigkeit und die Rauhigkeit des Ufers von Relevanz, da sie die Auflaufhöhe R abmindern. Der mit Gl. (3.16) berechnete Wert beim Punkt B überschätzt daher eher die Auflaufhöhe R. In den Tab. 5-4 und Tab. 5-5 wird die Einhaltung der Limitationen überprüft und anschliessend wird die Auflaufhöhe R berechnet.

Schnitt A-B

Tab. 5-4 Dimensionslose Grössen und Limitationskontrolle zur Berechnung des Wellenauflaufs am Punkt B.

Bezeichnung	Dimensionslose Grösse	Limitation	Erfüllt?
Relative Wellenhöhe	$H/h = 13.6/33 = 0.412$	$0.011 \le H/h \le 0.521$	ja
Wellensteilheit	$H/L = 13.6/457.0 = 0.030$	$0.001 \le H/L \le 0.013$	nein
Relativwinkel	$90°/\beta = 90°/27° = 3.3$	$1.0 \le 90°/\beta \le 4.9$	ja

$$R = 1.25\left(\frac{H}{h}\right)^{5/4}\left(\frac{H}{L}\right)^{-3/20}\left(\frac{90°}{\beta}\right)^{1/5} h \qquad \text{Gl. (3.16)}$$

$$R = 1.25\left(\frac{13.6}{33}\right)^{5/4}\left(\frac{13.6}{457.0}\right)^{-3/20}\left(\frac{90°}{27°}\right)^{1/5} 33 = 29.4 \text{ m}$$

Schnitt A-C

Tab. 5-5 Dimensionslose Grössen und Limitationskontrolle zur Berechnung des Wellenauflaufs am Punkt C.

Bezeichnung	Dimensionslose Grösse	Limitation	Erfüllt?
Relative Wellenhöhe	$H/h = 7.1/50 = 0.142$	$0.011 \le H/h \le 0.521$	ja
Wellensteilheit	$H/L = 7.1/486.2 = 0.015$	$0.001 \le H/L \le 0.013$	nein
Relativwinkel	$90°/\beta = 90°/90° = 1.0$	$1.0 \le 90°/\beta \le 4.9$	ja

$$R = 1.25\left(\frac{H}{h}\right)^{5/4}\left(\frac{H}{L}\right)^{-3/20}\left(\frac{90°}{\beta}\right)^{1/5} h \qquad \text{Gl. (3.16)}$$

$$R = 1.25\left(\frac{7.1}{50}\right)^{5/4}\left(\frac{7.1}{486.2}\right)^{-3/20}\left(\frac{90°}{90°}\right)^{1/5} 50 = 10.3 \text{ m}$$

Da nur die Wellensteilheit H/L die Limitationen im Schnitt A-B und A-C verletzt, dürfte dies einen kleinen Einfluss auf die Genauigkeit der Resultate haben. Die Impulswellen werden gemäss der vorhergehenden Berechnung die Talsperre mit einem Freibord von $f = 7$ m am Punkt C überschwappen, da $R > f$.

d) Wellenüberschwappen

Da das Freibord mit $f = 7$ m kleiner ist als die Auflaufhöhe $R = 10.3$ m im Punkt C, wird ein Teil der Impulswelle an der Talsperre überschwappen. Für die Bestimmung des Überschwappvolumens sind neue Limitationen massgebend (Unterkap. 3.3.3):

Punkt C

Tab. 5-6 Dimensionslose Grössen und Limitationskontrolle zur Berechnung des Wellenüberschwappens am Punkt C.

Bezeichnung	Dimensionslose Grösse	Limitation	Erfüllt?
Relative Wellenhöhe	$H/h = 7.1/50 = 0.142$	$0.019 \le H/h \le 0.488$	ja
Nicht-Linearität	$a/H = 5.7/7.1 = 0.80$	$0.59 \le a/H \le 0.95$	ja
Wellensteilheit	$H/L = 7.1/486.2 = 0.015$	$0.020 \le H/L \le 0.023$	nein
Relativperiode	$T(g/h)^{1/2} = 20.8(9.81/50)^{1/2} = 9.2$	$9.0 \le T(g/h)^{1/2} \le 21.0$	ja
Relative Wellengeschwindigkeit	$c^2/(gh) = [9.81(50 + 5.7)]/(9.81 \cdot 50) = 1.11$	$0.83 \le c^2/(gh) \le 1.40$	ja
Relative Wellenlänge	$L/h = 486.2/50 = 9.7$	$6.0 \le L/h \le 24.0$	ja
Relativwinkel	$90°/\beta = 90°/90° = 1.0$	$1.0 \le 90°/\beta \le 4.9$	ja

Für die Bestimmung des Überschwappvolumens $\not{V}$ wird zuerst das Überschwappvolumen $\not{V}_0$ für $f = 0$ berechnet zu

$$\not{V}_0 = 1.45\kappa\left(\frac{H}{h}\right)^{4/3}\left(\frac{T}{\sqrt{h/g}}\right)^{4/9} h^2 \qquad \text{Gl. (3.17)}$$

$$\not{V}_0 = 1.45 \cdot 0.41 \cdot 0.88 \cdot 1.3^{3/2}\left(\frac{7.1}{50}\right)^{4/3}\left(\frac{20.8}{\sqrt{50/9.81}}\right)^{4/9} 50^2 = 385.3 \text{ m}^3/\text{m},$$

wobei κ_q = 0.41, da β = 90°, κ_b = 0.88 aus Abb. 3-6(a) mit $a_{Max,T}/b_K$ = 7.1/5 = 1.42 ($a_{Max,T} \approx H$; Unterkap. 3.3.3) und κ_w = 1.3. Das Überschwappvolumen $\forall_0$ für $f > 0$ beträgt somit

$$\forall = \left(1 - \frac{f}{R}\right)^{11/5} \forall_0 \qquad \text{Gl. (3.18)}$$

$$\forall = \left(1 - \frac{7}{10.3}\right)^{11/5} 385.3 = 31.5 \text{ m}^3/\text{m}.$$

Die Überschwappzeit t_0 für das Überschwappvolumen $\forall_0$ = 385.3 m³/m bei f = 0 beträgt

$$t_0 = 4\left(T\sqrt{g/h}\right)^{4/9}(h/g)^{1/2} \qquad \text{Gl. (3.19)}$$

$$t_0 = 4\left(20.8\sqrt{9.81/50}\right)^{4/9}(50/9.81)^{1/2} = 24.2 \text{ s}.$$

Der mittlere Durchfluss pro Laufmeter Sperrenbreite für f = 0 ist somit

$$q_{0m} = \forall_0/t_0 \qquad \text{Gl. (3.20)}$$

$$q_{0m} = 385.3/24.2 = 15.9 \text{ m}^2/\text{s}.$$

Der maximale Durchfluss pro Laufmeter Sperrenbreite für f = 0 ist nach Unterkap. 3.3.3 $q_{0M} \approx 2 \cdot q_{0m} = 2 \cdot 15.9 = 31.8$ m²/s, tritt aber nur über einige Sekunden auf (Abb. B-4b im Anhang B). Gemäss Tab. 3-5 ist der erste Limitationsbereich $14 < T(g/h)^{1/2} < 22$ mit $20.8(9.81/50)^{1/2} = 9$ verletzt aber der zweite $10.5 < t_0(g/h)^{1/2} < 13.5$ mit $24.2(9.81/50)^{1/2} = 10.7$ erfüllt. Die verletzte Limitation reduziert die Verlässlichkeit der Berechnung. Die Werte q_{0m} = 15.9 m²/s bzw. q_{0M} = 31.8 m²/s sind obere Grenzwerte der unbekannten Grössen für f = 7.

e) Krafteinwirkung auf die Staumauer mit Überschwappen

Zunächst wird der Wellentyp mit dem Wellentypenprodukt $S^{1/3}M\cos[(6/7)\alpha]$ ermittelt:

$$S^{1/3} M \cos\left[(6/7)\alpha\right] \geq (4/5)\mathsf{F}^{-7/5} \qquad \text{Gl. (3.29)}$$

$0.40^{1/3}0.92 \cdot \cos[(6/7)40°] = 0.56$

$(4/5)2.16^{-7/5} = 0.27$

$0.56 \geq 0.27$

Somit wird die Krafteinwirkung mit der Methode für die restlichen Wellentypen nach Unterkap. 3.4.4 berechnet. Die totale horizontale Krafteinwirkung beim Punkt C mit a/h = 0.11 beträgt

$$K_{tot,h} = \left[1 - 1.5(a/h)\right]^{1/6} K_{hs,h} \qquad \text{Gl. (3.30)}$$

$K_{tot,h} = [1 - 1.5(5.7/50)]^{1/6}(1/2)1'000 \cdot 9.81(2 \cdot 5.7 + 50)^2 = 17.9 \cdot 10^6$ N/m.

Da ein Teil der Impulswelle die Staumauer überschwappt, greift gemäss Abb. 3-13(b) nicht die volle horizontale Kraftkomponente an der Staumauer an. Zunächst wird der Druck p_K an der Staumauerkrone ermittelt zu

$$p_K = \frac{2K_{tot,h}}{(2a+h)^2}(2a-f) \qquad \text{Gl. (3.32)}$$

$$p_K = \frac{2\cdot 17.9\cdot 10^6}{(2\cdot 5.7+50)^2}(2\cdot 5.7-7) = 41'783 \text{ N/m}^2.$$

Die infolge Überschwappens abgeminderte totale horizontale Kraftkomponente $K_{tot,h,abg}$ pro Laufmeter Sperrenlänge infolge Impulswelle und Ruhewasserdruck ist somit

$$K_{tot,h,abg} = \frac{(h+f)}{2}\left[p_K + \frac{2K_{tot,h}}{2a+h}\right] \qquad \text{Gl. (3.33)}$$

$$K_{tot,h,abg} = \frac{(50+7)}{2}\left[41'783 + \frac{2\cdot 17.9\cdot 10^6}{2\cdot 5.7+50}\right] = 17.8\cdot 10^6 \text{ N/m}.$$

Die Höhenlage $z_{K,tot,h,abg}$ des Angriffspunkts von $K_{tot,h,abg}$ liegt bei

$$z_{K,tot,h,abg} = \frac{[2K_{tot,h}/(2a+h) - p_K]\frac{(h+f)^2}{6} + p_K\frac{(h+f)^2}{2}}{[2K_{tot,h}/(2a+h) - p_K]\frac{h+f}{2} + p_K(h+f)} \qquad \text{Gl. (3.34)}$$

$$z_{K,tot,h,abg} = \frac{[2\cdot 17.9\cdot 10^6/(2\cdot 5.7+50) - 41'783]\frac{(50+7)^2}{6} + 41'783\frac{(50+7)^2}{2}}{[2\cdot 17.9\cdot 10^6/(2\cdot 5.7+50) - 41'783]\frac{50+7}{2} + 41'783(50+7)} = 20.3 \text{ m}.$$

Wird $K_{tot,h,abg}$ um den Ruhewasserdruck $K_{RW,h}$ abgemindert, so ergibt sich die zusätzliche horizontale Krafteinwirkung nur infolge der Impulswelle zu

$$\Delta K_h = K_{tot,h,abg} - K_{RW,h} = K_{tot,h,abg} - \rho_w g h^2/2 \qquad \text{Gl. (3.33)} - \text{Gl. (3.21)}$$

$$\Delta K_h = 17.8\cdot 10^6 - (1/2)1'000\cdot 9.81\cdot 50^2 = 5.5\cdot 10^6 \text{ N/m}.$$

Die zusätzliche horizontale Kraftkomponente ΔK_h infolge der Impulswelle beträgt relativ zur Ruhewassereinwirkung $5.5\cdot 10^6/[(1/2)1'000\cdot 9.81\cdot 50^2] = 45\%$. Diese zusätzliche horizontale Kraftkomponente ΔK_h infolge der Impulswelle greift nur für kurze Zeit (typischerweise für einige Sekunden) an der Staumauer an (Abb. B-8b im Anhang B). Die horizontale Kraftkomponente $K_{tot,h}$ wird durch die Überschwapphöhe $2a - f = 4.4$ m über der Staumauerkrone nur unwesentlich abgemindert. Weiter entsteht keine vertikale Kraftkomponente, da die Talsperre senkrecht ist (Unterkap. 3.4.2).

f) Notwendiges Freibord ohne Überschwappen

Nun wird das notwendige Freibord f ermittelt, damit die Impulswelle nicht überschwappt. Die Auflaufhöhe beim Punkt C beträgt R = 10.3 m, bei einem Freibord f = 7 m. Ob eine Seespiegelabsenkung um die Differenz $R - f$ = 3.3 m ausreichend ist, um ein Überschwappen zu verhindern, lässt sich vor einer Neuberechnung schlecht beurteilen, da sich mit der Seespiegelabsenkung Einflussparameter wie die Rutscheintauchgeschwindigkeit V_s z.T. im ungünstigen Sinne verändern. In diesem Beispiel wird der Seespiegel um 5 m abgesenkt, womit das neue Freibord f = 12 m wird. Alle Berechnungen für den Schnitt A-C werden somit neu durchgeführt:

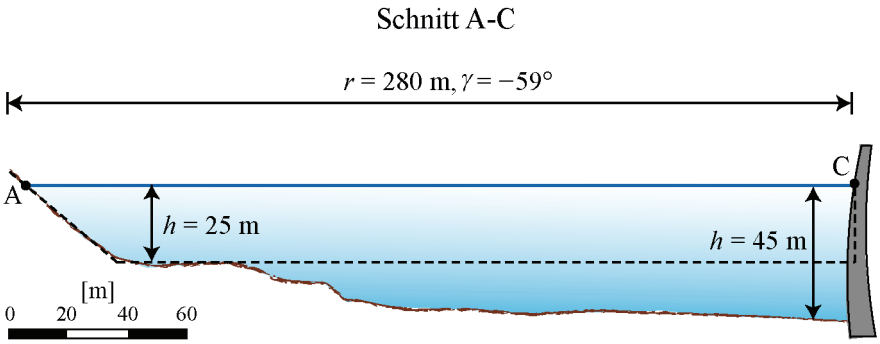


Abb. 5-4 Querschnitt A-C nach 5 m Seespiegelabsenkung und Ruhewassertiefe h = 25 m in der Rutschachse; die gestrichelten Linien geben den idealisierten Bereich für den 1. Schritt an.

Die neue Rutscheintauchgeschwindigkeit beträgt

$$V_s = \sqrt{V_{sNK}{}^2 + 2g\Delta z_{sc}(1 - \tan\delta\cot\alpha)} \qquad \text{Gl. (3.2)}$$

$$V_s = \sqrt{26.1^2 + 2 \cdot 9.81 \cdot 65(1 - \tan 20° \cot 40°)} = 37.5 \text{ m/s}.$$

Neue dimensionslose Grössen sind (Schritt a):
F = 2.39, S = 0.48, D = 1.70, V = 0.78, M = 1.33, n = 35%, B = 1.50, α = 40°, P = 1.62, r/h = 11.2 und γ = −59°. Die Parameterlimitationen im Eintauchbereich sind also immer noch erfüllt.

Neue Wellenparameter (Schritt b):

$$H(r,\ \gamma) = (3/2)\mathrm{P}^{4/5}\cos^2\left(\frac{2\gamma}{3}\right)(r/h)^{-2/3}h \qquad \text{Gl. (3.13)}$$

$$H = (3/2)1.62^{4/5}\cos^2\left(\frac{2(-59°)}{3}\right)(280/25)^{-2/3}25 = 6.6 \text{ m}$$

$$a = (4/5)H \qquad \text{Gl. (3.4)}$$

$$a = (4/5)6.6 = 5.3 \text{ m}$$

$$T(r,\ \gamma) = 15\left(\frac{H}{h}\right)^{1/4}(h/g)^{1/2} \qquad \text{Gl. (3.14)}$$

$$T = 15\left(\frac{6.6}{45}\right)^{1/4}(45/9.81)^{1/2} = 19.9 \text{ s}$$

$$L(r,\ \gamma) = T(r,\ \gamma)c(r,\ \gamma) \qquad \text{Gl. (3.15)}$$

$L = 19.9[9.81(45 + 5.3)]^{1/2} = 442.1$ m

Neue Wellenauflaufhöhe (Schritt c):

$$R = 1.25\left(\frac{H}{h}\right)^{5/4}\left(\frac{H}{L}\right)^{-3/20}\left(\frac{90°}{\beta}\right)^{1/5} h \qquad \text{Gl. (3.16)}$$

$$R = 1.25\left(\frac{6.6}{45}\right)^{5/4}\left(\frac{6.6}{442.1}\right)^{-3/20}\left(\frac{90°}{90°}\right)^{1/5} 45 = 9.6 \text{ m}$$

Tab. 5-7 Dimensionslose Grössen und Limitationskontrolle für die Berechnung des Wellenauflaufs am Punkt C nach Absenkung um 5 m.

Bezeichnung	Dimensionslose Grösse	Limitation	Erfüllt?
Relative Wellenhöhe	$H/h = 6.6/45 = 0.147$	$0.011 \le H/h \le 0.521$	ja
Wellensteilheit	$H/L = 6.6/442.1 = 0.015$	$0.001 \le H/L \le 0.013$	nein
Relativwinkel	$90°/\beta = 90°/90° = 1.0$	$1.0 \le 90°/\beta \le 4.9$	ja

Wellenüberschwappen (Schritt d):
Mit $R = 9.6$ m $< f = 12$ m ist ein Überschwappen der Impulswelle nach dem 1. Schritt unwahrscheinlich. Die Beurteilung vom 2. Schritt folgt in Unterkap. 5.1.3.

Neue Krafteinwirkung (Schritt e):
Der Wellentyp hat sich nicht verändert da:

$$S^{1/3} M \cos[(6/7)\alpha] \ge (4/5)\mathrm{F}^{-7/5} \qquad \text{Gl. (3.29)}$$

$0.48^{1/3} 1.33 \cdot \cos[(6/7)40°] = 0.86$
$(4/5)2.39^{-7/5} = 0.24$
$0.86 \ge 0.24$

Die horizontalen Krafteinwirkungen $K_{tot,h}$ bzw. ΔK_h sind:

$$K_{tot,h} = [1 - 1.5(a/h)]^{1/6} K_{hs,h} \qquad \text{Gl. (3.30)}$$

$K_{tot,h} = [1 - 1.5(5.3/45)]^{1/6}(1/2)1'000 \cdot 9.81(2 \cdot 5.3 + 45)^2 = 14.7 \cdot 10^6$ N/m,

$$\Delta K_h = K_{tot,h} - K_{RW,h} = K_{tot,h} - \rho_w g h^2/2 \qquad \text{Gl. (3.30)} - \text{Gl. (3.21)}$$

$\Delta K_h = 14.7 \cdot 10^6 - (1/2)1'000 \cdot 9.81 \cdot 45^2 = 4.8 \cdot 10^6$ N/m.

Die Höhenlage $z_{K,tot,h}$ des Angriffspunkts von $K_{tot,h}$ liegt bei $(2a + h)/3 = (2 \cdot 5.3 + 45)/3 = 18.5$ m (Unterkap. 3.4.4). Die zusätzliche horizontale Kraftkomponente ΔK_h infolge der Impulswelle relativ zur Ruhewassereinwirkung beträgt $4.8 \cdot 10^6/[(1/2)1'000 \cdot 9.81 \cdot 45^2] = 48\%$.

Die verwendeten Gleichungen in diesem Unterkapitel beruhen auf Versuchsergebnissen mit z.T. grossen Streuungen (Unterkap. 4.4). Bei der Seespiegelabsenkung sollte daher ein Sicherheitszuschlag berücksichtigt werden. Entscheidend ist nun die Durchführung des 2. Schritts (Unterkap. 5.1.3).

5.1.3 2. Schritt

Grundsätzlich lässt sich der Charakter einer Impulswelle mit der Stauraumgeometrie nach Abb. 5-1 relativ gut mit Hilfe allgemeingültiger Berechnungsgleichungen voraussagen, weil die Stauraumgeometrie eine freie radiale Wellenausbreitung gemäss Extremfall (b) in 3D (Unterkap. 3.2.1) erlaubt.

Im Folgenden wird mit den Parametern *nach* der Absenkung gerechnet. Die nachfolgend ermittelten Abweichungen beziehen sich auf die Wellenhöhe H, die Wellenamplitude a oder direkt auf die Auflaufhöhe R. Da die Wellenhöhe H mit $H^{11/10}$ in Gl. (3.16) zur Berechnung der Auflaufhöhe praktisch linear einfliesst und in diesem Manual die lineare Beziehung $a = (4/5)H$ verwendet wird, werden die Änderungen für H und a unverändert auf die Auflaufhöhe R übertragen. Folgende Phänomene können gegenüber dem 1. Schritt von Abb. 3-1 zu Abweichungen führen:

- Verletzung der Limitationen
- Festkörperbewegung anstelle granularem Rutsch
- Eisschicht
- Wasser-Verdrängung durch Felsrutsch
- Reflexionen
- „Shoaling“
- Verengung

Die *Limitationen* betreffend der Wellensteilheiten H/L bei den Punkten B und C sowie diejenigen zur Berechnung des Durchflusses beim Überschwappen sind verletzt. Der Einfluss dieser Limitationsverletzungen ist unbekannt, die Unsicherheit der Resultate steigt.

Wie gross wird eine Impulswelle wenn der Rutsch als *Festkörper* eintaucht? Dies führt gegenüber dem granular-modellierten Rutsch im 1. Schritt zu einer grösseren Impulswellenhöhe. Die Zunahme kann mit Abb. 4-6 abgeschätzt werden. Die Rutscheintauch-Froudezahl eines Festkörpers beträgt nach der Absenkung $\mathsf{F} = 2.39$. Ist Abb. 4-6 nicht nur auf die Maximalamplitude a_M, sondern für eine beliebige Amplitude a im Stausee anwendbar, folgt mit der Amplitude $a = 5.3$ m vor der Staumauer

$$\frac{a_{Mb}/h - a_M/h}{a_{Mb}/h} = 1 - 0.26\mathsf{F} \qquad \text{Gl. (4.2)}$$

$$\frac{a_{Mb}/25 - 5.3/25}{a_{Mb}/25} = 1 - 0.26 \cdot 2.39 = 0.38.$$

Aufgelöst nach der Amplitude a_{Mb} infolge Festkörperrutsch folgt a_{Mb} = 8.5 m und somit 8.5/5.3 = 1.60. Dies entspricht einer Vergrösserung um 60% gegenüber dem 1. Schritt.

Die *Eisschicht* der Dicke 0.25 m wird durch den Rutsch durchbrochen und die erzeugte Impulswelle zerteilt die Eisdecke in Stücke. Die auf den Wellenkämmen aufliegende Eisplatte wird durch ihr Eigengewicht einbrechen. Die Impulswelle wird dadurch nur unwesentlich gedämpft (Unterkap. 4.2).

Die Stauseeoberfläche beträgt rund $2 \cdot 10^5$ m^2 (Abb. 5-1). Der Stauseespiegel hebt sich infolge der *Volumenverdrängung* durch die Rutschmasse V_s = 22'000 m^3 und die Vernachlässigung der Rutschporosität n nur um rund 22'000/200'000 = 0.11 m.

Wellenreflexionen spielen in Abb. 5-1 ebenfalls keine Rolle, da $a_R \leq a$ gemäss Abb. 4-2(a), was auch für die Wellenhöhe H gilt. Zusätzlich wird die Welle beim Punkt B senkrecht reflektiert (Einfallwinkel gleich Ausfallwinkel) und ist nicht gegen die Talsperre gerichtet.

Die relative Wellenlänge L/h besagt, ob die Impulswelle sich als Tief-, Übergangs- oder Flachwasserwelle bewegt. Im Punkt C gilt L/h = 442.1/45 = 9.8 und die Impulswelle verhält sich demnach als Übergangswasserwelle ($2 \leq L/h \leq 20$) (Unterkap. 2.1), welche teilweise vom Untergrund beeinflusst werden. Eine Zunahme der Wassertiefe führt bei Übergangswasserwellen zu einer Abnahme der Wellenhöhe. Dieser Effekt kann für den Schnitt A-C in Abb. 5-3(b) unter Annahme eines konstanten Energieflusses für Flach- und Übergangswasserwellen abgeschätzt werden (Unterkap. 4.2). Der Wert H = 6.6 m wurde unter dem Teil-Schritt c) ermittelt, falls h = 25 m bis zur Staumauer konstant bleibt. Diese Werte werden hier mit Index 1 versehen. Wird die Ruhewassertiefe h grösser, so wird ein Teil der Wellenenergie auf Kosten der Wellenhöhe für die zusätzliche Wassersäule benötigt. Der Index 2 bezeichnet den Zustand mit Änderung von h = 25 m (gestrichelt umrandet in Abb. 5-4b) auf h = 45 m. Da die Breiten $b_1 = b_2$ identisch bleiben, ergibt sich die neue Wellenhöhe H_2 vor Punkt C zu

$$\frac{H_2}{H_1} = \left(\frac{h_1}{h_2}\right)^{1/4} \qquad \text{für } b_1 = b_2 \qquad \text{nach Gl. (4.1)}$$

$$H_2 = H_1\left(\frac{h_1}{h_2}\right)^{1/4} = 6.6\left(\frac{25}{45}\right)^{1/4} = 5.7 \text{ m.}$$

Die Wellenhöhe im Uferbereich nimmt infolge der Ruhewasser-Tiefenzunahme von 25 m auf 45 m von 6.6 m auf 5.7 m um rund 15% ab. Im Uferbereich vor Punkt B (Abb. 5-3a) gilt das Gegenteil, die Impulswellenhöhe nimmt infolge der Ruhewasser-Tiefenabnahme zu (Abb. 4-2b). Dieser Effekt ist bereits in der Auflaufformel berücksichtigt, da die Ruhewasser-Tiefenabnahme lediglich der Verlängerung des Ufers mit identischem Auflaufwinkel β = 27° entspricht.

Die *Verengungen* in den Talsperrenflanken führen zu einer Erhöhung der Wellenhöhen und somit der Auflaufhöhen. Falls zudem der seitliche Uferbereich bei der Flanke

geneigt ist, führt dies zusätzlich zu einer Auflaufhöhenzunahme. Die Verengung und die Neigung der Flanke haben nach Abb. 4-4 einen Effekt von rund 30%.

Zusammenfassend bewirkt eine Zunahme der Ruhewassertiefe h zur Staumauer hin eine Abnahme von H und somit von R, hingegen eine Verengung und eine mögliche seitliche Uferböschung in der Talflanke sowie das Verhalten des Rutsches als Festkörper jedoch eine deutliche Zunahme. Der Verengungs- (≈ +30%) und der Festkörpereinfluss (≈ +60%) sind gegenüber dem Einfluss der Ruhewasser-Tiefenabnahme (≈ −15%) dominant. Insgesamt führen diese Effekte zu einer zusätzlichen Auflaufhöhe von $(30\% + 60\% - 15\%)R = 0.75 \cdot 9.6 = 7.3$ m. Zusammen mit der nach dem 1. Schritt berechneten Auflaufhöhe $R = 9.6$ m ergeben sich 9.6 m + 7.3 m = 16.9 m. Abzüglich des Freibords $f = 12$ m schwappt die Impulswelle immer noch um 4.9 m über. Um ein Überschwappen zu vermeiden, muss somit nicht nur um 5 m sondern um zusätzliche 4.9 m abgesenkt werden. Mit diesen abgeschätzten rund 10 m Absenkung und den entsprechenden Parametern muss die Berechnung erneut durchgeführt werden.

5.1.4 Fazit

Die Stauraumgeometrie der Abb. 5-1 ist ideal, um mit dem Verfahren nach Abb. 3-1 berechnet zu werden. Die Auflaufhöhe an der Staumauer ergibt sich nach dem 1. Schritt zu $R = 10.3$ m, was das Freibord von $f = 7$ m übersteigt (Tab. 5-2). Die Impulswelle wird somit an der Talsperre überschwappen. Nach einer Absenkung um 5 m (Abb. 5-4) und einem neuen Freibord von $f = 12$ m beträgt die neue Auflaufhöhe nach dem 1. Schritt $R = 9.6$ m.

Die Anwendung des 2. Schritts nach Abb. 3.1 führt zu einer rund 75% grösseren Auflaufhöhe R als im 1. Schritt. Verantwortlich dafür ist vor allem der sich gegenüber dem 1. Schritt als Festkörper verhaltende Rutsch, aber auch die Auflaufhöhenzunahme in den Talsperrenflanken. Um ein Überschwappen zu verhindern, muss der Wasserspiegel um weitere 5 m abgesenkt werden, womit $f = 17$ m beträgt. Ob das Überschwappen mit dem neuen Wert $f = 17$ m verhindert wird, ist mit einer erneuten Berechnung sowie der Wahl von geeigneten Sicherheitszuschlägen zu prüfen (Unterkap. 4.4).

Die zusätzliche horizontale Krafteinwirkung nur infolge der Impulswelle auf die Talsperre ist in der Grössenordnung von 50% der Ruhewassereinwirkung. Diese Zusatzkraft tritt jedoch nur für einige Sekunden auf (Abb. B-8b im Anhang B).

5.2 Beispiel 2

5.2.1 Fragestellung und Einflussparameter

Die Abb. 5-5 zeigt die Stauraumgeometrie von Beispiel 2. Ein Eissturz droht an der Stelle A in einen künstlichen Stausee zu stürzen. Es sollen einerseits die Auswirkungen der Impulswelle auf den Staudamm ermittelt werden, andererseits um wie viel der Stauspiegel abgesenkt werden muss, um ein Überschwappen zu vermeiden. Die Eismasse tauche granular in den Stauraum ein. Das Freibord sei $f = 10$ m. Die Querprofile der in Abb. 5-5 gestrichelt eingezeichneten Strecken sind in Abb. 5-7 dargestellt.

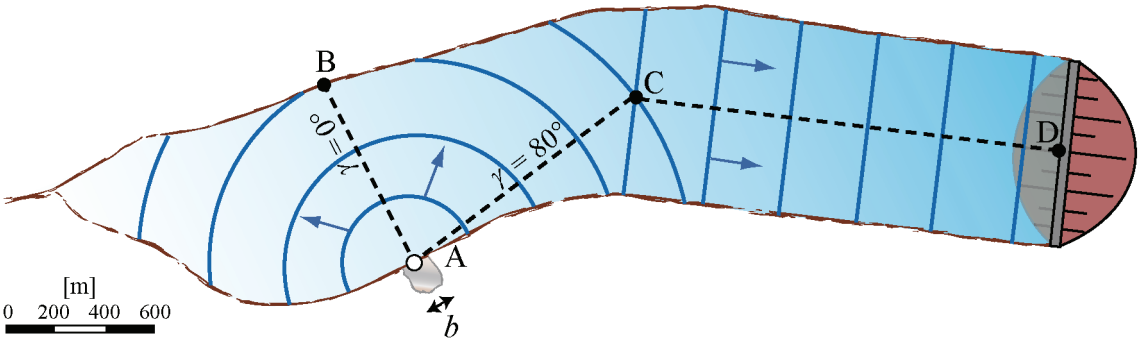


Abb. 5-5 Stauraumgeometrie vom Beispiel 2 mit eintauchendem Eissturz an der Stelle A; der Stausee wird von einem Staudamm aufgestaut.

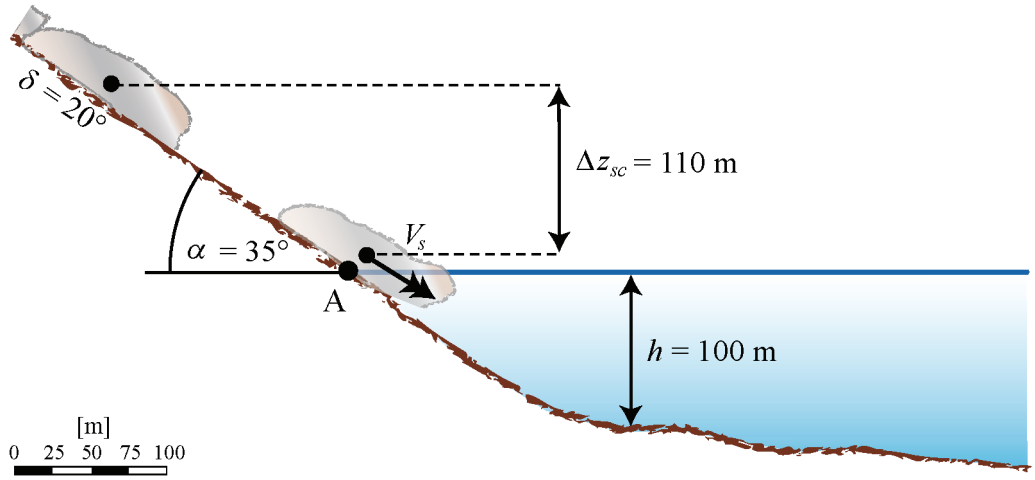


Abb. 5-6 Parameter zur Berechnung der Rutscheintauchgeschwindigkeit V_s.

Bei der Stauraumgeometrie nach Abb. 5-5 besteht zwischen Eintauchstelle und Damm keine Sichtverbindung. Im hinteren Bereich des Sees können sich die Impulswellen jedoch praktisch frei radial ausbreiten (Fall b in Abb. 3-2). Daher werden die Wellenparameter im Punkt C mit den 3D-Gleichungen bestimmt (Unterkap. 3.2.3.3). Zwischen den Punkten C und D liegt eine Wellenkanal-ähnliche Geometrie vor (Fall a in Abb. 3-2). Daher wird zwischen C und D mit einer 2D-Wellendämpfung gerechnet

unter der Annahme, dass sich die Wellen senkrecht zum Ufer bewegen. Diese Annahme liegt auf der sicheren Seite (Unterkap. 5.2.3).

Die Rutscheintauchgeschwindigkeit V_s kann mit Gl. (3.1) bei einer Fallhöhe des Rutschschwerpunkts $\Delta z_{sc} = 110$ m, einem Gleitreibungswinkel $\delta = 20°$ sowie einem Hangwinkel $\alpha = 35°$ berechnet werden zu

$$V_s = \sqrt{2g\Delta z_{sc}(1-\tan\delta\cot\alpha)} \qquad \text{Gl. (3.1)}$$

$$V_s = \sqrt{2\cdot 9.81\cdot 110(1-\tan 20°\cot 35°)} = 32.2 \text{ m/s}.$$

Die Rutscheintauchgeschwindigkeit V_s sowie alle übrigen Einflussparameter wie jene für die Wellengenerierung und für die Bestimmung der Auswirkungen am Staudamm und am Ufer sind in Tab. 5-8 eingetragen. Die Grösse b bezeichnet die mittlere Rutschbreite und s die maximale Rutschmächtigkeit im Eintauchbereich. Auch die Rutschdichte ρ_s und das Rutschvolumen V_s beziehen sich auf den Eintauchbereich (Unterkap. 3.2.2). Die massgebende Ruhewassertiefe h liegt in der Rutschachse ($\gamma = 0°$; Abb. 3-3b).

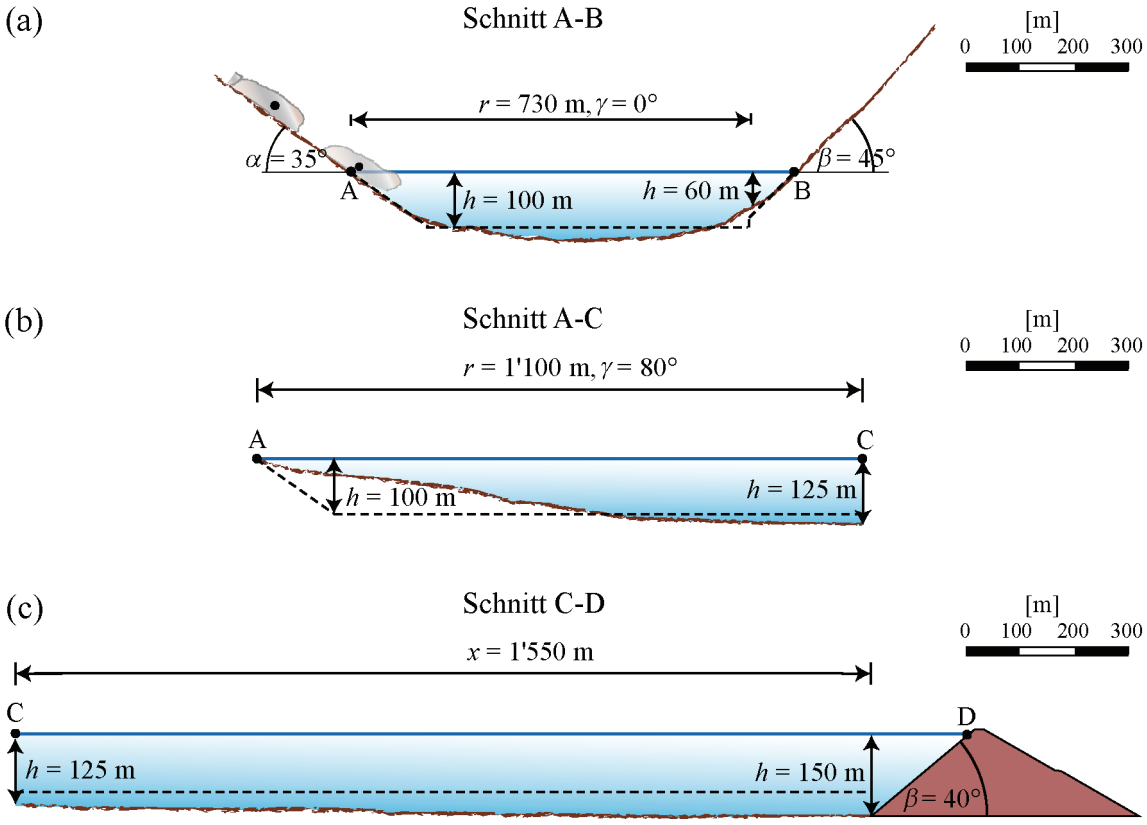


Abb. 5-7 Querprofile Beispiel 2 gemäss Abb. 5-5: (a) Schnitt A-B mit Eissturz und Ruhewassertiefe $h = 100$ m in der Rutschachse, (b) Schnitt A-C und (c) Schnitt C-D; die gestrichelten Linien geben den idealisierten Bereich für den 1. Schritt an.

Tab. 5-8 Einflussparameter der Impulswellengenerierung, der Auswirkungen am Gegenufer und am Staudamm; E. = Eintauchbereich, T. = Talsperre.

Bezeichnung	Symbol	Einheit	Wert	Bezeichnung	Symbol	Einheit	Wert
Ruhewassertiefe (E.)	h	[m]	100	Rutschdichte	ρ_s	[kg/m^3]	500
Rutschmächtigkeit	s	[m]	40	Rutschporosität	n	[%]	45
Rutschbreite	b	[m]	120	Rutscheintauchwinkel	α	[°]	35
Rutscheintauchgeschwindigkeit	V_s	[m/s]	32	Kronenbreite	b_K	[m]	12
Rutschvolumen	V_s	[m^3]	600'000	Freibord	f	[m]	10
Schnitt A-B				Schnitt A-C			
Radialdistanz	r	[m]	730	Ruhewassertiefe (E.)	h	[m]	100
Wellenpropagationswinkel	γ	[°]	0	Radialdistanz	r	[m]	1'100
Ruhewassertiefe (Auflaufbereich)	h	[m]	60	Wellenpropagationswinkel	γ	[°]	80
Auflaufwinkel	β	[°]	45	Schnitt C-D			
				Distanz	x	[m]	1'550
				Ruhewassertiefe (T.)	h	[m]	150
				Auflaufwinkel	β	[°]	40

5.2.2 1. Schritt

Hier wird der 1. Schritt gemäss Abb. 3-1 durchgeführt. Dazu werden die Wellenparameter im Punkt C zunächst mit den 3D-Gleichungen nach Unterkap. 3.2.3.3 berechnet und anschliessend ihre Veränderung zwischen C und D mit den 2D-Dämpfungstermen nach Unterkap. 3.2.3.2 bestimmt. Die Berechnung läuft in mehreren Teil-Schritten ab:

a) Dimensionslose Grössen und Kontrolle der Limitationen zur Berechnung der Wellengenerierung und Ausbreitung

Für die Wellengenerierung sind die dimensionslosen Grössen in Tab. 5-9 relevant.

