

基于动量平衡的三维滑坡涌浪最大近场波幅预测

韩林峰^{1, 2}, 王平义¹

(1. 重庆交通大学 国家内河航道整治工程技术研究中心, 重庆 400074; 2. 美国密西西比大学 国家水科学计算与工程中心, 美国 牛津 38677)

摘要: 滑坡体入水后诱发的涌浪可能会导致灾难性的后果, 评估此类事件所带来的风险需要对涌浪特性(特别是近场区域)做出预测。从动量平衡角度出发, 以滑坡冲击水体时的动量率作为涌浪产生的驱动力, 并通过静水和波动条件假设实现滑坡向水体的动量传递, 在三维散体滑坡背景下推导出涌浪最大近场波幅的理论表达式。建立水库滑坡涌浪三维物理模型, 利用获得的实验数据与理论计算结果进行比较发现: (1) 三维涌浪最大近场波幅远未达到孤波破碎界限, 不会在生成区破碎; (2) 当滑坡体入水后完全淹没时, 近场最大波幅的理论计算值与实验值基本吻合, 证明了理论表达式在深水滑坡中的有效性; (3) 对于浅水滑坡, 受淹没率影响, 当水深小于临界水深时实验结果出现与理论曲线相反的变化趋势。在进一步通过 Mohammed(2010)模型实验数据及龚家坊滑坡涌浪现场观测资料的验证后也得到了类似的结果。综合以上分析, 滑坡涌浪近场波特性应分别从深水和浅水两种情况考虑, 在讨论理论模型的适用范围之后, 动量平衡表达式可为深水滑坡涌浪近场最大波幅的预测提供一种新的方法。

关键词: 边坡工程; 三维滑坡涌浪; 动量平衡; 最大近场波幅; 物理模型; 浅水滑坡; 淹没率

中图分类号: P 642

文献标识码: A

文章编号: 1000 - 6915(2018)11 - 2584 - 09

Prediction of the maximum near-field wave amplitude of impulse waves generated by three-dimensional landslides based on momentum balance

HAN Linfeng^{1, 2}, WANG Pingyi¹

(1. *National Engineering Technology Research Center for Inland Waterway Regulation, Chongqing Jiaotong University, Chongqing 400074, China*; 2. *National Center for Computational Hydroscience and Engineering, University of Mississippi, Oxford 38677, USA*)

Abstract: When a slope slides into water, it creates the impulse waves whose effects may be catastrophic. Assessing the risk posed by such events requires the estimation of the characteristics of waves, especially in the near-field zone. The momentum rate from a landslide upon impacting the water body is the driving force for the generation of impulse waves. The theoretical relationships for the maximum near-field wave amplitude generated by three-dimensional deformable landslides are derived considering the momentum transfer under the hydrostatic and hydrodynamic assumptions. The three-dimensional experiments on tsunami generation by landslides were carried out in a wave flume. The comparisons between the measured values and the predicted wave amplitudes using the novel momentum-based equations indicate that the maximum near-field amplitude generated by three-dimensional landslides is far less than the breaking limit of solitary wave, and thus the wave will not break

收稿日期: 2018 - 07 - 18; **修回日期:** 2018 - 08 - 25

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(51479015); 重庆市基础科学与前沿技术研究专项重点项目(cstc2017jcyjBX0070)

Supported by the National Natural Science Foundation of China(Grant No. 51479015) and Chongqing Research Program of Basic Research and Frontier Technology(Grant No. cstc2017jcyjBX0070)

作者简介: 韩林峰(1988 -), 男, 2011年毕业于辽宁石油化工大学工程管理专业, 现为博士研究生, 主要从事水库滑坡涌浪对航道通航影响机制方面的研究工作。E-mail: linfengyue@126.com。通讯作者: 王平义(1964 -), 男, 博士, 现任教授、博士生导师。E-mail: py-wang@163.com

DOI: 10.13722/j.cnki.jrme.2018.0864

in the near-field. The results from the theoretical equations are in agreement with the laboratory data if the landslide is completely submerged after deposition. However, for the slope sliding into the shallow water, if the water depth is below the critical depth, the measured near-field amplitudes decrease sharply with the decreasing of water depth, which is opposite to the theoretical relationships. The similar results were also obtained in the three-dimensional experiments by Mohammed(2010) and in Gongjiafang case. The near field characteristics of landslide generated impulse waves for the cases of deep water and shallow water should therefore be studied separately. After discussing the limitations of the theoretical models, a new momentum-based method for predicting the maximum near-field wave amplitude is thus proposed.

Key words: slope engineering; impulse wave generated by three-dimensional landslide; momentum balance; maximum near-field wave amplitude; physical modelling; landslides into shallow water; submergence ratio

1 引言

山体滑坡是山体斜坡上某一部分岩土体在重力作用下, 沿着一定的软弱结构面(带)产生剪切位移而整体地向斜坡下方移动的作用和现象, 是常见的地质灾害之一。滑坡体在下滑过程中携带了巨大的平移动量, 当滑坡动量传递到斜坡底部时会对底部空间环境及结构造成灾难性破坏。例如, 公路山体滑坡最终会将其动量转移到与山脚地带的撞击与摩擦上, 导致路基结构受到破坏或者阻断交通; 而发生在水库或沿海地区的山体滑坡, 滑坡体在冲击水体的过程中动量会向水体传递并引发涌浪。虽然滑坡体入水是一个连续的过程, 但滑坡与水体之间的动量交换几乎是在瞬间完成的, 因为主波产生时间只占了滑坡持续冲击水体总时间的一小部分^[1-2], 因此在滑坡冲击水体的过程中只有部分滑体有助于涌浪的产生。

