

泥石流的颗粒流模型*

王光谦

(中国科学院力学研究所)

倪晋仁

(北京大学城市与环境学系)

张军 康志成

(中国科学院东川泥石流观测研究站)

提 要 颗粒流的应力由三部分, 弥散应力、摩擦应力和碰撞应力组成。对快速颗粒流来说, 颗粒碰撞应力占优势, 其他应力可略去不计。颗粒流模型非常适合描述颗粒间流体相互作用较小的无粘泥石流或水石流, 作为应用例子的是, 从颗粒流模型导出的速度分布与无粘泥石流的大量试验测量结果相一致。除颗粒流模型外, 在泥石流研究中应用较多的还有宾汉体模型、膨胀体模型和粘塑体模型。它们都能作为特例, 包括在两相流模型之中。

关键词 泥石流 颗粒流 模型

一、泥石流的基本模型

泥石流是由水、泥沙和石块组成的混合流。其特点是: 突然暴发、流速快、破坏力强, 往往出现于山区。泥石流固体物质的颗粒粒径从几微米到几米。泥石流混合物组成的多样性决定了泥石流流动的复杂性。

就泥石流运动机理研究而言, 最重要的是如何模化泥石流流动。过去这方面的研究主要以流变学为基础, 常用的模型有: 宾汉体模型⁽¹⁻²⁾、膨胀体模型⁽³⁻⁵⁾及粘塑体模型⁽⁶⁾。这三种模型在揭示泥石流运动机理方面仍有局限性, 为避免如此, 需应用其他相关学科(如两相流理论及颗粒流理论)的新研究成果, 引入一些新概念。从而建立起泥石流的新模型: 颗粒流模型和两相流模型。

假定流体是二维稳定泥石流, 则对各类泥石流模型讨论如下。

二、泥石流模型评述

(一) 宾汉体模型

宾汉体的流变特性可用如下应力应变关系表示, 即

$$\tau = \tau_b + \mu_s (dU/dy), \quad (1)$$

式中 τ 为切应力; τ_b 为屈服应力; μ_s 为刚度系数; dU/dy 为剪切速率。我国学者在高含沙水流及泥石流研究中主要采用的是宾汉体模型^(1,2)。他们的研究表明, 高浓度颗粒悬浮液和宾汉体两者的切应力与剪切速率的关系十分接近。 τ_b 和 μ_s 随颗粒浓度的增大而迅速加大。除颗粒浓度影响外, 颗粒粒径组成对悬浮液流变特性也有重要影响。具体说来, 一定数量的颗粒粒径 $D < 0.01$ 毫米的粘粒, 是 τ_b 和 μ_s 加大的重要影响因素。同一颗

* 中国科学院东川泥石流观测研究站基金资助项目。
本文改回日期: 1991-09-16。

粒浓度下,细颗粒悬浮液比粗颗粒悬浮液有更大的 τ_B 和 μ_n 。一般来说,无粘粗颗粒不会加大 τ_B ,却会加大 μ_n 。此外,粗颗粒粒径组成同样会影响悬浮液的流变特性。若颗粒浓度和颗粒平均粒径相同,则均匀粗颗粒悬浮液之粘性比非均匀粗颗粒悬浮液的粘性要高。

在实际应用中,流变参数 τ_B 和 μ_n 常由流变试验确定。因受测试仪器限制,包含某些粗颗粒的泥石流样品的流变参数无法直接测出,通常要剔除其中大于某级粒径 ($D > 1.00$ 毫米)的粗颗粒,而仅测出浆体流变参数,后经修正才得到泥石流体的流变参数。显然这会严重影响宾汉体模型用于泥石流体的可靠性。

(二) 膨胀体模型

膨胀体流变关系主要依据的是:Bagnold^[3]对高浓度粗颗粒中性悬浮液在同心圆筒间所作的剪切试验结果,即

$$P_{yy} = a_1 \rho_p (\lambda D)^2 (dU/dy)^2 \cos \varphi \quad (\text{在颗粒惯性区内}), \quad (2)$$

$$P_{xy} = P_{yy} \tan \varphi, \quad (3)$$

以上两式中 P_{yy} 和 P_{xy} 分别为颗粒间碰撞产生的正应力和切应力(Bagnold 称前者为离散应力); a_1 为试验常数; ρ_p 为颗粒密度; D 为颗粒粒径; φ 为颗粒间动态内摩擦角; λ 为颗粒线性浓度,其与颗粒体积浓度 C 的关系为

$$\lambda = [(C_0/C)^{1/3} - 1]^{-1}, \quad (4)$$

式中 C_0 为静态接触时的颗粒最大可能浓度。

在颗粒惯性区内,颗粒间碰撞作用占优势,而颗粒间流体的粘性作用可忽略不计。反之,在被称之为颗粒粘性区内,颗粒间流体的粘性作用占优势,颗粒增大了悬浮液的有效粘性,应力与剪切速率呈线性关系。