Tab. 5-9 Dimensionslose Grössen mit Limitationskontrolle zur Berechnung der Wellengenerierung und Ausbreitung.

Bezeichnung	Dimensionslose Grösse	Limitation	Erfüllt?
Rutscheintauch-Froudezahl	$F = 32/(9.81 \cdot 100)^{1/2} = 1.02$	$0.86 \le F \le 6.83$	ja
Relative Rutschmächtigkeit	$S = 40/100 = 0.40$	$0.09 \le S \le 1.64$	ja
Relative Rutschdichte	$D = 500/1'000 = 0.50$	$0.59 \le D \le 1.72$	nein
Relatives Rutschvolumen	$V = 600'000/(120 \cdot 100^2) = 0.50$	$0.05 \le V \le 5.94$	ja
Relative Rutschmasse	$M = 500 \cdot 600'000/(1000 \cdot 120 \cdot 100^2) = 0.25$	$0.11 \le M \le 10.02$	ja
Rutschporosität	$n = 45\%$	$30.7\% \le n \le 43.3\%$	nein
Relative Rutschbreite	$B = 120/100 = 1.20$	$0.74 \le B \le 3.33$	ja
Rutscheintauchwinkel	$\alpha = 35°$	$30° \le \alpha \le 90°$	ja
Impulsproduktparameter (Gl. 3.5)	$P = 1.02 \cdot 0.40^{1/2} \cdot 0.25^{1/4} \cdot \{\cos[(6/7)35°]\}^{1/2} = 0.42$	$0.17 \le P \le 8.13$	ja
Relative Radialdistanz Schnitt A-B	$r/h = 730/100 = 7.3$	$5 \le r/h \le 30$	ja
Relative Radialdistanz Schnitt A-C	$r/h = 1'100/100 = 11.0$	$5 \le r/h \le 30$	ja
Relativdistanz Schnitt C-D	$x/h = (1'100 + 1'550)/100 = 26.5$	$5 \le r/h \le 30$	ja
Wellenpropagationswinkel A-B	$\gamma = 0°$	$-90° \le \gamma \le +90°$	ja
Wellenpropagationswinkel A-C	$\gamma = 80°$	$-90° \le \gamma \le +90°$	ja

Für die Wellengenerierung sind somit alle Limitationen erfüllt, mit Ausnahme der Rutschporosität $n = 45\%$ und der relativen Rutschdichte $D = 0.50$. Dies wird im 2. Schritt in Unterkap. 5.2.3 diskutiert. Zur Kontrolle der Limitationen der Relativdistanz x/h zwischen den Punkten C und D wurden die Strecken A-C und C-D aufsummiert.

b) Berechnung Wellengenerierung und Ausbreitung

Von Interesse sind die Wellenhöhe H, die Wellenamplitude a, die Wellenperiode T sowie die Wellenlänge L. Sie werden vor dem Punkt B bzw. am Punkt C mit der 3D-Methode gemäss Unterkap. 3.2.3.3 ermittelt. Zunächst muss abgeschätzt werden, ob die Wellenparameter mit den Gleichungen für die Maxima oder mit denen, welche auch die Dämpfungsterme beinhalten, berechnet werden müssen. Die Distanz x_M zur maximalen Wellenhöhe H_M ergibt sich zu

$$x_M = (11/2)\Pi^{1/2} h \qquad \text{Gl. (3.7)}$$

$$x_M = (11/2)0.42^{1/2}100 = 356.4 \text{ m.}$$

Die Radialdistanzen r zu den Punkten B bzw. C sind grösser als $x_M = 356.4$ m, womit die Wellenparameter mit den Gln. (3.13), (3.14) und (3.15) und nicht mit den Gln. (3.6), (3.8) und (3.9) zu berechnen sind.

Schnitt A-B

$$H(r, \gamma) = (3/2)\Pi^{4/5} \cos^2\left(\frac{2\gamma}{3}\right)(r/h)^{-2/3} h \qquad \text{Gl. (3.13)}$$

$$H = (3/2)0.42^{4/5} \cos^2\left(\frac{2 \cdot 0°}{3}\right)(730/100)^{-2/3}100 = 19.9 \text{ m}$$

$$a = (4/5)H \qquad \text{Gl. (3.4)}$$

$$a = (4/5)19.9 = 15.9 \text{ m}$$

$$T(r, \gamma) = 15\left(\frac{H}{h}\right)^{1/4} (h/g)^{1/2} \qquad \text{Gl. (3.14)}$$

$$T = 15\left(\frac{19.9}{60}\right)^{1/4} (60/9.81)^{1/2} = 28.2 \text{ s}$$

$$L(r, \gamma) = T(r, \gamma)c(r, \gamma) \qquad \text{Gl. (3.15)}$$

$$L = 28.2[9.81(60 + 15.9)]^{1/2} = 769.5 \text{ m}$$

Schnitt A-C

$$H(r, \gamma) = (3/2)\Pi^{4/5} \cos^2\left(\frac{2\gamma}{3}\right)(r/h)^{-2/3} h \qquad \text{Gl. (3.13)}$$

$$H = (3/2)0.42^{4/5} \cos^2\left(\frac{2 \cdot 80°}{3}\right)(1'100/100)^{-2/3}100 = 5.4 \text{ m}$$

$a = (4/5)H$ Gl. (3.4)

$a = (4/5)5.4 = 4.3$ m

$T(r,\ \gamma) = 15\left(\frac{H}{h}\right)^{1/4}(h/g)^{1/2}$ Gl. (3.14)

$T = 15\left(\frac{5.4}{125}\right)^{1/4}(125/9.81)^{1/2} = 24.4$ s

$L(r,\ \gamma) = T(r,\ \gamma)c(r,\ \gamma)$ Gl. (3.15)

$L = 24.4[9.81(125 + 4.3)]^{1/2} = 869.0$ m

Nun wird die Dämpfung der Wellenhöhe $H = 5.4$ m bzw. die Zunahme der Wellenperiode $T = 24.4$ s vom Punkt C zur Staudammbasis vor dem Punkt D mit den 2D-Dämpfungstermen ermittelt. Nach Gl. (3.10) dämpft eine Impulswelle im Wellenkanal (Abb. 3-2a) mit $(x/h)^{-4/15}$, die Periode nimmt zu nach Gl. (3.11) mit $(x/h)^{5/16}$. Die Wellenparameter am Dammfuss ergeben sich somit zu:

Schnitt C-D

$H(x) \approx X^{-4/15}$ nach Gl. (3.10)

$H = 5.4(1'550/100)^{-4/15} = 2.6$ m

$a = (4/5)H$ Gl. (3.4)

$a = (4/5)2.6 = 2.1$ m

$T(x) \approx X^{5/16}$ nach Gl. (3.11)

$T = 24.4(1'550/100)^{5/16} = 57.5$ s

$L(x) = T(x)c(x)$ Gl. (3.12)

$L = 57.5[9.81(150 + 2.1)]^{1/2} = 2'221.1$ m

Die Wellenparameter $H = 2.6$ m, $a = 2.1$ m, $T = 57.5$ s und $L = 2'221.1$ m sind somit massgebend für die Bestimmung der Auflaufhöhe R am Staudamm.

Nach welcher Zeitdauer erreicht die erste Impulswelle das Gegenufer bzw. den Staudamm? Zur Abschätzung der Wellengeschwindigkeit c wird die Maximalamplitude a_M im Eintauchbereich benötigt. Sie ergibt sich aus der maximalen Wellenhöhe H_M zu $a_M = (4/5)H_M$ und somit

$a_M = (4/5)H_M = (4/5)(5/9)\Pi^{4/5}h$ nach Gln. (3.6) und (3.4)

$a_M = (4/5)(5/9)0.42^{4/5}100 = 22.2$ m.

Für den Schnitt A-B (Abb. 5-7a) sind die mittlere Ruhewassertiefe $(100 + 60)/2 = 80.0$ m und die mittlere Wellenamplitude $(22.2 + 15.9)/2 = 19.1$ m massgebend. Die mittlere Wellengeschwindigkeit c ergibt sich somit zu

$$c = [g(h+a)]^{1/2} \qquad \text{Gl. (3.3)}$$
$$c = [9.81(80 + 19.1)]^{1/2} = 31.2 \text{ m/s.}$$

Die Impulswelle legt die Distanz $r = 730$ m in $r/c = 730/31.2 = 23$ s zurück und wird wenige Sekunden später den Punkt B am Gegenufer erreichen.

Etwas länger dauert es, bis die Impulswelle den Staudamm erreicht. Mit einer mittleren Ruhewassertiefe $(100 + 125)/2 = 112.5$ m und einer mittleren Wellenamplitude $(22.2 + 4.3)/2 = 13.3$ m zwischen den Punkten A und C folgt

$$c = [g(h+a)]^{1/2} \qquad \text{Gl. (3.3)}$$
$$c = [9.81(112.5 + 13.3)]^{1/2} = 35.1 \text{ m/s.}$$

Die Impulswelle wird die Radialdistanz von $r = 1'100$ m (Tab. 5-8) bis zum Punkt C in rund $r/c = 1'100/35.1 = 31$ s zurücklegen. Für die Strecke C-D ist eine mittlere Ruhewassertiefe von $(125 + 150)/2 = 137.5$ m sowie eine mittlere Wellenamplitude von $(4.3 + 2.1)/2 = 3.2$ m relevant, womit

$$c = [g(h+a)]^{1/2} \qquad \text{Gl. (3.3)}$$
$$c = [9.81(137.5 + 3.2)]^{1/2} = 37.2 \text{ m/s.}$$

Die Impulswelle legt die Distanz $x = 1'550$ m in $x/c = 1'550/37.2 = 42$ s zurück. Die gesamte Zeitdauer vom Eintauchbereich A zum Staudamm beträgt somit $31 + 42 = 73$ s.

c) Wellenauflauf inklusive Kontrolle der Limitationen

Mit Hilfe der unter b) berechneten Wellenparameter können die dimensionslosen Grössen am Staudamm sowie anschliessend die Auflaufhöhe R berechnet werden. Die Gl. (3.16) gilt nur für den Auflauf an Talsperren. Da am Gegenufer der Auflaufwinkel $\beta = 45°$ die Limitationen $1.0 \leq 90°/\beta \leq 4.9$ für Gl. (3.16) erfüllt, kann sie zur Abschätzung der Auflaufhöhe verwendet werden. Im Gegensatz zum Auflauf an Talsperren sind die in Gl. (3.16) vernachlässigten Einflussparameter die Durchlässigkeit und die Rauhigkeit des Ufers von Relevanz, da sie die Auflaufhöhe R abmindern. Der mit Gl. (3.16) berechnete Wert beim Punkt B überschätzt daher die Auflaufhöhe R eher. Die Limitationskontrollen sind in den folgenden Tab. 5-10 und Tab. 5-11 dargestellt. Anschliessend wird die Auflaufhöhe R berechnet.

Punkt B

Tab. 5-10 Dimensionslose Grössen und Limitationskontrolle zur Berechnung des Wellenauflaufs am Punkt B am Gegenufer.

Bezeichnung	Dimensionslose Grösse	Limitation	Erfüllt?
Relative Wellenhöhe	$H/h = 19.9/60 = 0.33$	$0.011 \leq H/h \leq 0.521$	ja
Wellensteilheit	$H/L = 19.9/769.0 = 0.026$	$0.001 \leq H/L \leq 0.013$	nein
Relativwinkel	$90°/\beta = 90°/45° = 2.00$	$1.0 \leq 90°/\beta \leq 4.9$	ja

$$R = 1.25\left(\frac{H}{h}\right)^{5/4}\left(\frac{H}{L}\right)^{-3/20}\left(\frac{90°}{\beta}\right)^{1/5} h \qquad \text{Gl. (3.16)}$$

$$R = 1.25\left(\frac{19.9}{60}\right)^{5/4}\left(\frac{19.9}{769.0}\right)^{-3/20}\left(\frac{90°}{45°}\right)^{1/5} 60 = 37.5 \text{ m}$$

Punkt D

Tab. 5-11 Dimensionslose Grössen und Limitationskontrolle Wellenauflauf am Punkt D am Damm.

Bezeichnung	Dimensionslose Grösse	Limitation	Erfüllt?
Relative Wellenhöhe	H/h = 2.6/150 = 0.02	$0.011 \le H/h \le 0.521$	ja
Wellensteilheit	H/L = 2.6/2'221.1 = 0.001	$0.001 \le H/L \le 0.013$	ja
Relativwinkel	$90°/\beta$ = 90°/40° = 2.25	$1.0 \le 90°/\beta \le 4.9$	ja

$$R = 1.25\left(\frac{H}{h}\right)^{5/4}\left(\frac{H}{L}\right)^{-3/20}\left(\frac{90°}{\beta}\right)^{1/5} h \qquad \text{Gl. (3.16)}$$

$$R = 1.25\left(\frac{2.6}{150}\right)^{5/4}\left(\frac{2.6}{2'221.1}\right)^{-3/20}\left(\frac{90°}{40°}\right)^{1/5} 150 = 3.8 \text{ m}$$

d) Wellenüberschwappen

Da am Damm beim Punkt D das Freibord $f = 10$ m grösser ist als die Auflaufhöhe $R = 3.8$ m, kommt es nach dem 1. Schritt nicht zum Überschwappen. Die Beurteilung im 2. Schritt ist noch zu berücksichtigen (Unterkap. 5.2.3).

e) Krafteinwirkung auf den Staudamm

Zunächst wird der Wellentyp mit dem Wellentypenprodukt $S^{1/3}M\cos[(6/7)\alpha]$ ermittelt:

$$S^{1/3} M \cos[(6/7)\alpha] < (4/5)\Gamma^{-7/5} \qquad \text{Gl. (3.23)}$$

$0.40^{1/3}0.25\cdot\cos[(6/7)35°] = 0.17$

$(4/5)1.02^{-7/5} = 0.78$

$0.17 < 0.78$

Somit wird die Krafteinwirkung mit der Methode für die Stokes-ähnlichen Wellen nach Unterkap. 3.4.3 berechnet. Die entsprechende Druckverteilung ist in Abb. 3-10(b) dargestellt. Der Druck p_1 an der Talsperrensohle, die mittlere Wasserspiegelanhebung Δh, der Druck p_2 beim Ruhewasserspiegel sowie die zusätzliche horizontale Kraftkomponente ΔK_h pro Laufmeter Sperrenlänge infolge Impulswelle nach Sainflou (1928) berechnen sich zu

$$p_1 = \frac{\rho_w g H}{\cosh(2\pi h / L)} \qquad \text{Gl. (3.24)}$$

$$p_1 = \frac{1'000 \cdot 9.81 \cdot 2.6}{\cosh(2 \cdot 3.14 \cdot 150 / 2'221.1)} = 23'372 \text{ N/m}^2,$$

$$\Delta h = \frac{\pi H^2}{L} \coth\left(\frac{2\pi h}{L}\right) \qquad \text{Gl. (3.25)}$$

$$\Delta h = \frac{3.14 \cdot 2.6^2}{2'221.1} \coth\left(\frac{2 \cdot 3.14 \cdot 150}{2'221.1}\right) = 0.02 \text{ m},$$

$$p_2 = \frac{(\rho_w g h + p_1)(\Delta h + H)}{H + \Delta h + h} \qquad \text{Gl. (3.26)}$$

$$p_2 = \frac{(1'000 \cdot 9.81 \cdot 150 + 23'372)(0.02 + 2.6)}{2.6 + 0.02 + 150} = 25'662 \text{ N/m}^2 \text{ und}$$

$$\Delta K_h = \frac{p_2(\Delta h + H)}{2} + \frac{(p_1 + p_2)h}{2} \qquad \text{Gl. (3.27)}$$

$$\Delta K_h = \frac{25'662(0.02 + 2.6)}{2} + \frac{(23'372 + 25'662)150}{2} = 3.7 \cdot 10^6 \text{ N/m}.$$

Die Höhenlage $z_{\Delta K,h}$ des Angriffspunkts von ΔK_h ist

$$z_{\Delta K,h} = \frac{p_1 \frac{h^2}{6} + p_2 \frac{h^2}{3} + \frac{p_2}{2}(\Delta h + H)\left[h + \frac{\Delta h + H}{3}\right]}{p_1 \frac{h}{2} + p_2 \frac{h}{2} + \frac{p_2}{2}(\Delta h + H)} \qquad \text{Gl. (3.28)}$$

$$z_{\Delta K,h} = \frac{23'372 \frac{150^2}{6} + 25'662 \frac{150^2}{3} + \frac{25'662}{2}(0.0 + 2.6)\left[150 + \frac{0.0 + 2.6}{3}\right]}{23'372 \frac{150}{2} + 25'662 \frac{150}{2} + \frac{25'662}{2}(0.0 + 2.6)} = 102.8 \text{ m}.$$

Die horizontale Kraftkomponente ΔK_h ist nur die Folge der Impulswellen. Zusätzlich wirkt der Ruhewasserdruck auf den Damm ein mit

$$K_{RW,h} = \rho_w g h^2 / 2 \qquad \text{Gl. (3.21)}$$

$$K_{RW,h} = 1'000 \cdot 9.81 \cdot 150^2 / 2 = 110.4 \cdot 10^6 \text{ N/m}.$$

Die zusätzliche horizontale Krafteinwirkung infolge Impulswellen relativ zur horizontalen Krafteinwirkung infolge des Ruhewasserdrucks ist $(3.7 \cdot 10^6 / 110.4 \cdot 10^6)100 = 3.4\%$. Die totale horizontale Kraftkomponente pro Laufmeter Sperrenlänge infolge Impulswelle und Ruhewasserdruck $K_{tot,h}$ ist demnach

$$K_{tot,h} = 3.7 \cdot 10^6 + 110.4 \cdot 10^6 = 114.1 \cdot 10^6 \text{ N/m}.$$

Die wasserseitige Dammböschung ist um den Winkel $\beta = 40°$ geneigt. Die bis jetzt berechneten Kräfte beschreiben die horizontale Kraftkomponente bei $\beta = 90°$. Sie bleibt für $\beta < 90°$ unverändert. Es entsteht jedoch eine zusätzliche totale vertikale Kraftkomponente $K_{tot,v}$ (Unterkap. 3.4.2). Sie berechnet sich als Folge der Impulswelle und des Ruhewasserdrucks zu

$K_{tot,v} = K_{tot,h} / \tan\beta$ nach Gl. (3.22)

$K_{tot,v} = 114.1 \cdot 10^6 / \tan 40° = 136.0 \cdot 10^6$ N/m.

5.2.3 2. Schritt

Die hier ermittelten Abweichungen bezogen auf die Wellenhöhe H oder die Wellenamplitude a werden unverändert auf die Auflaufhöhe R übertragen (Unterkap. 5.1.3). Folgende Phänomene können gegenüber dem 1. Schritt nach Abb. 3-1 zu Abweichungen führen:

- Verletzungen der Limitationen
- Wasser-Verdrängung durch Eissturz
- „Shoaling“
- Reflexion
- Verengung der radialen Wellenausbreitung und in den Talsperrenflanken

Folgende *Limitationen* sind verletzt: Rutschporosität $n = 45\%$ ($30.7\% \le n \le 43.3\%$), Rutschdichte $\rho_s = 500$ kg/m^3 (590 kg/m$^3 \le \rho_s \le$ 1’720 kg/m^3) und die Wellensteilheit im Punkt B mit $H/L = 0.026$ ($0.001 \le H/L \le 0.013$). Sie vergrössern die Unsicherheit der Resultate.

Die Wassertiefenzunahme infolge *Verdrängung* durch die Eismasse bei einer Stauseefläche von $2.5 \cdot 10^6$ m^2 (Abb. 5-5) und einem Rutschvolumen von $V_s = 600'000$ m^3 ist $600'000/2.5 \cdot 10^6 = 0.24$ m. Unter Berücksichtigung der Rutschporosität $n = 45\%$ und der Eisdichte $\rho_g = 900$ kg/m^3 < 1’000 kg/m^3 wäre der Seespiegelanstieg noch kleiner. Die Verdrängung ist somit vernachlässigbar.

Ein weiterer Effekt ist „*Shoaling*“ (Unterkap. 4.2). Mit dem Verhältnis der Wellenlänge zur Wassertiefe können die Wellen eingeteilt werden in Flach- ($L/h \ge 20$), Übergangs- ($2 < L/h < 20$) und Tiefwasserwellen ($L/h \le 2$). Vor dem Staudamm liegen Übergangswasserwellen vor, da $L/h = 2'221.1/150 = 14.8$. Sie werden teilweise vom Untergrund beeinflusst. Die im 1. Schritt verwendete Wassertiefe von $h = 100$ m ist bis zur Staumauer konstant, wie in Abb. 5-7(b) und (c) schwarz gestrichelt eingezeichnet. Weil ein Teil der Wellenenergie aufgewendet wird um die 50 m Wassersäule unter der gestrichelten Linie in Abb. 5-7(c) in Bewegung zu versetzen, wird dementsprechend die Wellenhöhe H im Punkt D kleiner sein als nach Unterkap. 5.2.2 berechnet. Dieser Effekt lässt sich nach dem Green’schen Gesetz nach Gl. (4.1) abschätzen. Dabei bezeich-

nen die Werte mit Index 1 die idealisierte Geometrie mit h = 100 m = konstant, während Index 2 den Zustand mit Änderung von h = 100 m auf h = 150 m bezeichnet (Abb. 5-7). Da die Breiten $b_1 = b_2$ für beide Fälle identisch sind, ergibt sich die neue Wellenhöhe H_2 beim Punkt D zu

$$\frac{H_2}{H_1} = \left(\frac{h_1}{h_2}\right)^{1/4} \qquad \text{für } b_1 = b_2 \qquad \text{nach Gl. (4.1)}$$

$$H_2 = H_1\left(\frac{h_1}{h_2}\right)^{1/4} = 2.6\left(\frac{100}{150}\right)^{1/4} = 2.3 \text{ m}.$$

Dies entspricht einer Abnahme von 2.6 m auf 2.3 m und somit von rund 10% gegenüber dem 1. Schritt.

Als nächstes werden mögliche *Reflexionen* diskutiert. Beim Eintreffen der Wellen auf ein Hindernis ist der Einfall- gleich dem Ausfallwinkel (Abb. 5-8). Die Reflexion der grössten Welle in der Rutschachse ist für den Damm irrelevant, da sie im hinteren Bereich vom Stausee bleibt. Die massgebende Reflexion ist in Abb. 5-8 eingezeichnet. Bei der Berechnung im 1. Schritt (Unterkap. 5.2.2) wurde die Wellenfortbewegung ab Punkt C senkrecht zum Ufer angenommen um den Weg zu minimieren und somit auf der sicheren Seite zu bleiben. In Wirklichkeit bewegen sich die Impulswellen auf einer polygonartigen Zick-Zack-Strecke. Der Weg wird dadurch mit rund 2'200 m länger als die direkte Distanz x = 1'550 m zwischen C und D (Tab. 5-8). Zudem verlieren die Wellen bei jeder Reflexion an Höhe (Unterkap. 4.2). Von Punkt C mit H = 5.4 m bis zu Punkt D nimmt damit die Wellenhöhe auf weniger als H = 2.6 m ab.

Ein letzter Effekt ist die *Verengung*. Die freie radiale Wellenausbreitung im Schnitt A-C ist grösstenteils erfüllt. Lediglich beim letzten Teilstück ist sie etwas eingeengt (Abb. 5-5). Dieser Effekt wird als gering eingestuft. In den Talsperrenflanken bewirkt die Verengung eine Zunahme der Auflaufhöhe um rund 20-30% gegenüber dem im 1. Schritt berechneten Wert in Staudammmitte (Unterkap. 4.2).

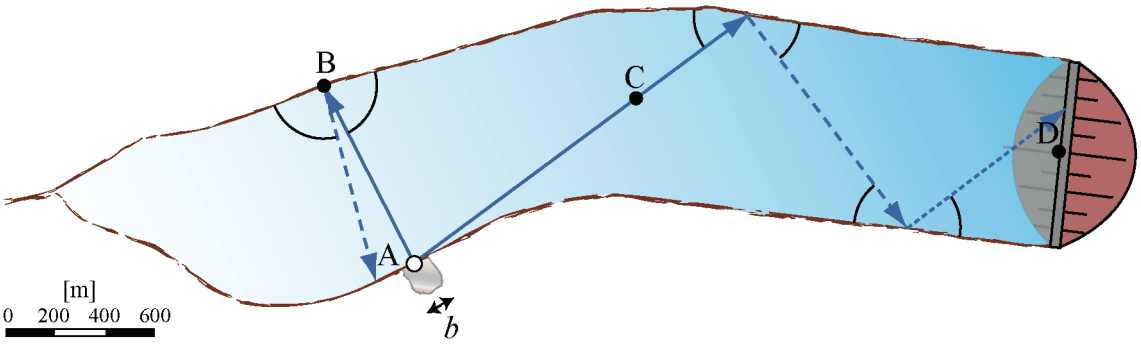


Abb. 5-8 Wellenreflexion beim Punkt B ist ohne Folgen für den Staudamm. Die in Richtung C abgehende Welle erreicht den Staudamm. Einfall- und Ausfallwinkel bei den Reflexionspunkten sind jeweils gleich.

Zusammenfassend führt das „Shoaling“ zu einer leichten Abnahme (≈ −10%), der längere Weg und die zwei Reflexionen zu einer deutlichen Abnahme der Wellenhöhe und die Verengung zu einer Zunahme (≈ +20-30%) der Wellen- bzw. Auflaufhöhe. Die zu- und abnehmenden Effekte vom 2. Schritt gleichen sich in etwa aus. Das Freibord von f = 10 m reicht somit aus, um bei einer Auflaufhöhe R = 3.8 m ein Überschwappen zu verhindern.

5.2.4 Fazit

Zur Abschätzung der Auswirkungen einer Impulswelle in der Stauraumgeometrie nach Abb. 5-5 wird im hinteren Bereich mit der 3D-Methode bis zu den Punkten B am Gegenufer sowie C gerechnet. Zwischen den Punkten C und D liegt eine wellenkanalähnliche Geometrie vor (Abb. 5-5). Die Veränderungen der Wellenparameter zwischen C und D werden daher mit den 2D-Dämpfungstermen ermittelt. Nach dem 1. Schritt ergibt sich mit dieser Methode eine Auflaufhöhe von R = 3.8 m am Staudamm. Die Anwendung des 2. Schritts in Abb. 3.1 ändert an diesem Ergebnis wenig, da sich die Abweichungen von den idealisierten Bedingungen des 1. Schrittes sowohl negativ als auch positiv auf die Auflaufhöhe R auswirken. Das vorhandene Freibord von f = 10 m reicht aus, ein Überschwappen zu verhindern. Die zusätzliche horizontale Krafteinwirkung der Impulswellen auf die Talsperre ist nur rund 3% der Ruhewassereinwirkung.

5.3 Anwendung der elektronischen Berechnungstabellen

5.3.1 Einleitung

Die Datei mit den elektronischen Berechnungstabellen kann auf der VAW-Homepage www.vaw.ethz.ch unter „Aktuell“, „Neuste VAW Mitteilungen“ herunter geladen werden. Nachfolgend wird die Anwendung der elektronischen Berechnungstabellen in Excel erläutert. Mit diesen Tabellen können sowohl die Auswirkungen der Impulswellen auf eine Talsperre als auch am Ufer berechnet werden. Die Berechnungstabellen erleichtern den 1. Schritt des Berechnungsverfahrens (Abb. 3-1). Der 2. Schritt muss nachträglich *ohne* elektronische Hilfe gemäss Kap. 4 durchgeführt werden.

Die Datei elektronische Berechnungstabellen beinhaltet unsignierte *Makros*, also Programme, welche eine feste vorgegebene Folge von Befehlen, Aktionen oder Tastenkombinationen enthalten. Durch das Anklicken einer Schaltfläche führt das entsprechende Makro die gewünschte Berechnung durch. In Excel erscheint beim Öffnen einer Datei mit Makros die Frage, ob die vorhandenen Makros aktiviert werden sollen, vorausgesetzt die Sicherheitsstufe ist *mittel* gewählt. Die elektronischen Berechnungstabellen funktionieren nur, wenn die Makros aktiviert werden. Die Sicherheitsstufe kann in der Menüleiste unter „Extras“, „Makro“, „Sicherheit…“ angepasst werden. Diese Sicherheitsabfrage weist lediglich auf die Makros hin. Mögliche Makro-Viren werden

dadurch weder entdeckt noch gelöscht. Es soll daher die Original-Datei verwendet werden, welche nicht durch Drittpersonen manipuliert wurde.

5.3.2 Aufbau

Die Datei mit den elektronischen Berechnungstabellen besteht aus drei Tabellen. Die Tabellenwahl ist durch Anklicken der Tabellenbezeichnung unten links im Bildschirm möglich. Anschliessend werden die wichtigsten Funktionen der drei Tabellen erläutert. Ihre Bezeichnungen sind:

a) Eingabe und Ausgabe
b) Berechnung
c) Limitationen

a) Eingabe und Ausgabe

Zuoberst werden das Projekt, der Berechnungspunkt, der Bearbeiter sowie das Datum eingegeben. Im Bereich „Einflussparameter“ werden in den orangen Zellen die Parameter eingegeben. Unter den Verweisen zu den Unterkapiteln finden sich nähere Angaben zu den Einflussparametern. Rechts befinden sich Schaltflächen sowie Definitionsskizzen (Abb. 3-2 und Abb. 3-3). Nach Abschluss der Berechnungen werden auf dieser Tabelle die Hauptergebnisse in den grünen Zellen sowie die Anzahl der verletzten Limitationen ausgegeben. Ein Ausdruck dieser Seite enthält alle wichtigen Informationen und Ergebnisse einer Berechnung (Abb. 5-9).

b) Berechnung

Zuoberst befindet sich das Berechnungsverfahren (Abb. 3-1). Es verfügt über drei Schaltflächen, mit welchen die Berechnungen durchgeführt und die Resultate ausgegeben werden. Die Schaltflächen müssen der Reihe nach von oben nach unten betätigt werden, da gewisse Berechnungen auf Resultaten der vorhergehenden beruhen.

c) Limitationen

Diese Tabelle beinhaltet alle Limitationen für die Anwendung der Berechnungstabellen gemäss Kap. 3. Die dimensionslosen Grössen werden in den grünen Zellen ausgegeben und es wird angegeben, ob die jeweilige Limitation „Erfüllt“ oder „Verletzt“ ist. Je mehr dieser Limitationen verletzt sind, desto grösser wird die Unsicherheit der Ergebnisse (Unterkap. 4.1).

5.3.3 Anwendung

Die in Unterkap. 5.3.2 beschriebenen drei Tabellen sollen der Reihe nach von Eingabe und Ausgabe, Berechnung, Limitationen und wieder zu Eingabe und Ausgabe angewendet werden. Durch Anklicken der entsprechenden Tabellenbezeichnung unten links im Bildschirm kann die gewünschte Tabelle gewählt werden. Die Eingabezellen sowie die Schaltflächen zur Berechnung sind orange hinterlegt, die Ausgabezellen hellgrün. Alle übrigen Bereiche sind nicht zugänglich. Die Berechnung beinhaltet folgende sieben Schritte. In Klammern ist jeweils der Name der entsprechenden Tabelle angegeben.

(i) Eingabe Prototypname, Berechnungspunkt, Bearbeiter und Datum (oben Eingabe und Ausgabe).

(ii) Eingabe aller Einflussparameter. Im Bereich der Wellengenerierung müssen alle Einflussparameter eingegeben werden, im Bereich der Wellenausbreitung nur die 3D (r, γ) oder die 2D (x) Parameter. Im Bereich Wellenauflauf und Überschwappen müssen immer Werte für die Ruhewassertiefe h sowie den Auflaufwinkel β eingegeben werden. Die Angaben eines Freibords f und einer Kronenbreite b_K sind nur dann nötig, wenn die Auswirkungen der Impulswellen auf eine Talsperre bestimmt werden sollen. Möchte man sie am Ufer berechnen, müssen die zwei Zellen leer bleiben. Leere orange Zellen müssen mit einem Bindestrich versehen sein (Mitte Eingabe und Ausgabe).

(iii) Schaltfläche „Eingabekontrolle“ betätigen und den Anweisungen bzw. Fehlermeldungen folgen. Zunächst muss angegeben werden, ob die Auswirkungen der Impulswellen auf eine Talsperre (Eingabe „1“) oder am Ufer (Eingabe „2“) bestimmt werden sollen. Von dieser Wahl hängt ab, ob Werte für das Freibord f und die Kronenbreite b_K nötig sind. Die Fehlermeldungen dürfen nicht ignoriert werden, da die Berechnung sonst fehlerhaft ist. Erst wenn beim Anklicken von „Eingabekontrolle“ keine Fehlermeldung mehr auftritt, sind die Eingaben korrekt (rechts Eingabe und Ausgabe).

(iv) Auf Tabelle Berechnung wechseln und auf dem Berechnungsschema von oben nach unten die drei Schaltflächen „Berechnung“ betätigen. Nun muss angegeben werden, ob 2D (Eingabe „2“) oder 3D (Eingabe „3“) gerechnet werden soll. Die Resultate werden unten ausgegeben. Zellen, welche keine Werte beinhalten dürfen, werden mit „Kein Wert“ beschrieben. Die Berechnung der Wellenparameter H, a, T und L enthält gemäss Kap. 3 eine Fallunterscheidung: Für $X \leq X_M$ bzw. $r/h \leq X_M$ werden sie mit den Formeln für die Maximalwerte (Gln. 3.6, 3.4, 3.8, 3.9) und für $X > X_M$ bzw. $r/h > X_M$ mit den Formeln mit Dämpfungstermen (Gln. 3.10, 3.4, 3.11, 3.12 für 2D bzw.

Gln. 3.13, 3.4, 3.14, 3.15 für 3D) berechnet. Daher sind beispielsweise für die Wellenhöhe beide Symbole H und H_M angegeben (Berechnung).

(v) Auf Tabelle Limitationen wechseln und die dimensionslosen Grössen mit der Schaltfläche „Berechnung“ bestimmen. Es erscheinen die Werte der dimensionslosen Grössen sowie ein „Erfüllt“ bzw. ein „Verletzt“. „Kein Wert“ erscheint, falls eine Limitation nicht relevant ist, beispielsweise für x/h wenn 3D gerechnet wird. Die Anzahl der verletzten Limitationen wird unten angegeben (Limitationen).

(vi) Auf Tabelle Eingabe und Ausgabe wechseln. Die Schaltfläche „Drucken vorbereiten“ betätigen. Die wichtigsten Resultate und die Anzahl der verletzten Limitationen werden in den Druckerbereich (Abb. 5-9) übertragen. Werden mehr als eine Seite für den Druckerbereich benötigt, sind unter der Menüleiste „Datei“, „Seite einrichten…“, „Seitenränder“ die Seitenränder anzupassen. Auch hier werden dem Berechnungsverlauf entsprechend Zellen mit „Kein Wert“ beschriftet. Am Zeilenanfang zu den Grössen betreffend die Kräfte ist angegeben, ob sie mit der Methode der Stokes-ähnlichen Wellen (Stokes) oder der Restlichen Wellentypen (Restliche) bestimmt wurden. Das eigentliche Drucken wird wie üblich unter „Datei“, „Drucken…“ vorgenommen (rechts Eingabe und Ausgabe).

(vii) Für die Berechnung eines neuen Punkts im gleichen Prototyp (Einflussparameter ändern sich nicht) die Schaltfläche „Alle Einflussparameter löschen ausser Rutschparameter“ betätigen. Für die Berechnung mit anderen Werten für die Einflussgrössen oder mit einem neuen Seespiegelstand (Einflussparameter ändern sich) die Schaltfläche „Alle Einflussparameter löschen“ betätigen. Mit der Schaltfläche „Alles löschen“ werden alle Eingaben gelöscht. Für eine neue Berechnung wird erneut bei (i) begonnen (Eingabe und Ausgabe).

Die Beurteilung des 2. Schritts gemäss Abb. 3-1 ist im Anschluss *ohne* elektronische Hilfe vorzunehmen (Unterkap. 5.1.3).

5.3.4 Beispiel 1

Hier werden die Auswirkungen der Impulswellen vom Beispiel 1 im Punkt C (Abb. 5-1) gemäss Unterkap. 5.1 mit den elektronischen Berechnungstabellen ermittelt. Die entsprechende Druckerseite ist in Abb. 5-9 dargestellt. Vorgegangen wird nach den in Unterkap. 5.3.3 beschriebenen sieben Schritten:

(i) Die eingegebenen Daten zum Prototyp sind aus Abb. 5-9 ersichtlich.

(ii) Die Einflussparameter sind der Tab. 5-2 entnommen. Die Berechnung ist 3D. Somit beinhaltet die Zelle für die Distanz *x* [m] kein Wert, bzw. einen Bindestrich (Abb. 5-9).

(iii) Nach Betätigung der Schaltfläche „Eingabekontrolle“ muss angegeben werden, ob die Auswirkungen der Impulswelle auf eine Talsperre (Eingabe „1“) oder am Ufer (Eingabe „2“) bestimmt werden sollen. Mit der Eingabe „1“ werden die Eingaben hinsichtlich der Berechnung auf eine Talsperre geprüft. Es erscheinen keine Fehlermeldungen, die Eingaben sind somit korrekt.

(iv) Auf der Tabelle Berechnung werden von oben nach unten der Reihe nach die drei Schaltflächen „Berechnung“ betätigt. Die Resultate werden im unteren Bereich der Tabelle ausgegeben. Da 3D gerechnet und die Impulswellen mit der Methode der restlichen Wellentypen berechnet werden, weisen die 2D Zellen und jene für die Stokes-ähnlichen Werte „Kein Wert“ auf.

(v) Auf der Tabelle Limitationen werden mit der Schaltfläche „Berechnung“ die dimensionslosen Grössen berechnet und kontrolliert, ob sie die Limitationen erfüllen. Im Beispiel sind 2 Limitationen verletzt.

(vi) Durch das Anklicken der Schaltfläche „Drucken vorbereiten“ auf der Tabelle Eingabe und Ausgabe werden die wichtigsten Ergebnisse ausgegeben sowie die Anzahl der verletzten Limitationen aufgeführt. Beim Drucken wird nur der in Abb. 5-9 dargestellte Bereich berücksichtigt. Die Resultate stimmen bis auf kleine Rundungs-Abweichungen mit jenen von Beispiel 1 überein (Unterkap. 5.1).

(vii) Mit der Schaltfläche „Alles löschen“ werden alle Werte aus den Berechnungstabellen wieder entfernt.

Die Beurteilung des 2. Schritts gemäss Abb. 3-1 ist nun *ohne* elektronische Hilfe vorzunehmen (Unterkap. 5.1.3).