在涌浪产生过程中, 滑坡体与水体之间的能量传递是十分复杂的, 尽管近年来已有相关研究显示滑坡体大部分能量在撞击水面时几乎是瞬间转移到了水体中, 例如 V. Heller 等^[3]通过实验研究发现此过程的发生时间在 0.5 s 以内, 但在滑坡体势能和动能转换为涌浪波能的比例上依然有相当大的不确定性^[4]。首先, 是因为边坡下滑过程中由于摩擦造成的能量损失的不确定性, 导致滑坡体在撞击水面时从势能到动能的转换会有所不同^[5]; 其次, 滑坡动能在向涌浪波能(波动能+波势能)的转换过程中, 波动能是由水质点运动产生的, 要想知道波动能大小就需要对波动水柱中的水粒子运动进行测量, 但现实中这是非常困难的。因此, 目前对涌浪波能的估算只能采用能量均分假设^[6-8], 即假设波动能与波势能相等, 但这种假设只有在线性波中才成立, 随着

波的非线性程度越高波动能逐渐大于波势能。在浅水区域(如水库、河道), 滑坡体入水沉积后导致局部地形瞬间发生剧烈变化, 引起水体强烈扰动, 产生的涌浪具有很强的非线性, 尤其是在近场区域附近^[9]。综上所述, 用“能量法”研究滑坡涌浪的近场特性尚存在一定困难。

此外, 由于滑坡体入水时间较短、涌浪产生后迅速从生成区传向远场, 因此很难得到近场区域准确的涌浪原型观测数据。目前, 对滑坡涌浪近场波幅的预测主要是通过模型实验, 再利用量纲分析与多元回归分析相结合的方法将实验数据拟合得到的经验公式进行计算, 但缺少一定的理论基础, 而且由于实验条件及目的不同各经验公式的计算结果往往具有很大差异。近年来, 已有学者开始利用动量方法来分析此类问题, 希望可以揭示涌浪的一些基本属性(如不变性、行波解等), 例如: G. Zitti 等^[10]将雪崩入水后视为一种悬浮粒子, 从而建立理论模型来描述雪崩进入二维水体时粒子与流体间的动量传递, 然后将模型中的自变量与因变量重新构造无量纲形式对其进行尺度分析, 得到了涌浪近场波幅的理论近似解; R. P. Mulligan 和 W. A. Take^[11]将滑坡冲击水体时的动量通量作为二维散粒体滑坡诱发涌浪的主要驱动力, 建立了涌浪近场最大波幅的理想化关系式。与二维模型相比, 三维滑坡由于缺少横向约束入水后会在水面形成一个冲击坑并产生更大范围的径向波阵面^[8], 近场波幅也更接近真实情况。因此, 有必要对三维滑坡涌浪近场波的基本属性进行详细的论述。

本文以三维散体滑坡冲击水体过程中的动量平衡作为理论基础, 分别考虑静水和波动条件下滑坡体与水体间的动量传递, 并以孤波破碎准则作为近场区域波幅稳定的限制条件, 建立了三维散体滑坡涌浪近场最大波幅的理论表达式。然后, 通过模型

实验、前人研究结果和现场实测资料确定了理论模型的适用范围，并验证了理论公式在深水滑坡中的正确性及可行性，为近场区域涌浪的预测提供了一定的理论依据。

2 理论推导

2.1 滑坡体动量率

散体滑坡沿坡度为 α 的山体斜坡滑入水中的二维平面过程如图 1 所示，其中 v_s 为滑坡体入水时沿斜坡方向的速度， h 为静水水深， s 为滑坡体冲击水面时的厚度。

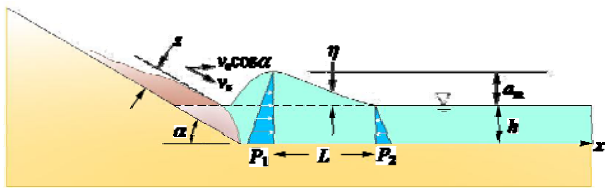


图 1 滑坡垂直排开水面至最大波幅形成水平静水压力梯度
Fig.1 Landslide vertically displaces the water surface to the maximum wave amplitude and creates a hydrostatic horizontal pressure gradient

由于动量守恒定律方程是一个矢量方程，则滑坡在入水过程中其水平方向的动量随时间 t 的变化(动量率)可表示为

$$\frac{\partial m_s v_s \cos \alpha}{\partial t} = \frac{\rho_s V_s v_s \cos \alpha}{\Delta t_e} \quad (1)$$

式中： m_s 为滑坡质量， ρ_s 为滑坡密度， V_s 为入水滑坡体积增量， $v_s \cos \alpha$ 为滑坡体沿斜坡方向速度的水平分量， Δt_e 为从滑坡体冲击水面开始到初始波幅产生滑坡在水下运动的有效时间(即滑坡动量传递到水体的时间尺度)。考虑到三维模型受滑坡体入水宽度 b 和入水厚度 s 的影响(见图 2^[12])，在有效时间 Δt_e 内滑坡体沿水平方向传递的动量率为

$$J_s = \rho_s s b v_s^2 \cos \alpha \quad (2)$$

2.2 静水条件下滑坡体到水体的动量平衡

首先，分析静水条件下受滑坡体冲击的自由表面流体的形态变化。在流体力学中，对动量方程的另一种理解为：动量率 = 动量/时间 = (质量×速度)/时间 = 质量×加速度 = 力，即从动量传递和动量平衡的角度，力的平衡也可看成是动量(动量率)的平衡。因此，在静水条件下滑坡体向水体的动量传递可视为在一个极短的时间尺度 Δt_e 内由于水体垂向位移所引起的沿 x 轴方向(与滑坡体水平运动

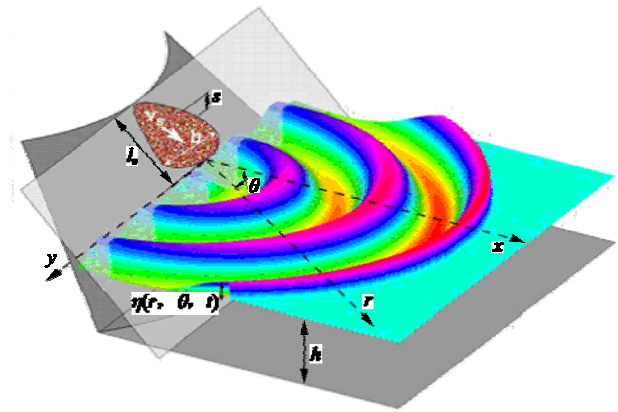


图 2 三维滑坡涌浪径向传播示意图^[12]
Fig.2 Radial impulse waves generated by three-dimensional landslides^[12]