Takahashi^[4]的研究表明,泥石流较易于满足颗粒惯性区的条件,可直接引用 Bagnold 的试验结果来模拟泥石流运动机理。Takahashi 以颗粒浓度分布均匀为前提,导出了简单剪切泥石流流速分布。颗粒浓度分布不均匀者,沈寿长等^[5]则采用类似的方法给出了泥石流流速分布。

(三) 粘塑体模型

Chen^[6]提出的简单剪切粘塑性泥石流流变模型为

$$P_{xy} (= P_{yx}) = s \cos \varphi + p \sin \varphi + \mu_1 (dU/dy)^\eta, \quad (5)$$

$$P_{yy} (= P_{xx}) = -p + \mu_2 (dU/dy)^\eta, \quad (6)$$

以上两式中 P_{xy} , P_{yy} 分别为切应力和正应力; s 为凝聚力; φ 为内摩擦角; p 为压力; μ_1 和 μ_2 分别为稠度指标和横向稠度指标; η 为流变指标。

由式(5,6)可见,应力关系分为剪切速率无关项和剪切速率有关项两部分。切应力和正应力都用来描述泥石流流变特性,而不是像宾汉体模型那样只用切应力与剪切速率关系。式(5)中与剪切速率无关的前两项之和 $s \cos \varphi + p \sin \varphi$ 可叫作屈服应力。对均匀颗粒来说, s , φ 为常数。屈服应力随颗粒浓度增加而加大。从理论上讲,当流体从静态变为动态时,屈服应力迅速降低,以至可略而不计。此外,流变指标 η 的取值范围为1—2,或更大些。这些参数确定后,Chen 用来解决粘塑性泥石流流动问题,结果较为满意。

(四) 颗粒流模型

近年来颗粒流(在野外所见的是泥石流、滑坡等)的概化模型发展迅速^[7-9]。颗粒流可视为一种特殊的泥石流,这种流动条件下颗粒间碰撞作用占优势,而其间介质(气体或液体)的影响可忽略不计。一般地说,颗粒流的应力由三部分组成,即

$$P = P_f + P_d + P_c, \quad (7)$$

式中 P 为总应力; P_f 为摩擦应力; P_d 为弥散应力; P_c 为碰撞应力。

P_d 是颗粒在随机运动过程中的位置交换而引起动量传递所产生的应力。其称谓近于 Bagnold 所定义的高散应力,但含义不同[高散应力相应于式(7)中的 P_c]。这三个应力随流动条件不同而相互消长。对极慢速高浓度颗粒流来说, P_f 占主导地位, P_d 与 P_c 可略而不计。对快速颗粒流来说,情况则相反。在快速颗粒流流动条件下, P_d 与 P_c 的消长主要视颗粒浓度不同而定。有研究成果^[9]表明,颗粒浓度较低($C \leq 0.04$)者, P_c 占优势, P_d 可忽略不计;颗粒浓度较高($C \geq 0.35$)者,情况则相反; $0.04 < C < 0.35$ 者, P_d 与 P_c 的影响有同样的量级。

至于三个应力的具体表达式,在颗粒流研究中已有许多理论和试验成果。在简单剪切颗粒流流动条件下,摩擦切应力 P_{fxy} 和摩擦正应力 P_{fyy} 可表达为^[10]

$$P_{fxy} = P_{fyy} \sin \varphi, \quad (8)$$

$$P_{fyy} = F_0 / (C_0 - C)^n, \quad (9)$$

以上两式中 F_0 , n 为常数;其余变量符号的含义同前。颗粒的 P_c 和 P_d 可把颗粒运动与稠密气体分子运动相比拟后得出^[9]。其中碰撞应力 P_{cij} 的表达式与式(2)相似,即

$$P_{cij} = f_{ij}(e, C, \varepsilon) \rho_p D^2 (dU/dy)^2, \quad (10)$$

式中 $f_{ij}(e, C, \varepsilon)$ 是颗粒体积浓度 C 、弹性恢复系数 e 和表面摩擦系数 ε 的函数。前述 Bagnold 试验所拟的颗粒惯性区内的流动属快速剪切颗粒流流动,其试验结果式(2,3)相应于式(10)中分别取 $f_{yy}(e, C, \varepsilon) = a_1 \lambda^2 \cos \varphi$, $f_{xy}(e, C, \varepsilon) = a_1 \lambda^2 \sin \varphi$ 的情况。