Rutscherzeugte Impulswellen in Stauseen - Grundlagen und Berechnung Elektronische Berechnungstabellen			
Name Prototyp	Beispiel 1	Bearbeiter	H. Muster
Berechnungspunkt	Punkt C	Datum	31.07.2008

Einflussparameter			
Wellengenerierung (Unterkap. 3.2.2)			
Rutscheintauchgeschwindigkeit V_s [m/s]	37	Rutschdichte ρ_s [kg/m^3]	1'700
Rutschvolumen $\forall_s$ [m^3]	22'000	Rutschporosität n [%]	35
Rutschmächtigkeit s [m]	12	Rutscheintauchwinkel α [°]	40
Rutschbreite bzw. Stauseebreite b [m]	45	Ruhewassertiefe h [m]	30
Wellenausbreitung (3D oder 2D) (Unterkap. 3.2.2)			
Wellenbecken (3D)		Wellenkanal (2D)	
Radialdistanz r [m]	280	Distanz x [m]	-
Wellenpropagationswinkel γ [°]	-59		
Wellenauflauf und Überschwappen (Unterkap. 3.3.2)			
Ruhewassertiefe h [m]	50	Freibord f [m]	7
Auflaufwinkel β [°]	90	Kronenbreite b_K [m]	5

Hauptergebnisse	
Wellenhöhe H (H_M) [m]	7.1
Wellenamplitude a (a_M) [m]	5.7
Wellenperiode T (T_M) [s]	20.8
Wellenlänge L (L_M) [m]	485.8
Auflaufhöhe R [m]	10.3
Überschwappvolumen $\forall_0$ pro Laufmeter Sperrenlänge für f = 0 [m^3/m]	386.0
Überschwappzeit t_0 für f = 0 [s]	24.2
Mittlerer Durchfluss q_{0m} pro Laufmeter Sperrenlänge für f = 0 [m^2/s]	15.9
Maximaler Durchfluss q_{0M} pro Laufmeter Sperrenlänge für f = 0 [m^2/s]	31.9
Überschwappvolumen pro Laufmeter Sperrenlänge $\forall$ [m^3/m]	31.1
Horizontale Kraftkomponente pro L.S. nur infolge Ruhewasserdruck $K_{RW,h}$ [N/m]	12'262'500
Vertikale Kraftkomponente pro L.S. nur infolge Ruhewasserdruck $K_{RW,v}$ [N/m]	0
Wellentyp (Stokes-ähnliche Wellen 3.4.3 oder restliche Wellentypen 3.4.4)	Restliche
Restliche: Totale horizontale Kraftkomponente pro Laufmeter Sperrenlänge infolge Impulswelle und Ruhewasserdruck $K_{tot,h}$ [N/m]	17'900'676
Restliche: Infolge Überschwappens abgeminderte totale horizontale Kraftkomponente pro Laufmeter Sperrenlänge infolge Impulswelle und Ruhewasserdruck $K_{tot,h,abg}$ [N/m]	17'810'351
Restliche: Höhenlage $z_{K,tot,h,abg}$ des Angriffspunkts von $K_{tot,h,abg}$ [m]	20.3
S/R: Zusätzliche horizontale Kraftkomponente pro L.S. infolge Impulswelle ΔK_h [N/m]	5'547'851
Stokes: Höhenlage $z_{\Delta K,h}$ des Angriffspunkts von ΔK_h [m]	Kein Wert
S/R: Zusätzliche vertikale Kraftk. pro Laufmeter Sperrenlänge infolge Impulswelle ΔK_v	0

Limitationen	
Anzahl verletzte Limitationen von insgesamt 23 (2D) bzw. 24 (3D)	2

Abb. 5-9 Druckbereich der elektronischen Berechnungstabellen mit Projektangaben, Einflussparameter, den Hauptergebnissen sowie der Anzahl verletzter Limitationen; Abkürzungen: Kraftk. = Kraftkomponente, L.S. = Laufmeter Sperrenlänge, S/R = Stokes oder Restliche.

5.3.5 Fehlersuche

In Tab. 5-12 sind mögliche Fehler angegeben, die bei der Verwendung der elektronischen Berechnungstabellen auftreten können sowie ihre mögliche Ursache und deren Behebung.

Tab. 5-12 Mögliche Fehler beim Ausführen der elektronischen Berechnungstabellen sowie ihre Ursache und deren Behebung.

Fehler	Ursache	Behebung
Beim Anklicken der Schaltfläche passiert nichts	Makros sind nicht aktiviert	Datei schliessen und neu laden, dabei Makros aktivieren (ev. Sicherheitsstufe unter Menüleiste "Extras", "Makro", "Sicherheit…" auf mittel stellen)
Berechnung funktioniert nicht	Makros sind nicht aktiviert	Datei schliessen und neu laden, dabei Makros aktivieren (ev. Sicherheitsstufe unter Menüleiste "Extras", "Makro", "Sicherheit…" auf mittel stellen)
	Falsche/lückenhafte Eingaben	Auf Seite Eingabe und Ausgabe erneut die Schaltfläche "Eingabekontrolle" betätigen sowie den Anweisungen folgen
Druckerbereich benötigt mehr als eine Seite	Seitenränder zu gross gewählt	Unter Menüleiste "Datei", "Seite einrichten…", "Seitenränder" die Seitenränder anpassen
In einer Zelle steht #VALUE!	Falsche/lückenhafte Eingaben	Auf Seite Eingabe und Ausgabe erneut die Schaltfläche "Eingabekontrolle" betätigen sowie den Anweisungen folgen
Visual Basic Editor öffnet sich	Falsche/lückenhafte Eingaben	Datei schliessen und neu laden

6 Schlussfolgerungen

6.1 Fazit

Dieses Manual präsentiert den heutigen Stand der Forschung bezüglich Überwasser rutsch-generierter Impulswellen (Abb. 1-1). Die wichtigsten Schlussfolgerungen lassen sich folgendermassen zusammenfassen:

- Rutscherzeugte Impulswellen entstehen in Ozeanen, Meeresbuchten und in natürlichen und künstlichen Seen typischerweise durch Erdrutsche, Felsstürze, Uferinstabilitäten, Schneelawinen oder Gletscherkalbungen. Zur Beschreibung des Wellenspektrums werden mehrere theoretische Wellentypen betrachtet (Unterkap. 2.2).

- Es wurde ein *vollständiges Verfahren* (Abb. 3-1) zur Abschätzung der Auswirkungen rutscherzeugter Impulswellen auf Talsperren (Auflaufhöhe, Überschwappvolumen, Krafteinwirkung) entwickelt. Es basiert auf allgemeingültigen halbempirischen Berechnungsgleichungen.

- Ins Verfahren wurden alle wichtigen Einflussparameter bei der Impulswellengenerierung und beim Auflauf und Überschwappen der Wellen in grossen Variationsbereichen einbezogen. Das Verfahren beschränkt sich jedoch auf Rutschvolumina, die deutlich kleiner sind als das Wasservolumen im Stausee. Der Seespiegelanstieg infolge *Wasserverdrängung* ist beim beschriebenen Vorgehen vernachlässigbar im Vergleich zu den auftretenden Wellenhöhen.

- Das Verfahren beruht auf der Literatur, welche in den Anhängen A und B zusammengefasst ist.

- Der *Anwender* kann mit dem Verfahren mit relativ wenig Zeit- und Kostenaufwand beispielsweise die Auflaufhöhe an der Talsperre abschätzen (Unterkap. 1.2).

- Im *1. Schritt* des Verfahrens werden allgemeingültige Berechnungsgleichungen unter idealisierten Bedingungen angewendet. Diese Idealisierungen sind im Wesentlichen gegeben durch einen granularen Rutsch sowie eine kanalförmige (Abb. 3-2a) bzw. eine rechteckförmige Stauraumgeometrie (Abb. 3-2b) mit horizontalem Seegrund.

- Im *2. Schritt* des Verfahrens wird der Einfluss der Abweichungen von den idealisierten Bedingungen des 1. Schritts diskutiert. Dieser beinhaltet vor allem die Stauraumgeometrie und die damit verbundenen Effekte wie Reflexion, Verengung oder „Shoaling“ (Unterkap. 4.2) sowie die Bewegung der Masse als Festkörper (Unterkap. 4.3) anstelle eines granularen Rutsches.

- Das Verfahren wurde erfolgreich anhand zweier fiktiver *Beispiele* in Kap. 5 durchgerechnet. Eine Excel-Datei erleichtert den 1. Schritt. Der 2. Schritt muss separat und *ohne* elektronische Hilfe durchgeführt werden.

- Das Verfahren beruht auf Versuchsergebnissen mit teilweise grossen Streuungen und lässt sich nur näherungsweise auf komplizierte Stauraumgeometrien anwenden. Die Ergebnisse sind daher als *Abschätzung* zu verstehen. Es muss mit *Sicherheitszuschlägen* gearbeitet werden. Die zu verwendenden Sicherheitszuschläge hängen vom jeweiligen Gefahrenpotential und dem Talsperrentyp ab und lassen sich nicht allgemein formulieren (Unterkap. 4.4). Genauere Resultate, auch bei komplizierten Geometrien, kann ein prototyp-spezifisches Modell liefern (Unterkap. 1.2).

- Es besteht ein weiteres Forschungspotential im Bereich rutscherzeugter Impulswellen. Auf die wichtigsten Punkte wird in Unterkap. 6.2 eingegangen.

6.2 Forschungslücken

Es ist heute nicht möglich, jeden Spezialfall einer Impulswellengenerierung mit allgemeingültigen Berechnungsgleichungen verlässlich zu erfassen. Die Voraussagen können also noch zuverlässiger werden. Dazu würde die Bearbeitung der nachfolgenden Punkte beitragen. Zusätzlich besteht bei der Bearbeitung mit numerischen Simulationen Forschungsbedarf. Folgende Forschungslücken wurden bei der Erstellung dieses Manuals erkannt:

- Die Methode der Zukunft im Umgang mit rutscherzeugten Impulswellen ist die numerische Simulation. Ziel müsste es sein, ein allgemeingültiges Programm bereit zu stellen, in welches nur noch die Daten der jeweiligen Stauraumgeometrie und die Rutschgeometrie eingelesen werden müssten. Damit könnten bei mittlerem Aufwand die Auswirkungen rutscherzeugter Impulswellen auf Talsperren relativ genau abgeschätzt werden (Unterkap. 1.2). Numerische Methoden liefern heute bereits gute Resultate einzelner Experimente (Abb. 1-5). Mehrere Experimente inklusive Rutschprofile, Wellenprofile sowie Geschwindigkeitsfelder im Eintauchbereich wurden von Heller (2007a) dokumentiert. In einem nächsten Schritt könnten diese Daten zur Entwicklung dieses allgemeingültigen Programms verwendet werden.

- Das vorgestellte Berechnungsverfahren basiert auf granularen Rutschkörpern. Die natürlichen Rutschmassen können sich teils wie Festkörper und teils granular verhalten (Cruden und Varnes 1996). Es gibt zahlreiche Untersuchungen zu Impulswellen, die mit einem Festkörper generiert wurden. Eine Umrechnungsmöglichkeit von Impulswellen als Folge granularer Rutsche auf Wellen gene-

riert durch Festkörper wäre hilfreich. Bis heute liegen nur die Ergebnisse von Zweifel (2004) mit einem beschränkten Anwendungsbereich vor.

- Die zwei Extremfälle (a) Wellenkanal mit eingeengter transversalen Wellenausbreitung und (b) Wellenbecken mit freier radialer Wellenausbreitung sind bereits mehrfach untersucht worden (Abb. 3-2). Die Wellenparameter in einer allgemeineren Stauraumgeometrie können lediglich mit Hilfe der in diesen zwei Extremgeometrien bestimmten Parameter abgeschätzt werden. Eine erleichterte Voraussage der Impulswellen in einer allgemeineren Stauraumgeometrie wäre mit der Untersuchung des Einflusses des Winkels der Beckenberandung γ möglich. Interessante Winkel zu den bereits untersuchten $\gamma = 0$ sowie $\gamma = \pm 90°$ wären beispielsweise $\gamma = \pm 15°$, $\gamma = \pm 30°$ (Abb. 6-1), $\gamma = \pm 45°$, $\gamma = \pm 60°$ und $\gamma = \pm 75°$.

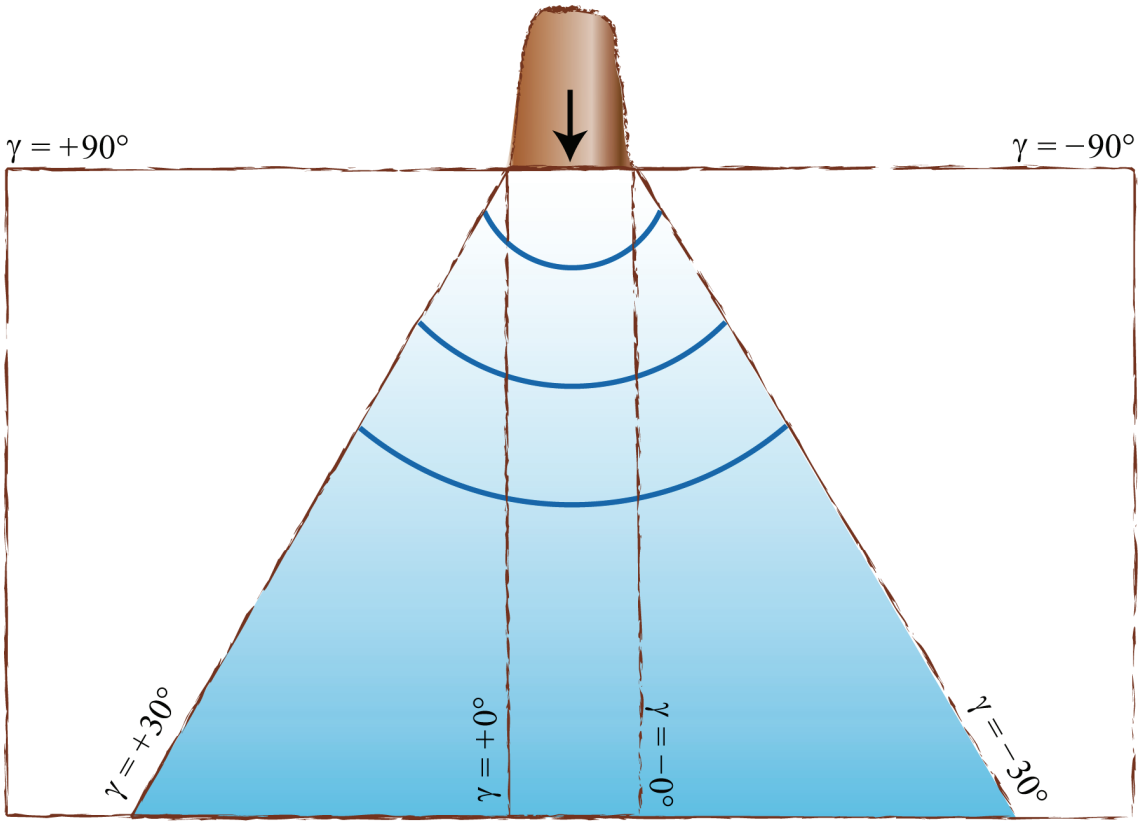


Abb. 6-1 Stauraumgeometrie mit Winkel der Beckenberandung $\gamma = \pm 30°$ als Ergänzung zu den bereits bekannten Fällen Wellenbecken mit $\gamma = \pm 90°$ und Wellenkanal mit $\gamma = \pm 0°$.

- Einige Punkte im Bemessungsverfahren basieren auf theoretischen Annahmen und sind experimentell nicht geprüft. Beispiele sind die Umrechnung der Wellenhöhe vom Wellenkanal auf das Wellenbecken (Anhang A.3.2.2), oder Gl. (3.14), welche für 2D bestimmt und auf 3D übertragen wurde. Dies müsste verifiziert werden.

- Bei der Krafteinwirkung wurde unabhängig von der Stauraumgeometrie mit der Wellentypisierung nach Heller (2007a) gearbeitet. Diese basiert auf den Ergebnissen die in einem Wellenkanal gewonnen wurden. Im Wellenbecken wurden beispielsweise von Huber (1980) oder Panizzo et al. (2005) grundsätzlich ähnliche Wellentypen beobachtet, wenn sie auch z.T. andere Bezeichnungen tragen. Die Wellentypen in 2D von Heller (2007a) wurden angewendet, da eine klare Abgrenzung der Wellentypen in 3D fehlt. Eine klare Wellentypeneinteilung in 3D bzw. der Zusammenhang zwischen der Typisierung in 2D (Abb. A-8 im Anhang A) und 3D wäre hilfreich.

Literaturverzeichnis

Ataie-Ashtiani, B., Malek Mohammadi, S. (2007). Near field amplitude of subaerial landslide generated waves in dam reservoirs. *Dam Engineering* 17(4):197-222.

Cooker, M.J., Weidman, P.D., Bale, D.S. (1997). Reflection of a high-amplitude solitary wave at a vertical wall. *Journal of Fluid Mechanics* 342:141-158.

Cruden, D.M., Varnes, D.J. (1996). Landslide types and processes. *Landslides*, Special Report 247:36-75. Turner, I., Schuster, A. eds. Transportation Research Board, Washington DC.

Dean, R.G., Dalrymple, R.A. (1991). *Water wave mechanics for engineers and scientists*. Advanced series on ocean engineering 2. World Scientific, Singapore.

Demidovich, B.P., Maron, I.A. (1987). *Computational mathematics*. Mir, Moscow.

Di Risio, M. (2005). Landslide generated impulse waves: Generation, propagation and interaction with plane slopes. *PhD Thesis*, Third University of Rome, Rome.

Di Risio, M., Sammarco, P. (2008). Analytical modeling of landslide-generated impulse waves. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering* 134(1):53-60.

DVWK (1997). Freibordbemessung an Stauanlagen. *Merkblätter zur Wasserwirtschaft* 246:1-21.

Falappi, S., Gallati, M. (2007). SPH simulation of water waves generated by granular landslides. Proc. 32nd *Congress of IAHR* Venice 933:1-10. IAHR, Madrid.

Fäh, R. (2005). Numerik an der VAW: Entwicklungen und Beispiel des Triftgletschers. *VAW-Mitteilung* 190:187-200. Minor, H.-E., ed. ETH Zürich, Zürich.

Fenton, J.D., Rienecker, M.M. (1982). A Fourier method for solving nonlinear water-wave problems: application to solitary-wave interactions. *Journal of Fluid Mechanics* 118:411-443.

Fritz, H.M. (2002). Initial phase of landslide generated impulse waves. *Dissertation* 14871. ETH Zürich, Zürich.

Fuminori, K. Shigeki, I., Masaya, F. (2003). Wave force on coastal dike due to tsunami. Proc. 50th Japanese Conf. *Coastal Engineering*, JSCE.

Gedik, N., Irtem, E., Kabdasli, S. (2005). Laboratory investigation on tsunami run-up. *Ocean Engineering* 32:513-528.

Hager, W.H. (1995). *Abwasserhydraulik*. Springer, Berlin.

Hall, J.V., Watts, G.M. (1953). Laboratory investigation of the vertical rise of solitary wave on impermeable slopes. *Technical Memo* 33, U.S. Army Corps of Engineers, Beach Erosion Board.

Heller, V. (2007a). Landslide generated impulse waves: Prediction of near field characteristics. *Dissertation* 17531, ETH Zürich, Zürich.

Heller, V. (2007b). Massstabseffekte im hydraulischen Modell. *Wasser Energie Luft* 99(2):153-159.

Heller, V. (2008). Landslide generated impulse waves - Experimental results. Proc. 31st *Coastal Engineering Conference*, Hamburg. ASCE, New York (eingereicht).

Heller, V., Hager, W.H., Minor, H.-E. (2008). Scale effects in subaerial landslide generated impulse waves. *Experiments in Fluids* 44(5):691-703.

Huber, A. (1975). Schwallwellen in einem See als Folge eines Felssturzes. Modellversuche zur Voraussage der Auswirkungen des Absturzes einer Gesteinsmasse in den Walensee. Proc. *Interpraevent* 1975:241-254.

Huber, A. (1980). Schwallwellen in Seen als Folge von Felsstürzen. *VAW-Mitteilung* 180, Vischer, D., ed. ETH Zürich, Zürich.

Huber, A. (1982). Felsbewegungen und Uferabbrüche an Schweizer Seen, ihre Ursachen und Auswirkungen. *Eclogae geologicae Helvetiae* 75(3):563-578.

Huber, A. (1987). Auswirkungen von Massenstürzen und Lawinenniedergängen auf Stauhaltungen. *Wasser Energie Luft* 79(11/12):309-313.

Huber, A. (2008). Mündliche Angabe, Zürich.

Huber, A., Hager, W.H. (1997). Forecasting impulse waves in reservoirs. Proc. 19th *Congrès des Grands Barrages*, Florence C.31:993-1'005. ICOLD, Paris.

Hughes, S.A. (1993). *Physical models and laboratory techniques in coastal engineering*. Advanced Series on Ocean Engineering 7. World Scientific, London.

Hunt, A. (1959). Design of seawalls and breakwaters. *Journal of the Waterways and Harbor Division* ASCE 85(WW3):123-152.

Hutter, K. (2008). Mündliche Angabe, Zürich.

ICOLD (2002). *Reservoir landslides: Investigation and management - Guidelines and case histories*. Bulletin 124, ICOLD, Paris.

Ikeno, M., Mori, N., Tanaka, H. (2001). Experimental study on tsunami force and impulsive force by a drifter under breaking bore like tsunamis. Proc. 48th Japanese Conf. *Coastal Engineering*, JSCE.

Kamphuis, J.W., Bowering, R.J. (1972). Impulse waves generated by landslides. Proc. 12th *Coastal Engineering Conference*, Washington DC, 1:575-588. ASCE, New York.

Körner, H.J. (1976). Reichweite und Geschwindigkeit von Bergstürzen und Fliessschneelawinen. *Rock Mechanics* 8(4):225-256.

MacFarlane, D.F., Jenks, D.G. (1996). Stabilisation and performance of No. 5 Creek Slide, Clyde Power Project, New Zealand. Proc. 7th Intl. Symp. *Landslides* Trondheim 3:1'739-1'746. Senneset, K. ed. Balkema, Rotterdam.

Maxworthy, T. (1976). Experiments on the collision between two solitary waves. *Journal of Fluid Mechanics* 76:177-185.

Miche, R. (1951). Le pouvoir refléchissant des ouvrages maritimes. *Annales des Ponts et Chaussées* 121(Mai/Juni):285-319.

Miller, R.L. (1968). Experimental determination of run-up of undular and fully developed bores. *Journal of Geophysical Research* 73(14):4'497-4'510.

Minikin, R.R. (1950). *Winds, waves and maritime structures*. Charles Griffin & Company Limited, London.

Morris, H.M., Wiggert, J.M. (1972). *Applied hydraulics in engineering*. The Ronald Press Company, New York.

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

Müller, D., Schurter, M. (1993). Impulse waves generated by an artificially induced rockfall in a swiss lake. Proc. 25th *IAHR Congress* Tokyo. IAHR, Madrid.

Müller, D., Vischer, D. (1996). Bemessungsansätze für das Auflaufen und Überschwappen von Impulswellen an Talsperren. *Wasserwirtschaft* 86(11):560-564.

Nemcok, A., Pasek, J., Rybar, J. (1972). Classification of landslides and other mass movements. *Rock Mechanics* 4:71-78.

Noda, E. (1970). Water waves generated by landslides. *Journal of Waterways, Harbors and Coastal Engineering Division* ASCE 96(WW4):835-855.

Novak, P., Maffat, A.I.B., Nalluri, C., Narayanan, R. (2001). *Hydraulic structures*. Spon Press, London.

Panizzo, A., De Girolamo, P., Petaccia, A. (2005). Forecasting impulse waves generated by subaerial landslides. *Journal of Geophysical Research* 110 C12025:1-23.

Peregrine, D.H. (2003). Water-wave impact on walls. *Annual Review of Fluid Mechanics* 35:23-43.

Quecedo, M., Pastor, M., Herreros, M.I. (2004). Numerical modelling of impulse wave generated by fast landslides. *International Journal for Numerical Methods in Engineering* 59:1'633-1'656.

Ramsden, J.D. (1996). Forces on a vertical wall due to long waves, bores, and dry-bed surges. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering* 122(3):134-141.

Sainflou, G. (1928). Essai sur les digues maritimes verticales. *Annales des Ponts et Chaussées* 128.

Salm, B., Burkard, A., Gubler, H.U. (1990). Berechnung von Fliesslawinen - Eine Anleitung für Praktiker mit Beispielen. *Mitteilung des Eidgenössischen Instituts für Schnee und Lawinenforschung* 47, SLF, Davos.

Schnitter, G. (1964). Die Katastrophe von Vaiont in Oberitalien. *Wasser- und Energiewirtschaft* 56(2/3):61-69.

Schröder, W., Saenger, N. (2002). Wasserbau und Wasserwirtschaft. *Bautabellen für Ingenieure mit Berechnungshinweisen und Beispielen* 13.0-13.146. Schneider, K.-J., ed. Werner, Düsseldorf.

Schuster, R.L., Wieczorek, G.F. (2002). Landslide triggers and types. Proc. 1st European Conf. *Landslides*, Prague, 59-78. Rybář, J., Stemberk, J., Wagner, P. eds. Balkema, Tokyo.

Shen, M.C., Meyer, R.E. (1963). Climb of a bore on a beach. *Journal of Fluid Mechanics* 16:113-125.

Singh, V.P. (1996). *Dam breach modeling technology*. Kluwer Academic Publisher, London.

Synolakis, C.E. (1987). The runup of solitary waves. *Journal of Fluid Mechanics* 185:523-545.

Synolakis, C.E. (1991). Tsunami runup on steep slopes: How good linear theory really is. *Natural Hazards* (4):221-234.

Tanimoto, K., Tsuruya, K., Nakano, S. (1984). Tsunami force of Nihonkai-Chubu Earthquake in 1983 and cause of revetment damage. Proc. 31th Japanese Conf. *Coastal Engineering*, JSCE.

Teng, M.H., Feng, K., Liao, T.I. (2000). Experimental study on long wave run-up on plane beaches. Proc. 10th *Intl. Offshore and Polar Engineering Conference* (3):660-664. Seattle, USA.

Thomas, R.S., Hall, B. (1992). *Seawall design*. Butterworth-Heinemann, Oxford.

USCE (1977). *Shore protection manual* I. U.S. Government Printing Office, Washington D.C.

USCE (2006). *Coastal Engineering Manual*. Online: http://chl.erdc.usace.army.mil/chl.aspx?p=s&a=Publications;8.

Walkden, M.J.A. (1999). Model wave impulse loads on caisson breakwaters: aeration, scale and structural response. *PhD Thesis*, University of Plymouth, UK.

Walkden, M.J.A., Bruce, T.B. (2000). Scatter in wave impulse load maxima: a review. Proc. Intl. Conf. *Coastal Structures*, Santander, Spain (1):439-444. Balkema, Rotterdam.

WCHL (1970). Hydraulic model studies - wave action generated by slides into Mica Reservoir - British Columbia. *Report*. Western Canada Hydraulic Laboratories, Vancouver.

Wiegel, R.L. (1964). *Oceanographical engineering*. Prentice-Hall, London.

Zweifel, A. (2004). Impulswellen: Effekte der Rutschdichte und der Wassertiefe. *Dissertation* 15596, ETH Zürich, Zürich.

Zweifel, A., Zuccalà, D., Gatti, D. (2007). Comparison between computed and experimentally generated impulse waves. *Journal of Hydraulic Engineering* 133(2):208-216.

Symbolverzeichnis

a	[m]	= Wellenamplitude
a_M	[m]	= Maximalamplitude
$a_{Max,T}$	[m]	= Maximale Wasserauslenkung über der Talsperre
a_{Mb}	[m]	= Maximalamplitude infolge eines Festkörpers
a_R	[m]	= Wellenamplitude einer reflektierten Welle
a_1	[m]	= Wellenamplitude im Querschnitt 1 in Abb. 4-2(b)
a_2	[m]	= Wellenamplitude im Querschnitt 2 in Abb. 4-2(b)
A	[-]	= Relative Wellenamplitude; $A = a/h$
A_M	[-]	= Relative Maximalamplitude; $A_M = a_M/h$
b	[m]	= Rutschbreite bzw. Stauseebreite im Prototyp; Kanalbreite im Modell
b_K	[m]	= Kronenbreite
b_1	[m]	= Stauseebreite im Querschnitt 1 in Abb. 4-2(b)
b_2	[m]	= Stauseebreite im Querschnitt 2 in Abb. 4-2(b)
B	[-]	= Relative Rutschbreite; $B = b/h$
$BM_{hs,h}$	[Nm/m]	= Biegemoment pro Laufmeter Sperrenlänge um die Fundation infolge Horizontalkraft aus dem Ruhewasserdruck und eines um $2a$ nach oben verschobenen Ruhewasserspiegels nach Ramsden (1996)
$BM_{tot,h}$	[Nm/m]	= Biegemoment pro Laufmeter Sperrenlänge um die Fundation infolge Horizontalkraft aus Impulswelle und Ruhewasserdruck nach Ramsden (1996)
c	[m/s]	= Wellengeschwindigkeit
d	[-]	= Differential
d_b	[m]	= Blockdurchmesser
d_g	[m]	= Korndurchmesser
D	[-]	= Relative Rutschdichte; $D = \rho_s/\rho_w$
e	[-]	= Konstante; $e = 2.72$
f	[m]	= Freibord
F	[-]	= Rutscheintauch-Froudezahl; $\mathrm{F} = V_s/(gh)^{1/2}$
g	[m/s^2]	= Erdbeschleunigung; $g = 9.81$ m/s^2
G	[-]	= Kombination der Einflussparameter nach Huber und Hager (1997); $G = 0.88(\sin\alpha)(\rho_g/\rho_w)^{1/4}[\forall_g/(bh^2)]^{1/2}$
h	[m]	= Ruhewassertiefe
h_1	[m]	= Ruhewassertiefe im Querschnitt 1 in Abb. 4-2(b)
h_2	[m]	= Ruhewassertiefe im Querschnitt 2 in Abb. 4-2(b)

H	[m]	= Wellenhöhe
H_{st}	[m]	= Stabile Wellenhöhe nach Kamphuis und Bowering (1972)
H_M	[m]	= Maximale Wellenhöhe
H_1	[m]	= Wellenhöhe im Querschnitt 1 in Abb. 4-2(b)
H_2	[m]	= Wellenhöhe im Querschnitt 2 in Abb. 4-2(b)
Ir	[-]	= Iribarrenzahl; $Ir = \tan\beta/(H/L)^{1/2}$
k_D	[-]	= Abminderungsfaktor zur Berücksichtigung der Durchlässigkeit
k_R	[-]	= Abminderungsfaktor zur Berücksichtigung der Rauhigkeit
$K_{hs,h}$	[N/m]	= Hydrostatische horizontale Kraftkomponente pro Laufmeter Sperrenlänge infolge eines um $2a$ nach oben verschobenen Ruhewasserspiegels nach Ramsden (1996)
$K_{tot,h}$	[N/m]	= Totale horizontale Kraftkomponente pro Laufmeter Sperrenlänge infolge Impulswelle und Ruhewasserdruck
$K_{tot,v}$	[N/m]	= Totale vertikale Kraftkomponente pro Laufmeter Sperrenlänge infolge Impulswelle und Ruhewasserdruck
$K_{tot,h,abg}$	[N/m]	= Infolge Überschwappens abgeminderte totale horizontale Kraftkomponente pro Laufmeter Sperrenlänge infolge Impulswelle und Ruhewasserdruck
$K_{tot,v,abg}$	[N/m]	= Infolge Überschwappens abgeminderte totale vertikale Kraftkomponente pro Laufmeter Sperrenlänge infolge Impulswelle und Ruhewasserdruck
$K_{RW,h}$	[N/m]	= Horizontale Kraftkomponente pro Laufmeter Sperrenlänge nur infolge Ruhewasserdruck
$K_{RW,v}$	[N/m]	= Vertikale Kraftkomponente pro Laufmeter Sperrenlänge nur infolge Ruhewasserdruck
l	[m]	= Laufkoordinate entlang der Talsperrenlänge
l_s	[m]	= Rutschlänge
l_F	[m]	= Flankenbreite des Stausees
l_K	[m]	= Kronenlänge
L	[m]	= Wellenlänge
L_M	[m]	= Wellenlänge von H_M
L_1	[m]	= Wellenlänge im Querschnitt 1 in Abb. 4-2(b)
L_2	[m]	= Wellenlänge im Querschnitt 2 in Abb. 4-2(b)
m_g	[kg]	= Granulatmasse identisch mit der Rutschmasse; $m_g = m_s$
m_s	[kg]	= Rutschmasse identisch mit der Granulatmasse; $m_s = m_g$
M	[-]	= Relative Rutschmasse; $M = D \cdot V = m_s/(\rho_w b h^2) = \rho_s V_s/(\rho_w b h^2)$
n	[%]	= Rutschporosität

p	[N/m^2]	= Druck an der Talsperre
p_d	[N/m^2]	= Dynamischer Druck nach Minikin (1950)
p_s	[N/m^2]	= Statischer Druck nach Minikin (1950)
p_K	[N/m^2]	= Druck an der Talsperrenkrone
p_1	[N/m^2]	= Druck an der Talsperrensohle nach Sainflou (1928)
p_2	[N/m^2]	= Druck beim Ruhewasserspiegel nach Sainflou (1928)
P	[-]	= Impulsproduktparameter; $\mathsf{P} = \mathsf{F}S^{1/2}M^{1/4}\{\cos[(6/7)\alpha]\}^{1/2}$
q_{0m}	[m^2/s]	= Mittlerer Durchfluss pro Laufmeter Sperrenlänge für $f = 0$
q_{0M}	[m^2/s]	= Maximaler Durchfluss pro Laufmeter Sperrenlänge für $f = 0$
r	[m]	= Radialdistanz von der Eintauchstelle im Wellenbecken
R	[m]	= Auflaufhöhe
R^2	[-]	= Korrelationskoeffizient
R_m	[m]	= Auflaufhöhe in Talsperrenmitte
$R_{\gamma \neq 0°}$	[m]	= Auflaufhöhe bei schräger Anströmung an die Talsperre
s	[m]	= Rutschmächtigkeit
s_1	[m]	= Rutschmächtigkeit in Abb. A-5(a) im Anhang A
s_2	[m]	= Rutschmächtigkeit in Abb. A-5(b) im Anhang A
S	[-]	= Relative Rutschmächtigkeit; $S = s/h$
t	[s]	= Zeitpunkt nach Rutscheintauchen; Zeit
t_s	[s]	= Zeit der Unterwasser-Rutschbewegung
t_0	[s]	= Überschwappzeit für $f = 0$
T	[s]	= Wellenperiode
T_M	[s]	= Wellenperiode von H_M
u	[divers]	= Produkt zur Bestimmung der Streuung eines Produkts
V	[-]	= Relatives Rutschvolumen; $V = \cancel{V}_s/(bh^2)$
V_s	[m/s]	= Rutscheintauchgeschwindigkeit
V_{sNK}	[m/s]	= Rutschgeschwindigkeit bei Neigungsknick (Abb. 3-4b)
V_{s1}	[m/s]	= Rutscheintauchgeschwindigkeit in Abb. A-5(a) im Anhang A
V_{s2}	[m/s]	= Rutscheintauchgeschwindigkeit in Abb. A-5(b) im Anhang A
$\cancel{V}$	[m^3/m]	= Überschwappvolumen pro Laufmeter Sperrenlänge
$\cancel{V}_g$	[m^3]	= Granulatvolumen
$\cancel{V}_s$	[m^3]	= Rutschvolumen
$\cancel{V}_0$	[m^3/m]	= Überschwappvolumen pro Laufmeter Sperrenlänge für $f = 0$
x	[m]	= Laufkoordinate in Kanallängsrichtung bzw. Distanz in 2D
x’	[divers]	= Parameter zur Bestimmung der Streuung
x_M	[m]	= Distanz der maximalen Wellenamplitude von der Eintauchstelle
X	[-]	= Relativdistanz; $X = x/h$

X_M	[-]	= Relativdistanz der maximalen Wellenamplitude (oder Wellenhöhe) von der Eintauchstelle; $X_M = x_M/h$
y	[-]	= Rationale Zahl zur Veranschaulichung der hyperbolischen Funktionen
Y	[-]	= Relative Wellenhöhe; $Y = H/h$
Y_M	[-]	= Relative maximale Wellenhöhe; $Y_M = H_M/h$
z	[m]	= Koordinate senkrecht zur Ruhewasseroberfläche
$z_{K,tot,h}$	[m]	= Höhenlage des Angriffspunkts von $K_{tot,h}$
$z_{K,tot,h,abg}$	[m]	= Höhenlage des Angriffspunkts von $K_{tot,h,abg}$
$z_{\Delta K,h}$	[m]	= Höhenlage des Angriffspunkts von ΔK_h

Griechische Symbole

α	[°]	= Rutscheintauchwinkel identisch mit Hangwinkel
α_N	[°]	= Hangwinkel bei Neigungsabschnitt (Abb. 3.4b)
β	[°]	= Auflaufwinkel identisch mit Neigungswinkel der Talsperrenfläche
γ	[°]	= Wellenpropagationswinkel; Winkel der Beckenberandung
δ	[°]	= Gleitreibungswinkel
δ_N	[°]	= Gleitreibungswinkel bei Neigungsabschnitt (Abb. 3.4b)
Δh	[m]	= Mittlere Wasserspiegelanhebung nach Sainflou (1928)
ΔK_h	[N/m]	= Zusätzliche horizontale Kraftkomponente pro Laufmeter Sperrenlänge infolge Impulswelle
ΔK_v	[N/m]	= Zusätzliche vertikale Kraftkomponente pro Laufmeter Sperrenlänge infolge Impulswelle
Δu	[-]	= Streuung von u
Δx'	[-]	= Streuung von x'
Δz_{sc}	[m]	= Fallhöhe des Rutschschwerpunkts
Δz_{scN}	[m]	= Fallhöhe des Rutschschwerpunkts zwischen zwei Rutschpositionen
η	[m]	= Wasserauslenkung
κ	[-]	= Überfallbeiwert beim Überschwappen; $\kappa = \kappa_q \kappa_b \kappa_w^{3/2}$
κ_b	[-]	= Überfallkoeffizient für die Kronenbreite
κ_q	[-]	= Überfallkoeffizient für den stationären Fall
κ_w	[-]	= Überfallkoeffizient für die erhöhte Strömungsenergie gegenüber dem stationären Fall
π	[-]	= Kreiskonstante; $\pi = 3.14$

ρ_g	[kg/m^3]	= Granulatdichte
ρ_s	[kg/m^3]	= Rutschdichte
ρ_w	[kg/m^3]	= Wasserdichte
φ	[-]	= Parameter von Ikeno et al. (2001) zur Umrechnung der Druckverteilung einer Flachwassersinuswelle in eine Bore
ϕ	[°]	= Rutschfrontwinkel

Indizes

abg	= abgemindert
b	= Kronenbreite; Block
c	= Schwerpunkt (Englisch centroid)
d	= dynamisch
D	= Durchlässigkeit
F	= Flanke
g	= Korn (Englisch grain)
h	= horizontal
hs	= hydrostatisch
K	= Krone
m	= Mitte; gemittelt
M	= Maximum
Max	= Maximum (über der Talsperre)
n	= ganze Zahl
NK	= Neigungsknick
R	= Reflexion; Rauhigkeit
RW	= Ruhewasser
s	= statisch; Rutsch (Englisch slide)
st	= stabil
tot	= total
T	= Talsperre
v	= vertikal
w	= Wasser
0	= für $f = 0$
1	= Querschnitt 1 in Abb. 4-2(b)
2	= Querschnitt 2 in Abb. 4-2(b)

Abkürzungen

BäW	= Bore-ähnliche Wellen
$\cosh(y)$	= Cosinus-Hyperbolicus; $\cosh(y) = (e^{y} + e^{-y})/2$
$\coth(y)$	= Cotangens-Hyperbolicus; $\coth(y) = (e^{y} + e^{-y})/(e^{y} - e^{-y})$
CSäW	= Cnoidal- und Solitär-ähnliche Wellen
E.	= Eintauchbereich
H. & H. (1997)	= Huber und Hager (1997)
Kap.	= Kapitel
Kraftk.	= Kraftkomponente
K. & B. (1972)	= Kamphuis und Bowering (1972)
L.S.	= Laufmeter Sperrenlänge
P. et al. (2005)	= Panizzo et al. (2005)
SäW	= Stokes-ähnliche Wellen
SPH	= Smoothed Particle Hydrodynamics
S/R	= Stokes oder Restliche
T.	= Talsperre
unb.	= unbekannt
Unterkap.	= Unterkapitel
VAW	= Versuchsanstalt für Wasserbau, Hydrologie und Glaziologie
2D	= Zweidimensional (im Wellenkanal oder im wellenkanalförmigen See)
3D	= Dreidimensional (im Wellenbecken oder im wellenbeckenförmigen See)

Glossar

Die folgenden Definitionen sind auf dieses Manual zugeschnitten.