方向一致)的水平压力梯度 $\partial P / \partial x$ ，其中 P 为沿水深剖面竖直线上的静水压力总和(见图 1 中三角形区域)。此过程发生在滑坡体高速冲击水面的瞬间，当滑坡入水后水体受到扰动，近场区域水面上升梯度以波的形式从波源开始向外传播，即初始静水压力梯度源于水面高程的变化。B. C. McFall^[12]通过对三维散体滑坡入水所产生的近场涌浪图像序列进行研究，发现，初始涌浪波面呈半椭圆形离岸扩散。为了能够计算出三维水体位移所引起的静水总压力，本文提出以下 2 种假设：(1) 近场最大波幅阵面所围成的半椭圆形区域的两轴长度分别为 b 和 s ；(2) 初始涌浪在各径向传播方向 θ 上的波形 η 相同。经过研究发现^[7]，在近场最大波幅阵面上，沿滑坡滑动主方向(见图 2 中 x 轴方向)上的 a_m 值最大，越往两侧 a_m 值逐渐减小。从本文实验测量结果来看，当 $\theta \in [-5\pi/6, 5\pi/6]$ 时，最大波幅阵面上 a_m 值的衰减不超过 15%。虽然超出此范围后越靠近两侧水岸 a_m 值会减小很多，但考虑到实际情况中最大波幅阵面的两轴长度要大于假设(1)中的 b 和 s (具体情况尚不明确，但一般不会超过 $1.35b$ 和 $1.5s$)，因此假设(2)不仅使三维波面上静水总压力的计算得到简化，还在一定程度上减小了假设(1)所造成的能量集中影响。综合以上考虑，由于各径向传播方向上静水压力梯度沿 y 轴方向分量的总和为 0，因此三维初始波面上总静水压力梯度即为在 $\theta \in [-\pi/2, \pi/2]$ 区间内各径向传播方向上由最大正向波幅 a_m 与距最大波幅 L 处未受冲击影响区域间的静水压力梯度沿 x 轴方向分量的总和：

$$\frac{\partial P}{\partial x} = \frac{1}{L} \int_D \cos \theta (P_1 - P_2) ds =$$

$$\frac{1}{L} \int_D \cos \theta \left[\frac{1}{2} \rho g (h + a_m)^2 - \frac{1}{2} \rho g h^2 \right] ds \quad (3)$$

式中： D 为径向初始波峰在平面上的投影。利用对弧长的曲线积分算法，式(3)可变为

$$\frac{\partial P}{\partial x} = \frac{K}{L} \left[\frac{1}{2} \rho g (h + a_m)^2 - \frac{1}{2} \rho g h^2 \right] \quad (4)$$

式中： ρ 为水的密度， g 为重力加速度， $K = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos \theta \sqrt{s^2 \sin^2 \theta + \frac{1}{4} b^2 \cos^2 \theta} d\theta$ 为滑坡形状对初始波阵面总静水压力梯度的影响系数。简化式(4)得到静水条件下由滑坡体引起水体的动量变化，即在有效时间 Δt_e 内水体沿滑坡滑动主方向上的静力变化：

$$J_{ws} = \frac{\rho g K \left(h a_m + \frac{1}{2} a_m^2 \right)}{L} \quad (5)$$

因此，在理想化静水条件下，基于动量平衡的滑坡体向水体的动量传递过程即为

$$J_s = J_{ws} \quad (6)$$

将式(2)，(5)代入式(6)，整理可得

$$a_m^2 + 2h a_m - \frac{2\rho_s s b v_s^2 \cos \alpha L}{\rho g K} = 0 \quad (7)$$

式(7)为一个关于最大波幅 a_m 的二次方程，求解后取正根得到静水条件下三维近场最大波幅表达式：

$$a_{m1} = \sqrt{h^2 + \frac{2\rho_s s b v_s^2 \cos \alpha L}{\rho g K}} - h \quad (8)$$

2.3 波动条件下滑坡体到水体的动量平衡

静水动量平衡是基于滑坡体速度远大于波速的前提下(波速可视为 0)，由于两者之间巨大的速度差使得水体在极短时间内被滑坡体垂直向上推动，而这个时间要比涌浪从波源被释放沿径向传向远场的时间短的多。另外，还有一些学者则是通过流体加速度或者波速来考虑动水条件下的动量传递，例如，L. Xiao 等^[13]通过计算数值模型网格节点间的“拖曳”加速度来模拟涌浪产生及运动，拖曳力发生在滑坡体高速冲击水体的过程中；A. Zweifel 等^[1]则认为，波的动量变化与滑坡体在有效时间 Δt_e 内动态排开水的体积 V_w 有关。当波速为 c 时，初始涌浪的动量率为

$$J_{wd} = \frac{1}{\Delta t_e} \rho V_w c \quad (9)$$

根据初始波面呈半椭圆形扩散假设，在初始波幅产生的有效时间 Δt_e 内，滑坡体动态排水体积 V_w 的特征值可表示为

$$V_w = a_m c \Delta t_e \frac{T(s+b/2)}{2} \quad (10)$$

式中： T 为椭圆系数，可由 r/R 的值查表找出，其中 r 为椭圆短半径， R 为椭圆长半径。将式(10)代入式(9)可得

$$J_{wd} = \rho a_m c^2 \frac{T(s+b/2)}{2} \quad (11)$$

在波动条件下，基于动量平衡的滑坡体向水体的动量传递过程即为

$$J_s = J_{wd} \quad (12)$$

将式(2)，(11)代入式(12)，整理得到

$$a_{m2} = \frac{2\rho_s s b v_s^2 \cos \alpha}{\rho c^2 T(s+b/2)} \quad (13)$$

将浅水重力波波速公式 $c = \sqrt{gh}$ 代入到式(13)中，得到波动条件下三维近场最大波幅表达式为

$$a_{m2} = \frac{2\rho_s s b v_s^2 \cos \alpha}{\rho g h T(s+b/2)} \quad (14)$$

与其他非线性波相比，浅水重力波波速要更小，因此得到的 a_m 值偏大。以孤立波为例，其波速与浅水重力波波速之比为 $\sqrt{1 + \frac{a_m}{h}}$ 。