如果撇开颗粒流中的摩擦作用和弥散作用不谈,则颗粒流应力(碰撞应力)与膨胀体模型中的应力应变关系相一致。那么为什么不把颗粒流模型归属于膨胀体模型中,而当作泥石流的单独模型?原因在于:颗粒流描述已有系统的理论基础,它不但能以流变试验确定颗粒流流变关系,而且能用理论分析、计算机模拟得出十分满意的结果,近10年来的颗粒流研究进展^[8]就是一例。这样有助于解决实际问题。此外,颗粒流模型包含有比膨胀体模型更丰富的内容。

(五) 两相流模型

泥石流体内液相与固相、固相颗粒间的相互作用相当复杂,由此建立流动模型较为困难。但是泥石流流体呈现的某些鲜明特性,有助于合理模化这种相互作用。例如,泥石流体内部分细颗粒能同水混合或结合成似均质浆体。水和细颗粒在运动过程中不会分离,甚至在静止状态下分离还很慢。所以可把泥石流按两相流模化:水与细颗粒结合成的浆体为液相,而粗颗粒沙和石块为固相。由此泥石流体内的作用力就可简化为固相与液相、固相颗粒间的作用力。

组成液相与固相的临界颗粒粒径界限,应根据泥石流运动机理和液相组成机理来分析,计算公式为

$$\omega \leq UJ, \quad (11)$$

$$\omega \leq k_0 U_s, \quad (12)$$

$$D_0 \leq k_1 \tau_b / (\rho_p - \rho_l) g, \quad (13)$$

以上三式中 ω 为颗粒沉速; D_0 为颗粒极限粒径; J 为泥石流(沟床)比降; U 为泥石流平均流速; U_s 为泥石流摩阻速度; τ_b 为液相屈服应力; g 为重力加速度; ρ_p, ρ_l 分别为颗粒密度和液相密度; k_0, k_1 分别为常数, 取值范围: $k_0 = 0.25 - 1.00, k_1 = 10 - 20$. 组成液相的最大颗粒粒径, 取计算结果的最大值。

两相流模型的特点是: 1. 把内部相互作用复杂的泥石流流体分为液固两相; 2. 各自分别有一组运动方程, 而液固两相之间用相间作用力相耦合来描述。泥石流的这种模化便于考虑流动的微观结构。

两相流基本方程较为复杂, 因而过去较少用来解决实际问题。今后随着泥石流研究的深化及实际需要, 必将广泛应用两相流模型。

如前所述, 宾汉体模型用于泥石流体的可靠性存在问题。如果用两相流模型, 则这一问题可望获得合理的解决。例如, 把剔除的粗颗粒当作固相, 而把浆体当作液相, 那么试验测量的泥石流浆体的流变参数即可用作液相的特性参数。

(六) 各种模型简评

上述各种模型中, 前三种模型(属非牛顿体)已在泥石流研究实践中广为应用。尤其宾汉体模型和膨胀体模型的流变关系形式简单, 是研究泥石流运动机理的主要模型。这两种模型的差别较大, 适用情况不同。对泥石流的物质组成和流动特性分析结果表明, 宾汉体模型适用于粘性细颗粒泥石流(或称泥流)。膨胀体模型较适用于无粘粗颗粒泥石流(或称水石流)。

然而 Takahashi⁽⁴⁾认为, 膨胀体模型优于宾汉体模型, 而且并不局限于无粘粗颗粒泥石流, 这意味着对粘性细颗粒泥石流也适用。在我国学者中普遍采用宾汉体模型, 不仅用这一模型描述粘性细颗粒泥石流, 且对包含较粗颗粒的泥石流也近似采用之, 并认为膨胀体模型只适用于无粘粗颗粒泥石流。这样就产生这两种模型以哪个为优的争论。粘塑体模型就是在这个争论中由 Chen⁽⁶⁾提出的, 意在解决宾汉体模型和膨胀体模型应用的局限性。在 Chen 的粘塑体模型中, 取 $\eta=1, \eta=2$ 的结果分别相应于宾汉体模型和膨胀体模型。但是 Chen 的这种改进是有限的, $\eta=1$ 与 $\eta=2$ 的结果相差并不大。由此间接说明, 用这三种模型中的哪个来模化泥石流并不重要, 它们属流变学方法的同一类模型。应用中的关键是如何通过流变试验来确定出相应于每一种模型的流变参数。