Allgemeingültig	Eine allgemeingültige Gleichung ist auf einen beliebigen Rutsch oder Stausee mit beliebigen Parametern anwendbar, sofern die dimensionslosen Limitationen eingehalten werden. Eine allgemeingültige Gleichung entsteht durch die Auswertung von Versuchen, die auf systematischer und unabhängiger Variation aller wichtigen Einflussparameter basieren.
Auflaufhöhe	Lotrechter Abstand zwischen dem Ruhewasserspiegel und dem höchsten Punkt der Welle beim Auflauf.
Bore	Theoretischer nicht-linearer Wellentyp, der aus dominantem Wellenberg mit steiler Front und flach abfallenden Rücken besteht (Abb. 2-6; Abb. A-15b im Anhang A). Gewisse Impulswellen oder gebrochene Wellen im Uferbereich werden mit diesem Wellentyp angenähert (Abb. A-8 im Anhang A).
Brechen	Instabiler Zustand einer Welle, bei dem am Wellenkamm Luft eingetragen wird oder er sich nach vorne überschlägt. Dies geschieht, wenn bei Tiefwasserwellen die Wellensteilheit H/L, bei Flachwasserwellen die relative Wellenhöhe H/h oder bei Übergangswasserwellen beide Grössen einen Grenzwert überschreiten.
Clapotis	Auch stehende Welle genannt: Sie entsteht durch die Überlagerung zweier Wellengruppen. Diese laufen mit gleicher Wellengeschwindigkeit gegeneinander und deren Wellen weisen identische Höhen und Längen auf. Die Wellenknoten bleiben dabei immer in der gleichen Position.
Cnoidalwelle	Theoretischer nicht-linearer Wellentyp, welcher als Grenzfall sowohl lineare Wellen als auch Solitärwellen beinhaltet (Abb. 2-4). Gewisse Impulswellen werden mit diesem Wellentyp angenähert (Abb. A-8 im Anhang).
Dammbruchwelle	Auch als Flutwelle bezeichnet. Eine Schwerewelle, welche beim Bruch einer Talsperre entsteht. Sie wird im Modell durch ruckartiges Entfernen einer Stauwand simuliert.

Diffraktion	Eine Welle wandert an einem vorstehenden Hindernis vorbei und gibt seitlich einen Teil ihrer Energie in den Bereich des Wellenschattens ab (Abb. 4-1a).
Fernbereich	Typischerweise einige Wellenlängen von der Eintauchstelle der Rutschmasse entfernt, wo die generierte Impulswelle keinen grossen Formänderungen mehr unterliegt. Ein konstantes Verhältnis von kinetischer zu potentieller Wellenenergie hat sich eingestellt. Der Gegensatz dazu ist der Nahbereich.
Flachwasserwelle	Eine Welle, welche die ganze Wassersäule bis auf den Grund mobilisiert und somit von diesem durch „Shoaling“ beeinflusst wird. Gemäss der linearen Wellentheorie gilt für eine Flachwasserwelle $L/h > 20$. Gegensatz dazu sind Tiefwasserwellen.
Freibord	Lotrechter Abstand zwischen der Ruhewasserlage und der Talsperrenkrone.
Geometrische Ähnlichkeit	Ähnliche Form von Modell und Prototyp, welche sich lediglich in der Grösse unterscheiden. Dies ist eine Grundvoraussetzung, um Resultate vom Modell auf den Prototypen zu übertragen.
Granulateigenschaften	Eigenschaften, welche sich auf das Granulat beziehen. Sie werden mit dem Index g gekennzeichnet (V_g, ρ_g).
Impulsproduktparameter	Produkt $\mathsf{P} = \mathsf{F} S^{1/2} M^{1/4} \{\cos[(6/7)\alpha]\}^{1/2}$ nur aus Einflussparametern bestehend, mit welchem Heller (2007a) die Vorhersage der meisten Wellenparameter wie die maximale Wellen-Amplitude, -Höhe und -Periode, das Wellenvolumen, sowie die Wellenamplituden- und Wellenhöhenabnahme beschreibt. Die Bezeichnung Impuls ist an die in Längsrichtung des Kanals gerichtete Rutschimpulskomponente $m_s \cdot V_s \cdot \cos\alpha$ angelehnt.
Impulswelle	Einzelwellen oder Wellengruppen, welche durch Massenbewegungen wie Rutsche oder Stürze in Wasserkörper erzeugt werden.
Iribarrenzahl	Die Zahl $Ir = \tan\beta/(H/L)^{1/2}$ wird zur Klassifizierung des Brechertyps verwendet und beinhaltet die Wellen-Höhe und -Länge sowie den Auflaufwinkel.

Kapillarwelle	Eine Oberflächenwelle, welche hauptsächlich von der Kapillarkraft beeinflusst wird. Sie weist eine Wellenlänge $L < 1.7$ cm auf.
Kinetische Wellenenergie	Energie, welche in der Wasserpartikelbewegung enthalten ist.
Lineare Welle	Theoretischer Wellentyp mit Sinuskurvenform (Abb. 2-1). Zusätzlich gilt $H/h < 0.03$ und $H/L < 0.006$.
Massenbewegung	Eine starke Lageveränderung an der Erdoberfläche. Die Masse kann dabei aus beliebigem Material wie Gestein, Erde, Eis oder Schnee bestehen welche sich beispielsweise als Rutsch oder Sturz fortbewegt (Unterkap. 4.3).
Massstabseffekte	Abweichungen der relativen Ergebnisse im hydraulischen Modellversuch und jenen im Prototyp infolge Kräfteverhältnissen (Weberzahl, Reynoldszahl, Cauchyzahl), welche im Modell nicht korrekt wiedergegeben werden.
Modelleffekte	Abweichungen der Resultate zwischen dem hydraulischen Modell und dem entsprechenden Prototypen, welche durch nicht-identische Geometrien entstehen.
Modellgesetz nach Froude	Das Verhältnis von Trägheitskraft zu Schwerkraft (Froudezahl) im Modell entspricht jenem im Prototyp. Die Verhältnisse der Trägheitskraft zur Oberflächenspannungskraft (Weberzahl), zur Reibungskraft (Reynoldszahl) und zur Kompressibilitätskraft (Cauchyzahl) können gleichzeitig aber nicht erfüllt werden. Dies führt bei Massstab ungleich 1:1 zu Massstabseffekten, welche jedoch oft vernachlässigbar sind.
Nahbereich	Typischerweise der Bereich bis einige Wellenlängen von der Eintauchstelle der Rutschmasse entfernt, wo die generierte Impulswelle grossen Formänderungen unterliegt. Die potentielle Wellenenergie ist deutlich grösser als die kinetische. Ein konstantes Verhältnis von kinetischer zur potentiellen Wellenenergie hat sich noch nicht eingestellt. Der Gegensatz dazu ist der Fernbereich.
Navier-Stokes-Gleichungen	Differentialgleichungen, welche die drei Geschwindigkeitskomponenten, die Dichte und den Druck an jedem beliebigen Punkt im Fluid (Wasser) beschreiben. Analytische Lösungen liegen nur für vereinfachte Fälle vor. Sie können je-

	doch numerisch vollständig mit entsprechendem Aufwand gelöst werden (Direct numerical simulation).
Nichtperiodische Welle	Eine Einzelwelle.
Oszillatorische Welle	Die Wasserpartikel beschreiben eine elliptische Bewegung und bleiben über die Zeit gemittelt am gleichen Ort. Es kommt nur zu einem Energie- aber keinem Massentransport.
Periodische Welle	Welle in einer Wellengruppe.
Potentialtheorie	Mathematisch idealisierte Beschreibung einer Fluidbewegung die rotations- sowie reibungsfrei ist. Die Stromlinien im Fluid sind so ausgerichtet, dass sie ein Potentialfeld besitzen. Viele Phänomene in der Hydraulik werden mit der Potentialtheorie berechnet wie Wasserwellen, Grundwasserströmungen oder Rohrströmungen.
Potentielle Wellenenergie	Energie, welche in der Auslenkung des Wassers aus der Ruhelage enthalten ist.
Reflexion	Eine Welle wird durch das Ufer reflektiert und wandert mit gleicher (Totalreflexion) oder kleinerer Wellenhöhe in entgegen gesetzter Richtung.
Refraktion	Eine Welle erfährt im Flachwasser (Flachwasserwelle) infolge des „Shoaling“-Effekts eine Richtungsänderung und läuft schliesslich frontal auf das Ufer zu.
Rutscheigenschaften	Eigenschaften, welche sich auf den Rutsch inklusive Porosität beziehen. Sie werden mit dem Index *s* gekennzeichnet ($\not{V}_s$, ρ_s).
Schwerewelle	Wasserwelle, welche hauptsächlich von der Schwerkraft beeinflusst wird.
Shoaling	Wellentransformation im Uferbereich infolge abnehmender Ruhewassertiefe.
Sinuswelle	Siehe lineare Welle.
Solitärwelle	Theoretischer nicht-linearer Wellentyp, welcher kein Wellental sondern nur einen Wellenberg aufweist (Abb. 2-5). Gewisse Impulswellen werden mit diesem Wellentyp angenähert (Abb. A-8 im Anhang A).
Stehende Welle	Siehe Clapotis.

Stokeswelle	Theoretischer nicht-linearer Wellentyp, welcher etwas steiler als die Sinuswelle ist, dafür ein etwas flacheres und längeres Tal aufweist (Abb. 2-3). Gewisse Impulswellen werden mit diesem Wellentyp angenähert (Abb. A-8 im Anhang A).
Sturzbrecher	Wellenbrecher-Typ, bei welchem sich der Wellenkamm nach vorne überschlägt und dabei für kurze Zeit mit der Wellenfront den auf Surferfotos oft dargestellten Luftschlauch oder „tube“ bildet (Abb. B-10a im Anhang B).
Tiefwasserwelle	Eine Welle, welche die Wassersäule nicht bis auf den Grund mobilisiert und somit nicht von diesem beeinflusst wird. Gemäss der linearen Wellentheorie gilt für eine Tiefwasserwelle $L/h < 2$. Gegensatz dazu sind die Flachwasserwellen.
Totalreflexion	Eine Welle wird an einem senkrechten Ufer reflektiert und wandert ohne Wellenhöhenverlust in entgegen gesetzter Richtung zurück.
Translatorische Welle	Die Wasserpartikel bewegen sich in der Fortbewegungsrichtung der Welle. Es kommt zu einem Energie- und Massentransport.
Tsunami	Wörtlich übersetzt aus dem Japanischen „Tsu“ = Hafen und „Nami“ = Welle, also Hafenwelle. Sie wird durch eine abrupte Bewegung grosser Wassermassen erzeugt. Die Ursache sind neben Erdbeben (Seismic sea waves) auch Unter- oder Überwasserrutschungen, Meteoriteneinschläge, Vulkanexplosionen, Gasausbrüche etc.
Übergangswasserwelle	Eine Welle, deren Bewegung den Grund leicht berührt. Ihre relative Länge liegt zwischen jener der Tiefwasser- und Flachwasserwelle ($20 \leq L/h \leq 2$) gemäss der linearen Wellentheorie.
Wellenberg	Teil der Welle oberhalb des ursprünglichen Ruhewasserspiegels.
Wellenbrechen	Siehe Brechen.
Wellenkamm	Der oberste Punkt der Welle.
Wellental	Teil der Welle unterhalb des ursprünglichen Ruhewasserspiegels.

Wellentypenprodukt	Produkt $S^{1/3}M\cos[(6/7)\alpha]$ nur aus Einflussparameter bestehend, mit welchem Heller (2007a) die vier beobachteten Wellentypen gegeneinander abgrenzt.
2D-Versuche	Zweidimensional: Die Versuche werden im prismatischen Wellenkanal durchgeführt, wo die Wellenparameter nur in der Kanalmitte gemessen werden. Die Impulswellen breiten sich longitudinal aus und werden somit zweidimensional betrachtet.
3D-Versuche	Dreidimensional: Die Versuche werden im rechteckigen Wellenbecken durchgeführt, wo die Wellenparameter über die Wasserfläche verteilt gemessen werden. Die Impulswellen breiten sich von der Eintauchstelle frei radial aus und werden somit dreidimensional betrachtet.

A Literaturübersicht Wellengenerierung

A.1 Einleitung

In diesem Anhang A werden die Berechnungsgleichungen rutscherzeugter Impulswellen vorgestellt. Ihre Vor- und Nachteile werden erläutert und die Auswahl der Berechnungsmethoden in Abb. 3-1 bzw. in Unterkap. 3.2 wird begründet. In Heller (2007a; 2008) wurde ein rund 30 bzw. 20 Arbeiten umfassendes Literaturstudium zum Thema Generierung rutscherzeugter Impulswellen im hydraulischen Modell durchgeführt. In diesem Bericht wird nur die für die Praxis bedeutsame Literatur behandelt. Es sind Arbeiten, welche allgemeingültige Resultate liefern, d.h. mehrere Einflussparameter wie die Rutscheintauchgeschwindigkeit oder das Rutschvolumen wurden variiert. Nur allgemeingültige Ansätze lassen sich auf beliebige Prototypen anwenden. Studien, welche sich nur mit einem Prototypen befassen stehen daher nicht im Vordergrund. Von Interesse für den Praktiker ist die Abschätzung der Wellenhöhe vor dem Ufer, da sie der wichtigste Einflussparameter in den Wellenauflaufformeln ist (Unterkap. 3.3). Einige Studien liefern nur eine Berechnungsgleichung für die *maximale* Wellenhöhe, nicht aber ihre Abhängigkeit von der Distanz. Diese Studien werden hier auch nicht erwähnt. Unter diesen Einschränkungen reduzieren sich die rund 30 bzw. 20 in Heller (2007a; 2008) besprochenen Arbeiten auf vier, welche hier näher vorgestellt werden.

Alle allgemeingültigen Untersuchungen arbeiten mit einer horizontalen Kanal- bzw. Beckensohle. Effekte wie Refraktion (Unterkap. 4.2) infolge einer veränderlichen Wassertiefe werden nicht berücksichtigt. Die wichtigsten Unterschiede zwischen den hydraulischen Modellen sind die Art der Modellierung des Rutsches (als Festkörper oder als Granulatrutsch) sowie ob die Welle in einem Kanal oder in einem Becken erzeugt wurde (2D oder 3D). Auf diese Unterscheidungen wird in Anhang A.2 näher eingegangen. Um ein Resultat von einem spezifischen hydraulischen Modell auf den Prototypen zu übertragen, müssen die beiden Geometrien ähnlich sein. Effekte wie die Energiekonzentration in einer Verengung oder Diffraktion (Unterkap. 4.2) werden daher von allgemeingültigen Formeln, die auf vereinfachten Geometrien basieren, ebenfalls nicht berücksichtigt.

In Anhang A.2 werden die relevanten Parameter sowie die Parameterbereiche der einzelnen Untersuchungen definiert und es wird näher auf die wichtigsten Unterschiede zwischen den zugrundeliegenden hydraulischen Modellen eingegangen. In Anhang A.3 folgt eine Literaturübersicht unterteilt in Untersuchungen mit Festkörpermodellen (Anhang A.3.1) und Granulatmodellen (Anhang A.3.2). Die Untersuchungen sind weiter unterteilt in solche im Wellenkanal (2D) und solche im Wellenbecken (3D). Ein Fazit wird in Anhang A.4 gezogen. In Anhang A.4 wir ebenfalls die Wahl der Methoden für das Berechnungsverfahren in Abb. 3-1 bzw. in Unterkap. 3.2 begründet.

A.2 Parameterdefinition

Die Abb. A-1(a) und (b) zeigt Definitionsskizzen der relevanten Parameter für die Impulswellengenerierung im Wellenkanal (2D) bzw. im Wellenbecken (3D). Im Gegensatz zu Unterkap. 3.2.2 werden hier auch die Einflussparameter besprochen, welche aufgrund der Versuchsergebnissen einen vernachlässigbaren Effekt aufweisen. Einfluss auf die Maximalamplitude a_M bzw. die maximale Wellenhöhe H_M haben folgende Parameter:

- Rutscheintauchgeschwindigkeit V_s (2D und 3D)
- Rutschvolumen $\forall_s$ bzw. Granulatvolumen $\forall_g$ (2D und 3D)
- Rutschmächtigkeit s (2D und 3D)
- Rutschbreite bzw. Kanalbreite b (2D und 3D)
- Rutschdichte ρ_s bzw. Granulatdichte ρ_g (2D und 3D)
- Rutschporosität n (2D und 3D)
- Rutscheintauchwinkel α (2D und 3D)
- Ruhewassertiefe h (2D und 3D)

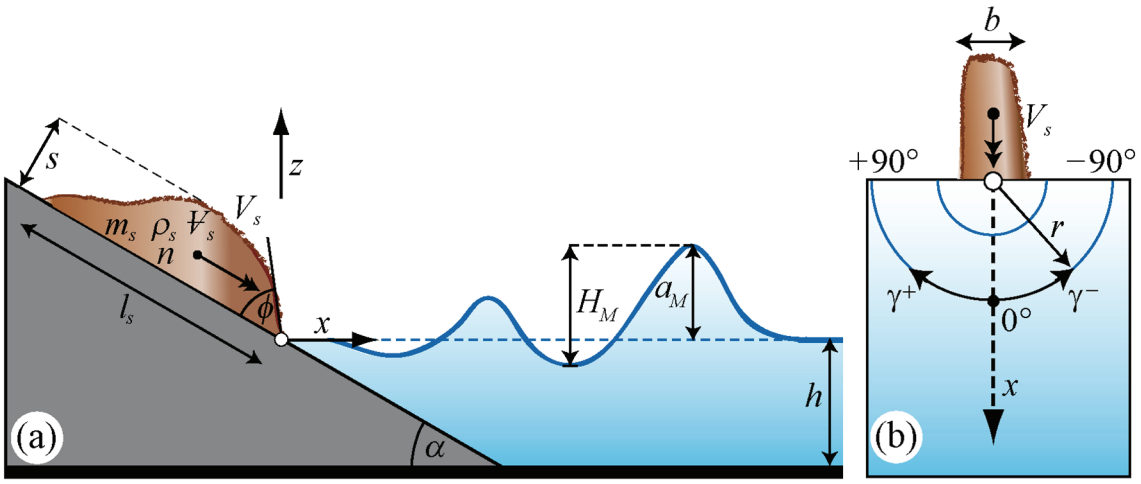


Abb. A-1 Definitionsskizze der Einflussparameter auf die Impulswellengenerierung und die wichtigsten Wellenparameter in (a) 2D und (b) 3D.

Einige Autoren haben die Effekte vom Rutschfrontwinkel ϕ sowie von der Rutschlänge l_s untersucht, diese Einflussparameter hatten aber immer einen vernachlässigbaren Einfluss. In Heller (2007a) war ebenfalls der Einfluss der Kornzusammensetzung vernachlässigbar. Panizzo et al. (2005) verwendeten die Zeit der Unterwasser-Rutschbewegung t_s als weiteren Einflussparameter auf die maximale Wellenhöhe H_M. Da sich die Grösse t_s vor einem Ereignis schwer abschätzen lässt, drücken Panizzo et al. (2005) sie in Funktion der restlichen Einflussgrössen aus.

Eine Impulswelle verändert sich bei der Ausbreitung im horizontalen Wellenkanal bzw. Wellenbecken in Abhängigkeit folgender Parameter:

- Distanz x (2D)
- Radialdistanz r (3D)
- Wellenpropagationswinkel γ (3D)

Abb. A-2 zeigt schematisch die Einteilung der Versuche zur Erzeugung allgemeingültiger Impulswellen in Festkörper- und Granulatrutsche sowie in 2D und 3D Modelle. Die dargestellten Versuche werden in Anhang A.3 besprochen. Zweifel (2004) erfüllt die in Anhang A.1 erwähnten Kriterien für die Aufnahme in diese Literaturübersicht ebenfalls. Er hat aber nur die Amplitudenabnahme, nicht die für die Berechnung der Auflaufhöhe relevante Wellenhöhenabnahme ausgewertet. In der Arbeit von Heller (2007a) (Anhang A.3.2.1) wurden neben den Daten von Fritz (2002) auch jene von Zweifel (2004) berücksichtigt. Daher werden anschliessend aus Prägnanzgründen nur die endgültigen Gleichungen von Heller (2007a) vorgestellt.

In Abb. A-2 müssen bei der Anwendung der Gleichungen zwei grundsätzliche Kriterien beachtet werden:

a) Wurden die Versuche mit Granulat oder einem Festkörper durchgeführt.
b) Wurden die Versuche im Wellenkanal (2D) oder im Wellenbecken (3D) durchgeführt.

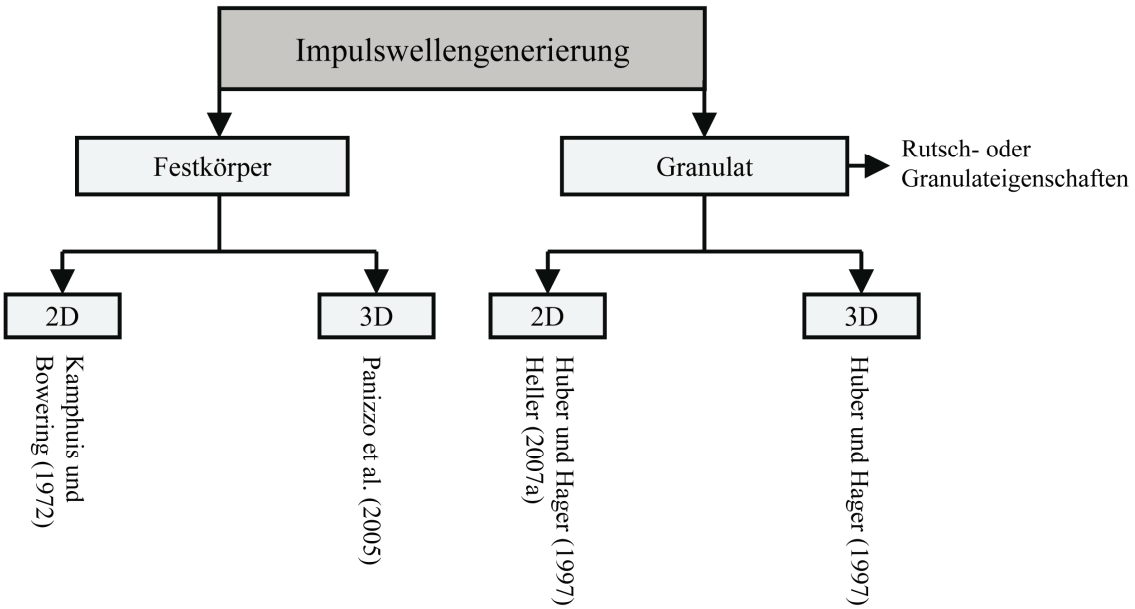


Abb. A-2 Einteilung der Versuche zur Erzeugung allgemeingültiger Impulswellen sowie zugehörige Forschungsarbeiten die in Anhang A.3 behandelt werden.

a) Die Abb. A-3(a) zeigt die Modellierung des Rutschkörpers mit Granulat, Abb. A-3(b) zeigt die entsprechende Modellierung mit einem Festkörper. Im Wesentlichen werden Festkörper- und Granulatrutsche durch die gleichen Parameter definiert. Beim Festkörper wird die Anzahl der Versuchsparameter jedoch durch die konstante Porosität $n = 0$ und die Vernachlässigung der Kornzusammensetzung reduziert. Ein Festkörper mit den gleichen Einflussgrössen erzeugt

tendenziell grössere Impulswellen als ein Granulatrutsch. Beim Festkörper kann der Wasserkörper nur nach vorne bzw. über den Festkörper ausweichen, wogegen beim Granulat ein Teil des Wassers ins Granulat eindringt. Zweifel (2004) hat Granulatrutsche und Festkörper miteinander verglichen (Unterkap. 4.3). Der Vergleich zeigt, dass Festkörper bei identischen Einflussgrössen wie bei den Granulatrutschen Wellen bis zur siebenfachen Höhe bei einer Rutscheintauch-Froudezahl $F = 0.51$ erzeugen (Abb. 4-6). Der Vergleich basiert auf 11 Versuchen in einem relativ engen Parameterbereich. Weitere Arbeiten darüber sind nicht bekannt. Es ist also nur limitiert möglich, von durch Festkörpern erzeugten Wellen auf solche umzurechnen, die durch Granulat erzeugt wurden.

Bei granularen Rutschen muss weiter unterschieden werden, ob die Granulat- oder Rutscheigenschaften verwendet wurden (Abb. A-2). Das Granulat weist beispielsweise die Granulatdichte ρ_g auf, wogegen die Rutschdichte mit dem Parameter ρ_s beschrieben wird. Die Rutschparameter berücksichtigen im Gegensatz zu den Granulatparametern die Rutschporosität n. Das Gleiche gilt für das Granulatvolumen $\not{V}_g$ und das Rutschvolumen $\not{V}_s$. Die Rutschmasse und die Granulatmasse sind hingegen identisch $m_s = m_g$. Für Blockmodelle gilt weiter $\rho_g = \rho_s$ und $\not{V}_g = \not{V}_s$ da die Porosität n null ist. In der Tab. 3-1 werden die Umrechnungsformeln von Rutsch- in Granulatparameter und umgekehrt unter Berücksichtigung von $\not{V}_s = m_s/\rho_s$ und $\not{V}_g = m_g/\rho_g$ aufgezeigt.

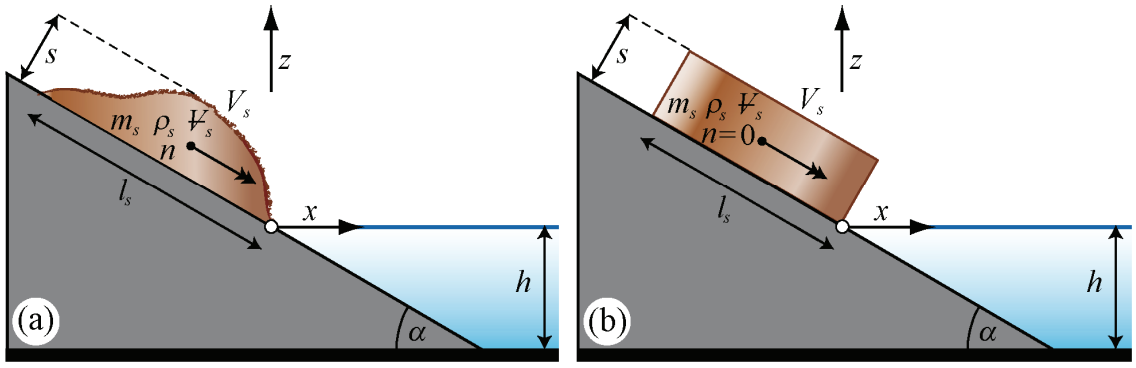


Abb. A-3 Wichtigste Rutscheinflussparameter modelliert im Wellenkanal mit (a) Granulat und (b) einem Festkörper.

b) Die Generierung von Impulswellen im Wellenbecken ist von den gleichen Einflussparametern abhängig wie im Wellenkanal. Zudem unterscheidet sich die maximale Wellenhöhe H_M im Bereich der Eintauchstelle nicht wesentlich (Huber 1980). Impulswellen im rechteckigen Wellenbecken verlieren jedoch mit der Radialdistanz r und dem Wellenpropagationswinkel γ sehr viel schneller an Höhe als Wellen im prismatischen Kanal. Der Grund liegt in der Verteilung der Wellenenergie auf eine grössere Fläche im Wellenbecken. Berechnungsgleichungen basierend auf 2D sind nur in speziellen Stauraumgeometrien anwendbar. Beispielsweise in der Lituya Bay in Alaska, 1958, wo die Wellenausbrei-

tung auf einer Seite durch einen Gletscher gehemmt wurde, stimmt die Berechnung des 2D Modells von Heller (2007a) gut mit der Naturbeobachtung überein. Eine Umrechnung der Wellenhöhe einer in 2D generierten Welle auf 3D wurde von Huber und Hager (1997) implizit durchgeführt und wird nun für die 2D Daten von Heller (2007a) angewendet (Anhang A.3.2.2).

Tab. A-1 Bereiche der dimensionslosen Grössen in den Studien von Kamphuis und Bowering (1972) (K. & B. (1972)), Huber und Hager (1997) (H. & H. (1997)), Panizzo et al. (2005) (P. et al. (2005)) und Heller (2007a); unb. = unbekannt bezeichnet Parameterbereiche, die nicht untersucht oder erwähnt wurden.

Studie	Modelltyp	Dimensionslose Grössen					
		$F = V_s/(gh)^{1/2}$ [-]	$S = s/h$ [-]	$M = m_s/(\rho_w bh^2)$ [-]	$D = \rho_s/\rho_w$ [-]	ρ_g/ρ_w [-]	
K. & B. (1972)	Festkörper in 2D	0.9 - 3.1	0.25 - 0.88	unb.	2.7	2.7	
H. & H. (1997)	Granulat in 2D	0.5 - 3.69	unb.	unb.	unb.	0.9 - 2.7	
H. & H. (1997)	Granulat in 3D	1.06 - 1.84	unb.	unb.	unb.	0.9 - 2.7	
P. et al. (2005)	Festkörper in 3D	1.00 - 2.22	0.11 - 0.45	unb.	2.2	2.2	
Heller (2007a)	Granulat in 2D	0.86 - 6.83	0.09 - 1.64	0.11 - 10.02	0.59 - 1.72	0.96 - 2.75	
Studie	Modelltyp	Dimensionslose Grössen					
		$V = \forall_s/(bh^2)$ [-]	$\forall_g/(bh^2)$ [-]	n [%]	α [°]	$B = b/h$ [-]	
K. & B. (1972)	Festkörper in 2D	unb.	unb.	0	20 - 90	2.17 - 4.35	
H. & H. (1997)	Granulat in 2D	unb.	0.03 - 2.57	unb.	28 - 60	1.39 - 4.17	
H. & H. (1997)	Granulat in 3D	unb.	0.09 - 2.57	unb.	30 - 60	1.39 - 4.17	
P. et al. (2005)	Festkörper in 3D	unb.	unb.	0	16 - 36	0.38 - 1.50	
Heller (2007a)	Granulat in 2D	0.05 - 5.94	unb.	30.7 - 43.3	30 - 90	0.74 - 3.33	
Studie	Modelltyp	Dimensionslose Grössen					
		$t_s(g/h)^{1/2}$ [-]	$(l_s/h)(s/h)$ [-]	$(s/h)(b/h)$ [-]	$X = x/h$ [-]	r/h [-]	γ [°]
K. & B. (1972)	Festkörper in 2D	unb.	0.05 - 1.0	unb.	10 - 74.3	-	-
H. & H. (1997)	Granulat in 2D	unb.	unb.	unb.	5 - 100	-	-
H. & H. (1997)	Granulat in 3D	unb.	unb.	unb.	-	5 - 30	−90 - +90
P. et al. (2005)	Festkörper in 3D	0.39 - 5.11	unb.	0.04 - 0.68	-	1.3 - 15.1	−90 - +90
Heller (2007a)	Granulat in 2D	unb.	unb.	unb.	2.7 - 59.2	-	-

Um die Einflussgrössen mit einem Prototypen vergleichen zu können, müssen sie in dimensionsloser Form geschrieben werden. Die relativen Wellenparameter im Modell sind identisch mit jenen eines Prototypen, falls alle diese dimensionslosen Grössen jeweils identisch sind. In den unter Anhang A.3 vorgestellten vier Untersuchungen werden nicht immer die gleichen Einflussparameter variiert und untersucht, was zu unterschiedlichen dimensionslosen Grössen führt. Die Tab. A-1 gibt einen Überblick der untersuchten Bereiche dimensionsloser Grössen von Kamphuis und Bowering (1972) (K. & B. (1972)), Huber und Hager (1997) (H. & H. (1997)), Panizzo et al. (2005) (P. et al. (2005)) und Heller (2007a). Die Parameterbereiche, die nicht untersucht oder erwähnt wurden, sind mit unb. für unbekannt vermerkt. Huber und Hager (1997) berücksichtigten bei der relativen Granulatdichte ρ_g/ρ_w, bestehend aus der Granulatdichte ρ_g und der Wasserdichte ρ_w, gegenüber Huber (1980) mit nur $\rho_g/\rho_w = 2.7$ zusätzlich Schnee- und Gletscherversuche aus prototyp-spezifischen Modellversuchen mit Dichteverhältnissen bis zu $\rho_g/\rho_w = 0.92$ (Huber 2008). Die relative

Rutschbreite $B = b/h$ ergab sich in 2D Modellen nur durch die Änderung der Ruhewassertiefe h, da die Rutschbreite b immer konstant und identisch mit der Kanalbreite war. Dimensionslose Grössen werden mit einem neuen Symbol abgekürzt, soweit sie in der Arbeit von Heller (2007a) vorkommen. Auf die in Tab. A-1 erwähnten dimensionslosen Grössen und ihre Bereiche wird in Anhang A.3 eingegangen.

A.3 Literaturübersicht

A.3.1 Festkörpermodelle

A.3.1.1 Wellenkanal (2D)

Durch Festkörper generierte Impulswellen sind in der Regel verhältnismassig höher als Wellen infolge von Granulatrutschen (Unterkap. 4.3). Die Wellenhöhenabnahme in 2D wird unterschätzt gegenüber derjenigen von 3D Modellen (Anhang A.2). Kamphuis und Bowering (1972) führten in einem 45 m langen und 1 m breiten Kanal Experimente mit Ruhewassertiefen zwischen $h = 0.23$ m und 0.46 m durch. Der Rutsch wurde mit einem Festkörper modelliert, der eine konstante Dichte $\rho_g = 2'700$ kg/m^3 und eine Porosität $n = 0$ aufwies. Variiert wurden neben der Ruhewassertiefe h auch der Rutscheintauchwinkel α, die Rutschkörperabmessungen s und l_s, die Rutscheintauchgeschwindigkeit V_s, sowie der Rutschfrontwinkel ϕ. Der Rutschfrontwinkel ϕ hatte einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Impulswellengenerierung, was später von Heller (2007a) bestätigt wurde.

Die von Kamphuis und Bowering (1972) verwendeten dimensionslosen Grössen sind die Rutscheintauch-Froudezahl $\mathsf{F} = V_s/(gh)^{1/2}$, die relative Rutschmächtigkeit $S = s/h$, die Granulat- bzw. Rutschdichte $D = \rho_s/\rho_w$, der Rutscheintauchwinkel α, die relative Kanalbreite $B = b/h$, das zweidimensionale Rutschvolumen pro Einheitsbreite $(l_s/h)(s/h)$ und die Relativdistanz $X = x/h$ (Tab. A-1). Die untersuchten Bereiche sind ebenfalls in Tab. A-1 angegeben zu $0.9 \le \mathsf{F} \le 3.1$, $0.25 \le S \le 0.88$, $D = 2.7$ = konstant, $20° \le \alpha \le 90°$, $2.17 \le B \le 4.35$, $0.05 \le (l_s/h)(s/h) \le 1.0$ und $10 \le X \le 74.3$. Die Daten von Kamphuis und Bowering (1972) ergaben viele Abhängigkeiten der Parameter auf die Wellencharakteristiken. Daher wurden Versuche ausgeschlossen und nur in bestimmten Parameterbereichen allgemeingültige Beziehungen hergeleitet. Diese Autoren fanden, dass die Wellenhöhe ab einer gewissen Relativdistanz X meist nur unwesentlich abnimmt. Diese stabile Wellenhöhe H_{st} wurde immer innerhalb $X < 80$ erreicht. Sie lässt sich für die Parameterlimitationen $0.05 < (l_s/h)(s/h) < 1.0$, $S \ge 0.5$, $(\alpha + \phi) \ge 90°$ und $\alpha \approx 30°$ berechnen zu

$$\frac{H_{st}}{h} = \mathsf{F}^{0.7}\left(0.31 + 0.2\log\left(\frac{l_s}{h}\frac{s}{h}\right)\right). \qquad \text{(A.1)}$$

Diese stabile Wellenhöhe H_{st} wurde weiter verwendet um die Wellenhöhenabnahme in den Parameterbereichen $0.1 < (l_s/h)(s/h) < 1.0$ und $10 \leq X \leq 48$ zu definieren zu

$$\frac{H(x)}{h} = \frac{H_{st}}{h} + 0.35\exp(-0.08X). \tag{A.2}$$

Die Wellendämpfung hat mit $\exp(-0.08X)$ einen exponentiellen Charakter. Der Einfluss des Rutscheintauchwinkels α war vernachlässigbar klein.

Kamphuis and Bowering (1972) stellten auch fest, dass sich die Wellengeschwindigkeit c der Impulswelle mit der Solitärwellengeschwindigkeit (Unterkap. 2.2) beschreiben lässt. Die Solitärwellengeschwindigkeit c berechnet sich zu

$$c = [g(h+a)]^{1/2}. \tag{A.3}$$

Während Gl. (A.3) später mehrfach für rutscherzeugte Impulswellen z.B. von Huber (1980) oder Heller (2007a) verifiziert wurde, konnte das Konzept mit einer stabilen Wellenhöhe H_{st} nicht bestätigt werden. Die Vor- und Nachteile der Untersuchung von Kamphuis and Bowering (1972) sind:

+ Die meisten relevanten Einflussparameter wurden variiert.
− Die Dämpfung ist gross im Vergleich zu anderen Untersuchungen.
− Der Rutsch wurde mit einem Festkörper modelliert ($n = 0$).
− Die Arbeit basiert auf veralteten Messsystemen (Drahtmesspegel).
− Die Untersuchung wurde im Wellenkanal vorgenommen (2D).
− Nur eine Granulatdichte $\rho_g = 2'700$ kg/m^3 wurde untersucht.
− Die Gl. (A.2) umfasst nur einen Teil der Versuche, die durchgeführt wurden.
− Ein Diagramm mit den Messpunkten zu Gl. (A.2) zur optischen Kontrolle ist nur für einzelne Versuche vorhanden.
− Die Anzahl Versuche ist relativ klein (vermutlich < 50).