2.4 波浪破碎影响

接下来引入孤立波破碎准则来考虑滑坡体冲击水体时的水面高程变化 η 。孤立波破碎准则决定了在水深限制条件下孤波的最大稳定波高，S. T. Grilli 等^[14]给出了孤波水面高程与水深的极限关系：

$$\frac{\eta}{h} = 0.78 \quad (15)$$

式(15)说明，如果 a_m/h 超过 0.78，则涌浪将会在生成区破碎，近场区域会立刻出现波幅骤然减小的情况。随着涌浪继续向远场传播，由于摩擦耗散影响已破碎涌浪的波幅将进一步衰减^[15]。需要说明的是，虽然相关文献已经证明由散体滑坡诱发的涌浪绝大部分属于非线性振荡波^[5-8]，而本文实验所测得的波形也证明了这一点，但涌浪初始波峰依然具有许多类似于孤波的特征，这是因为初始波峰是由滑坡体入水导致水体被置换抬高所产生的一个正向 N 型波引起的^[16-17]，其波速也基本与孤立波波速相当^[7]。因此，用孤立波破碎准则来考虑初始水面高程变化是合理的。

3 实验观测

模型以弯曲峡谷型水库为实验场景，在一个 90° 大型弯道水槽中进行。水槽中心线长 48 m，其中上游段 28 m，紧随其后的是一个 90° 的弯道部分，曲率半径为 7 m(沿水槽中心线)，最后是 13 m 长的下游段，如图 3(a)所示。水槽横断面为梯形，其中顶宽为 8 m，底宽为 2.94 m，槽深 1.6 m，水槽两侧边坡分别为 33°(凹岸)和 20°(凸岸)，如图 3(b)所示，实验水深范围为 0.2~1.16 m。在水槽凹岸弯道进口处布置一台倒链葫芦式滑坡涌浪发生装置来模拟滑坡入水过程(见图 3(c))，滑坡倾角选取 20°，40°，

60° 三个坡度水平。在弯道水槽中总共布置了 24 组频率为 50 Hz 的超声波测波仪来记录生成区域和传播区域的涌浪特性，当水深 $h = 1.16$ m 时，测波仪在水槽中的布测位置如图 3(a)所示(见图中圆点)。实验中，每组工况重复进行 4 次，第一次确定初始涌浪波峰位置、固定测波仪，另外 3 次实验结果取其平均值作为近场波幅的实验测量值。

实验以峡谷水库常见的岩质滑坡作为模拟对象。岩质滑坡是由岩土体破坏引发的一种滑坡类型，通常岩土体会沿一个固定的滑动面下滑，在滑动过程中几乎没有旋转及向后倾斜，因此岩质滑坡属于一种平移滑动。从地质力学的角度来说，岩体是由各种结构面(裂隙、断层、节理、不整合面等)以及