目前颗粒流模型和两相流模型在泥石流研究中还用得较少。用颗粒流模型来模化快速无粘粗颗粒泥石流比较合适。用两相流模型来描述泥石流流动时, 几乎不受条件限制。颗粒流也可视为一种颗粒碰撞作用占优势的特殊的固液(或气)两相流。因而颗粒流模型可作为一种极端情况, 包括在两相流模型之中。在这种意义上, 宾汉体模型、膨胀体模型和粘塑体模型都能作为特例, 从两相流模型中给出。但由于两相流模型比较复杂, 而难以用来解决泥石流问题, 其他模型由于其简单性, 而具有与两相流模型同样重要的地位, 并必将在泥石流研究中得到广泛应用。因此上述讨论中把五种模型并列看待。

三、无粘泥石流的适用模型

以颗粒碰撞作用为主的无粘泥石流, 宜用颗粒流模型来描述。颗粒流总应力分量

$$P_{ij} = P_{ij} + P_{dij} + P_{cij}, \quad (14)$$

式中 P_{ij} 为总应力分量; P_{ij} 为摩擦应力分量; P_{dij} 为弥散应力分量; P_{cij} 为碰撞应力分量。

在二维简单剪切颗粒流流动条件下, 如果不考虑弥散应力, 则

$$P_{xy} = P_{txy} + P_{cxy}, \quad (15)$$

$$P_{yy} = P_{tyy} + P_{cyy}, \quad (16)$$

以上两式中 P_{xy} 为总切应力; P_{txy} 为摩擦切应力; P_{cxy} 为碰撞切应力; P_{yy} 为总正应力; P_{tyy} 为摩擦正应力; P_{cyy} 为碰撞正应力。

根据 Savage⁽⁷⁾ 及 Jhonson 等⁽¹⁰⁾ 的分析结果, 得

$$P_{txy} = p \sin \varphi, \quad (17)$$

$$P_{tyy} = p, \quad (18)$$

以上两式中 p 为正压力; φ 为内摩擦角。两者均与颗粒浓度有关。关于颗粒碰撞应力, 王光谦等⁽⁹⁾ 将颗粒运动与稠密气体分子运动相比拟后, 得

$$\begin{aligned} P_{cxy} &= \frac{4(1+e)}{15R} \sqrt{\frac{3}{\pi}} \left[1 + \frac{1}{8Cg_0} \sqrt{\frac{2\pi}{3}} \right] \rho C g_0 D^2 \left(\frac{dU}{dy} \right)^2 \\ &= \frac{4}{15} (1+e) \sqrt{\frac{3}{\pi}} \left[1 + \frac{1}{8Cg_0} \sqrt{\frac{2\pi}{3}} \right] \rho C g_0 V D \left(\frac{dU}{dy} \right), \end{aligned} \quad (19)$$

$$P_{cyy} = \frac{2}{3R^2} (1+e) \rho C g_0 D^2 \left(\frac{dU}{dy} \right)^2 = \frac{2}{3} (1+e) \rho C g_0 V^2, \quad (20)$$

以上两式中 V 为颗粒脉动速度均方根, 由它决定颗粒流温度 T , $\frac{3}{2} T = \frac{1}{2} V^2$; C 为颗粒体积浓度; $\rho = \rho_p C$ 为颗粒流密度; $g_0(C)$ 为颗粒半径分布函数, 可用 Canahan 等⁽¹¹⁾ 的结果

$$g_0(C) = \frac{1}{1-C} + \frac{3C}{2(1-C)^2} + \frac{2C^2}{(1-C)^3}; \quad (21)$$

参数

$$R = D \left| \frac{dU}{dy} \right| / V; \quad (22)$$

其余变量符号的含义同前。

在简单剪切颗粒流流动条件下, 建立坐标系, 以使 x 表示流动方向, 其与水平面的夹角为 θ ; y 垂直于 x 而向上。于是颗粒流的动量方程可简化为

$$\begin{aligned} P_{xy} &= P_{txy} + P_{cxy} = p \sin \varphi + \frac{4}{15} (1+e) \sqrt{\frac{3}{\pi}} \left[1 + \frac{1}{8Cg_0} \sqrt{\frac{2\pi}{3}} \right] \rho C g_0 V D \left(\frac{dU}{dy} \right) \\ &= g \sin \theta \int_y^H \rho dy = g H \sin \theta \int_c^1 \rho d\zeta, \end{aligned} \quad (23)$$

$$P_{yy} = P_{tvy} + P_{cyy} = p + \frac{2}{3}(1+e)\rho C g_0 V^2 = g \cos \theta \int_y^H \rho dy = g H \cos \theta \int_{\zeta}^1 \rho d\zeta, \quad (24)$$