A.3.1.2 Wellenbecken (3D)

Die Höhen der durch Festkörper generierter Impulswellen werden überschätzt im Vergleich zu jenen der Granulatrutschen (Unterkap. 4.3; Anhang A.2). Im Wellenbecken ersetzt die Radialdistanz r die Distanz x vom Wellenkanal. Der Wellenpropagationswinkel γ ist eine zusätzliche Grösse gegenüber 2D. Panizzo et al. (2005) modellierten den Rutsch mit einem Festkörper konstanter Dichte $\rho_g = 2'200$ kg/m^3, der in einem Wellenbecken Impulswellen erzeugte. Dabei rutschte der Block in einer Ecke auf einer Rampe in das 6 m × 12 m grosse Wellenbecken. Durch Kombination mehrerer Versuche konnte aus Symmetriegründen ein Wellenbecken mit einer vier Mal grösseren

Oberfläche simuliert werden, in welchem der Festkörper in der Mitte einer Beckenseite eintaucht. Insgesamt wurden 288 Versuche durchgeführt. Panizzo et al. (2005) verwendeten folgende dimensionslose Grössen: Die Rutscheintauch-Froudezahl $\mathsf{F} = V_s/(gh)^{1/2}$, die relative Rutschmächtigkeit $S = s/h$, die Granulat- bzw. Rutschdichte $D = \rho_s/\rho_w$, der Rutscheintauchwinkel α, die relative Kanalbreite $B = b/h$, die relative Zeit der Unterwasser-Rutschbewegung $t_s(g/h)^{1/2}$, die Grösse $(s/h)(b/h)$, die relative Radialdistanz r/h und den Wellenpropagationswinkel γ (Tab. A-1). Die relative Rutschlänge l_s/h wurde zwar untersucht, hatte aber in keiner der anschliessend vorgestellten Berechnungsgleichungen einen Einfluss.

Die Tab. A-1 zeigt weiter die untersuchten Bereiche von Panizzo et al. (2005) als $1.00 \le \mathsf{F} \le 2.22$, $0.11 \le S \le 0.45$, $D = 2.2$ = konstant, $16° \le \alpha \le 36°$, $0.38 \le B \le 1.50$, $0.39 \le t_s(g/h)^{1/2} \le 5.11$, $0.04 \le (s/h)(b/h) \le 0.68$, $1.3 \le r/h \le 15.1$ und $-90° \le \gamma \le +90°$. Speziell an den Untersuchungen von Panizzo et al. (2005) ist die Verwendung der Zeit der Unterwasser-Rutschbewegung t_s. Sie reicht vom Eintauchbeginn bis zum Stillstand des Rutsches. Im Voraus ist sie schwierig abzuschätzen und wurde daher empirisch in Funktion der anderen bekannten dimensionslosen Einflussgrössen ausgedrückt als

$$t_s\sqrt{(g/h)} = 0.43\big((s/h)(b/h)\big)^{-0.27}\mathsf{F}^{-0.66}(\sin\alpha)^{-1.32}. \tag{A.4}$$

Die relative Wellenhöhe $Y(r/h, \gamma) = H(r, \gamma)/h$ ergibt sich mit einem Korrelationskoeffizienten $R^2 = 0.79$ zu

$$\frac{H(r,\gamma)}{h} = 0.07\left(\frac{t_s\sqrt{(g/h)}}{(s/h)(b/h)}\right)^{-0.45}(\sin\alpha)^{-0.88}\exp(0.6\cos\gamma)(r/h)^{-0.44}. \tag{A.5}$$

Eine Impulswelle im Wellenbecken konstanter Tiefe h wird sich somit nur infolge des Dämpfungsterms $\exp(0.6\cos\gamma)(r/h)^{-0.44}$ verändern. Dieser Term ist in Abb. A-4(a) in Funktion der relativen Wellenhöhe $H(r, \gamma)/h$ und dem Wellenpropagationswinkel γ dargestellt. Die einzelnen Linien bezeichnen konstante relative Radialdistanzen r/h. In der Rutschimpulsrichtung ($\gamma = 0°$; Abb. A-1b) ist die Wellenhöhe am grössten, und sie nimmt mit zu- bzw. abnehmendem Wellenpropagationswinkel γ ab, wobei sie bei $\gamma = \pm 90°$ ein Minimum erreicht.

Die relative Wellenperiode $T(r, \gamma)(g/h)^{1/2}$ der Wellenhöhe $H(r, \gamma)$ wurde mit einem Korrelationskoeffizienten $R^2 = 0.64$ ermittelt zu

$$T(r,\gamma)\sqrt{g/h} = 2.50\left(t_s\sqrt{(g/h)}\right)^{-0.22}(\sin\alpha)^{-0.25}(r/h)^{0.17}. \tag{A.6}$$

Der Einfluss vom Wellenpropagationswinkel γ auf $T(r, \gamma)(g/h)^{1/2}$ war vernachlässigbar klein und wurde in Gl. (A.6) nicht berücksichtigt. Die Wellenperiode nimmt gemäss

Gl. (A.6) mit der relativen Radialdistanz r/h leicht zu. Die Vor- und Nachteile der Untersuchung von Panizzo et al. (2005) sind:

+ Sowohl für $H(r, \gamma)$ als auch für $T(r, \gamma)$ ist eine Formel verfügbar.
+ Die Resultate gelten für 3D, was gegenüber einer 2D-Limitation häufiger einen Prototypen repräsentiert.
+ Die Anzahl der Versuche ist mit 288 gross.
+ Die Einflussparameter scheinen physikalisch sinnvoll einzuwirken.
− Der Rutsch wurde mit einem Festkörper modelliert ($n = 0$).
− Die relative Wellenhöhe H/h ist von der relativen Zeit der Unterwasser-Rutschbewegung $t_s(g/h)^{1/2}$ abhängig, welche nicht bekannt ist und deshalb empirisch mit Gl. (A.4) in Funktion der restlichen Einflussgrössen ausgedrückt wird.
− Nur eine Rutschdichte $\rho_s = 2'200$ kg/m^3 wurde untersucht.
− Der Rutscheintauchwinkel $16° \le \alpha \le 36°$ ist für Alpine Verhältnisse zu klein.

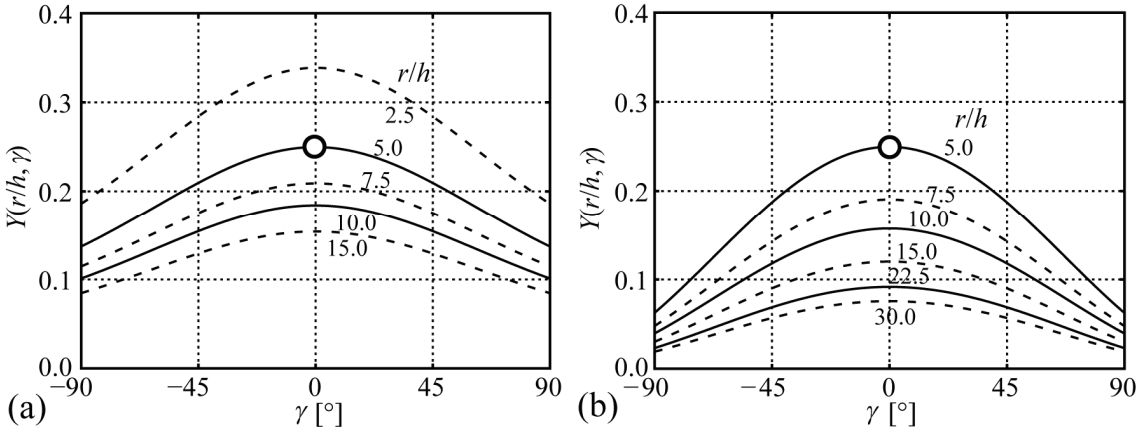


Abb. A-4 Vergleich der Auswirkungen der Dämpfungsterme von (a) Panizzo et al. (2005) mit $\exp(0.6\cos\gamma)(r/h)^{-0.44}$ und (b) Huber und Hager (1997) mit $\cos^2(2\gamma/3)(r/h)^{-2/3}$; Als Vergleichspunkt dient (○) bei $Y(r/h = 5, \gamma = 0°) = 0.25$ (Heller 2007a).

A.3.2 Granulatmodelle

A.3.2.1 Wellenkanal (2D)

Die in Huber und Hager (1997) hergeleiteten Gleichungen für die Wellenhöhe basieren auf dem Datensatz von Huber (1980). Hier werden die 2D Resultate vorgestellt, die auf rund 1'000 Versuchen in einem Wellenkanal der Länge 30.4 m und der Breite 0.50 m basieren. Die 3D Gleichungen von Huber und Hager (1997) werden in Anhang A.3.2.2 diskutiert. Die Granulatdichte in Huber (1980) war mit $\rho_g = 2'700$ kg/m^3 konstant. Huber und Hager (1997) haben aber weitere Versuche mit Schneelawinen und Gletscherkalbungen aus prototyp-spezifischen Modellversuchen mit Dichteverhältnissen bis zu $\rho_g/\rho_w = 0.92$ einbezogen (Huber 2008). Der granulare Rutsch bestand aus verschie-

denen Korndurchmessern, wurde aber immer in der gleichen Mischung verwendet. Die Rutschmasse wurde im Bereich 5 kg ≤ m_s ≤ 50 kg sowie die Ruhewassertiefen zwischen 0.12 m ≤ h ≤ 0.36 m variiert. Huber und Hager (1997) arbeiteten mit den Granulateigenschaften $\forall_g$ und ρ_g (Anhang A.2). Als dimensionslose Einflussgrössen dienten die Rutscheintauch-Froudezahl $F = V_s/(gh)^{1/2}$, die Granulatdichte ρ_g/ρ_w, das relative Granulatvolumen $\forall_g/(bh^2)$, der Rutscheintauchwinkel α, die relative Kanalbreite $B = b/h$ und die Relativdistanz $X = x/h$. Die untersuchten dimensionslosen Parameterbereiche ergaben sich zu $0.5 \le F \le 3.69$, $0.9 \le \rho_g/\rho_w \le 2.7$, $0.03 \le \forall_g/(bh^2) \le 2.57$, $28° \le \alpha \le 60°$, $1.39 \le B \le 4.17$ und $5 \le X \le 100$ (Tab. A-1). Die relative Wellenhöhenabnahme $H(x)/h$ berechnet sich mit

$$\frac{H(x)}{h} = 0.88(\sin\alpha)\left(\frac{\rho_g}{\rho_w}\right)^{1/4}[\forall_g/(bh^2)]^{1/2}X^{-1/4}. \qquad \text{(A.7)}$$

Die Rutscheintauchgeschwindigkeit kommt in Gl. (A.7) nicht vor und hat einen vernachlässigbaren Einfluss auf die relative Wellenabnahme. Die Vor- und Nachteile der Berechnungsgleichungen von Huber und Hager (1997) werden in Anhang A.3.2.2 zusammen mit den 3D Resultaten besprochen.

Die Arbeit von Heller (2007a) ist eine Weiterführung der Arbeiten von Fritz (2002) und Zweifel (2004) und schliesst das Projekt am VAW-Versuchsstand ab. Beide Autoren erarbeiteten Berechnungsgleichungen zur Bestimmung der maximalen Wellenamplitude a_M, Zweifel (2004) zudem für die Wellenamplitudendämpfung $a(x)$. Dabei wurden aber noch nicht alle Einflussparameter der Wellengenerierung berücksichtigt. Heller (2007a) hat zusätzlich eine Beziehung für die Wellenhöhenabnahme $H(x)$ hergeleitet. Da er zu den eigenen Versuchen auch jene von Fritz (2002) und Zweifel (2004) berücksichtigt, werden im Folgenden nur die endgültigen Gleichungen von Heller (2007a) diskutiert. Sie basieren auf insgesamt 434 Versuchen.

Die Versuche von Heller (2007a) wurden in der von Fritz (2002) konstruierten Versuchsanlage der Länge 11.0 m und der Breite 0.50 m durchgeführt. Dabei wurde das Granulat mittels pneumatischen Rutschgenerator auf die gewünschte Rutscheintauchgeschwindigkeit V_s beschleunigt. Im Gegensatz zu anderen Untersuchungen mit Granulat wie beispielsweise von Huber und Hager (1997) können so die Einflussparameter unabhängig voneinander variiert werden. In Abb. A-5 ist die Abhängigkeit zwischen der Rutschmächtigkeit s und der Rutscheintauchgeschwindigkeit V_s in Huber (1980) dargestellt. Das Granulat wurde bei Huber (1980) in der Ausgangslage hinter einer vertikalen Wand deponiert. Durch ruckartiges entfernen dieser Wand setzte sich das Granulat unter Einwirkung der Schwerkraft in Bewegung. Da in Abb. A-5(a) die Ausgangsposition näher an der Eintauchstelle liegt als bei Abb. A-5(b), wird die Eintauchgeschwindigkeit langsamer sein: $V_{s1} < V_{s2}$. Dafür nimmt in Abb. A-5(b) die Rutschmächtigkeit durch den längeren Weg bis zur Eintauchstelle mehr ab: $s_1 > s_2$. Je grösser also die Rutscheintauchgeschwindigkeit V_s, desto kleiner ist die Rutschmächtigkeit s. Die zwei wichtigen

Einflussparameter s und V_s sind also nicht unabhängig voneinander variierbar. Ändert sich nun beispielsweise die maximale Wellenhöhe H_M, so ist diese Änderung nicht eindeutig der Änderung eines Einflussparameters zu zuordnen. Die Interpretation der Resultate wird somit stark erschwert. Der Rutschgenerator in Heller (2007a) ermöglicht neben einer unabhängigen Parametervariation zusätzlich eine hohe Reproduzierbarkeit der Versuche, was in den folgenden Diagrammen zu einer relativ kleinen Streuung der Versuchsergebnissen führt (Abb. A-6 und Abb. A-7).

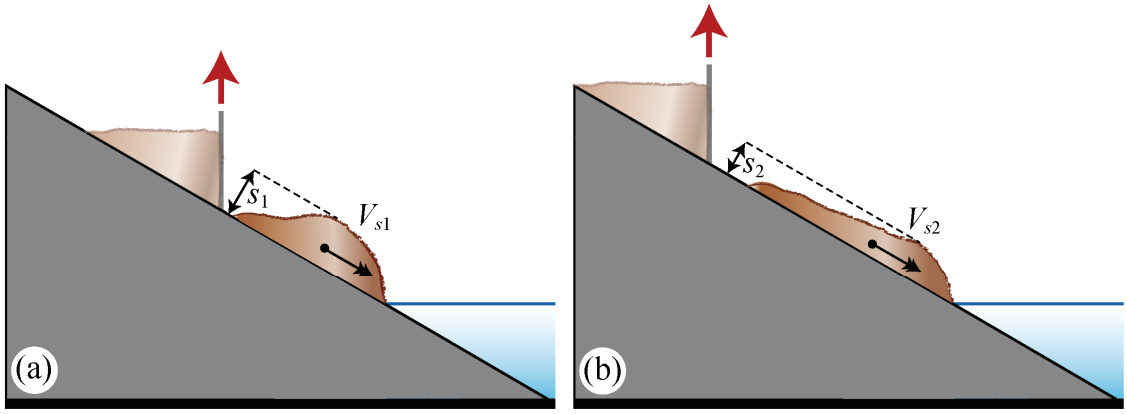


Abb. A-5 Abhängigkeit zwischen der Rutschmächtigkeit s und der Rutscheintauchgeschwindigkeit V_s bei Huber und Hager (1997): $V_{s1} < V_{s2}$ aber $s_1 > s_2$.

In den Formeln von Heller (2007a) wurden folgende dimensionslosen Einflussgrössen variiert (Tab. A-1): Die Rutscheintauch-Froudezahl $\mathsf{F} = V_s/(gh)^{1/2}$, die relative Rutschmächtigkeit $S = s/h$, die relative Rutschmasse $M = m_s/(\rho_w bh^2)$, die Granulat-ρ_g/ρ_w bzw. Rutschdichte $D = \rho_s/\rho_w$, das relative Rutschvolumen $V = \forbar{V}_s/(bh^2)$, die Rutschporosität n, der Rutscheintauchwinkel α, die relative Kanalbreite $B = b/h$ und die Relativdistanz $X = x/h$. Die untersuchten Bereiche waren $0.86 \le \mathsf{F} \le 6.83$, $0.09 \le S \le 1.64$, $0.11 \le M \le 10.02$, $0.59 \le D \le 1.72$, $0.96 \le \rho_g/\rho_w \le 2.75$, $0.05 \le V \le 5.94$, $30.7\% \le n \le 43.3\%$, $30° \le \alpha \le 90°$, $0.74 \le B \le 3.33$ und $2.7 \le X \le 59.2$ (Tab. A-1).

Die Rutschparameter V_s, $\forbar{V}_s$, s, ρ_s beziehen sich auf den Eintauchbereich, nicht auf die Ausgangslage des Rutsches. Weiter wurde der Einfluss der Kornzusammensetzung mit verschiedenen Korndurchmessern zwischen 0.002 m und 0.008 m untersucht. Der Einfluss auf die Wellencharakteristik wie beispielsweise die Wellenhöhe war jedoch vernachlässigbar. Die Rutschmasse $m_s = \forbar{V}_s \cdot \rho_s$ und die Rutschporosität n wurden nicht systematisch untersucht, konnten aber mit Hilfe der restlichen Einflussgrössen nachträglich bestimmt werden.

Im *Rutscheintauchbereich* sind vor allem die relative maximale Wellenhöhe $Y_M = H_M/h$, ihre Relativdistanz $X_M = x_M/h$ sowie die Wellenperiode T_M von Y_M relevant. Die Abb. A-6(a) zeigt die relative maximale Wellenhöhe $Y_M = H_M/h$ in Funktion des Impulsproduktparameters $\mathsf{P} = \mathsf{F}S^{1/2}M^{1/4}\{\cos[(6/7)\alpha]\}^{1/2}$. Dieser Parameter besteht aus den Einfluss- bzw. Wasserparameter, welche sich vor einem Ereignis abschätzen lassen. In Abb. A-6(a) werden alle Versuche von Fritz (2002), Zweifel (2004) und Heller (2007a) berücksichtigt. Die Datenpunkte (×) wurden bei einer kleinen Ruhewas-

sertiefe $h = 0.150$ m aufgezeichnet. Da sie infolge so genannter Massstabseffekte verfälscht sein könnten, entsprechend einer Verzerrung der Messwerte im Modell gegenüber den zugeordneten Grössen im Prototyp (Heller 2007b), sind sie speziell markiert. Bei einer Korrektur der Massstabseffekte würden sich diese Punkte um maximal 15% relativ zur Ordinate nach oben bewegen. Der Charakter aller Datenpunkte und somit von Gl. (A.8) würde sich somit nur unwesentlich ändern. Auch in der Untersuchung von Huber und Hager (1997) sind viele Versuche im Bereich der nicht vernachlässigbaren Massstabseffekte durchgeführt worden. Es wurde jedoch nicht näher darauf eingegangen. Die Datenpunkte in Abb. A-6(a) für die relative maximale Wellenhöhe $Y_M = H_M/h$ lassen sich mit einem Korrelationskoeffizienten $R^2 = 0.85$ beschreiben mit

$$Y_M = (5/9)\mathsf{P}^{4/5}. \tag{A.8}$$

Die Relativdistanz $X_M = x_M/h$ der relativen Maximalamplitude $A_M = a_M/h$ ist in Abb. A-6(b) ebenfalls in Funktion des Impulsproduktparameters P dargestellt. Da der Messort der relativen Maximalamplitude A_M in über 90% der Fälle mit dem Ort der relativen maximalen Wellenhöhe Y_M übereinstimmt, kann die nachfolgende Gl. (A.9) auch für Y_M angewendet werden. Das Koordinatensystem ist doppellogarithmisch. Ob sich die Versuche (×) mit nicht vernachlässigbaren Massstabseffekten zu nahe oder zu weit weg vom Ursprung befinden, lässt sich nicht abschätzen. Die Relativdistanz X_M lässt sich mit einem Korrelationskoeffizienten $R^2 = 0.13$ definieren zu

$$X_M = (11/2)\mathsf{P}^{1/2}. \tag{A.9}$$

Der Parameter X_M ist somit mit einer verhältnismässig grossen Unsicherheit bestimmbar. Er befindet sich im Intervall $2.67 \le X_M \le 17.13$.

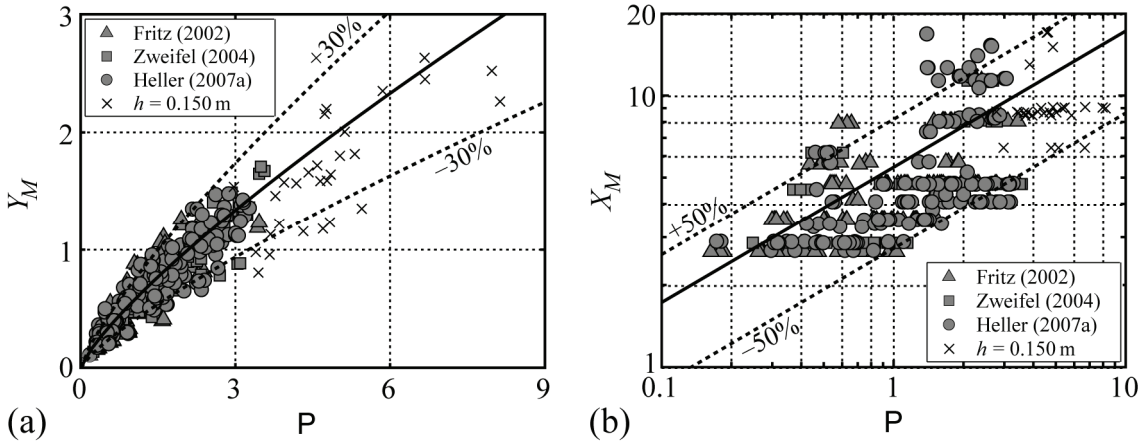


Abb. A-6 (a) Diagramme für die relative Wellenhöhe Y_M in Funktion des Impulsproduktparameters P mit (−) Gl. (A.8) und (--) ±30% Abweichung (R^2 = 0.85); Die Daten (×) liegen infolge Massstabseffekten relativ zur Ordinate maximal 15% zu tief und (b) doppellogarithmische Diagramme für die Relativdistanz X_M der relativen maximalen Wellenhöhe Y_M in Funktion vom Impulsproduktparameter P mit (−) Gl. (A.9) und (--) ±50% Abweichung ($R^2 = 0.13$); Die Einfluss der Massstabseffekte auf (×) lässt sich nicht abschätzen (nach Heller 2007a).

Die zur maximalen Wellenhöhe H_M zugehörige relative Wellenperiode $T_M(g/h)^{1/2}$ lässt sich mit einem Korrelationskoeffizienten $R^2 = 0.39$ berechnen zu

$$T_M (g/h)^{1/2} = 9\Pi^{1/2} . \qquad \text{(A.10)}$$

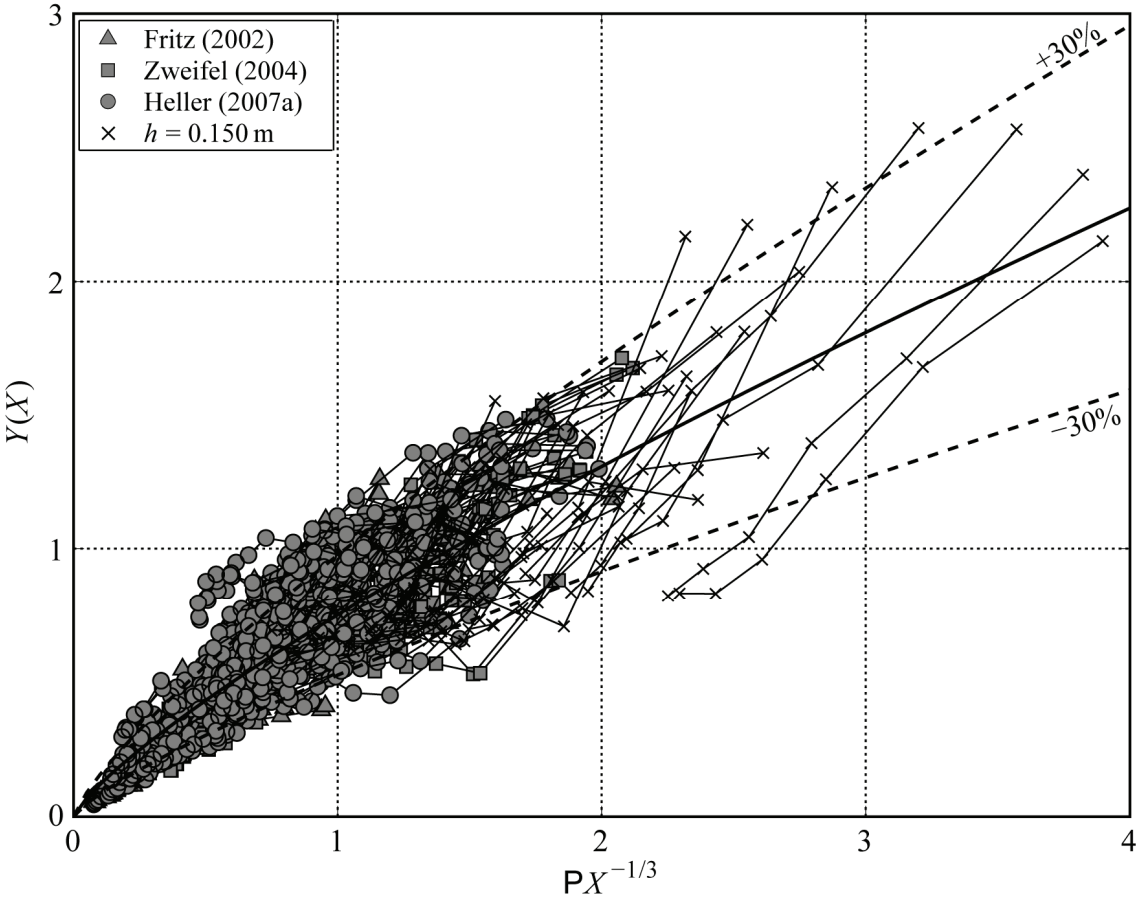


Abb. A-7 Wellenhöhenabnahme $Y(X)$ in Funktion vom Parameter $\Pi X^{-1/3}$ mit (−) Gl. (A.11) und (--) ±30% Abweichung ($R^2 = 0.84$); Die sechs Messwerte der Wellenhöhe eines Versuchs sind jeweils mit einer Linie verbunden; Die Datenpunkte (×) liegen infolge Massstabseffekten relativ zur Ordinate etwas zu tief und die Wellendämpfung ist zu gross (nach Heller 2007a).

Im *Wellen-Ausbreitungsbereich* ist vor allem die relative Wellenhöhenabnahme $Y(X)$ wichtig. Das entsprechende Diagramm zeigt Abb. A-7. Es stellt die unbekannte relative Wellenhöhe $Y(X) = H(x)/h$ in Funktion vom Parameter $\Pi X^{-1/3}$ dar. Die Messpunkte eines Versuchs sind jeweils mit einer Linie verbunden. Da die Relativdistanz X einen negativen Exponenten aufweist, befindet sich $X = \infty$ im Ursprung der Abb. A-7, wo die Wellenhöhe null sein muss. Die Wellen der Datenpunkte (×) unterliegen Massstabseffekten und werden etwas zu schnell gedämpft im Vergleich zu Versuchen mit vernachlässigbaren Massstabseffekten. Ihr Einfluss auf die nachfolgende Gl. (A.11) ist wieder klein. Gleichung (A.11) berücksichtigt vor allem den gesamten Dämpfungscharakter, weniger aber die maximale relative Wellenhöhe Y_M. Das Worst-case Szenario der grössten Wellenhöhe im Eintauchbereich soll deshalb mit Gl. (A.8) abgeschätzt

werden. Die relative Wellenhöhenabnahme $Y(X) = H(x)/h$ basierend auf Abb. A-7 ergibt sich mit einem Korrelationskoeffizienten $R^2 = 0.84$ zu

$$Y(X) = (3/4)\left(\Pi X^{-1/3}\right)^{4/5}. \tag{A.11}$$

Nach Heller (2007a) lässt sich die relative Wellenamplitude $A(X) = a(x)/h$ aus der relativen Wellenhöhe $Y(X) = H(x)/h$ berechnen zu $A(X) = (4/5)Y(X)$. Dieses Resultat hat sich durchschnittlich sowohl aus den Vergleichen der maximalen Wellenhöhe mit den Amplituden als auch aus den Dämpfungen der Wellenhöhe bzw. Wellenamplitude ergeben. Das Wasservolumen der Impulswelle bewegt sich also hauptsächlich oberhalb des ursprünglichen Wasserspiegels und das Wellental macht nur (1/5) der Wellenhöhe aus (Abb. A-1). Eine Ähnlichkeit zum theoretischen Solitärwellenprofil ist somit vorhanden. Bei der perfekten Solitärwelle ist kein Wellental vorhanden und die Welle besteht nur aus einem Berg (Unterkap. 2.2).

Die Aufteilung der Impulswellen in verschiedene *Wellentypen* ist wichtig, um die Auflaufeigenschaften bei der Talsperre zu bestimmen. Eine Stokeswelle erzeugt eine andere Krafteinwirkung auf die Staumauer als eine Solitärwelle (Unterkap. 2.2). Zudem sind die Eigenschaften dieser theoretischen Wellen relativ gut bekannt. In hydraulischen Modellversuchen zum Wellenauflauf wurde deshalb meist versucht, genau diese Wellen zu erzeugen um die Modellergebnisse mit der Theorie zu vergleichen. So wird ein Tsunami meist als Solitärwelle modelliert. Mögliche Welleneinteilungen wurden auch schon in früheren Arbeiten wie in Huber (1980) oder Panizzo et al. (2005) vorgenommen. Es wurden ähnliche Wellentypen beobachtet wie in Heller (2007a). Neu in Heller (2007a) ist die klare Abgrenzung der Wellentypen mit Abb. A-8.

Die Impulswellen lassen sich in Stokes-, Cnoidal-, Solitär- und Bore-ähnliche Wellen einteilen. Diese Wellentypen wurden in Unterkap. 2.2 vorgestellt. Die Abb. A-8 grenzt diese vier Typen gegeneinander ab. Auf der Abszisse befindet sich die Rutscheintauch-Froudezahl Π und auf der Ordinate das *Wellentypenprodukt* $S^{1/3}M\cos[(6/7)\alpha]$. Die Abb. A-8 lässt sich in drei Bereiche unterteilen in denen mit wenigen Ausnahmen nur folgende Wellentypen auftreten:

$$S^{1/3}M\cos\left[(6/7)\alpha\right] < (4/5)\Pi^{-7/5} \quad \text{Stokes-ähnliche Wellen,} \tag{A.12}$$

$$(4/5)\Pi^{-7/5} \le S^{1/3}M\cos\left[(6/7)\alpha\right] \le 11\Pi^{-5/2} \quad \text{Cnoidal- oder Solitär-ähnliche Wellen, und} \tag{A.13}$$

$$S^{1/3}M\cos\left[(6/7)\alpha\right] > 11\Pi^{-5/2} \quad \text{Bore-ähnliche Wellen.} \tag{A.14}$$

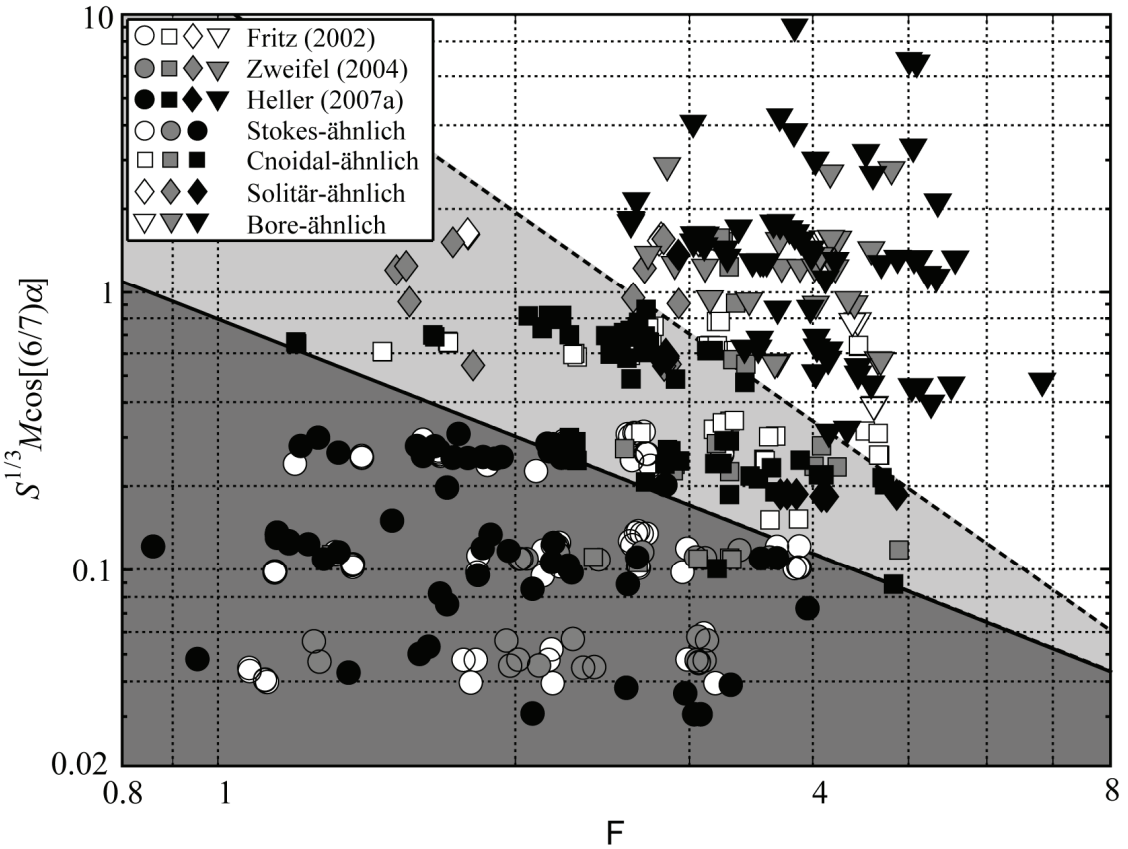


Abb. A-8 Einteilung der Wellentypen mit den Achsen $S^{1/3}M\cos[(6/7)\alpha]$ und F mit (–) Gl. (A.12) und „=“ anstelle von „<“ und (--) Gl. (A.14) mit „=“ anstelle von „>“; Im dunkelgrauen Bereich treten fast ausschliesslich Stokes-ähnliche Wellen, im hellgrauen Bereich fast nur Cnoidal- und Solitär-ähnliche Wellen und im weissen Bereich praktisch nur Bore-ähnliche Wellen auf (nach Heller 2007a).

Die Cnoidal- und Solitär-ähnlichen Wellen treten in Abb. A-8 im gleichen Bereich auf. Dies liegt an der Ähnlichkeit dieser zwei Wellentypen. Die Gleichung für das Profil der Solitärwelle erhält man als Grenzfall der Gleichung der Cnoidalwelle, falls die Wellenperiode $T \rightarrow \infty$ eingesetzt wird (Unterkap. 2.2).

Nachfolgend sind die vier von Heller (2007a) beobachteten Wellentypen jeweils im Rutscheintauchbereich während der Generierung und im Wellen-Ausbreitungsbereich fotografiert. Die Abb. A-9 zeigt Stokes-ähnliche Wellen, Abb. A-11 eine Cnoidal-ähnliche Welle, Abb. A-13 eine Solitär-ähnliche Welle und Abb. A-15 eine Bore-ähnliche Welle. Dazu sind jeweils zwei Wellenprofile in Abb. A-10 für Stokes-ähnliche Wellen, in Abb. A-12 für eine Cnoidal-ähnliche Welle, in Abb. A-14 für eine Solitär-ähnliche Welle und in Abb. A-16 für eine Bore-ähnliche Welle aufgetragen. Dargestellt ist jeweils die relative Wasserauslenkung η/h in Funktion der relativen Zeit $t(g/h)^{1/2}$ gemessen mit ortsfesten Wellenmesspegeln an verschiedenen Relativdistanzen X. Die Grösse t bezeichnet dabei den Zeitpunkt nach dem Rutscheintauchen und der Ordinatenwert null entspricht dem ungestörten Wasserspiegel. Die grauen Bereiche in der Abb. A-10 und Abb. A-16 sind jeweils von Wellenreflexionen am Kanalende verfälscht.

Die Stokeswelle wurde in Unterkap. 2.2 vorgestellt. Stokes-ähnliche Wellen entstehen, wenn Gl. (A.12) erfüllt ist. Die dimensionslosen Grössen relative Rutschmächtig-

keit S und relative Rutschmasse M sind klein bzw. der Rutscheintauchwinkel α tendenziell gross. Wie in Abb. A-9 dargestellt ist, entstehen dabei mehrere kleine und symmetrische Wasserauslenkungen. Dieser Wellentyp liegt im Bereich der Tief- bis Übergangswasserwellen (Unterkap. 2.1).

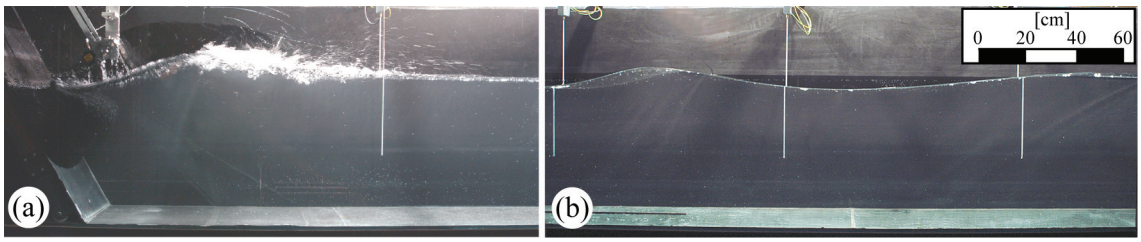


Abb. A-9 Stokes-ähnliche Impulswellen mit $h = 0.600$ m, $\rho_s = 608$ kg/m^3, $\alpha = 60°$, F = 1.36, $S = 0.23$ und $M = 0.11$ im (a) Rutscheintauchbereich und (b) Wellen-Ausbreitungsbereich bei $X = 6.1$ - 10.7 (Heller 2007a).

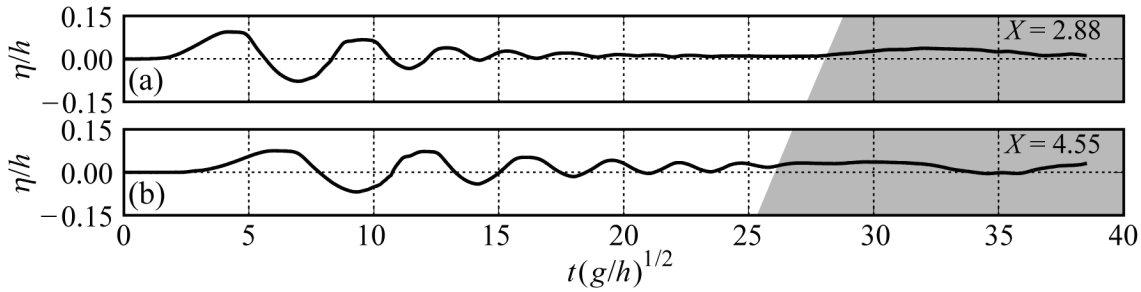


Abb. A-10 Relatives Wellenprofil η/h von Stokes-ähnlichen Impulswellen in Funktion der relativen Zeit $t(g/h)^{1/2}$ mit $h = 0.600$ m, $\rho_s = 608$ kg/m^3, $\alpha = 45°$, F = 1.18, $S = 0.17$ und $M = 0.29$: (a) gemessen bei $X = 2.88$ und (b) bei $X = 4.55$ (Heller 2007a).