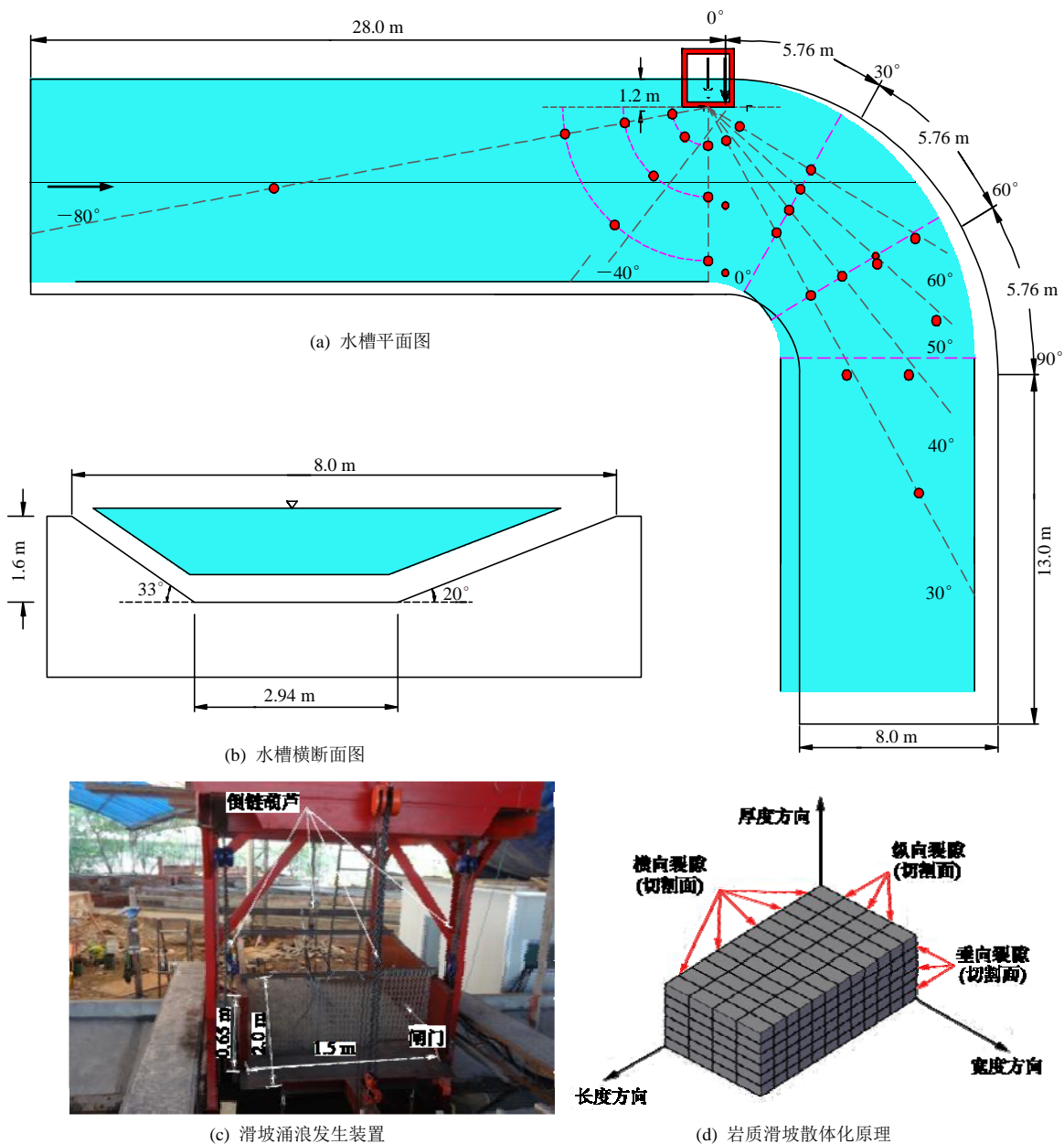


图 3 三维岩质滑坡涌浪模型实验设计

Fig.3 Experimental set up for generating impulse wave by three-dimensional rock landslides

由这些结构面切割而形成的形状不一、大小不等的结构体组合而成，这些结构面也是岩质滑坡在滑动过程中破碎的关键。张力裂隙是岩质滑坡形成前岩体表面的初始形态，在地质作用下，岩体在裂隙处发生应力松弛，使得裂隙逐渐扩大并形成切割面，将整个岩体分割成大小不等的块^[18]。实验中将岩质滑坡模型视为不同尺寸刚性块的组合，刚性块的大小由岩体 3 个方向(长、宽、厚)上的裂隙切割面的间距决定，如图 3(d)所示。由于在同一地区，地层岩性、地质构造方式、地壳运动规律、气候、水文条件大致相同，因此岩体的裂隙发育程度也大致相同，本文对三峡库区 48 组典型岩质滑坡的裂隙发育情况进行统计，按照 1 : 70 的模型比尺，得到 5 组刚性块的特征尺寸(见表 1)。另外，模型滑坡体的尺寸及方量见表 2。

表 1 刚性块特征尺寸

Table 1 Dimensions of rigid blocks

块体编号	长/cm	宽/cm	厚/cm
A1	18	12	6
A2	12	8	4
A3	9	6	3
A4	6	4	2
A5	3	2	1

表 2 模型滑坡体尺寸及方量

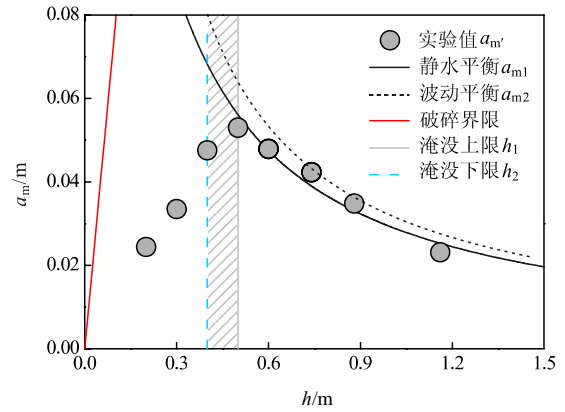
Table 2 Size and volume of sliding blocks

滑坡编号	滑坡尺寸(长×宽×厚)/(m×m×m)	滑坡方量/m ³
S1	1.0×0.5×0.2	0.1
S2	1.0×1.0×0.2	0.2
S3	1.0×1.5×0.2	0.3
S4	1.0×0.5×0.4	0.2
S5	1.0×1.0×0.4	0.4
S6	1.0×1.5×0.4	0.6
S7	1.0×0.5×0.6	0.3
S8	1.0×1.0×0.6	0.6
S9	1.0×1.5×0.6	0.9

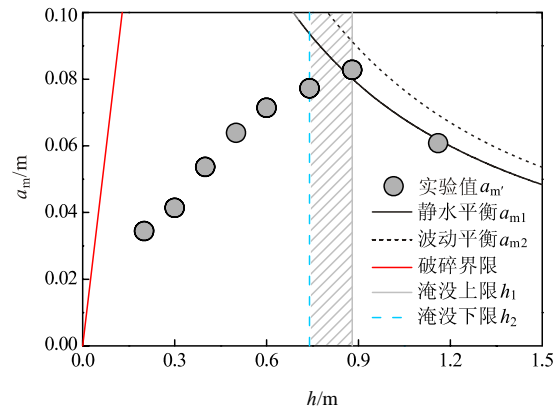
4 模型验证

4.1 与本文实验观测结果比较

图 4 为静水与波动条件下近场最大波幅 a_m 的理论方程曲线与本文模型实验部分工况测量结果的比较，其中近场区域实验数据的采集主要依靠高速摄像机与声学测波仪对水面轮廓进行数字跟踪测量。



(a) 初始厚度 0.2 m，初始宽度 1.5 m，滑坡倾角 20°



(b) 初始厚度 0.6 m，初始宽度 1.5 m，滑坡倾角 40°

图 4 最大近场波幅理论方程与本文实验结果比较

Fig.4 Theoretical calculated maximum wave amplitudes in the near-field zone compared with experimental observations from this paper

从图中可以发现实验测量数据均在破碎界限以下，而本文所有实验结果显示近场区域相对最大波幅 a_m/h 的范围为 0.007 8~0.194，远小于孤波破碎界限 0.78。为了证明实验结果的一般性，本文还列出了近年来其他三维滑坡涌浪模型实验中近场最大波幅的测量结果，详见表 3。表 3 也进一步证明了在三维模型中，近场波幅不会在生成区破碎，但这种推论并不适用于二维模型，例如 G. S. Miller 等^[2]通过二维实验观测到近场区域 a_m/h 的最大值为 2.5，实验中当波幅上升到最大值后立刻在原位发生破碎。造成这种差别的主要原因是因为二维模型将滑坡体和水的变形限制在一个垂直面上，大大提高了涌浪产生效率；而三维模型由于缺少对滑坡体运动的横向约束使得滑坡入水时迅速向两侧扩散，同时水体也会发生横向流动，形成径向波面，大大降低了滑坡体向水体的能量传递效率，近场波幅也比二维模型小很多。