以上两式中 H 为颗粒流流深; $\zeta = y/H$, 即颗粒流相对流深; y 为某处的颗粒流深度; 其余变量符号的含义同前。

总切应力 P_{xy} 与总正应力 P_{yy} 之比为

$$\frac{P_{xy}}{P_{yy}} = \tan \theta = \frac{p \sin \varphi + \frac{4}{15}(1+e)\sqrt{\frac{3}{\pi}} \left[1 + \frac{1}{8C g_0} \sqrt{\frac{2\pi}{3}} \right] \rho C g_0 V D \frac{dU}{dy}}{p + \frac{2}{3}(1+e)\rho C g_0 V^2}. \quad (25)$$

令摩擦正应力 P_{tvy} 与碰撞正应力 P_{cyy} 之比为 τ , 则

$$\tau = \frac{p}{\frac{2}{3}(1+e)\rho C g_0 V^2}. \quad (26)$$

式(26)代入式(25)后, 得

$$\tau = \frac{\frac{2}{5 \tan \theta} \sqrt{\frac{3}{\pi}} \left[1 + \frac{1}{8C g_0} \sqrt{\frac{2\pi}{3}} \right] R - 1}{1 - \frac{\sin \varphi}{\tan \theta}}. \quad (27)$$

积分后, 得

$$\int_y^H \rho dy = \bar{\rho} (H - y) = \bar{\rho} H (1 - \zeta), \quad (28)$$

式中 $\bar{\rho}$ 为 $y-H$ 区间的颗粒平均密度。结合式(23, 24, 26, 28)有

$$P_{xy} = \frac{2}{3} \tau \sin \varphi (1+e)\rho C g_0 V^2 + \frac{4}{15}(1+e)\sqrt{\frac{3}{\pi}} \left[1 + \frac{1}{8C g_0} \sqrt{\frac{2\pi}{3}} \right] \rho C g_0 V D \frac{dU}{dy} = g \bar{\rho} (H - y) \sin \theta, \quad (29)$$

$$P_{yy} = (1 + \tau) \frac{2}{3} (1 + e) \rho C g_0 V^2 = g \bar{\rho} (H - y) \cos \theta. \quad (30)$$

由式(30)得

$$V^2 = \frac{3g \bar{\rho} (H - y) \cos \theta}{2(1 + \tau)(1 + e)\rho C g_0}. \quad (31)$$

在 $y = a$ 处, 颗粒脉动速度均方值

$$V_a^2 = \frac{3g \bar{\rho}_a (H - a) \cos \theta}{2(1 + \tau_a)(1 + e) \rho_a C_a g_{0a}}. \quad (32)$$

所以

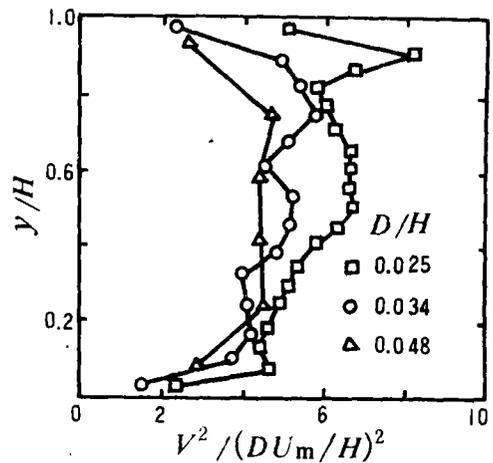


图1 无粘颗粒流脉动速度均方值的分布
Fig. 1 Distribution of the square value of cohesionless granular flow fluctuation velocity

$$\frac{V^2}{V_s^2} = \frac{1+r \bar{\rho} \rho_s C_s g_{0s} \left(\frac{1-\zeta}{1-\zeta_s} \right)}{1+r_s \rho \rho_s C g_{0s} \left(\frac{1-\zeta}{1-\zeta_s} \right)} \quad (33)$$

通常颗粒流的浓度较高, 流动较快, 摩擦作用就很小。于是快速颗粒流近似地有

$$r=0, \quad 1 + \frac{1}{8C} \frac{1}{g_0} \sqrt{\frac{2\pi}{3}} = 1. \quad (34)$$