Die Cnoidal- sowie die Solitärwelle wurden in Unterkap. 2.2 vorgestellt. Cnoidal- und Solitär-ähnliche Wellen entstehen falls Gl. (A.13) erfüllt ist. Die dimensionslosen Grössen wie relative Rutschmächtigkeit S, relative Rutschmasse M und Rutscheintauchwinkel α sind mittelgross. Wie in der Abb. A-11 und Abb. A-13 dargestellt ist, ist die Wasserauslenkung grösser als bei den Stokes-ähnlichen Wellentypen. Zudem ist das Wellental wesentlich kleiner als die positive Wellenamplitude und das Tal ist bei der Solitärwelle in Abb. A-13 praktisch ganz verschwunden. Die zwei Wellentypen liegen im Bereich von Übergangs- bis Flachwasserwellen (Unterkap. 2.1).

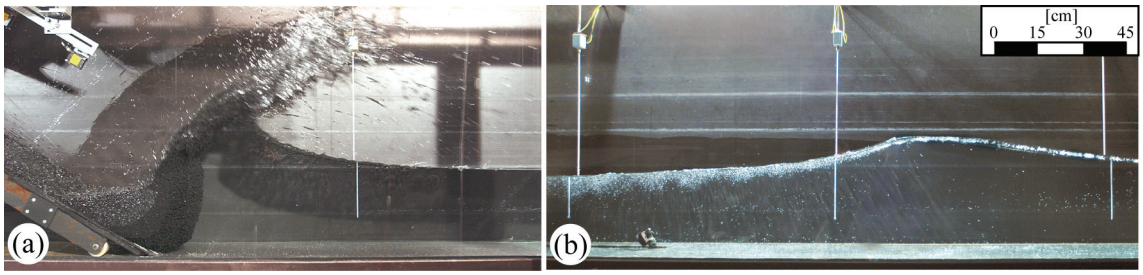


Abb. A-11 Cnoidal-ähnliche Impulswelle mit $h = 0.300$ m, $\rho_s = 610$ kg/m^3, $\alpha = 30°$, F = 2.27, $S = 0.40$ und $M = 0.45$ im (a) Rutscheintauchbereich und (b) Wellen-Ausbreitungsbereich bei $X = 10.3$ - 17.6 (Heller 2007a).

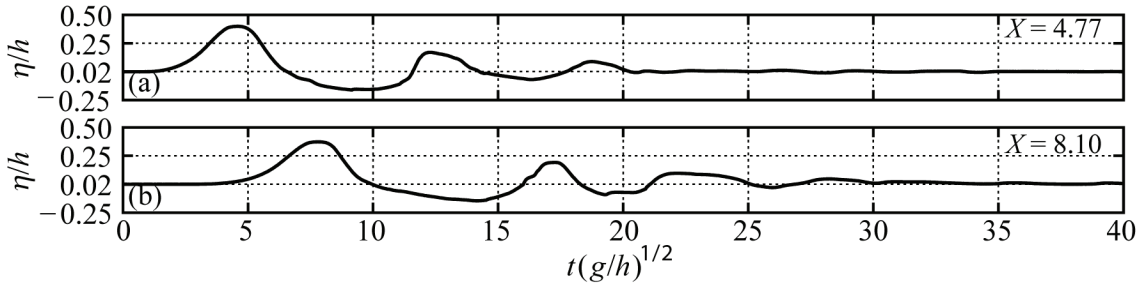


Abb. A-12 Relatives Wellenprofil η/h einer Cnoidal-ähnlichen Impulswelle in Funktion der relativen Zeit $t(g/h)^{1/2}$ mit $h = 0.300$ m, $\rho_s = 610$ kg/m^3, $\alpha = 45°$, $\mathsf{F} = 2.70$, $S = 0.34$ und $M = 1.11$: (a) gemessen bei $X = 4.77$ und (b) bei $X = 8.10$ (Heller 2007a).

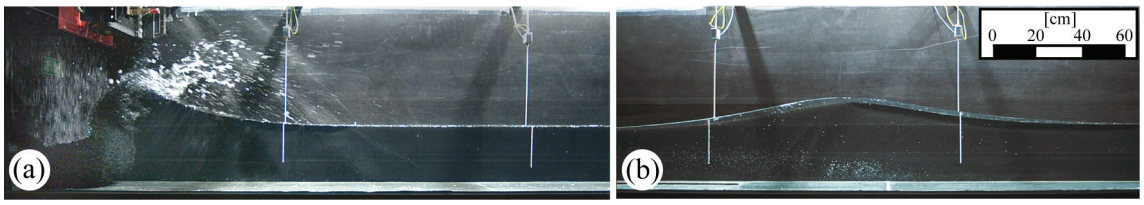


Abb. A-13 Solitär-ähnliche Impulswelle mit $h = 0.300$ m, $\rho_s = 609$ kg/m^3, $\alpha = 90°$, $\mathsf{F} = 3.77$, $S = 0.81$ und $M = 0.90$ im (a) Rutscheintauchbereich und (b) Wellen-Ausbreitungsbereich bei $X = 15.3$ - 24.3 (Heller 2007a).

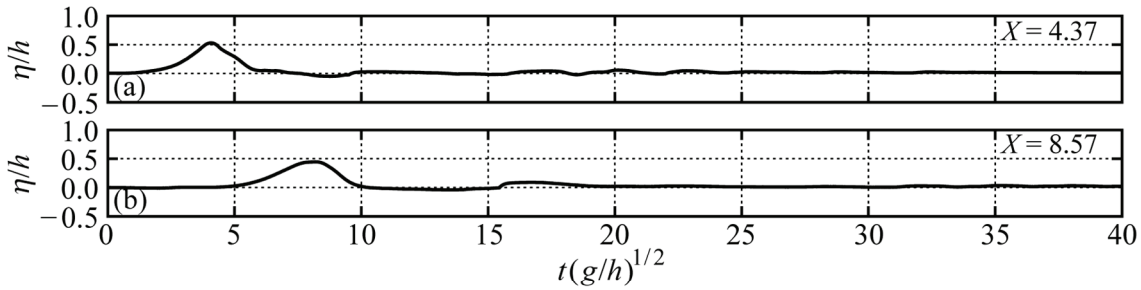


Abb. A-14 Relatives Wellenprofil η/h einer Solitär-ähnlichen Impulswelle in Funktion der relativen Zeit $t(g/h)^{1/2}$ für den Versuch in Abb. A-13: (a) gemessen bei $X = 4.37$ und (b) bei $X = 8.57$ (Heller 2007a).

Die Bore wurde ebenfalls in Unterkap. 2.2 vorgestellt. Bore-ähnliche Wellen entstehen falls Gl. (A.14) erfüllt ist. Die dimensionslosen Grössen relative Rutschmächtigkeit S, relative Rutschmasse M und Rutscheintauch-Froudezahl F sind relativ gross bzw. der Rutscheintauchwinkel α tendenziell klein. Die Abb. A-15(b) zeigt diesen aus einer Art Wasserwalze bestehenden Wellentyp, der viel Luft einträgt und transportiert. In Abb. A-16 besteht das Wellenprofil praktisch nur aus einem Wellenberg. Dieser Wellentyp liegt im Bereich der Übergangs- bis Flachwasserwellen (Unterkap. 2.1).

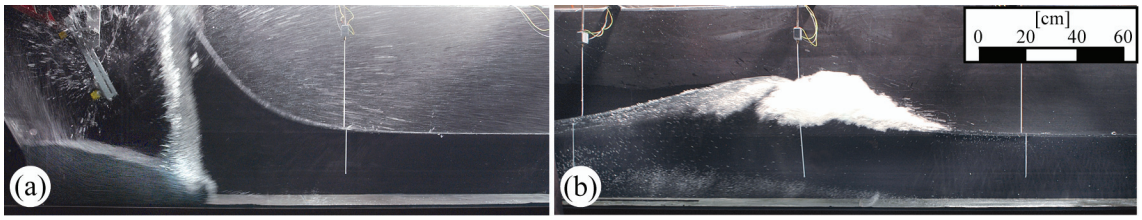


Abb. A-15 Bore-ähnliche Impulswelle mit $h = 0.300$ m, $\rho_s = 1'664$ kg/m^3, $\alpha = 60°$, $\mathsf{F} = 4.22$, $S = 0.61$ und $M = 2.47$ im (a) Rutscheintauchbereich und (b) Wellen-Ausbreitungsbereich bei $X = 14.9$ - 24.3 (Heller 2007a).

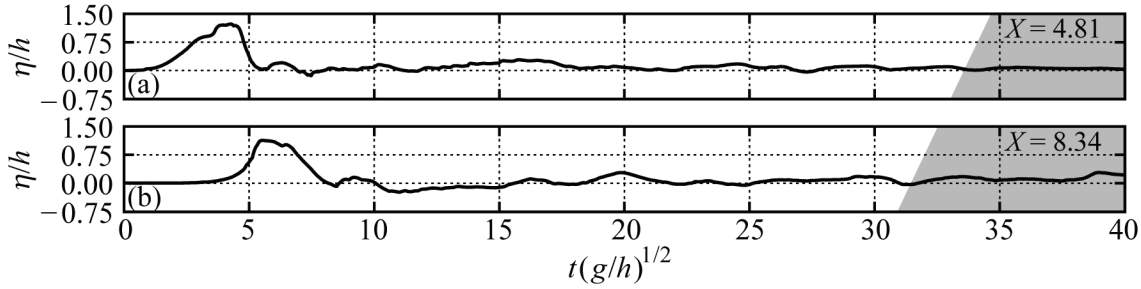


Abb. A-16 Relatives Wellenprofil η/h einer Bore-ähnlichen Impulswelle in Funktion der relativen Zeit $t(g/h)^{1/2}$ für den Versuch in Abb. A-15: (a) gemessen bei $X = 4.81$ und (b) bei $X = 8.34$ (Heller 2007a).

Der Wellentyp kann sich während eines Versuchs mit der Relativdistanz X verändern. So verliert eine Bore mit zunehmender Relativdistanz X immer mehr ihrer Luft und wandelt sich tendenziell in eine Cnoidal- oder Solitär-ähnliche Welle um. Eine verlässliche Wellentypeneinteilung in 3D existiert bis heute nicht.

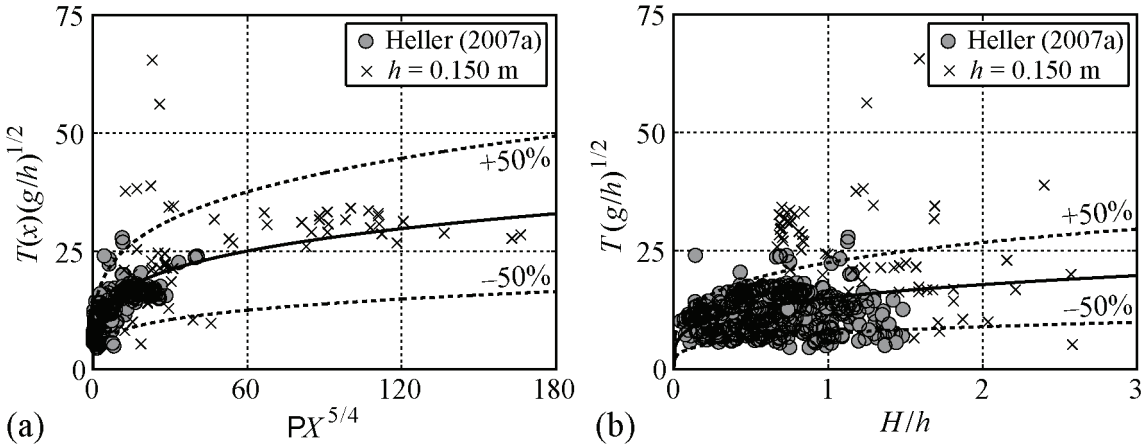


Abb. A-17 (a) Abnahme der relativen Wellenperiode $T(x)(g/h)^{1/2}$ in Funktion von $\mathsf{P}X^{5/4}$ mit (−) Gl. (A-15) und (--) ±50% Abweichung ($R^2 = 0.64$) und (b) relative Wellenperiode $T(g/h)^{1/2}$ in Funktion der relativen Wellenhöhe H/h mit (−) Gl. (A-16) und (--) ±50% Abweichung ($R^2 = 0.10$).

Zur Ermittlung der Einwirkung von Impulswellen auf Talsperren fehlt in Heller (2007a) eine Beziehung für die Wellenperiodenabnahme $T(x)$. Die Wellenperiode T wird aber beispielsweise in Gl. (3.17) benötigt. Dies wird in Abb. A-17(a) mit den Versuchsdaten von Heller (2007a) nachgeholt. Die Abb. A-17(a) zeigt die relative

Wellenperiode $T(x)(g/h)^{1/2}$ in Funktion von $\mathsf{P}X^{5/4}$. Die Daten (×) wurden im Bereich der nicht vernachlässigbaren Massstabseffekte $h < 0.200$ m gemessen. Die Datenpunkte in Abb. A-17(a) lassen sich mit einem Korrelationskoeffizienten $R^2 = 0.64$ beschreiben zu

$$T(x)(g/h)^{1/2} = 9\left(\mathsf{P}X^{5/4}\right)^{1/4}. \tag{A.15}$$

Im Anhang A.3.2.2 wird Gl. (A.11) zur Bestimmung der Wellenhöhe $H(x)$ im Wellenkanal auf das Wellenbecken $H(r, \gamma)$ übertragen. Damit im Wellenbecken die Wellenperiode $T(r, \gamma)$ aufgrund der somit bekannten Grösse $H(r, \gamma)$ ermittelt werden kann, zeigt Abb. A-17(b) die relative Wellenperiode $T(g/h)^{1/2}$ in Funktion der relativen Wellenhöhe H/h für die Daten von Heller (2007a). Die Datenpunkte in Abb. A-17(b) lassen sich mit einem Korrelationskoeffizienten $R^2 = 0.10$ beschreiben zu

$$T(g/h)^{1/2} = 15\left(\frac{H}{h}\right)^{1/4}. \tag{A.16}$$

Auch in Abb. A-17(b) stehen die Datenpunkte (×) wieder für Versuche bei $h < 0.200$ m mit nicht vernachlässigbaren Massstabseffekten. Die relativ grossen Streuungen in Abb. A-17 fallen bei der Einwirkung der Impulswellen auf Talsperren nicht stark ins Gewicht, da der Einfluss der Wellenperiode T in Gl. (3.17) wesentlich kleiner ist als derjenige der besser voraussagbaren Wellenhöhe H nach Abb. A-6(a). Die Untersuchung von Heller (2007a) hat folgende Vor- und Nachteile:

+ Sie deckt weite Einflussparameterbereiche ab, z.B. Gesteins- oder Eismassen, oder Rutscheintauchwinkel $30° \le \alpha \le 90°$ (Tab. A-1).
+ Die Anzahl Versuche ist mit 434 gross.
+ Sie basiert auf Daten von drei Dissertationen die unter einander konsistent sind.
+ Die Streuung der Daten ist relativ klein.
+ Die Gleichungen sind durch den mehrfach verwendeten Impulsproduktparameter P leicht anwendbar.
+ Sie beinhaltet die meisten praxisrelevanten Wellenparameter sowie eine Wellentypeneinteilung.
+ Sie beinhaltet eine systematische und unabhängige Einflussparametervariation.
+ Die Einflussgrössen scheinen physikalisch sinnvoll einzuwirken.
+ Es wurde granulares Versuchsmaterial verwendet, das gegenüber einem Festkörper häufiger dem Prototypzustand entsprechen dürfte.
+ Es sind Diagramme verfügbar, mit denen die Genauigkeit der Berechnungsgleichungen optisch nachvollziehbar ist.
− Die Versuche sind im Wellenkanal (2D) durchgeführt worden, die Gl. (A-11) wird aber in Anhang A.3.2.2 auf 3D umgeschrieben.
− Die Wellenperiode T_M ist ursprünglich in Heller (2007a) nur an Stelle der maximalen Wellenhöhe H_M bekannt, ihre Ab- oder Zunahme mit der Relativdistanz X ist nun aber nachträglich in Abb. A-17(a) ermittelt worden.

A.3.2.2 Wellenbecken (3D)

Neben den Versuchen im Wellenkanal hat Huber (1980) rund 150 Versuche im Wellenbecken der Grösse 10.0 m × 6.0 m durchgeführt, die von Huber und Hager (1997) neu analysiert wurden. Die Einflussparameter waren ähnlich gewählt wie schon bei der 2D Untersuchung (Anhang A.3.2.1). Zusätzlich ersetzt in 3D die Radialdistanz r die Distanz x mit dem Wellenpropagationswinkel γ als zusätzlicher Einflussparameter (Abb. A-1b). Die Bereiche der dimensionslosen Grössen sind $1.06 \leq F \leq 1.84$, $0.9 \leq \rho_g/\rho_w \leq 2.7$, $0.09 \leq \forall_g/(bh^2) \leq 2.57$, $30° \leq \alpha \leq 60°$, $1.39 \leq B \leq 4.17$, $5 \leq r/h \leq 30$ und $-90° \leq \gamma \leq +90°$ (Tab. A-1). Die relative Wellenhöhe $H(r, \gamma)/h$ ergibt sich mit einer Abweichung von rund ±30% zu

$$\frac{H(r,\ \gamma)}{h} = 2 \cdot 0.88(\sin\alpha)\cos^2\left(\frac{2\gamma}{3}\right)\left(\frac{\rho_g}{\rho_w}\right)^{1/4} [\forall_g/(bh^2)]^{1/2}(r/h)^{-2/3}. \qquad \text{(A.17)}$$

Die Gl. (A.17) für 3D und Gl. (A.7) für 2D sind in ihrem Aufbau ähnlich. Es ändert sich lediglich der Dämpfungsterm von $X^{-1/4}$ in Gl. (A.7) zu $\cos^2(2\gamma/3)(r/h)^{-2/3}$ in Gl. (A.17) sowie ein zusätzlicher Vorfaktor 2 in Gl. (A.17). Die Übertragung der Resultate vom Wellenkanal auf ein Wellenbecken ist somit möglich. Die Abb. A-4(b) zeigt die Auswirkung vom Dämpfungsparameter $\cos^2(2\gamma/3)(r/h)^{-2/3}$ auf die relative Wellenhöhenabnahme $H(r, \gamma)/h$ in Abhängigkeit des Wellenpropagationswinkels γ. Die Linien geben konstante relative Radialdistanzen r/h an. Der Einfluss des Dämpfungsparameters $\cos^2(2\gamma/3)(r/h)^{-2/3}$ von Huber und Hager (1997) in Abb. A-4(b) wird direkt mit dem Dämpfungsparameter $\exp(0.6\cos\gamma)(r/h)^{-0.44}$ von Panizzo et al. (2005) in Abb. A-4(a) verglichen. Als Vergleichsbasis dient der Referenzpunkt (○) bei $Y(r/h = 5,\ \gamma = 0°) = 0.25$. Die beiden Dämpfungsterme stimmen qualitativ gut überein. Die Wellenhöhe nimmt aber in Abb. A-4(b) sowohl mit der relativen Radialdistanz r/h als auch mit dem Wellenausbreitungswinkel γ schneller ab als in Abb. A-4(a).

Die Vor- und Nachteile der Untersuchung von Huber und Hager (1997) bzw. Huber (1980) sind:

+ Sie beinhalten sowohl 2D als auch 3D Versuche, womit Vergleiche gezogen werden können.
+ Die Anzahl Versuche mit 150 (3D) und 1'000 (2D) ist gross.
+ Es wurde granulares Versuchsmaterial verwendet, das gegenüber einem Festkörper häufiger dem Prototypzustand entsprechen dürfte.
+ Die Granulatdichten berücksichtigen mit 920 kg/m^3 ≤ ρ_g ≤ 2'700 kg/m^3 Schneelawinen, Gletscherkalbungen sowie Gesteinsmassen.
− Die Effekte der Einflussgrössen sind z.T. physikalisch schwierig nach zu vollziehen, die Parameterlimitationen sollen daher strickte eingehalten werden.

- Die Einflussparameter konnten nicht unabhängig voneinander untersucht werden (s ist abhängig von V_s, V_s ist abhängig von α).
- Diagramme zur optischen Kontrolle von Gln. (A.7) und (A.17) sind nicht vorhanden.
- Ein beachtlicher Teil der Versuche liegt im Bereich der nicht vernachlässigbaren Massstabseffekte.

Die Wellenhöhenabnahme nach Gl. (A.11) von Heller (2007a) für den Wellenkanal (2D) soll hier umgeschrieben werden zur Anwendung auf Wellenbecken (3D). Das Verfahren dazu basiert auf Huber und Hager (1997). Sie haben sowohl 2D als auch 3D Versuche betrachtet (Anhänge A.3.2.1; A.3.2.2).

Huber und Hager (1997) haben die Wellenhöhenabnahme mit Gl. (A.7) für den Wellenkanal und mit Gl. (A.17) für das Wellenbecken mit einer identischen Kombination der Einflussparameter $G = 0.88(\sin\alpha)(\rho_g/\rho_w)^{1/4}[\forall_g/(bh^2)]^{1/2}$ hergeleitet, nämlich für 2D zu

$$\frac{H(x)}{h} = GX^{-1/4} \tag{A.18}$$

und für 3D zu

$$\frac{H(r,\,\gamma)}{h} = 2G\cos^2\left(\frac{2\gamma}{3}\right)(r/h)^{-2/3}. \tag{A.19}$$

Während G aus für die Ausbreitung der Impulswelle unveränderlichen Einflussparametern besteht, unterscheiden sich Gln. (A.18) und (A.19) nur in den Dämpfungstermen. Dies sind gemäss Abb. A-1(a) die Relativdistanz $X = x/h$ für 2D in Gl. (A.18), bzw. gemäss Abb. A-1(b) die relative Radialdistanz r/h und der Wellenpropagationswinkel γ für 3D in Gl. (A.19).

Der Übergang von Gl. (A.18) zu Gl. (A.19) lässt sich mit Abb. A-18 veranschaulichen. Dargestellt sind die Wellenhöhenabnahme im Wellenbecken nach Huber und Hager (1997) sowie die Parameterdefinitionsskizze nach Abb. A-1(b). Die relative Wellenhöhe auf der Ordinate $H(r/h,\,\gamma)/H(r/h = 5,\,\gamma = 0°)$ besteht aus der Wellenhöhe $H(r/h,\,\gamma)$ und einer Wellenhöhenreferenz $H(r/h = 5,\,\gamma = 0°)$ an der radialen Relativdistanz $r/h = 5$ und dem Wellenpropagationswinkel $\gamma = 0°$. Auf der Abszisse in Abb. A-18 ist die radiale Relativdistanz r/h aufgetragen. Für verschiedene Wellenpropagationswinkel $-90° \le \gamma \le +90°$ entstehen nach Abb. A-18 verschiedene Funktionen der Form

$$\frac{H(r/h,\,\gamma)}{H(r/h = 5, \gamma = 0°)} = 3\cos^2\left(\frac{2\gamma}{3}\right)(r/h)^{-2/3}. \tag{A.20}$$

Gleichung (A.20) enthält die in Gl. (A.19) verwendeten Dämpfungsterme der Impulswelle, jedoch mit einem unterschiedlichen Vorfaktor 3 anstelle von 2. Nun werden Gln. (A.18) und (A.19) mit folgender Begründung nahe an der Eintauchstelle bei $r/h = x/h = 5$ und $\gamma = 0°$ gekoppelt:

„*Nahe der Eintauchstelle weichen die Höhen der 2- und 3-dimensionalen Wellen wenig voneinander ab*“ (Huber 1980).

Die Anwendung des Dämpfungsterms $X^{-1/4}$ aus Gl. (A.18) an der Stelle $x/h = 5$ ergibt den Wert $5^{-1/4} \approx 2/3$. Der Vorfaktor 2 in Gl. (A.19) entsteht aus der Kombination von 2/3 und dem Faktor 3 in Gl. (2.20) zu $(2/3)\cdot 3 = 2$. Die Gl. (A.18) kann also in Gl. (A.19) umgeschrieben werden, falls der 2D Dämpfungsterm $X^{-1/4}$ durch den 3D Dämpfungsterm $\cos^2(2\gamma/3)(r/h)^{-2/3}$ und dem zusätzlichen Faktor 2 ersetzt wird.

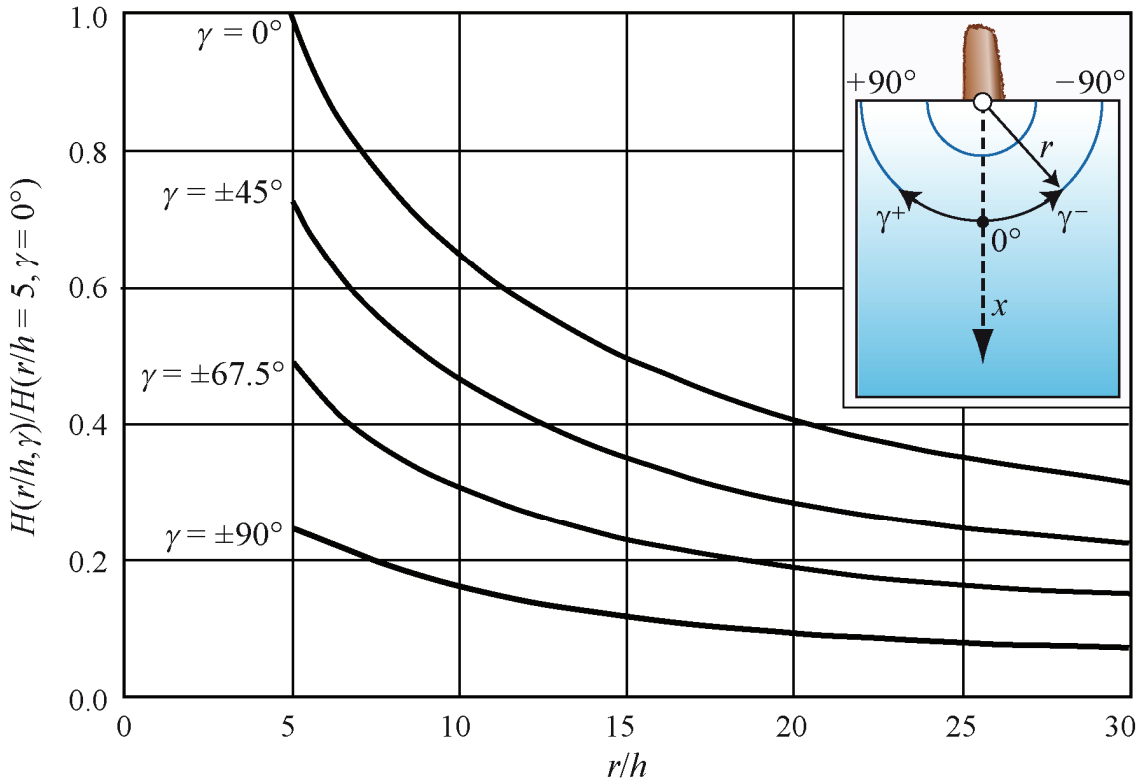


Abb. A-18 Wellenhöhenabnahme im Wellenbecken mit der Parameterdefinitionsskizze nach Abb. A-1(b): Relative Wellenhöhe $H(r/h, \gamma)/H(r/h = 5, \gamma = 0°)$ in Funktion der relativen Radialdistanz r/h für verschiedene Wellenpropagationswinkel γ (nach Huber und Hager 1997).

Die Gl. (A.11) von Heller (2007a) enthält einen fast identischen 2D Dämpfungsterm $X^{-4/15}$ wie Gl. (A.18) von Huber und Hager (1997) mit $X^{-1/4}$, welcher an der Stelle $X = 5$ wieder $X^{-4/15} \approx 2/3$ ergibt. Die Gl. (A.11) lässt sich also in analoger Weise auf 3D umschreiben wie in Huber und Hager (1997), indem der 2D Dämpfungsterm $X^{-4/15}$ durch den 3D Dämpfungsterm $\cos^2(2\gamma/3)(r/h)^{-2/3}$ und den zusätzlichen Faktor 2 ersetzt

wird. Somit ergibt sich die Wellenhöhenabnahme für Wellenbecken, basierend auf Gl. (A.11) von Heller (2007a), zu

$$Y(r/h,\ \gamma) = (3/2)\mathrm{P}^{4/5} \cos^2\left(\frac{2\gamma}{3}\right)(r/h)^{-2/3}. \qquad (A.21)$$

Neben den Einflussparameter-Limitationen nach Heller (2007a) in Tab. A-1 sind die Limitationen der 3D Dämpfungsparameter von Gl. (A.21) durch jene von Huber und Hager (1997) zu $5 < r/h < 30$ und $-90° \leq \gamma \leq +90°$ vorgegeben.

Der Vor- und Nachteil der Gl. (A.21) ist:

+ Sie basiert auf den Daten von Heller (2007a) und weist daher die meisten der Vorteile von Heller (2007a) auf wie beispielsweise die umfangreiche Einflussparametervariation (Anhang A.3.2.1).
− Sie ist theoretisch in Analogie zu Huber und Hager (1997) hergeleitet, eine experimentelle Kontrolle fehlt bis heute.

A.4 Fazit und im Berechnungsverfahren verwendete Literatur

Die Beschreibung der Wellengeschwindigkeit c von rutscherzeugten Impulswellen mit Gl. (A.3) hat sich in mehreren Untersuchungen bestätigt. Die Untersuchung von Kamphuis und Bowering (1972) ist jedoch infolge der Anwendung eines Festkörpers im Wellenkanal und der alten Messmethoden eher ungeeignet als moderne Berechnungsmethode.

Die Untersuchung von Panizzo et al. (2005) in 3D mit einem Festkörper entspricht nicht den alpinen Verhältnissen vor allem aufgrund der kleinen Eintauchwinkel $\alpha \leq 36°$ sowie der konstanten Rutschdichte, welche sich nur auf Gestein, nicht aber auf Eis bezieht.

Die Untersuchung von Huber und Hager (1997) basiert sowohl auf Granulatrutschen als auch auf einem Wellenbecken (3D). Nachteilig ist die nicht unabhängige Variation der Einflussparameter, was zu physikalisch schwer nachvollziehbaren Einflüssen der Einflussparameter in Gl. (A.17) führt. So hat z.B. die Rutscheintauchgeschwindigkeit V_s keinen Einfluss auf die Wellenhöhe H. Die Parameterlimitationen sollen daher bei Huber und Hager (1997) strikte eingehalten werden.

Die Untersuchung von Heller (2007a) basiert auf einem granularen Rutsch. Praktisch alle Einflussparameter wurden in einem grossen Spektrum unabhängig voneinander und systematisch untersucht (Tab. A-1). Die Untersuchung von Heller (2007a) kann somit als die momentan allgemeingültigste 2D Untersuchung bezeichnet werden. Ein weiterer Vorteil ist die Wellentypeneinteilung mit Abb. A-8. Ein eindeutiger Nachteil ist, dass die Versuche in dem für einen Prototyp selten repräsentativen Wellenkanal

(2D) und nicht im Wellenbecken (3D) durchgeführt wurden. Die Umrechnung der Wellenhöhe von 2D in Gl. (A.11) auf 3D in Gl. (A.21) wurde deshalb mit dem Verfahren von Huber und Hager (1997) durchgeführt.

Im Berechnungsverfahren in Abb. 3-1 bzw. in Unterkap. 3.2 wurde aus den erwähnten Gründen die Untersuchung von Heller (2007a) verwendet.

B Literaturübersicht Auswirkungen von Impulswellen auf Talsperren

B.1 Einleitung

In diesem Anhang B wird die relevante Literatur über die Auswirkungen von Impulswellen auf Talsperren vorgestellt und aufgezeigt, wieso welche Methoden für das Berechnungsverfahren in Abb. 3-1 bzw. in Unterkap. 3.3 und 3.4 ausgewählt wurden. Beim Wellenauflauf unterscheidet man grundsätzlich zwischen *periodischen* und *nichtperiodischen* Wellen (Unterkap. 2.1). Windwellen sind periodische Wellen; ihr Auflauf wird jeweils vom Zurücklaufen der vorhergehenden Welle beeinflusst. Rutscherzeugte Impulswellen sind meist nichtperiodisch und sie lassen sich bezüglich Auflaufen am ehesten mit den klassischen Tsunamis, ausgelöst durch eine tektonische Plattenverschiebung, vergleichen (Müller 1995). Die erste Welle ist meist die grösste und somit die massgebende Welle, welche beim Auflaufen nicht durch das Zurücklaufen einer vorangehenden Welle beeinflusst wird. Eine Ausnahme sind kleine Stokes-ähnliche Wellen (Unterkap. 2.2; Anhang A.3.2.1); sie sind periodisch und bestehen aus mehreren ähnlich grossen Wellen. Dabei ist die erste Welle nicht zwingend die grösste.

Wie bereits bei der Impulswellengenerierung beschränkt sich die Literaturübersicht auf allgemeingültig anwendbare Formeln, d.h. spezifisch für einen Prototypen durchgeführte Studien werden nicht besprochen. Nicht relevant bezüglich der Krafteinwirkung auf Talsperren sind Dammbruchwellen, welche an einer vertikalen Wand auflaufen, da sie sich auf trockenem oder nur leicht benetztem Untergrund der Wand nähern. Bei Impulswellen befindet sich bereits ein Wasservolumen hinter der Talsperre.

In Anhang B.2 werden die Einflussparameter für das Auflaufen, Überschwappen und die Krafteinwirkung eingeführt sowie ein Überblick über die vorgestellten Studien gegeben. Je nach Wellentyp verhält sich eine Welle beim Auflauf unterschiedlich. Deshalb ist die Literaturübersicht vom Wellenauflauf und Überschwappen (Anhang B.3) sowie von der Wellenkrafteinwirkung auf Talsperren (Anhang B.4) jeweils in drei Bereiche gegliedert: Stokes-ähnliche Wellen, Cnoidal- und Solitär-ähnliche Wellen sowie Bore-ähnliche Wellen. Diese Wellentypen wurden in Unterkap. 2.2 und Anhang A.3.2.1 eingeführt. Bei der Krafteinwirkung kommt ein vierter Fall hinzu, nämlich Wellen, die direkt an der Staumauer brechen (Abb. B-10a). In Anhang B.5 wird ein Fazit über die besprochene Literatur gezogen und begründet, weshalb welche Methoden im Berechnungsverfahren in Abb. 3-1 bzw. in Unterkap. 3.3 und 3.4 ausgewählt wurden.

B.2 Parameterdefinition

Die Abb. B-1 zeigt die Definitionsskizze vom Wellenauflauf und Überschwappen mit den relevanten Parametern. Im Gegensatz zu Unterkap. 3.3.2 werden hier ebenfalls die Einflussparameter besprochen, deren Einfluss zwar untersucht wurde, die dann aber nicht in die allgemeingültigen 2D Berechnungsformeln integriert werden konnten. Einfluss auf die Auflaufhöhe R bzw. das Überschwappvolumen $\forall$ pro Laufmeter Sperrenlänge haben folgende Parameter:

- Wellenhöhe H (2D und 3D)
- Wellenamplitude a (2D und 3D)
- Wellenlänge L (2D und 3D)
- Wellenperiode T (2D und 3D)
- Ruhewassertiefe h (2D und 3D)
- Auflaufwinkel bzw. Neigungswinkel der Talsperrenfläche β (2D und 3D)
- Freibord f (2D und 3D)
- Kronenbreite b_K (2D und 3D)
- Oberflächenbeschaffenheit Talsperre: Rauhigkeit, Durchlässigkeit (2D und 3D)
- Wellenbrechertyp (2D und 3D)
- Stauraumgeometrie (3D)
- Einfallwinkel der Welle (3D)

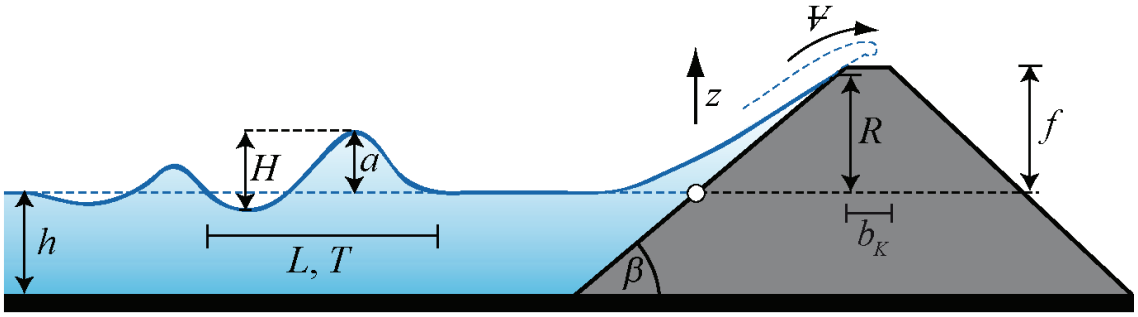


Abb. B-1 Definitionsskizze vom Wellenauflauf und Überschwappen an einer Talsperre.

Während die ersten zehn Einflussparameter sowohl im Wellenkanal (2D) als auch im Wellenbecken (3D) eine Rolle spielen, können die letzten zwei nur im Wellenbecken berücksichtigt werden. Die ersten vier Parameter H, a, L und T charakterisieren die einfallende Impulswelle. Der Wellenbrechertyp beschreibt im Wesentlichen, ob eine Welle als Bore oder ungebrochen an der Talsperre aufläuft. Der Einfluss der Oberflächenbeschaffenheit der Talsperre, der Stauraumgeometrie sowie des Einfallwinkels der Welle wird zwar in Anhang B besprochen, sie sind aber nicht allgemeingültig erforscht und deshalb *nicht* in den allgemeingültigen Berechnungsgleichungen integriert. Der Auflaufwinkel β liegt nach dem Deutschen Verband für Wasserwirtschaft und Kulturbau DVWK (1997) für Dämme üblicherweise im Bereich 1:5 ($\beta = 11.3°$) bis

1:1.6 ($\beta = 32.0°$), für Staumauern beträgt er bis zu $\beta = 90°$. Die Wellenparameter H, a, L und T beziehen sich auf den Querschnitt vor der Talsperre (Abb. B-1), wo die Welle vom „Shoaling“ noch unbeeinflusst ist (Unterkap. 4.2). Für das Überschwappvolumen $\forall$ pro Laufmeter Sperrenlänge in Abb. B-1 ist zusätzlich zu diesen Einflussparametern das Freibord f von Bedeutung.

Falls es einer Rutschmasse gelingt, eine Eisschicht auf dem See zu durchbrechen, so werden die Impulswellen durch die zertrümmerte Eisdecke nur wenig gedämpft (Huber 1987). Die Vernachlässigung einer Eisschicht auf die Impulswelle ist nach Müller (1995) bis zu einer Dicke von 0.50 m möglich. Die Mauerkrümmung wird manchmal in der technischen Literatur als weiterer Einflussparameter genannt, es konnte aber keine Untersuchung, die deren Einfluss behandelt, gefunden werden.