表 3 以往三维滑坡涌浪模型实验相对最大近场波幅范围
Table 3 Test results of relative maximum wave amplitudes in the near-field zone by previous three-dimensional physical models

来源	实验测量结果(a_m/h)
A. Panizzo 等 ^[19]	0.01~0.24
M. DiRisio 等 ^[20]	≤0.025
F. Mohammed 和 H. M. Fritz ^[7]	0.001~0.37
B. L. Huang 等 ^[21]	0.037 6~0.1
B. C. McFall 和 H. M. Fritz ^[8]	0.000 5~0.37
W. Wang 等 ^[22]	0.006 5~0.28

虽然已经证实三维涌浪近场最大波幅还远未达到破碎临界值,理论上按照表达式(8)和(14)计算得到的 a_m 值应随着水深的减小而逐渐增加。但从实验结果中发现,每种工况(不同的滑坡宽度、厚度、入水速度)均对应着一个临界水深 h_Δ ,当实验水深大于临界水深时,近场最大波幅的测量值 a_m 与静水动量平衡方程的计算结果 a_{m1} 吻合较好,而波动动量平衡方程的计算结果 a_{m2} 一般要略大于 a_m 和 a_{m1} ,这也与方程所用浅水重力波波速代换有关;但当实验水深小于临界水深时, a_m 开始随着水深的减小而迅速下降,这与理论方程的计算结果是背道而驰的。图 4(a)和(b)也反映了近场波幅的这一变化,图中黑色实线代表静水方程的计算结果,黑色虚线代表波动方程的计算结果,灰色实心圆代表实验测量值。实验中,模型最小水深设为 20 cm,是因为考虑到如果水深小于 20 cm,实验结果可能会受到 V. Heller 等^[23-24]提出的模型比尺效应的影响。

造成涌浪近场波幅突然减小的原因,实验中发现与滑坡体的淹没率有关。根据滑坡体入水沉积后是否全部浸没在水面以下,可分为完全淹没和部分淹没,而入水后部分淹没的滑坡也称为浅水滑坡,反之则为深水滑坡^[9]。滑坡滑入浅水是一个相对概念,它取决于滑坡体厚度、长度与水深之间的比例关系,而不是实际深水,例如 1963 年发生在意大利瓦伊昂水库的山体滑坡^[25],水库深度为 235 m,但滑坡平均厚度却达到了 250 m,沉积后有大量滑坡体未滑入水中。通常发生在水库或河道中的大型山体滑坡都具备浅水滑坡的特点,可见浅水滑坡是非常常见的。本文引言中曾提到过,滑坡在冲击水体的过程中只有部分滑体有助于涌浪的产生,因此当淹没率超过一定值时,由水深引起的近场最大波幅变化依然遵循着理论方程曲线的变化规律;但当淹

没率小于此值时,由于滑坡体未淹没部分对造波不起作用,因此近场最大波幅将开始出现减小的趋势,这也与实验结果相吻合。根据以上分析,定义尚未影响近场最大波幅变化趋势的滑坡最小淹没率称为极限淹没率,而与极限淹没率对应的水深即为上文提到的临界水深 h_Δ 。如图 4 所示,灰色实线对应的水深为 a_m 变化规律尚未受到影响时的水深,称为淹没上限水深 h_1 ;蓝色虚线对应的水深为 a_m 已经受到淹没率影响时的水深,称为淹没下限水深 h_2 ,而临界水深就在 h_1 与 h_2 之间阴影区域内的某一水深处。图 4(a)中 h_1 与 h_2 处分别对应的滑坡淹没率为 77% 和 63%,而图 4(b)中两处水深所对应的淹没率则为 93% 和 68%。

4.2 与 Mohammed 和 Fritz 实验观测结果比较

F. Mohammed 和 H. M. Fritz^[7]在俄勒冈州立大学地震工程模拟中心(NEES)长 48.8 m、宽 26.5 m 的海啸波浪港池(TWB)中模拟三维散体滑坡涌浪的产生,建立了近场最大波幅与滑坡参数间的经验关系式。实验通过一个气动滑坡发射装置(LTG)给模型滑坡体一个初始速度并使其脱离控制箱体,而后滑体依靠自身重力作用沿着坡度为 $\alpha = 27.1^\circ$ 的坡面滑入水中。实验水深范围 $h = 0.3 \sim 1.2$ m,滑坡入水厚度 $s = 0.03 \sim 0.18$ m,滑坡入水宽度 $b = 1.26 \sim 1.68$ m,滑坡前缘速度 $v_s = 3.7 \sim 6.5$ m/s。模型滑坡体由天然卵砾石组成,滑坡体密度 $\rho_s = 1.76$ g/cm³,孔隙度 $n_{por} = 0.31$,材料参数包括:粒径范围 $d = 6.35 \sim 19.05$ mm,中值粒径 $d_{50} = 13.7$ mm,卵砾石密度 $\rho_g = 2.6$ g/cm³,有效内摩擦角 $\phi' = 41^\circ$,滑动面摩擦角 $\delta = 23^\circ$ 。实验前后共做了 88 组,与本文理论公式进行比较的实验详细数据均来自参考 F. Mohammed^[26]研究。

对长度尺度 L 来说,并不是在所有模型实验中都能测得到。因此, R. P. Mulligan 和 W. A. Take^[11]提出一种假设,认为 L 近似等于在有效时间 Δt_e 内,滑体在水下的水平移动距离,即

$$L = \frac{1}{2} v_s \cos \alpha \Delta t_e \quad (16)$$

式(16)将滑坡在水下的运动过程视为匀减速运动。将式(8)与(16)计算所得相对近场最大波幅预测值 a_{mp}/h 与 F. Mohammed^[26]的实验测量值 a_{mm}/h 进行比较,如图 5 所示,1:1 灰色实线代表预测值与实验值结果完全一致。从图中可以发现,当相对近场最大波幅小于 0.3 时,预测值与实验测量值吻合