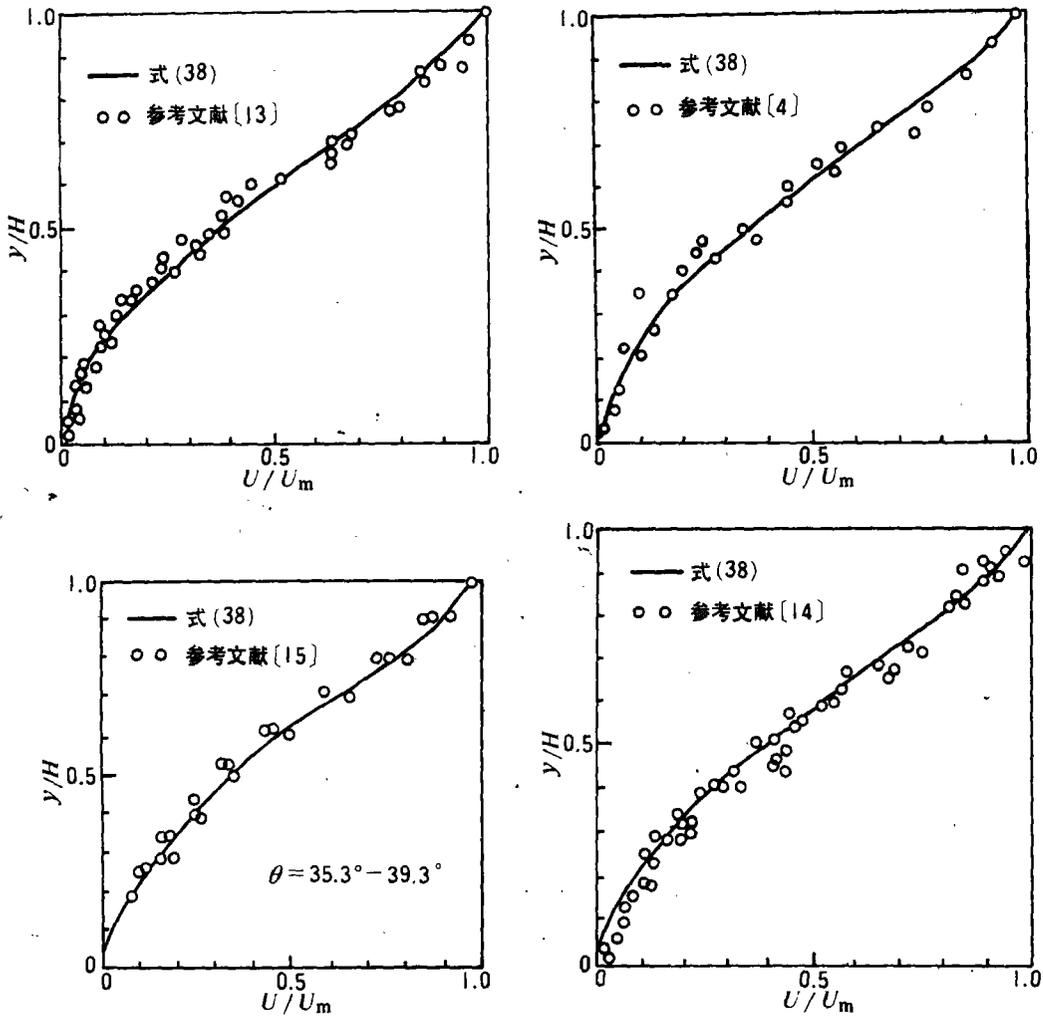


图2 流速分布计算与实测的比较

Fig. 2 Comparisons of the calculated results and measured data

在这种特殊情况下, 由式(25)得

$$\frac{dU}{dy} = \frac{5}{2} \sqrt{\frac{\pi}{3}} \frac{V}{D} \tan \theta, \quad (35)$$

即

$$\frac{dU}{d\xi} = \frac{5}{2} \sqrt{\frac{\pi}{3}} \frac{H}{D} V \tan \theta. \quad (36)$$

对颗粒脉动速度均方根 V 的严密求解需从能量方程出发,而这往往是十分困难的。就所讨论的情况而言, V 一般符合图 1 所示的分布(图中 U_m 为表面最大流速^[12],其余各变量符号的含义同前)。

这类分布的常用表达式为

$$\frac{V}{V_s} = \left(\frac{\xi}{\xi_s}\right)^\alpha \left(\frac{1-\beta\xi}{1-\beta\xi_s}\right). \quad (37)$$