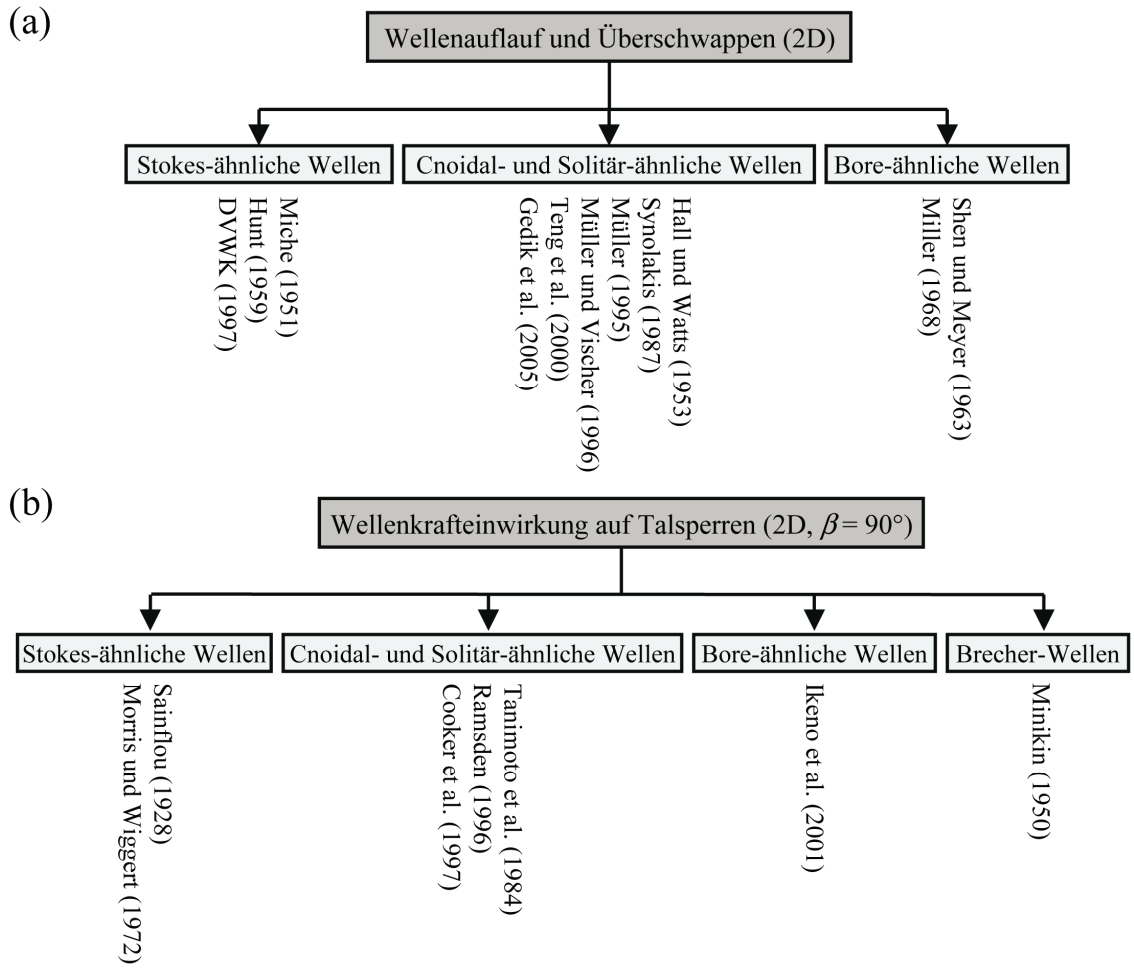


Abb. B-2 Schematische Einteilung der in Anhang B vorgestellten allgemeingültigen Studien (a) zum Wellenauflauf und Überschwappen sowie (b) zur Krafteinwirkung.

Die Abb. B-2 zeigt eine schematische Einteilung der in Anhang B vorgestellten allgemeingültigen Literatur zu den Impulswellenauswirkungen auf Talsperren. In Abb. B-2(a) ist die Einteilung zum Wellenauflauf und Überschwappen dargestellt, mit welchem sich Anhang B.3 befasst. Die Studien sind weiter in die Unterkapitel der Stokes-ähnlichen, der Cnoidal- und Solitär-ähnlichen sowie der Bore-ähnlichen Wellen unter-

teilt (Unterkap. 2.2; Anhang A.3.2.1). Die Formeln basieren alle auf Untersuchungen im Wellenkanal (2D). 3D Effekte wie die Stauraumgeometrie wurden zwar beispielsweise von Müller (1995) untersucht, konnten aber nur qualitativ besprochen werden und wurden nicht in den allgemeingültigen Berechnungsformeln integriert.

In Abb. B-2(b) ist die Einteilung der Studien zur Wellenkrafteinwirkung auf Talsperren dargestellt, die in Anhang B.4 vorgestellt werden. Diese Studien haben sich meist mit der Wellenkrafteinwirkung auf Uferverbauungen im Küstenschutz befasst, dessen Resultate hier auf Talsperren übertragen werden. Auch die Studien über die Wellenkrafteinwirkung beinhalten nur 2D Effekte, 3D Effekte sind ungenügend bekannt. Zusätzlich behandeln alle diese Studien die Wellenkrafteinwirkung bezüglich einer senkrechten Talsperre ($\beta = 90°$). Die Umrechnung der einwirkenden Kraft in eine horizontale und vertikale Komponente für $\beta < 90°$ wurde in Unterkap. 3.4.2 aufgezeigt. Neben den drei Kategorien Stokes-ähnliche, Cnoidal- und Solitär-ähnliche sowie Bore-ähnliche Wellen in Abb. B-2(b) tritt eine vierte Kategorie auf, die Brecher-Wellen an der Talsperre. Bricht beispielsweise eine Solitärwelle als Sturzbrecher (Abb. B-10a) direkt an der Talsperre, so entsteht an der Stelle des eingeschlossenen Luftpakets eine lokal grosse, zeitlich kurze Krafteinwirkung. Dieses Phänomen kann lokal zu Schäden führen und wird in Anhang B.4.4 diskutiert.

B.3 Wellenauflauf und Überschwappen

B.3.1 Stokes-ähnliche Wellen

Stokes-ähnliche Wellen wurden in Unterkap. 2.2 und Anhang A.3.2.1 beschrieben. Beim Auflaufen an Talsperren brechen sie meistens nicht, da der Neigungswinkel β zu gross bzw. die Wellenhöhe H zu klein sind (Gl. B.28). Für diese ungebrochenen Wellen an steilen Talsperren, welche sich zudem als Tiefwasserwellen bewegen, lässt sich die Auflaufhöhe R nach Miche (1951) theoretisch bestimmen zu

$$\frac{R}{H} = \left(\frac{90°}{\beta} \right)^{1/2} . \qquad \text{(B.1)}$$

Falls die Welle trotzdem bricht, so wird durch den Lufteintrag zusätzliche Energie umgewandelt und es steht weniger Energie für den Auflauf zur Verfügung. Für brechende Wellen wird die Auflaufhöhe R nach Gl. (B.1) somit überschätzt. Die Vor- und Nachteile dieser Gleichung sind:

+ Es müssen lediglich die Wellenhöhe H und der Auflaufwinkel β bekannt sein.
− Sie ist theoretisch hergeleitet worden.
− Sie ist nur für ungebrochene Wellen gültig, liefert aber einen oberen Grenzwert für gebrochene Wellen.

DVWK (1997) schlägt Abminderungsfaktoren k_D und k_R für *Windwellen* vor, welche die Durchlässigkeit und Rauhigkeit der Dammoberfläche berücksichtigen. Stokeswellen sind den Windwellen ähnlich, da sie ebenfalls einen oszillatorischen Charakter aufweisen (Kap. 2). Die entsprechenden Abminderungsfaktoren sind in Tab. B-1 eingetragen. Beispielsweise bei Bruchsteinschüttungen ist die Auflaufhöhe R nur rund 55% gegenüber Bauwerken mit glatter Bauweise.

Andere Autoren machen darauf aufmerksam, dass die Reibung auf einem flachen Ufer wirkungsvoller ist als auf einem steilen Ufer. Die Auflaufhöhe R nach Hunt (1959) reduziert sich bei konstanter Rauhigkeit um 29% bei einer Neigung 1:30, jedoch nur um 18% bei einer Neigung von 1:10 gegenüber dem glatten Untergrund.

Tab. B-1 Abminderungsfaktoren k_D und k_R zur Berücksichtigung der Durchlässigkeit und Rauhigkeit der Böschungsoberfläche von Talsperren (DVWK 1997).

Böschungsoberfläche	$k_D \cdot k_R$
Glatte Bauweise (Betonplatten mit vergossenen Fugen, Asphaltbeton)	1
Betonplatten mit offenen Fugen	0.95
Pflaster mit vergossenen Fugen	0.90 - 0.95
Pflaster mit offenen Fugen	0.80 - 0.90
Rasen, Sand	0.75 - 0.85
Kies	0.70 - 0.78
Schüttungen aus rundlichen Gesteinsmaterial, Asphaltraubauweise	0.60 - 0.65
Bruchsteinschüttungen	0.55 - 0.65

Bezüglich des Wellenüberschwappens wurden für Stokes-ähnliche Wellen keine Literaturangaben gefunden. Dies liegt vermutlich an ihrem relativ kleinen Gefahrenpotential aufgrund der kleinen Wellenhöhen H. Das Überschwappen von Stokes-ähnlichen Wellen kann aber mit den in Anhang B.3.2 besprochenen Studien von Müller (1995) bzw. Müller und Vischer (1996) beschrieben werden.

B.3.2 Cnoidal- und Solitär-ähnliche Wellen

Cnoidal- und Solitär-ähnliche Wellen wurden in Unterkap. 2.2 und Anhang A.3.2.1 beschrieben. Hall und Watts (1953) führten Experimente zum Auflaufen von Solitärwellen durch. Der Auflaufwinkel wurde im Bereich $5° \le \beta \le 45°$ variiert und der Untergrund war undurchlässig. Dabei fanden sie unabhängig davon, ob die Welle beim Auflaufen bricht oder nicht, im Bereich $20° \le \beta \le 45°$ die empirische Beziehung

$$\frac{R}{h} = 3.05 \tan(\beta)^{0.13} \left(\frac{H}{h} \right)^{1.15 \tan(\beta)^{0.02}} . \qquad \text{(B.2)}$$

Die Vor- und Nachteile dieser Untersuchung sind:

+ Die Gl. (B.2) hat sich viele Jahre in der technischen Literatur behauptet.
+ Es müssen lediglich die Wellenhöhe H und der Auflaufwinkel β bekannt sein.
− Der Auflaufwinkel liegt nur im Intervall $20° \leq \beta \leq 45°$.
− Die Untersuchung fand vor über 50 Jahren statt, bei alter Messtechnik und Wellengenerierungssystem.

Synolakis (1987) führte wohl die meist zitierte Arbeit zum Auflaufen von Solitärwellen durch. Er hat eine Auflaufformel für eine nicht brechende Solitärwelle analytisch hergeleitet, und sie anschliessend für eine Neigung $\beta = 2.9°$ experimentell bestätigt. Die Formel lautet

$$\frac{R}{h} = 2.831(\cot\beta)^{1/2}\left(\frac{H}{h}\right)^{5/4} . \qquad \text{(B.3)}$$

Die Gl. (B.3) ist in der technischen Literatur als Auflaufgesetz („runup law“) bekannt. Zusätzlich zeigte Synolakis (1987) für $\beta = 2.9°$ experimentell, dass sich die Auflaufhöhen R für brechende und nicht brechende Wellen voneinander unterscheiden. Brechende Wellen laufen entsprechend ihren Wellenhöhen H weniger weit auf als nicht brechende Wellen. Dies ist in Abb. B-6(a) dargestellt, welche die relative Wellenauflaufhöhe R/h in Funktion der relativen Solitärwellenhöhe H/h in doppellogarithmischer Darstellung zeigt. Versuche von gebrochenen und ungebrochenen Wellen folgen nicht der gleichen Steigung. Die Vor- und Nachteile der Untersuchung von Synolakis (1987) sind:

+ Die Gl. (B.3) ist analytisch und wurde experimentell für $\beta = 2.9°$ bestätigt.
+ Die Gl. (B.3) hat sich in der technischen Literatur eingebürgert.
− Der im Experiment gewählte Auflaufwinkel β ist im Vergleich zur Talsperrenneigung zu klein.

Müller und Vischer (1996) untersuchten sowohl die Auflaufhöhe als auch das Überschwappvolumen der Impulswellen an Talsperren in systematischen Modellversuchen. Dabei wurden im Wellenkanal 637 und im Wellenbecken 96 Versuche durchgeführt. Die Solitärwellen wurden mit einem am Kanalanfang ins Wasser fallenden Fallkörper erzeugt. Drei Talsperrenneigungen, nämlich vertikal (β = 90°), 1:1 (β = 45°) und 1:3 (β = 18.4°), wurden einbezogen. Durch die relativ starke Uferneigung sind die Wellen beim Auflauf meist nicht gebrochen. Die Auflaufhöhe R wird mit einer Abweichung von mehrheitlich ±10% bestimmt zu

$$\frac{R}{h} = 1.25\left(\frac{H}{h}\right)^{5/4}\left(\frac{H}{L}\right)^{-3/20}\left(\frac{90°}{\beta}\right)^{1/5} . \qquad \text{(B.4)}$$

Der ursprüngliche Term ($\pi/2\beta$) in Müller und Vischer (1996) wurde in Gl. (B.4) zum Term ($90°/\beta$) umgeschrieben, damit β in Grad eingesetzt werden kann. Maximale Abweichungen der Messwerte gegenüber Gl. (B.4) liegen bei +35% und −25%. Die Wellenhöhe H, die Wellenlänge L sowie die Ruhewassertiefe h beziehen sich wie üblich auf den Bereich vor der Sperrenböschung. Die Parameterlimitationen um die Gl. (B.4) anzuwenden sind: Relative Wellenhöhe $0.011 < H/h < 0.521$, Wellensteilheit $0.001 < H/L < 0.013$ und Relativwinkel $1.0 < 90°/\beta < 4.9$ (Tab. 3-3). Das Überschwappvolumen $\forall_0$ pro Laufmeter Kronenlänge für ein Freibord $f = 0$ ergibt sich zu

$$\forall_0/h^2 = 1.45\kappa\left(\frac{H}{h}\right)^{4/3}\left(\frac{T}{\sqrt{h/g}}\right)^{0.44} . \qquad \text{(B.5)}$$

In Gl. (B.5) wurde in Analogie zur Überfallformel (z.B. Hager 1995) ein Überfallbeiwert $\kappa = \kappa_q\kappa_b\kappa_w^{3/2}$ verwendet. Dabei ist κ_q ein Überfallkoeffizient im stationären Fall, κ_b berücksichtigt den Einfluss der Kronenbreite der Talsperre und κ_w berücksichtigt die bei Wellen grössere Strömungsenergie gegenüber dem stationären Überfall und ihre somit grössere Überfallgeschwindigkeit (Müller 1995). Die drei Parameter ergeben sich zu:

(a) $\kappa_q = 0.41$ ($\beta = 90°$), $\kappa_q = 0.47$ ($\beta = 45°$) und $\kappa_q = 0.51$ ($\beta = 18.4°$),

(b) κ_b ist bestimmbar aus Abb. 3-6(a) in Funktion der relativen Überschwapphöhe $a_{Max,T}/b_K$ und

(c) $\kappa_w = 1.3$ für den ganzen Bereich $18.4° \le \beta \le 90°$.

Die maximale Wasserauslenkung über der Talsperre $a_{Max,T}$ ist in Abb. 3-6(b) dargestellt. Sie ist etwas grösser als die Wellenamplitude a vor der Talsperre und wird daher mit der Wellenhöhe H vor der Talsperre angenähert (Abb. B-1). Die Kronenbreite b_K ist in Abb. B-5 eingezeichnet. Im Prototyp ist das Freibord normalerweise $f > 0$, und das Überschwappvolumen $\forall_0$ pro Laufmeter Kronenlänge aus Gl. (B.5) für $f = 0$ wird sich entsprechend verringern. Das ist in Abb. B-3(a) dargestellt. Sie zeigt auf der Ordinate das infolge $f > 0$ abgeminderte Überschwappvolumen $\forall$ relativ zu $\forall_0$ und auf der Abszisse den Parameter $(1 - f/R)$. Dabei kann die Auflaufhöhe R mit Gl. (B.4) bestimmt werden. Das Überschwappvolumen pro Laufmeter Sperrenlänge ergibt sich gemäss Abb. B-3(a) zu

$$\forall/\forall_0 = \left(1 - \frac{f}{R}\right)^{11/5} . \qquad \text{(B.6)}$$

Die Parameterlimitationen um die Gln. (B.5) und (B.6) anzuwenden sind: $0.019 < H/h < 0.488$, $0.59 < a/H < 0.95$, $0.001 < H/L < 0.023$, $9.0 < T(g/h)^{1/2} < 21.0$, $0.83 < c^2/(gh) < 1.40$ und $6.0 < L/h < 24.0$ (Tab. 3-4).

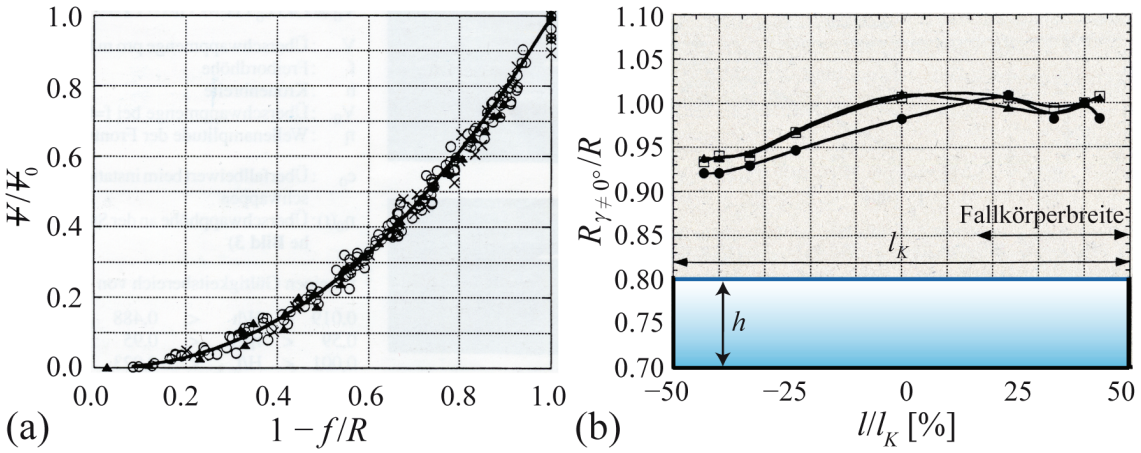


Abb. B-3 (a) Einfluss des relativen Freibords f/R auf das Überschwappvolumen $\forall/\forall_0$ und (b) Einfluss des Einfallwinkels der Welle mit dem Verhältnis der Auflaufhöhe zur Auflaufhöhe in Hauptimpulsrichtung $R_{\gamma\neq 0°}/R$ in Funktion der relativen Kronenlänge l/l_K [%] (nach Müller und Vischer 1996).

Zusätzlich zu $\forall$ lässt sich nach Müller (1995) der mittlere Durchfluss q_{0m} pro Laufmeter Sperrenlänge für $f = 0$ sowie $14 < T(g/h)^{1/2} < 22$ und $10.5 < t_0(g/h)^{1/2} < 13.5$ ermitteln. Dazu hat Müller (1995) die relative Überschwappzeit $t_0(g/h)^{1/2}$ in Funktion der relativen Wellenperiode $T(g/h)^{1/2}$ gemäss Abb. B-4(a) dargestellt. Die maximalen Abweichungen liegen bei −12%. Die Datenpunkte in Abb. B-4(a) hat Müller (1995) beschrieben mit

$$t_0(g/h)^{1/2} = 4\left(T\sqrt{g/h}\right)^{4/9}. \qquad \text{(B.7)}$$

Der mittlere Durchfluss q_{0m} pro Laufmeter Sperrenlänge für $f = 0$ ergibt sich aus Kombination der Gln. (B.5) und (B.7) zu $q_{0m} = \forall_0/t_0$.

Neben dem mittleren q_{0m} ist der maximale Durchfluss q_{0M} pro Laufmeter Sperrenlänge für das Erosionspotential auf Staudämmen wichtig. Die Abb. B-4(b) zeigt drei typische normierte Impulswellenprofile $\eta/a_{Max,T}$ in Funktion der relativen Wellenperiode t/T auf der Abszisse. Die nach Gl. (B.7) bestimmte Überschwappzeit t_0 erlaubt die Ermittlung eines mittleren Durchflusses. Er entspricht der Linie (--) $\eta/a_{Max,T} = 0.5$ in Abb. B-4(b), wo sich die ober- und unterhalb liegenden grauen Flächen für ein gewähltes Wellenprofil ausgleichen. Die Wellenkrone liegt um 50% höher. Der maximale Durchfluss pro Laufmeter Sperrenlänge ergibt sich somit für $f = 0$ zu $q_{0M} \approx 2 \cdot q_{0m}$, tritt aber nur kurz auf. Über den Durchfluss für $f > 0$ liegen keine Angaben nach Müller (1995) vor. Da $\forall < \forall_0$, liegen die Werte q_{0m} und q_{0M} für $f = 0$ höher und überschätzen somit die unbekannten Werte für $f > 0$.

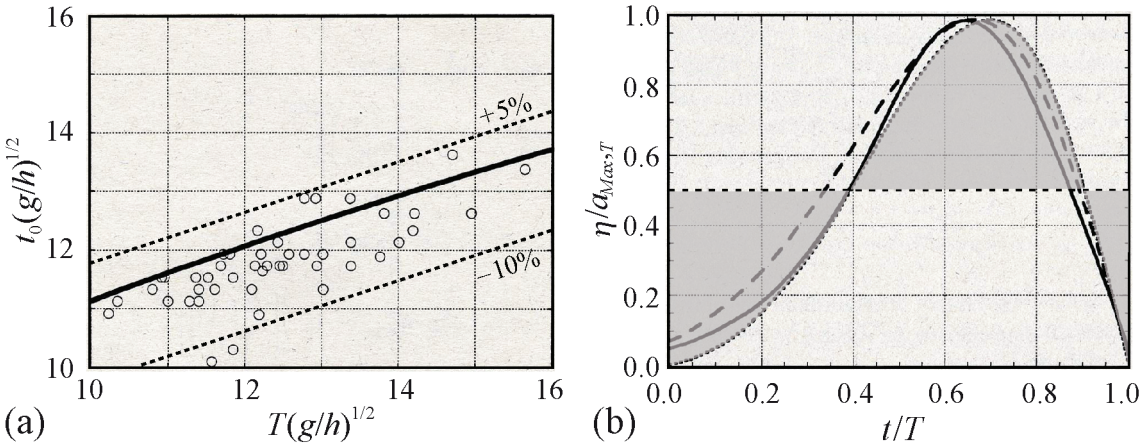


Abb. B-4 (a) Relative Überschwappzeit $t_0(g/h)^{1/2}$ in Funktion der relativen Wellenperiode $T(g/h)^{1/2}$ mit (—) Gl. (B.7) und (b) drei normierte Impulswellenprofile $\eta/a_{Max,T}$ in Funktion der relativen Wellenperiode t/T; Die Wellenkrone $\eta/a_{Max,T} = 1$ und folglich der maximale Durchfluss q_{0M} pro Laufmeter Sperrenlänge liegen um 50% höher als der Mittelwert (--) $\eta/a_{Max,T} = 0.5$ (nach Müller 1995).

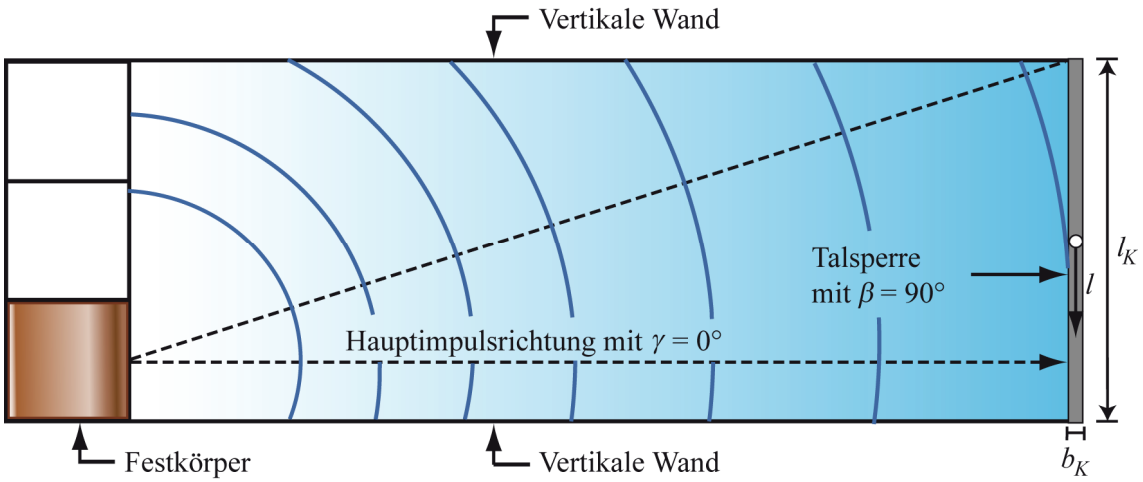


Abb. B-5 Prinzipskizze der Versuchsanordnung zur Untersuchung des in Abb. B-3(b) dargestellten Einflusses des Einfallwinkels der Welle auf die Auflaufhöhe R.

In Müller (1995) wurden zusätzlich mit 96 Versuchen 3D Effekte untersucht. Die Resultate erlauben jedoch nur qualitative Aussagen, allgemeingültige quantitative Aussagen sind nicht möglich. Der erste untersuchte 3D Effekt war der Einfallwinkel der Welle. Dazu wurde die Welle asymmetrisch erzeugt, wie in Abb. B-5 dargestellt. Der Fallkörper erzeugte die Impulswelle in einer Ecke des Wellenbeckens. Abb. B-3(b) zeigt die Auflaufhöhe $R_{\gamma \neq 0°}$ an der Talsperre relativ zur Auflaufhöhe R in Hauptimpulsrichtung in Funktion der relativen Kronenlänge l/l_K. Dabei ist l die Laufkoordinate entlang der Talsperrenlänge mit dem Ursprung in der Sperrenmitte (Abb. B-5). Generell laufen die asymmetrischen Impulswellen am Stauseeufer bis zu 13% weniger hoch auf als in Hauptimpulsrichtung $\gamma = 0°$. Dieser Effekt wird aber hauptsächlich mit dem Wellenpropagationswinkel γ in Gl. (3.13) berücksichtigt, wonach die Welle in Hauptimpulsrichtung am grössten ist.

Als zweiter 3D Effekt wurde der Einfluss der Stauraumgeometrie untersucht, indem ein V-Tal anstelle eines rechteckförmigen Trogtals verwendet wurde (Abb. 4-4a). Damit pflanzt sich im geneigten Uferbereich die Impulswelle als Flachwasserwelle fort und wird somit vom Untergrund durch „Shoaling“ beeinflusst (Unterkap. 4.2). Die Abb. 4-4(b) zeigt für eine seitliche Stauseeböschungsneigung 3:4 das Verhältnis der Auflaufhöhe zur Auflaufhöhe in Talsperrenmitte R/R_m in Funktion der relativen Flankenbreite l/l_F. Im Bereich vom geneigten Ufer sind die Wellenauflaufhöhen rund 20%-30% grösser als in der Talsperrenmitte. Das Green'sche Gesetz nach Gl. (4.1) überschätzt die Auflaufhöhe in der Talsperrenflanke. Müller (1995) gibt zwei mögliche Gründe an: (i) Die Welle bewegt sich im Versuch nicht frontal zur seitlichen Böschung und (ii) die Reibungsverluste an der Sohle verringern die Auflaufhöhe im Versuch gegenüber dem theoretisch hergeleiteten Green'schen Gesetz. Die Vor- und Nachteile der Untersuchungen von Müller (1995) bzw. von Müller und Vischer (1996) sind:

+ Umfangreiche Untersuchung betreffend Auflaufhöhe R, Überschwappvolumen V und Abschätzung des erforderlichen Freibords f.
+ Abdeckung eines grossen Wellenspektrums und Sperrenneigungen von $18.4° \le \beta \le 90°$.
+ Die Messwerte in den Diagrammen unterliegen einer relativ kleinen Streuung, die zudem angegeben wurde.
+ Die Überschwappzeit für $f = 0$ vom Überschwappvolumen ist bekannt und somit auch der Durchfluss.
+ Basis sind viele Versuchen (733).
+ Zu den 2D Experimenten wurden auch 3D Versuche durchgeführt.
− Die Resultate der 3D Versuche konnten nicht in die allgemeingültigen 2D Berechnungsformeln aufgenommen werden.

Gedik et al. (2005) führten Experimente mit auf einem durchlässigen Sandstrand auflaufenden Solitärwellen durch. Die Sandoberfläche war für einige Versuche mit Blöcken bestückt und hatte eine konstante Neigung von 1:5 ($\beta = 11.3°$). Der Sand hatte eine Dichte von $\rho_g = 2'630$ kg/m^3 und einen Korndurchmesser $d_g = 0.00035$ m. Die Ruhewassertiefe war $h = 0.33$ m, die Solitärwellenhöhen lagen im Bereich $0.012 \text{ m} \le H \le 0.11$ m und brachen beim Auflaufen nicht. Basierend auf rund 60 Versuchen ergab sich die relative Auflaufhöhe mit einem Korrelationskoeffizienten $R^2 = 0.95$ zu

$$\frac{R}{h} = 4 \cdot 10^{-4} \left(\frac{H}{d_g} \frac{\rho_g}{\rho_w} \cot \beta \right)^{0.921} . \qquad \text{(B.8)}$$

War die Sandoberfläche mit Blöcken bestückt, die einen Durchmesser $d_b = 0.01$ m bis 0.0138 m aufwiesen, ergab sich die relative Auflaufhöhe R/h basierend auf 20 Versuchen mit einem Korrelationskoeffizienten $R^2 = 0.93$ zu

$$\frac{R}{h} = 5 \cdot 10^{-3} \left(\frac{H}{d_b} \frac{\rho_g}{\rho_w} \cot\beta \right)^{0.954} . \tag{B.9}$$

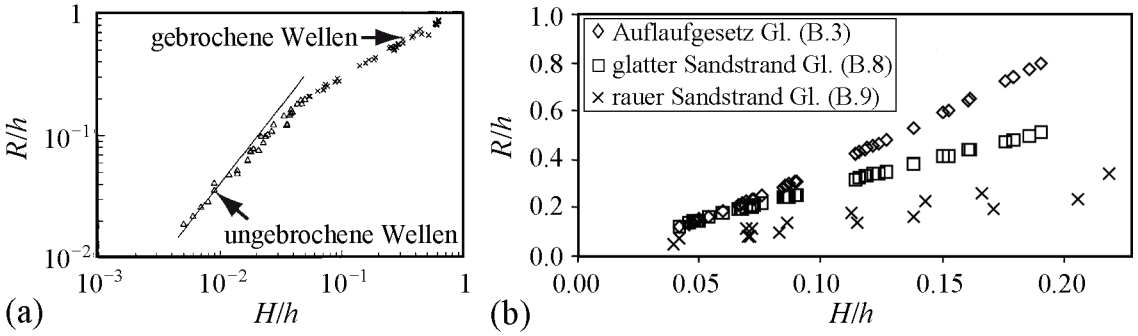


Abb. B-6 Wellenauflauf mit relativer Auflaufhöhe R/h zur relativen Solitärwellenhöhe H/h von (a) Synolakis (1987) mit gebrochenen und ungebrochenen Wellen und (b) Gedik et al. (2005) mit dem Auflaufgesetz von Gl. (B.3) und eigenen Versuchen auf glattem und rauhem Sandstrand.

Die Gln. (B.8) und (B.9) sind in Abb. B-6(b) in Funktion der relativen Auflaufhöhe R/h und der relativen Wellenhöhe H/h dargestellt. Ebenfalls eingetragen ist das analytisch hergeleitete Auflaufgesetz nach Gl. (B.3). Es ist für $H/h = 0.07$ gut erfüllt, weicht aber bei $H/h = 0.19$ rund 30% von den Ergebnissen der Versuche auf glattem Untergrund (Gl. B.8) ab. Die Ursache dafür liegt bei Gedik et al. (2005) im durchlässigen Sanduntergrund, wogegen Gl. (B.3) auf der Annahme eines undurchlässigen Untergrunds hergeleitet wurde. Weiter sind die Gln. (B.8) und (B.9) in Abb. B-6(b) miteinander verglichen. Die Blöcke reduzieren die Auflaufhöhe R um rund 50%, was in guter Übereinstimmung mit Tab. B-1 steht. Dabei wurde aber mit $\beta = 11.3°$ nur ein relativ kleiner Auflaufwinkel untersucht. Die Vor- und Nachteile der Untersuchung von Gedik et al. (2005) sind:

+ Die Einflüsse der Rauhigkeit und der Durchlässigkeit wurden untersucht.
− Es wurden mit 60 eine mässige Anzahl Versuche durchgeführt.
− Es wurde nur ein kleiner Auflaufwinkel $\beta = 11.3°$ untersucht.

Auch in der Studie von Teng et al. (2000) reduziert die Sohlenreibung die Auflaufhöhe. Sie führten Versuche mit Solitärwellen bei Auflaufwinkeln $\beta = 10°$, 15° und 20° durch, sowohl mit einer glatten als auch zwei rauhen (Manning-Strickler Koeffizienten 0.018 s/m$^{1/3}$ und 0.024 s/m$^{1/3}$) Oberflächen durch. Bei $\beta = 20°$ hatte die Rauhigkeit einen vernachlässigbaren Einfluss. Bei $\beta = 15°$ lagen die Auflaufhöhen bei rauhem Untergrund rund 30%, bei $\beta = 10°$ gar rund 50% tiefer im Vergleich zum glatten Unter-

grund. Somit scheint der Rauhigkeitseinfluss für $\beta \geq 20°$ vernachlässigbar klein zu sein. Der Vor- und Nachteil der Untersuchung von Teng et al. (2000) ist:

+ Die Einflüsse der Rauhigkeit und der Durchlässigkeit wurden untersucht.
− Nur 35 Versuche wurden durchgeführt mit für Talsperren kleinen Auflaufwinkeln $10° \leq \beta \leq 20°$.

B.3.3 Bore-ähnliche Wellen

Bore-ähnliche Wellen wurden in Unterkap. 2.2 und Anhang A.3.2.1 beschrieben. Diese entstehen durch grosse und schnell eintauchende Rutschmassen bereits im Rutscheintauchbereich (Anhang A.3.2.1), aber auch durch im Auflaufbereich brechende Wellen. Die Beschreibung des Auflaufs von Boren wurde meist analytisch angegangen, seltener im hydraulischen Modell (Müller 1995). Eine Ausnahme ist die experimentelle Studie von Miller (1968), wobei sich die Auflaufwinkel $2° \leq \beta \leq 15°$ nur mit dem untersten Bereich von denjenigen von Talsperren überschneiden. Dafür wird in der technischen Literatur oft (z.B. Shen und Meyer 1963; Miller 1968; Müller 1995) zurückgegriffen auf die theoretische Formel

$$R = c^2 / 2g \,. \tag{B.10}$$

Hierbei ist c die horizontale Geschwindigkeitskomponente der Bore beim Schnittpunkt des Ruhewasserspiegels mit der Talsperre (Ursprung in Abb. B-1). Die Geschwindigkeit c kann für rutscherzeugte Impulswellen mit der Solitärwellengeschwindigkeit nach Gl. (3.3) bestimmt werden. Der Vor- und Nachteil von Gl. (B.10) ist:

+ Sie ist einfach anwendbar.
− Sie ist experimentell nicht fundiert nachgewiesen.

B.4 Wellenkrafteinwirkung auf Talsperren

B.4.1 Stokes-ähnliche Wellen

Eine stehende Welle (Clapotis) entsteht, falls eine Welle an der Talsperre reflektiert wird und sich mit der einfallenden Welle gleicher Grösse überlagert. Da die Reflexion ohne Wellenhöhenverlust nur an vertikalen Mauern möglich ist, gilt die Krafteinwirkung einer stehenden Welle nur für $\beta = 90°$. Stehende Wellen wurden von Minikin (1950), Morris und Wiggert (1972), Wiegel (1964), Novak et al. (2001) oder Dean und Dalrymple (1991) beschrieben. Da die stehende Welle aus einer Überlagerung oszillatorischer Wellen besteht, dürfen nur Stokes-ähnliche Wellen mit dieser Theorie

angenähert werden. Bei der stehenden Welle bleiben die Wellenknoten immer an der gleichen Position, während sich die Bereiche zwischen den Knoten auf und ab bewegen. Daher entsteht an der Talsperre eine Auflaufbewegung.

Die Druckverteilung einer stehenden Welle ist nach Sainflou (1928) zwar nicht-linear, sie lässt sich aber als linear annähern. Abb. 3-10(a) zeigt die Prinzipskizze einer auflaufenden stehenden Welle. Die wichtigsten Annahmen der Theorie von Sainflou (1928) sind:

- Der mittlere Wasserspiegel einer auflaufenden stehenden Welle liegt um die mit Gl. (B.12) berechneten Höhe Δh über dem Ruhewasserspiegel.
- Der Wasserdruck ist auf der Höhe $H + \Delta h$ oberhalb des Ruhewasserspiegels gleich null, mit H als Wellenhöhe.
- Der maximale Druck p_2 nur infolge Welleneinwirkung liegt auf dem Niveau des Ruhewasserspiegels (Abb. 3-10b).

In Abb. 3-10(b) ist die Druckverteilung einer auflaufenden stehenden Welle an einer vertikalen Talsperre eingezeichnet. Die Druckverteilung nur infolge der Welle ist beschrieben durch die Fläche „abcd“, die gesamte Druckverteilung inklusive Ruhewasserdruck aus Gl. (3.21) ist bestimmt durch das Dreieck „agd“. Die Berechnung der Einwirkungen *nur* infolge der auflaufenden Welle erfolgt in folgenden Schritten:

a) Berechnung des zusätzlichen Drucks p_1 an der Sohle:

$$p_1 = \frac{\rho_w g H}{\cosh(2\pi h / L)}. \tag{B.11}$$

b) Berechnung des Anstiegs des mittleren Wasserspiegels Δh:

$$\Delta h = \frac{\pi H^2}{L} \coth\left(\frac{2\pi h}{L}\right). \tag{B.12}$$

c) Berechnung des Drucks p_2 auf Höhe des Ruhewasserspiegels:

$$p_2 = \frac{(\rho_w g h + p_1)(\Delta h + H)}{H + \Delta h + h}. \tag{B.13}$$

d) Berechnung der zusätzlichen horizontalen Kraftkomponente ΔK_h pro Laufmeter Sperrenlänge infolge Impulswelle:

$$\Delta K_h = \frac{p_2(\Delta h + H)}{2} + \frac{(p_1 + p_2)h}{2}. \tag{B.14}$$

e) Berechnung der zusätzlichen horizontalen Kraftkomponente ΔK_h pro Laufmeter Sperrenlänge infolge Impulswelle mit Gln. (B.11) und (B.13) direkt eingesetzt (ergibt gleiches Resultat wie Gl. B.14):

$$\Delta K_h = \frac{\rho_w g}{2}\left\{(h+\Delta h+H)\left[h+\frac{H}{\cosh(2\pi h/L)}\right]-h^2\right\}. \qquad \text{(B.15)}$$

Dabei wurden die Funktionen Cosinus-Hyperbolicus $\cosh(y) = (e^y + e^{-y})/2$ und Cotangens-Hyperbolicus $\coth(y) = (e^y + e^{-y})/(e^y - e^{-y})$ verwendet, mit y als beliebige rationalen Zahl. Die Verläufe dieser Funktionen sind in Abb. 3-11 dargestellt. Zusätzlich zur horizontalen Kraftkomponente ΔK_h aus Gl. (B.15) ist der hydrostatische Ruhewasserdruck mit Gl. (3.21) zu berücksichtigen. Die Höhenlage $z_{\Delta K,h}$ des Angriffspunkts von ΔK_h ist mit Gl. (3.28) gegeben. Die Vor- und Nachteile vom Modell der stehenden Welle von Sainflou (1928) sind:

+ Es hat sich in der technischen Literatur eingebürgert.
− Es ist nur auf vertikale Sperren anwendbar.
− Es beinhaltet relativ komplizierte Terme mit cosh und coth, welche in Abb. 3-11 graphisch dargestellt sind.