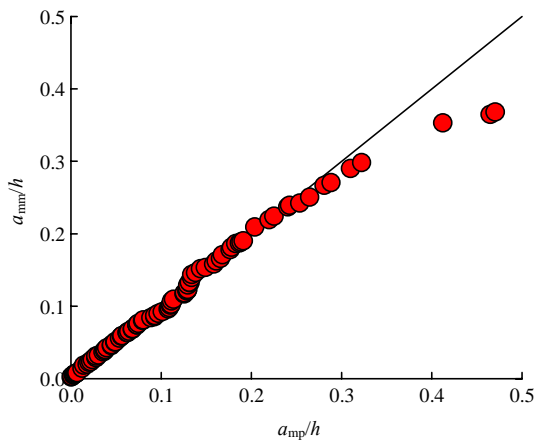


图 5 相对最大近场波幅预测值与实验值比较

Fig.5 Comparison between measured and predicted values of relative maximum near-field wave amplitudes

较好, 表明静水动量平衡方程可以为涌浪近场最大波幅提供较为准确的预测结果。但当相对近场最大波幅大于 0.3 时, 实验测量值要小于预测值, 由于实验中近场波幅还远未达到孤波破碎界限, 出现这样的结果很可能是因为此时滑坡体沉积后的淹没率要小于滑坡极限淹没率。

4.3 与龚家坊滑坡涌浪事件现场调查结果比较

自 2008 年 9 月三峡水库实施 175 m 实验性蓄水以来, 库区两岸已发生了大量的滑坡和崩岸事件。例如: 2008 年 11 月 23 日 16 时 40 分许, 位于重庆市巫山县龙江村长江巫峡北岸的龚家坊斜坡发生大面积滑动并引发巨大涌浪, 滑坡总方量约为 $38 \times 10^4 \text{ m}^3$ 。根据现场调查资料, 滑坡体由灰岩、白云岩和泥灰岩构成, 平均密度 2500 kg/m^3 , 滑坡体水上部分长度约 294 m、入水宽度约 194 m、入水厚度约 15 m, 滑坡滑动区域的平均地形坡度为 53° , 入水沉积后滑坡体完全淹没在水中。滑坡发生时巫峡水位高程为 172.8 m, 滑坡发生水域水深为 140 m, B. L. Huang 等^[27]通过滑坡现场影像资料估算出滑坡体入水时的速度为 11.65 m/s, 初始涌浪形成时间为 3.8 s, 最大近场波幅为 31.8 m。根据式(16)得到 $L = 13.28 \text{ m}$, 利用式(8)计算出最大近场波幅的预测值为 $a_m = 33.28 \text{ m}$, 相对误差 4.65%。

4.4 理论方程的局限性

本文提出的理论公式适用于水上散体滑坡诱发的涌浪, 但不适用于水下滑坡、流动悬浮体(如泥石流、碎屑流、雪崩)以及在平坦斜坡上运动的浊流。由于这些物质滑动具有高流动性以及诱发涌浪的成因不同, 因此理论公式中所用到的动量转移基本假设对此很可能会无效。此外, 理论公式是基于滑动

坡度在一定范围内的山体斜坡建立的, 滑坡体入水时要以一定角度撞击水体, 如果斜坡坡度过陡, 例如发生在山区水库中的陡岩滑坡或者岩崩, 滑坡会在水面上形成深而垂直的撞击坑, 对于这样的滑坡体来说, 理论方程也是无效的。

由三维滑坡引起的近场最大波幅远小于孤波破碎界限, 也就不存在涌浪在生成区破碎并减小的情况。但对于浅水滑坡来说, 滑坡淹没率对近场波幅的影响十分巨大, 当水深小于临界水深时, 由于淹没率较低, 本应承担造波作用的一部分滑体失去了原本的能力, 导致近场波幅骤然减小。但淹没率对近场波幅的影响却无法在理论公式中体现出来, 因此, 对于浅水滑坡来说, 理论方程也是无效的。另外, 对于小尺度物理模型来说, 当实验水深 $h < 20 \text{ cm}$ 时, 受水体表面张力和黏滞力的影响, 实验波幅将会减小。所以, 以往的一些小尺度模型实验结果也无法用理论方程来解释。

5 结 论

基于对三维滑坡涌浪最大近场波幅公式的理论推导, 并结合模型实验、前人研究资料以及原型观测数据对理论公式进行验证, 得到以下结论:

(1) 根据动量传输的基本原则, 以三维涌浪波面呈半椭圆形扩散为前提, 通过静水和波动条件假设实现了散体滑坡向水体的动量传递, 推导出了三维涌浪最大近场波幅的理论表达式, 从而弥补了能量法在滑坡涌浪理论研究中的不足。

(2) 由三维滑坡所产生的径向波面导致了涌浪波能的径向扩散, 因此三维涌浪近场最大波幅远小于孤波破碎界限, 不会在生成区发生破碎, 这与二维模型结果截然不同, 也更接近水库与河道中所发生滑坡涌浪的真实情况。

(3) 对于入水后完全淹没的深水滑坡来说, 理论公式计算曲线与本文实验测量结果基本吻合。在与 F. Mohammed 和 H. M. Fritz^[7]的实验数据以及龚家坊滑坡涌浪实例的分析比较中理论公式在深水中的有效性也得到了进一步的验证, 以此证明用基于动量平衡的理论表达式预测深水滑坡涌浪近场波幅是可行的。

(4) 对于入水后未完全淹没的浅水滑坡来说, 当淹没率大于极限淹没率时, 近场最大波幅依然按照理论计算曲线变化; 但当淹没率小于极限淹没率时, 由于本应承担造波作用的一部分滑体失去了原

本的能力, 导致近场波幅骤然减小, 出现于理论曲线相反的变化趋势, 导致理论公式在浅水滑坡中的计算失效。

由于滑坡体初始状态(形状、速度、倾斜角度)不同, 所对应的极限淹没率也不同。目前还无法确定极限淹没率的具体范围, 因此对于在淹没率较大的浅水滑坡中使用理论公式的可靠性还有待进一步讨论。但通过本文研究, 发现了三维滑坡涌浪近场最大波幅变化在深水和浅水中的区别, 因此在今后的研究中应对完全淹没和未完全淹没滑坡进行区分。