值得注意的是, V 的最大值大致出现在 $\frac{y}{H} = \frac{2}{3}$ 处。因而式(37)中的 β 值一般取 0.75;无粘颗粒流的 α 近似于 1。

将式(37)及 α, β 值代入式(36)并积分经整理后,便得

$$\frac{U}{U_m} = \xi^2(2-\xi), \quad (38)$$

式中 U_m 为表面最大流速。

为验证式(38),搜集了些无粘泥石流(或颗粒流)流速的实测资料^[4,13-15]。由图 2 可见,用式(38)所作的计算结果与参考文献[4,13-15]中的实测资料符合得令人满意。

综上所述,可归纳出如下两点:

1. 泥石流的基本模型有宾汉体模型、膨胀体模型、粘塑体模型、颗粒流模型及两相流模型。这些模型在描述不同类型的泥石流时各有优缺点。为便于对泥石流作一般描述,应采用两相流模型,其余各种模型均可包含其中。

2. 以颗粒碰撞作用为主的无粘泥石流,宜用颗粒流模型来描述。从理论上讲,颗粒流模型具有更深刻的力学机理;流速分布的计算结果与实测资料比较后可见,这种模型[式(38)]比以往的公式更确切,且符合的资料范围更宽。

参 考 文 献

- [1] 钱宁,1989,高含沙水流运动,清华大学出版社,第 38—78 页。
- [2] 吴积善等,1990,云南蒋家沟泥石流观测研究,科学出版社,第 78—92 页。
- [3] Bagnold, R. A., 1954, Experiments on a gravity free dispersion of large solid spheres in a Newtonian fluid under shear. *Proceedings of the Royal Society of London, Series A*, 225(1160), 49—63.
- [4] Takahashi, T., 1980, Debris flow on prismatic open channel. *Journal of the Hydraulic Division, Proceedings of American Society of Civil Engineers*, 106 (HY3), 381—396
- [5] 沈寿长等,1986,泥石流运动阻力与流速,铁道工程学报,(4),第 1—8 页。
- [6] Chen Chenglung, 1988, Generalized viscoplastic modeling of debris flow. *Journal of Hydraulic Engineering, Proceedings of American Society of Civil Engineers*, 114 (3), 237—258.
- [7] Savage, S. B., 1983, Granular flows down rough inclines—review and extension. In "Mechanics of Granular Materials, New Models and Constitutive Relations". Ed. , Jenkins, J. T. et al. , Elsevier Science Publishers, Netherlands, 261—282.
- [8] 倪晋仁,1991,固液两相流基本理论及其最新应用,科学出版社,第 294—391 页。

- [9] Wang Guangqian et al., 1989, The kinetic model for granular flow. Proceedings of the Fourth International Symposium on River Sedimentation, Ocean Press, Beijing, 1459—1466.
- [10] Johnson, P. C., Jackson, R., 1987, Frictional-collisional constitutive relations for granular materials, with application to plane shearing. *Journal of Fluid Mechanics*, 167, 67—93.
- [11] Canahan, N. F., Starling, K. E., 1969, Equations of state for non-attracting rigid spheres. *Journal of Chemical Physics*, 51(2), 635—636.
- [12] Campbell, C. S., Brennen, C. E., 1985, Computer simulation of granular shear flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 151, 167—188.
- [13] Wang Lixin, 1990, Flume experiments on debris flow. In "Hydraulics/Hydrology of Arid Lands". Ed. ; French, R. H., ASCE Publishers, New York, 238—243.
- [14] Tsubaki, E. et al., 1982, Grain stresses and flow properties of debris flow. *Proceedings of the Japanese Society of Civil Engineers*, 317(1), 79—91.
- [15] Savage, S. B., 1979, Gravity flow of cohesionless granular materials in chutes and channels. *Journal of Fluid Mechanics*, 92(1), 53—96.

GRANULAR FLOW MODEL FOR DEBRIS FLOW

Wang Guangqian

(*Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences*)

Ni Jinren

(*Department of Urban and Environmental Science, Beijing University*)

Zhang Jun Kang Zhicheng

(*Dongchuan Debris Flow Observation and Research Station, Chinese Academy of Sciences*)

Abstract

Great achievements in recent studies of granular flows make it possible to develop a new debris flow model, i. e., the granular flow model for debris flow. The granular flow with a prominent collisional action among particles is a special solid-liquid (or gas) two-phase flow, in which the total stress is composed of the dispersive stress, frictional stress and collisional stress. When the particle concentration is high the dispersive stress may be neglected, and thus the collisional stress becomes the principal one for the rapid granular flow. The granular flow model is suitable for the cohesionless debris flow or the water-rock flow, in which the little effect of liquid fluid exists.