B.4.2 Cnoidal- und Solitär-ähnliche Wellen

Tanimoto et al. (1984) untersuchten die Druckverteilung an einer vertikalen Wand infolge einer Sinuswelle (Abb. 2-1). Sie stellten dabei einen Tsunami (ausgelöst durch tektonische Plattenverschiebung) dar, welcher einer Flachwasserwelle entspricht und die ganze Wassersäule bis auf den Meeresgrund mobilisiert (Unterkap. 2.1). Das Profil der Stokes-ähnlichen Welle ist zwar jenem der Sinuswelle ähnlich, die durch Rutschungen erzeugten Stokes-ähnlichen Wellen verhalten sich jedoch nicht als Flachwasserwellen. Deshalb passt die Studie von Tanimoto et al. (1984) besser zu den Cnoidal- und Solitär- als zu den Stokes-ähnlichen Wellen. Der lineare Verlauf der Druckspannung *nur* infolge der Welle lässt sich folgendermassen beschreiben

$$\frac{p(z)}{\rho_w g a} = 2.2(1 - z/3a) \qquad \text{für} \quad 0 \le z/a \le 3 \text{ und} \qquad \text{(B.16)}$$

$$\frac{p(z)}{\rho_w g a} = 2.2 \qquad \text{für} \quad z/a \le 0. \qquad \text{(B.17)}$$

Der aus den Gln. (B.16) und (B.17) erhaltene Druckverlauf ist in Abb. B-9(a) dargestellt. Daraus kann die horizontale Kraftkomponente ΔK_h pro Laufmeter Sperrenlänge infolge Impulswelle bestimmt werden zu

$$\Delta K_h = 2.2\rho_w g a(3a/2 + h). \qquad \text{(B.18)}$$

Die Arbeit von Tanimoto et al. (1984) weist folgende Vor- und Nachteile auf:

+ Die Berechnung ist einfach.
− Die Berechnung basiert auf wenigen Versuchen.
− Die Gln. (B.16) und (B.17) sind Fuminori et al. (2003) entnommen, da der Original-Artikel nicht zugänglich ist und vermutlich in Japanisch ist. Daher sind die Limitationen und Randbedingungen der Versuche nicht bekannt.

Ramsden (1996) hat in einem horizontalen Wellenkanal der Breite 0.396 m, der Länge 36.6 m und einer Wassertiefe von rund 0.175 m mit einer horizontal verschieblichen Wand Solitärwellen erzeugt und ihre Einwirkungen auf eine vertikale Wand untersucht. Ein Streifen der Breite 0.0604 m in der Kanalmitte dieser Wand war auf vier Kraftmesssensoren gelagert. Mit diesem Streifen konnte Ramsden (1996) sowohl die Krafteinwirkung als auch das Moment infolge der einfallenden Solitärwelle bestimmen. In Abb. B-7 sind die entsprechenden maximalen Messwerte in Funktion der relativen Amplitudenhöhe a/h eingetragen; in Abb. B-7(a) die maximale totale horizontale Kraftkomponente $K_{tot,h}$ pro Laufmeter Sperrenlänge infolge Impulswelle und Ruhewasserdruck und in Abb. B-7(b) das maximale totale Biegemoment $BM_{tot,h}$ pro Laufmeter Sperrenlänge infolge Impulswelle und Ruhewasserdruck um die Fundation. Bei den restlichen Verfahren in Anhang B.4 wird immer nur die Einwirkung infolge der Impulswelle alleine angeben. Um die verschiedenen Verfahren in Anhang B.4.5 miteinander vergleichen zu können, wird der Werte $K_{tot,h}$ später um die Ruhewassereinwirkung gemäss Gl. (3.21) abgemindert. Die Abb. B-7 zeigt nur einen Ausschnitt der Original-Abbildung von Ramsden (1996). Die restlichen Daten beschreiben hauptsächlich Dammbruchwellen oder Boren, welche sich aber auf trockenem Untergrund oder auf einer zu kleinen Ruhewassertiefe h der Wand nähern. Diese gegenüber Abb. B-7 zusätzlichen Daten sind daher für dieses Manual nicht relevant. Normiert ist die gemessene totale horizontale Kraftkomponente $K_{tot,h}$ in Abb. B-7(a) mit der hydrostatischen horizontalen Kraftkomponente $K_{hs,h}$, welche sich aus dem um $2a$ nach oben verschobenen Ruhewasserspiegel ergibt zu

$$K_{hs,h} = (1/2)\rho_w g(2a+h)^2 . \qquad \text{(B.19)}$$

Zur Normierung des Biegemoments $BM_{tot,h}$ pro Laufmeter Sperrenlänge um die Fundation infolge Horizontalkraft aus Impulswelle und Ruhewasserdruck in Abb. B-7(b) hat Ramsden (1996) das Biegemoment pro Laufmeter Sperrenlänge $BM_{hs,h}$ um die Fundation infolge Horizontalkraft aus dem Ruhewasserdruck und eines um $2a$ nach oben verschobenen Ruhewasserspiegels aus Gl. (B.19) unter Berücksichtigung des Hebelarms $(2a + h)/3$ verwendet. Es ergibt sich zu

$$BM_{hs,h} = (1/6)\rho_w g(2a+h)^3 . \qquad \text{(B.20)}$$

Die Verhältnisse $K_{tot,h}/K_{hs,h}$ bzw. $BM_{tot,h}/BM_{hs,h}$ in Abb. B-7 liegen praktisch immer unter eins, somit liegen die Messwerte für die horizontale Kraftkomponente $K_{tot,h}$ sowie das Biegemoment $BM_{tot,h}$ praktisch immer unter dem entsprechenden hydrostatischen Wert nach Gln. (B.19) und (B.20). Die Messpunkte werden in diesem Manual empirisch angenähert mit

$$\frac{K_{tot,h}}{K_{hs,h}} = \left[1 - 1.5(a/h)\right]^{1/6} \qquad \text{für } 0 \le a/h \le 0.6 \text{ und} \qquad \text{(B.21)}$$

$$\frac{BM_{tot,h}}{BM_{hs,h}} = \left[1 - 1.5(a/h)\right]^{1/6} \qquad \text{für } 0 \le a/h \le 0.6. \qquad \text{(B.22)}$$

Sowohl für die Kraftkomponente nach Gl. (B.21) als auch für das Biegemoment nach Gl. (B.22) kann die gleiche Funktion verwendet werden. Die Werte $K_{tot,h}$ und $BM_{tot,h}$ unterscheiden sich folglich nur durch den Hebelarm, welcher den Wert $(2a + h)/3$ aufweist. Dieser Hebelarm ist für eine Dreiecksverteilung charakteristisch. Der Verlauf der Druckverteilung einer Solitärwelle kann somit, wie in Abb. 3-13(a) dargestellt, als dreieckförmig angenähert werden. Um nur die Einwirkung infolge der Solitärwelle zu erhalten, wird der Werte aus Gl. (B.21) um die Einwirkung durch den hydrostatischen Wasserdruck gemäss Unterkap. 3.4.2 abgemindert. Die horizontale Kraftkomponente ΔK_h pro Laufmeter Sperrenlänge ist somit

$$\Delta K_h = K_{tot,h} - (1/2)\rho_w g h^2 . \qquad \text{(B.23)}$$

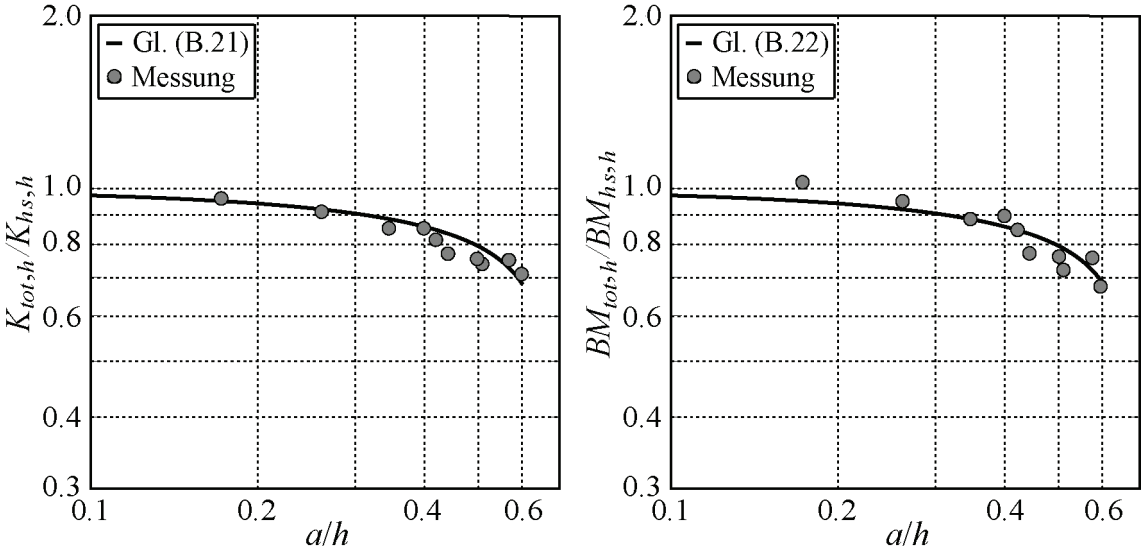


Abb. B-7 Einwirkung von Solitärwellen auf vertikale Talsperre in Funktion der Relativamplitude a/h: (a) relative horizontale Kraftkomponente $K_{tot,h}/K_{hs,h}$ pro Laufmeter Sperrenlänge inklusive Ruhewasserdruck und (b) relatives Biegemoment $BM_{tot,h}/BM_{hs,h}$ pro Laufmeter Sperrenlänge um die Fundation inklusive Ruhewasserdruck.

Die Vor- und Nachteile von der Arbeit von Ramsden (1996) sind:

+ Die Druckverteilung lässt sich aufgrund der gemessenen Biegemomente rekonstruieren.
− Es wurden nur rund 10 Versuche durchgeführt.
− Experimente wurden nur für vertikale Sperren durchgeführt.

Cooker et al. (1997) untersuchten mathematisch das Auflaufen einer Solitärwelle an einer vertikalen Wand. Dabei konzentrierten sie sich unter anderem auf die Auflaufhöhe R sowie die Krafteinwirkung auf die Wand. Die maximale Krafteinwirkung und die Auflaufhöhe waren in guter Übereinstimmung mit einer früheren numerischen Untersuchung von Fenton und Rienecker (1982). Einige Zwischenresultate der Berechnungen von Cooker et al. (1997) wurden mit den Experimenten von Maxworthy (1976) bestätigt. Die Abb. B-8(a) zeigt die normierte maximale zusätzliche Krafteinwirkung $\Delta K_h/(\rho_w g h^2)$ pro Laufmeter Sperrenlänge infolge Impulswelle in Abhängigkeit der relativen Wellenamplitude a/h. Die Ordinatenwerte in Abb. B-8 sind gegenüber der Darstellung in Cooker et al. (1997) um den hydrostatischen Ruhewasserdruck abgemindert, entsprechend einem Wert auf der Ordinate von $\Delta K_h/(\rho_w g h^2) = 0.5$, um die horizontale Kraftkomponente ΔK_h nur infolge der Impulswelle darzustellen. Eingezeichnet sind sowohl die numerisch berechneten Werte von Fenton und Rienecker (1982) (·) als auch die eigenen analytisch hergeleiteten Werte von Cooker et al. (1997) (•). Aus Abb. B-8(a) lässt sich die maximale zusätzliche horizontale Kraftkomponente ΔK_h pro Laufmeter Sperrenlänge *nur* infolge der einfallenden Solitärwelle als linear annähern zu

$$\Delta K_h = \rho_w g h^2 \left[2.1(a/h)\right] \qquad \text{für } 0 \le a/h \le 0.7. \qquad \text{(B.24)}$$

Die Abb. B-8(b) zeigt den Verlauf der horizontalen Krafteinwirkung $\Delta K_h(t)/(\rho_w g h^2)$ in Funktion der relativen Zeit $t(g/h)^{1/2}$ für verschiedene relative Wellenamplituden a/h. Der Abszissenwert $t(g/h)^{1/2} = 0$ entspricht dem Zeitpunkt der maximalen Auflaufhöhe R, der Ordinatenwert ist wiederum abgemindert um $\Delta K_h(t)/(\rho_w g h^2) = 0.5$, entsprechend dem hydrostatischen Ruhewasserdruck. Während für $0.1 \le a/h < 0.3$ die horizontale Krafteinwirkung kontinuierlich zu und wieder abnimmt, besteht die horizontale Krafteinwirkung für relative Wellenamplituden $0.4 \le a/h \le 0.7$ aus zwei Belastungsspitzen, die zudem vor bzw. nach dem Zeitpunkt der maximalen Auflaufhöhe R auftreten. Aus Abb. B-8(b) ist ersichtlich, dass die maximale horizontale Krafteinwirkung auf die Talsperre nur kurz auftritt. Für die grösste relative Wellenamplitude $a/h \approx 0.7$ (oberste Kurve) und eine typische Prototyp-Ruhewassertiefe $h = 100$ m liegt beispielsweise die horizontale Krafteinwirkung der ersten Belastungsspitze nur $t \approx 4$ s über dem Ordinatenwert $\Delta K_h(t)/(\rho_w g h^2) = 1.1$. Cooker et al. (1997) geben keine Angaben über die Druckverteilung an. Die Vor- und Nachteile von der Arbeit von Cooker et al. (1997) sind:

+ Einfache Formel für die zusätzliche horizontale Kraftkomponente ΔK_h infolge einer Solitärwelle.
+ Die Gl. (B.24) ist aufgrund analytisch berechneter Werte hergeleitet, wurde mit numerisch hergeleiteten Werten bestätigt und einige hier nicht vorgestellte Zwischenergebnisse wurden mit einer guten Übereinstimmung mit jenen von Experimenten verglichen.
− Die Gl. (B.24) basiert nur auf 7 Rechnungswerten.

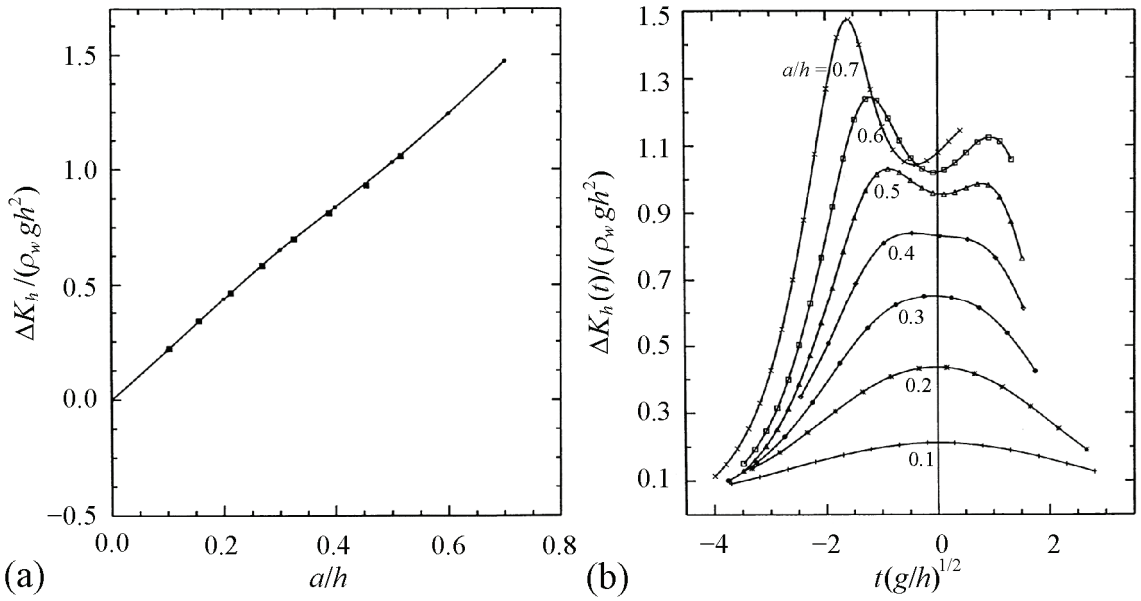


Abb. B-8 Horizontale Kraftkomponente ΔK_h pro Laufmeter Sperrenlänge einer Solitärwelle auf eine vertikale Wand (a) in Funktion der relativen Wellenamplitude a/h und (b) in Funktion der relativen Zeit $t(g/h)^{1/2}$ für verschiedene relative Wellenamplituden a/h (nach Cooker et al. 1997).

B.4.3 Bore-ähnliche Wellen

Ikeno et al. (2001) untersuchten experimentell den Auflauf einer Bore an einer vertikalen im Wasser stehenden Wand. Die Bore stellte dabei einen gebrochenen Tsunami (ausgelöst durch eine tektonische Plattenverschiebung) dar. Aufbauend auf den Gln. (B.16) und (B.17) von Tanimoto et al. (1984) formulierten sie die Druckverteilung mit dem zusätzlichen Parameter φ als

$$\frac{p(z)}{\rho_w g a} = 2.2(1 - z/3a)\varphi \qquad \text{für } 0 \le z/a \le 3 \text{ und} \qquad \text{(B.25)}$$

$$\frac{p(z)}{\rho_w g a} = 2.2\varphi \qquad \text{für } \; z/a \le 0. \qquad \text{(B.26)}$$

Der Parameter ist $\varphi = 1.36$ für $0 \le z/a \le 3$, $\varphi = 1.36(1 + 0.52z/a)$ für $-0.5 \le z/a \le 0$ und $\varphi = 1.0$ für $z/a < -0.5$. Die Abb. B-9(b) zeigt den Druckverlauf an einer vertikalen Mauer basierend auf Gln. (B.25) und (B.26). Im Gegensatz zum Ansatz von Tanimoto et al. (1984) führt die Bore auf Höhe des Ruhewasserspiegels zu einer grösseren Druckspitze als die Sinuswelle in Abb. B-9(a). Mit Hilfe der Gln. (B.25) und (B.26) bzw. der Druckverteilung in Abb. B-9(b) lässt sich die zusätzliche horizontale Kraftkomponente ΔK_h pro Laufmeter Sperrenlänge infolge Impulswelle bestimmen zu

$$\Delta K_h = \rho_w g a \left[2.2h + 2.2 \cdot 1.36 \cdot 3a/2 + 0.792a/4\right]. \qquad \text{(B.27)}$$

Die Vor- und Nachteile der Studie von Ikeno et al. (2001) sind:

+ Die Berechnung ist relativ einfach.
− Die Berechnung basiert auf wenigen Versuchen.
− Die Gln. (B.25) und (B.26) sind Fuminori et al. (2003) entnommen, da der Original-Artikel nicht zugänglich ist und vermutlich in Japanisch ist. Daher sind die Limitationen und Randbedingungen der Versuche nicht bekannt.

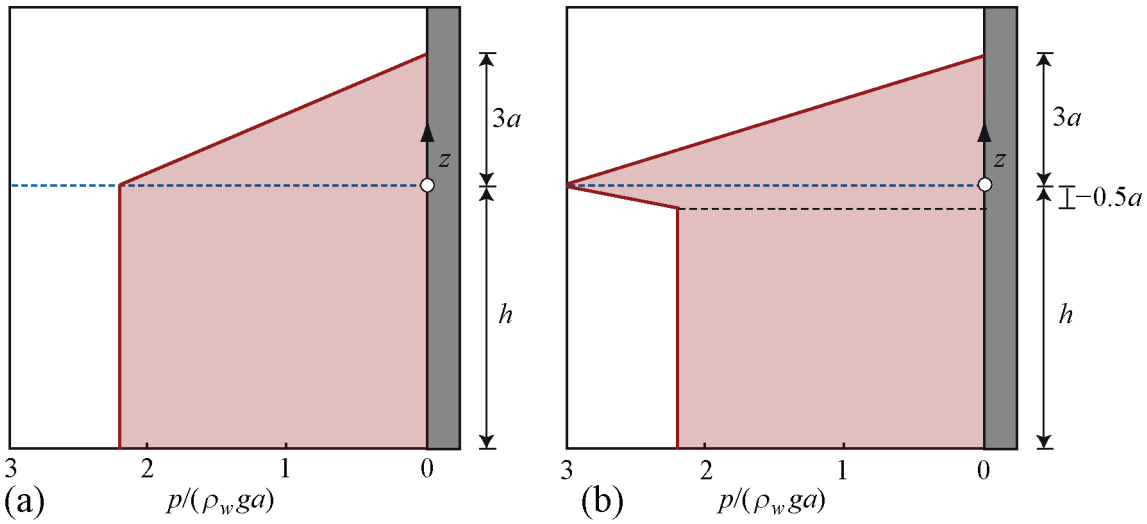


Abb. B-9 Druckverteilung von Tsunamis (ausgelöst durch eine tektonische Plattenverschiebung) an einer vertikalen Mauer: (a) für eine Flachwasser-Sinuswelle nach Gln. (B.16) und (B.17) von Tanimoto et al. (1984) und (b) für eine Bore nach Gln. (B.25) und (B.26) von Ikeno et al. (2001) basierend auf dem Ansatz von Tanimoto et al. (1984).

B.4.4 Brecher-Wellen

Manchmal bricht eine Impulswelle als so genannter Sturzbrecher („plunging breaker“) direkt an der Talsperre. Falls dabei, wie in der Sequenz (I) - (IV) in Abb. B-10(a) gezeigt, ein Luftpaket zwischen Sperre und Welle eingeschlossen wird, kann es zu einer lokal grossen, zeitlich kurzen Krafteinwirkung kommen, welche lokal zu Schäden führen kann. Sie tritt in Abb. B-10(a) in Sequenz (IV) an der Stelle der eingeschlossenen

Luftblase auf. Sie kann aber trotz Brecher-Wellen an der Mauer nur manchmal im Experiment gemessen werden. Unter welchen Bedingungen es zu dieser grossen Druckeinwirkung kommt, ist im Experiment schwierig zu bestimmen (Walkden und Bruce 2000) und noch Gegenstand der Forschung (Peregrine 2003). Für die Bemessung von Dämmen oder Bauwerken im Küstenschutz kann sie massgebend sein, auch wenn sie relativ selten auftritt. Eine Welle bricht als Sturzbrecher, falls die so genannte Iribarrenzahl $Ir < 2.5$. Die Iribarrenzahl Ir ist definiert nach Thomas und Hall (1992) als

$$Ir = \tan\beta / (H / L)^{1/2} . \qquad \text{(B.28)}$$

Bei einer Talsperre mit $\beta = 45°$, einer Wellenhöhe von $H = 5$ m und einer Wellenlänge von $L = 20$ m ergibt sich also beispielsweise $Ir = 2$. Die Welle bricht als Sturzbrecher und somit besteht auch die Möglichkeit dieser lokal grossen Krafteinwirkung.

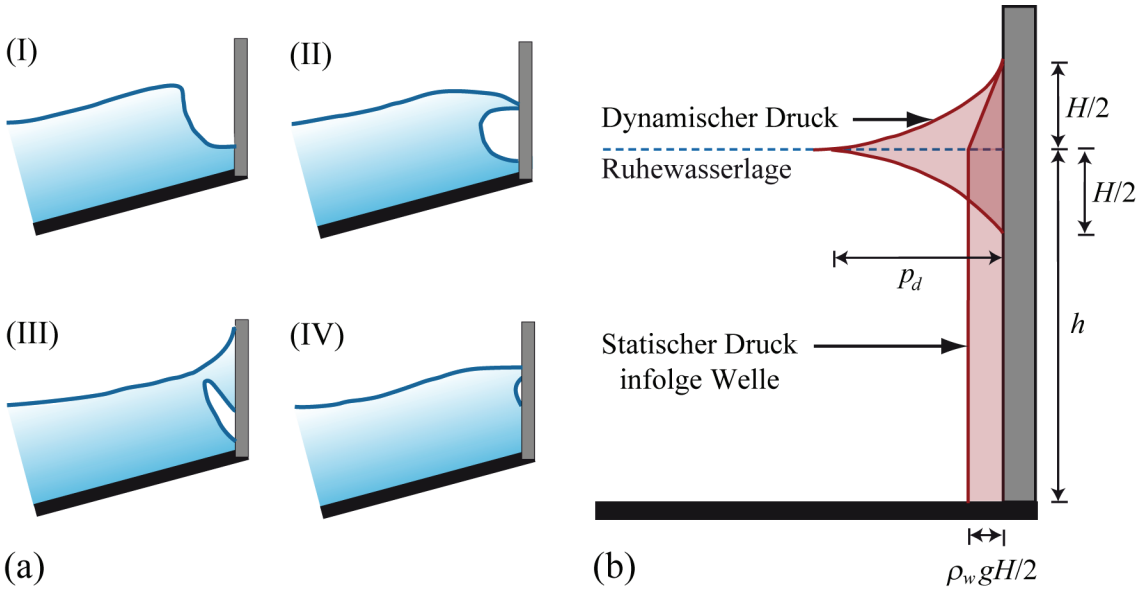


Abb. B-10 Sturzbrecher gegen eine vertikale Wand (a) Prinzipskizze von vier Momentaufnahmen und (b) Druckverteilung mit dem dynamischen und statischen Anteil (nach Minikin 1950).

In der Praxis wird die so entstehende Krafteinwirkung auf die vertikale Talsperre mit der Methode von Minikin (1950) berechnet. Die Druckverteilung infolge der brechenden Welle ist in Abb. B-10(b) eingezeichnet. Sie besteht aus einer dynamischen Druckspitze auf Höhe des Ruhewasserspiegels sowie aus einem statischen Druck infolge der Auflaufhöhe R. Das Maximum der dynamischen Druckeinwirkung ist

$$p_d = 2\pi\rho_w ghH / L . \qquad \text{(B.29)}$$

Unter der Annahme einer Auflaufhöhe $R = H/2$ berechnet sich der zusätzliche statische Druck zu

$$p_s = 1/2\rho_w gH . \qquad \text{(B.30)}$$

Der dynamische Druck p_d ist typischerweise um Faktoren grösser als der statische Druck p_s. Die zusätzliche horizontale Kraftkomponente ΔK_h pro Laufmeter Sperrenlänge infolge des Sturzbrechers ergibt sich aus der Integration der dynamischen und statischen Flächen der Abb. B-10(b) zu

$$\Delta K_h = \frac{1}{3} H p_d + \frac{1}{2} \rho_w g H (h + H/4) = \rho_w g H \left[\frac{2}{3} \pi h H / L + h/2 + H/8 \right]. \qquad \text{(B.31)}$$

Ist die Sperre um den Winkel β zur Horizontalen geneigt (Abb. B-1), so wird der dynamische Druckanteil p_d in Gl. (B.31) mit dem Term $p_d \sin^2\beta$ ersetzt um die horizontale Kraftkomponente zu berechnen. Das vorgestellte Modell von Minikin (1950) hat folgende Vorteile:

+ Die Berechnung ist relativ einfach.
+ Das Modell hat sich im Küstenschutz bewährt. Beispielsweise wird es vom Shore Protection Manual USCE (1977) empfohlen.
+ Die horizontale dynamische Kraftkomponente lässt sich mit dem Term $\sin^2\beta$ für beliebige Neigungswinkel der Talsperrenfläche β umformulieren.

B.4.5 Zahlenbeispiele

In Anhang B.4 sind sechs verschiedene Verfahren zur Berechnung der zusätzlichen horizontalen Kraftkomponente ΔK_h pro Laufmeter Sperrenlänge infolge Impulswelle vorgestellt worden, die jeweils für unterschiedliche Wellentypen anwendbar sind. Um die Relationen der Kräfte der einzelnen Verfahren aufzuzeigen, werden sie in zwei Beispielen (i) und (ii) angewendet. Dabei verhalte sich diese Welle einmal als Stokes-ähnliche, Cnoidal- und Solitär-ähnliche, Bore-ähnliche sowie als an der Staumauer brechende Welle.

Beispiel (i): Wellenhöhe $H = 5$ m, Wellenlänge $L = 50$ m, Wellenamplitude $a = 2.5$ m, Neigungswinkel der Talsperrenfläche $\beta = 90°$, Ruhewassertiefe $h = 100$ m und Freibord grösser als Auflaufhöhe $f > R$.

Beispiel (ii): Wellenhöhe $H = 50$ m, Wellenlänge $L = 200$ m, Wellenamplitude $a = 35$ m, Neigungswinkel der Talsperrenfläche $\beta = 90°$, Ruhewassertiefe $h = 75$ m und Freibord grösser als Auflaufhöhe $f > R$.

Wie gross wird die zusätzliche horizontale Kraftkomponente ΔK_h pro Laufmeter Sperrenlänge *nur* infolge der Welle? In Tab. B-2 sind die sechs Studien mit den Ergebnissen zu den zwei Berechnungsbeispielen (i) und (ii) dargestellt. Neben dem in der jeweiligen Studie untersuchten Wellentyp ist der Impulswellentyp gemäss An-

hang A.3.2.1 angegeben, der mit den entsprechenden Gleichungen angenähert werden soll mit SäW = Stokes-ähnliche Wellen, CSäW = Cnoidal- und Solitär-ähnliche Wellen und BäW = Bore-ähnliche Wellen. Die vierte bzw. dreizehnte Zeile beschreibt den Gleichungsverweis zu diesem Anhang B. In den hellen Bereichen von Tab. B-2 sind die Zahlenwerte für die zusätzliche horizontale Kraftkomponente ΔK_h *nur* infolge der Welleneinwirkung eingetragen. Zum Vergleich ebenfalls dargestellt sind die Werte $K_{RW,h}$ infolge des Ruhewasserdrucks nach Gl. (3.21). Die Prozentwerte in Klammer beziehen sich auf diese Werte.

Tab. B-2 Zusätzliche horizontale Kraftkomponente ΔK_h pro Laufmeter Sperrenlänge um die Fundation für die Berechnungsbeispiele (i) und (ii) und für die sechs in Anhang B.4 vorgestellten Studien; Abkürzungen: SäW = Stokes-ähnliche Wellen, CSäW = Cnoidal- und Solitär-ähnliche Wellen und BäW = Bore-ähnliche Wellen.

Studie	Sainflou (1928)	Tanimoto et al. (1984)	Ramsden (1996)
Wellentyp	Stehende Welle	Sinuswelle (im Flachwasser)	Solitärwelle
Impulswellentyp	SäW	CSäW	CSäW
Gleichung	Gl. (B.15)	Gl. (B.18)	Gl. (B.23)
Beispiel (i)	Ruhewasserdruck (Basis): $K_{RW,h} = 49.0 \cdot 10^6$ N/m (Gl. 3.21)		
ΔK_h [N/m]	$3.2 \cdot 10^6$ (7%)	$5.6 \cdot 10^6$ (11%)	$4.7 \cdot 10^6$ (10%)
Beispiel (ii)	Ruhewasserdruck (Basis): $K_{RW,h} = 27.6 \cdot 10^6$ N/m (Gl. 3.21)		
ΔK_h [N/m]	$40.4 \cdot 10^6$ (146%)	$96.3 \cdot 10^6$ (349%)	$56.8 \cdot 10^6$ (206%)

Studie	Cooker et al. (1997)	Ikeno et al. (2001)	Minikin (1950)
Wellentyp	Solitärwelle	Borewelle	Sturzbrecher
Impulswellentyp	CSäW	BäW	Sturzbrecher
Gleichung	Gl. (B.24)	Gl. (B.27)	Gl. (B.31)
Beispiel (i)	Ruhewasserdruck (Basis): $K_{RW,h} = 49.0 \cdot 10^6$ N/m (Gl. 3.21)		
ΔK_h [N/m]	$5.1 \cdot 10^6$ (11%)	$5.7 \cdot 10^6$ (12%)	$3.5 \cdot 10^6$ (7%)
Beispiel (ii)	Ruhewasserdruck (Basis): $K_{RW,h} = 27.6 \cdot 10^6$ N/m (Gl. 3.21)		
ΔK_h [N/m]	$54.1 \cdot 10^6$ (196%)	$112.9 \cdot 10^6$ (409%)	$40.7 \cdot 10^6$ (148%)

Beispiel (i): Im ersten Beispiel liegen die Kräfte ΔK_h von allen sechs Methoden verhältnismässig nahe beieinander im Intervall $3.2 \cdot 10^6$ N/m $\leq K \leq 5.7 \cdot 10^6$ N/m (Tab. B-2). Die zusätzliche horizontale Krafteinwirkung durch die Impulswelle beträgt somit 7% bis 12% derjenigen des hydrostatischen Ruhewasserdrucks $K_{RW,h}$.

Beispiel (ii): Im zweiten Beispiel läuft eine 10 Mal grössere Impulswelle als bei Beispiel (i) an der Talsperre auf. Die Werte von ΔK_h liegen für die sechs Studien weiter auseinander und nehmen relativ zum hydrostatischen Ruhewasserdruck zwischen 146% und 409% ein (Tab. B-2).

Die zwei Beispiele dienen lediglich zum Vergleich der auftretenden Kräfte der einzelnen Modelle. Es ist zu beachten, dass die Modelle für verschiedene Wellentypen und somit für verschiedene Wellenparameter in verschiedenen Limitationsbereichen hergeleitet wurden, welche in den Beispielen teilweise verletzt sind. Die grossen Differenzen zwischen den Modellen in Beispiel (ii) erstaunen also nicht. Eine weitere Annahme war, dass die Welle nicht überschwappt. Schwappt ein Teil der Welle über, so ist die Krafteinwirkung entsprechend kleiner (Unterkap. 3.4.4).

B.5 Fazit und im Berechnungsverfahren verwendete Literatur

Für die Auflaufhöhe R der ungebrochenen Welle deckt die empirische Untersuchung von Müller und Vischer (1996) sowohl kleine Stokes-ähnliche Wellen als auch Cnoidal- und Solitär-ähnliche Wellen ab. Da diese Studie zudem erlaubt, die Überschwappmenge V und das Freibord f abzuschätzen, werden diese Berechnungsgleichungen für das Auflaufen und Überschwappen im Berechnungsverfahren in Abb. 3-1 bzw. in Unterkap. 3.3 verwendet. Bore-ähnliche Wellen werden zwar von Müller und Vischer (1996) nur am Rande behandelt, sie sind aber seltene Extremereignisse, deren Auftreten unwahrscheinlich ist. Falls im Eintauchbereich trotzdem eine Bore entsteht, so wird sie sich nach einer kleinen Relativdistanz X in eine Solitär- oder Cnoidal-ähnliche Welle umwandeln, da die Bore zunehmend weniger Luft einträgt und die bereits vorhandene Luft schnell wieder entweicht (Abb. A-15b).

Die Rauhigkeit sowie die Durchlässigkeit von Talsperren vermindern die Auflaufhöhe R von Stokes-ähnlichen Wellen gemäss Tab. B-1. Die Durchlässigkeit kann jedoch vernachlässigt werden. Für grössere Impulswellen wie Solitärwellen mindert die Rauhigkeit die Auflaufhöhe ab, jedoch nach Teng et al. (2000) nur bei kleinen Auflaufwinkeln $\beta < 20°$. Für Boren fehlen empirische Angaben, die Verringerung der Auflaufhöhe infolge Rauhigkeit wird aber als klein eingeschätzt. Da die Rauhigkeit die Wellenauflaufhöhe nur teilweise abmindert, wird der Einfluss der Rauhigkeit im Berechnungsverfahren der Abb. 3-1 nicht berücksichtigt.

3D Effekte wie der Einfallwinkel der Welle auf die Talsperre oder die Seegeometrie wurden zwar von Müller (1995) untersucht, ihr Einfluss konnte aber nicht allgemeingültig berücksichtigt werden. 3D Effekte können daher auch nicht berücksichtigt werden und müssen gemäss Unterkap. 4.2 von Fall zu Fall qualitativ abgeschätzt werden.

Nach Synolakis (1991) brechen nur rund 25% aller Tsunamis beim Auflaufen an der Küste. Da bei Talsperren zudem der Neigungswinkel β gross ist, brechen die Wellen nach Gl. (B.28) kaum. Daher wird der in Anhang B.4.4 beschriebene Fall im Berechnungsverfahren gemäss Abb. 3-1 nicht berücksichtigt. Zudem liegt in den Berechnungsbeispielen die zusätzliche horizontale Kraftkomponente ΔK_h für eine direkt an der Talsperre brechenden Welle eher tief im Vergleich zu den anderen Methoden (Tab. B-2). Wird bei einer Brecher-Welle die Krafteinwirkung mit der Methode von Sainflou (1928) oder Ramsden (1996) berechnet, liegt der Wert auf der sicheren Seite gegenüber jenem nach Minikin (1950). Die Nichtberücksichtigung der Methode von Minikin (1950) bringt also kein grosses Risiko mit sich.

Die in Anhang B behandelten Kräfte beziehen sich nur auf die Zusatzbelastung infolge der Wellen (mit Ausnahme von Gl. B.21). Die horizontale Kraftkomponente pro Laufmeter Sperrenlänge nur infolge Ruhewasserdruck $K_{RW,h}$ nach Gl. (3.21) ist zusätzlich zu berücksichtigen.

Von den Arbeiten von Tanimoto et al. (1984) für Flachwasser-Sinuswellen und von Ikeno et al. (2001) für Boren fehlen hier genauere Angaben über die experimentellen

Randbedingungen und Limitationen. Wesentlich fundierter sind hingegen die Methoden von Sainflou (1928) für Stokes-ähnliche Wellen und von Ramsden (1996) sowie Cooker et al. (1997) für Solitär-ähnliche Wellen. Die zwei letzt genannten Methoden ergeben dabei praktisch die gleiche horizontale Kraftkomponente ΔK_h. Aus den Resultaten von Ramsden (1996) kann gefolgert werden, dass die Druckverteilung mit einem linearen Verlauf angenähert werden kann. In der praktischen Anwendung werden meist Stokes-ähnliche Wellen erwartet. Bezüglich der Krafteinwirkung wird daher im Berechnungs-verfahren der Abb. 3-1 die Stokes-ähnlichen Wellen mit der Methode von Sainflou (1928) beschrieben, und die restlichen Wellentypen mit der Methode von Ramsden (1996). Diese Unterscheidung zwischen Stokes-ähnlichen Wellen und den restlichen Wellentypen ist mit Gl. (A.12) im Anhang A möglich.

Weder bei der Methode von Sainflou (1928) noch bei der Methode von Ramsden (1996) liegen Angaben über die Aufteilung der Krafteinwirkung in einen statischen und dynamischen Anteil vor. Die Horizontalkomponente einer statischen Kraft ist gemäss Abb. 3-8 unabhängig vom Neigungswinkel der Talsperrenfläche β. Zusätzlich ergibt sich eine Vertikalkomponente. Da zum Zeitpunkt der maximalen Auflaufhöhe praktisch die gesamte kinetische Wellenenergie in potentielle umgewandelt ist, wird die gesamte Kraft als statisch betrachtet und die Vertikalkomponente gemäss Gl. (3.22) berechnet. Abb. 3-1 fasst die für das Berechnungsverfahren in Kap. 3 ausgewählten Methoden zusammen.