参考文献(References):

- [1] ZWEIFEL A, HAGER W H, MINOR H E. Plane impulse waves in reservoirs[J]. *Journal of Waterway Port Coastal and Ocean Engineering*, 2006, 132(5): 358 - 368.
- [2] MILLER G S, TAKE W A, MULLIGAN R P, et al. Tsunamis generated by long and thin granular landslides in a large flume[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 2017, DOI: 10.1002/2016JC012177.
- [3] HELLER V, BRUGGEMANN M, SPINNEKEN J, et al. Composite modelling of subaerial landslide-tsunamis in different water body geometries and novel insight into slide and wave kinematics[J]. *Coastal Engineering*, 2016, 109(3): 20 - 41.
- [4] BORNHOLD B D, THOMSON R E. Tsunami hazard assessment related to slope failures in coastal waters[C]// *Landslides: Types, Mechanisms and Modeling*. Cambridge: Cambridge University Press, 2012: 108 - 120.
- [5] FRITZ H M, HAGER W H, MINOR H E. Near field characteristics of landslide generated impulse waves[J]. *Journal of Waterway Port Coastal and Ocean Engineering*, 2004, 130(6): 287 - 302.
- [6] HELLER V. *Landslide generated impulse waves: prediction of near field characteristics*[Ph. D. Thesis][D]. Switzerland: ETH Zurich, 2007.
- [7] MOHAMMED F, FRITZ H M. Physical modeling of tsunamis generated by three-dimensional deformable granular landslides[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 2012, DOI: 10.1029/2011JC007850.
- [8] MCFALL B C, FRITZ H M. Physical modelling of tsunamis generated by three-dimensional deformable granular landslides on planar and conical island slopes[J]. *Proceedings of the Royal Society A*, 2016, DOI: 10.1098/rspa.2016.0052.
- [9] HUANG B L, WANG S C, ZHAO Y B. Impulse waves in reservoirs generated by landslides into shallow water[J]. *Coastal Engineering*, 2017, DOI: 10.1016/j.coastaleng.2017.03.003.
- [10] ZITTI G, ANCEY C, POSTACCHINI M, et al. Impulse waves generated by snow avalanches: momentum and energy transfer to a water body[J]. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface*, 2016, DOI: 10.1002/2016JF003891.
- [11] MULLIGAN R P, TAKE W A. On the transfer of momentum from a granular landslide to a water wave[J]. *Coastal Engineering*, 2017, 125: 16 - 22.
- [12] MCFALL B C. *Physical modeling of landslide generated tsunamis in various scenarios from fjords to conical islands*[Ph. D. Thesis][D]. Atlanta, GA, USA: Georgia Institute of Technology, 2014.
- [13] XIAO L, WARD S N, WANG J. Tsunami squares approach to landslide-generated waves: application to Gongjiafang Landslide, Three Gorges Reservoir, China[J]. *Pure and Applied Geophysics*, 2015, 172(12): 3 639 - 3 654.
- [14] GRILLI S T, SVENDSEN I A, SUBRAMANYA R. Breaking criterion and characteristics for solitary waves on slopes[J]. *Journal of Waterway Port Coastal and Ocean Engineering*, 1997, 123(3): 102 - 112.
- [15] HELLER V, HAGER W H. Impulse product parameter in landslide generated impulse waves[J]. *Journal of Waterway Port Coastal and Ocean Engineering*, 2010, 136(3): 145 - 155.
- [16] MCFALL B C, FRITZ H M. Runup of granular landslide generated tsunamis on planar coasts and conical islands[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 2017, DOI: 10.1002/2017JC012832.
- [17] TADEPALLI S, SYNOLAKIS C E. The run-up of N-waves on sloping beaches[J]. *Proceedings of the Royal Society A*, 1994, 445: 99 - 112.
- [18] MARGIELEWSKI W, URBAN J. Crevice-type caves as initial forms of rock landslide development in the Flysch Carpathians[J]. *Geomorphology*, 2003, 54(4): 325 - 338.
- [19] PANIZZO A, DEGIROLAMO P, PETACCIA A. Forecasting impulse waves generated by subaerial landslides[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 2005, DOI: 10.1029/2004JC002778.
- [20] DIRISIO M, BELLOTTI G, PANIZZO A, et al. Three-dimensional experiments on landslide generated waves at a sloping coast[J]. *Coastal Engineering*, 2009, 56(5): 659 - 671.
- [21] HUANG B L, YIN Y P, WANG S C, et al. A physical similarity model of an impulsive wave generated by Gongjiafang landslide in Three Gorges Reservoir, China[J]. *Landslides*, 2014, 11(3): 513 - 525.
- [22] WANG W, CHEN G Q, YIN K L, et al. Modeling of landslide generated impulsive waves considering complex topography in reservoir area[J]. *Environmental Earth Sciences*, 2016, DOI: 10.1007/s12665-016-5252-y.
- [23] HELLER V. Scale effects in physical hydraulic engineering models[J]. *Journal of Hydraulic Research*, 2011, 49(3): 293 - 306.
- [24] HELLER V, HAGER W H, MINOR H E. Scale effects in subaerial landslide generated impulse waves[J]. *Experiments in Fluids*, 2008, 44(5): 691 - 703.
- [25] CROSTA G B, IMPOSIMATO S, RODDEMAN D. Landslide spreading, impulse water waves and modelling of the vajont rockslide[J]. *Rock Mechanics and Rock Engineering*, 2015, DOI: 10.1007/s00603-015-0769-z.
- [26] MOHAMMED F. *Physical modeling of tsunamis generated by three-dimensional deformable granular landslides*[Ph. D. Thesis][D]. Atlanta, GA, USA: Georgia Institute of Technology, 2010.
- [27] HUANG B L, YIN Y P, LIU G N, et al. Analysis of waves generated by Gongjiafang landslide in Wu Gorge, three Gorges reservoir, on November 23, 2008[J]. *Landslides*, 2012, 9(3): 395 - 405.