Besides the new developed granular flow model, the Bingham fluid model, dilatant fluid model and viscoplastic fluid model are usually used to describe debris flows. In fact, each of the mentioned model is applicable only to a certain type of debris flow and thus should be considered as a special case of a two-phase flow model. In other words, the two-phase flow model is more reasonable than others since both collisional actions among particles and the liquid fluid effects on particles are considered simultaneously. Because of its complexity, the two-phase flow model is

more difficult to be used to solve the actual problems of debris flow in the ordinary case. Therefore, the separate models mentioned above have still found wide applications for its simplicity, especially for the granular flow model which is constructed on a refined theory. From the granular flow model, the mechanism of cohesionless debris flow is investigated. Agreement between the measured and theoretical results such as the vertical velocity distribution shows that the present model is reasonable.

Key words debris flow, granular flow, model

一次国际泥石流防治学术盛会

1991年泥石流及洪水灾害防御国际学术讨论会暨第三次全国泥石流学术讨论会,在当年10月14日于四川省峨眉山市西南交通大学峨眉分校科技交流中心开幕。与会者共129人(其中国外学者18人)。会议经过三天的学术交流和讨论、二天工程参观后,取得了圆满成功。

会议由中国铁道学会、国际泥沙培训研究中心、铁道部科学研究院和成都铁路局联合主办,并得到国家自然科学基金会、中国科学技术协会、对外经济贸易部国际交流中心、部分铁路的局、院校的支持。铁道部总工程师沈之介,四川省科学技术协会副主席虞文高到会致词。铁道部原副部长廖诗权也出席了会议。

会议编印了汉英文《泥石流及洪水灾害防御国际学术讨论会论文集》(以下简称《文集》)各一套两册(即A卷泥石流,B卷洪水)。英文《文集》由中国地震出版社出版。《文集》A卷泥石流收录了主报告3篇和论文61篇。38位泥石流学者在会上宣读了论文,并开展了热烈的学术讨论。

这次会议泥石流论文中最多的是泥石流运动机理的论文,占论文总数的1/3,内容涉及流变力学、运动力学的试验研究,模拟理论的探讨。其中有8篇论文提出了泥石流流变模型和求解运动速度的方法及表达式;有5篇论文讨论了水沙两相体的流变特性及测试方法,以及含粗颗粒泥浆体或泥石流总体的流变特性和参数问题。意大利A. Armanini教授对不同力学特性的泥石流体的模拟相似条件作了全面论述。日本大同淳之教授系统介绍了日本在运动力学研究方面的进展与成果。泥石流工程防治的论文亦较多,约占论文总数的1/4,介绍了我国较成功的几种泥石流工程防治实践经验和研究成果。泥石流软防治方面交流了预报方法、临界雨量值制定、遥感技术在泥石流调查评估中的应用等经验与成果。美国K. M. Scott博士的用沉积学、古水文学方法来分析评估古泥石流活动规模在会上引起了与会者的极大兴趣。

会议以专门列车组织与会者参观考察了成昆铁路峨眉—西昌段及其泥石流防治工程。

会议还组织参观了铁道部科学研究院西南研究所泥石流实验室,并展出了泥石流及洪水灾害防御的图片资料,放映了泥石流录像片。它们生动地介绍了我国的灾情和已取得的防灾减灾成就。

与会中外代表对会议议程中各项活动内容普遍具有浓厚兴趣。美国地质调查局K. M. Scott博士、H. E. Jobson博士与意大利特伦特大学A. Armanini教授都认为,会议开得很成功,交流了一些很有学术意义的论文,讨论得也较深入。中国成昆铁路工程以及泥石流防治工程都给国外学者留下了深刻的印象,他们称颂工程的艰巨与成功。国内知名学者华国祥教授、朱鹏程高级工程师也认为,会议的确反映了我国泥石流防治学科的研究水平,展示了自第二次全国泥石流学术讨论会以来的发展与进步。很多论文具有自己的新见解,从理论上或力学机理上分析了泥石流运动现象。

会议期间经部分长期从事泥石流防治与研究工作的单位代表交谈磋商后,建议第四次全国泥石流学术讨论会由甘肃省滑坡泥石流研究会筹办。该会欣然接受了此项建议,并表示立即积极筹力,以期在三年后召开。

铁道部科学研究院西南研究所 沈寿长