

再论悬移质浓度垂线分布的两种类型及其产生的原因

王光谦
(中国科学院力学研究所)

倪晋仁
(北京大学)

摘 要

在文献[1]中,我们曾明确提出了存在两种类型的浓度分布并从悬浮颗粒及其水流的脉动特性入手初步定性地解释了两类浓度分布产生的原因。与此同时,作者还指出了用其它具有更为深刻的力学机理的方法将上述问题作定量解释的可能性,而本文采用的从两相流中微观颗粒的运动理论出发来研究浓度分布的方法就是为满足这一需要而提出的。本文所采用的方法能够较研究浓度分布时采用的常规方法提供更为深刻、精细和详尽的信息,它的合理性已被作者用激光多普勒测速仪测得的一系列资料所验证。

关键词: 颗粒浓度分布, 两种类型, 动理论。

一、引 言

两种类型(I型和II型)的垂线浓度分布^[1]可以用图1来定性描述,前者(I型)说明沿垂线的最大浓度值在底壁以上出现的分布,后者(II型)则说明众所周知的最大浓度值出现在底壁分布,

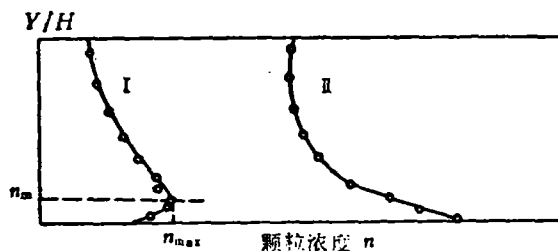


图1 两类浓度分布示意图

关于这两类分布的实测例子已在文献[1]中列举过许多,此处不再重复。需要指出的是,我们的兴趣并不仅仅停留于发现和区划这两类浓度分布以及定性地解释产生它们的原因,而是力图合理地、定量地描述它们。这样,如何在一个模式中既考虑水流对颗粒的升力作用和粒间碰撞作用,又计入颗粒密度、颗粒形状和粒径、流态高低及边壁粗糙度等的影响就成为关键问题了。对于高浓度情形,要计入上述种种影响是较为困难的。对于低浓度,引入两相流中固相颗粒所满足的运动方程则是一种新的,极有前途的方法^[2],它的引入为综合考虑各种因素提供了可能。

本文于1990年10月9日收到。

二、两相流颗粒浓度分布的运动理论

模拟气固两相流中固相颗粒所满足的运动方程，在固液两相流中的固相颗粒所满足的运动方程可由 Boltzmann 方程

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_i \frac{\partial f}{\partial x_i} + \frac{\partial F_i f}{\partial v_i} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c \quad (1)$$

来描述。式中 $f = f(v_i, x_i, t)$ 表示颗粒的速度分布函数， v_i 为颗粒的随机速度， x_i 为空间位置， t 为时间； F_i 为单颗粒受到的单位质量力，包括重力和液相流体对它的作用力两部分； $\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c$ 项则反映颗粒碰撞对分布函数的影响。

对于两相流动来说，求解分布函数 f 是为最终得到颗粒的浓度分布的第一步，然而由于 $\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c$ 本身是一个关于 f 的复杂的积分项，因而使得在一般的流动条件下求解式(1)几乎没有可能。如果我们仅讨论平衡态或稳定低浓度的情形，那么，颗粒碰撞作用或是自相平衡或是很少发生，即可以认为对分布函数 f 影响不大。这里的平衡态系指在各种力作用下，颗粒碰撞和逆碰撞正好互相抵消的状态。这样就有 $\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c = 0$ 。在这种特殊的流动条件下，方程(1)简化为

$$v_i \frac{\partial f}{\partial x_i} + \frac{\partial F_i f}{\partial v_i} = 0 \quad (2)$$

通过变分原理就可求出满足上式的分布函数 f 。

类比气体分子运动论中的方法，可引入颗粒分布函数的 H 函数^[3]

$$H = \int f(v_i, x_i, t) \ln[f(v_i, x_i, t)] dv_i \quad (3)$$

由于平衡态时上述函数 H 达到最小值，因此用变分法可表示为

$$\delta H = \delta \int f \ln f dv_i = 0 \quad (4)$$

若注意其各附加条件，如单位体积颗粒数 n 的守恒条件

$$\delta n = \delta \int f dv_i = 0 \quad (5)$$

及动量守恒条件

$$\delta \int m \vec{v} f dv_i = 0 \quad (6)$$

和动能守恒条件

$$\delta \int \frac{1}{2} m v^2 f dv_i = 0 \quad (7)$$

用拉格朗日乘数法解上述问题，就可最终得到

$$f = A \cdot \exp\left(\lambda - \frac{1}{2} m \beta v_b^2\right) \quad (8)$$

式中 $A = e^{1/2 m \beta (v_{01}^2 + v_{02}^2 + v_{03}^2)}$ ， $v_b^2 = \vec{v}_b \cdot \vec{v}_b = \sum (v_i - v_{0i})^2$ ， \vec{v}_b 为颗粒脉动速度， λ 和 β 是两个与拉格朗日算子有关的参数，其中只有一个是独立的。这样，颗粒分布函数中仍有 5 个待定参数，即 A 、 λ 或 β 和 v_{0i} ($i=1, 2, 3$)，而要确定全部这些待定量是极其困难的。

考虑到我们只关心颗粒的浓度分布, 这时只要知道参数 A 就足够了, 因此问题就可大大简化了。对于已知 f 的情形, 颗粒的运动参量可以由下列各式给出

$$n = \int f dv_i \quad (9)$$

$$\vec{v}_P = \frac{1}{n} \int \vec{v} f dv_i \quad (10)$$

$$\overline{V_P^2} = \frac{1}{n} \int (\vec{v} - \vec{v}_P)^2 f dv_i \quad (11)$$

其中 n 为单位体积的颗粒数, 即颗粒浓度; \vec{v}_P 为颗粒的平均速度, $\overline{V_P^2}$ 为其脉动速度的均方值。如果假设上述各参数均与颗粒运动的随机速度 \vec{v} 无关, 则由式(8)、式(9)和式(11)得

$$n = \int_{-\infty}^{+\infty} f dv_i = A \left(\frac{2\pi}{m\beta} \right)^{\frac{3}{2}} e^{\lambda} \quad (12)$$

$$\frac{1}{2} m \overline{V_P^2} = \frac{m}{2n} \int_{-\infty}^{+\infty} (\vec{v} - \vec{v}_P)^2 f dv_i = \frac{3}{2\beta} \quad (13)$$

其中 λ 可由式(4)~(7)的求解过程中得到

$$\lambda = \int m\beta \vec{F} \cdot d\vec{x} = \int m\beta F_x dx_i \quad (14)$$

在二维稳定流动条件下, 只有 x 方向的平均均匀流动, 所以式(14)可化为

$$\lambda = m\beta \int F_x dx_i = m\beta \int (F_x dx + F_y dy) = m\beta (F_y dy + C) \quad (15)$$

$\int F_x dx = \text{const}$ 系指颗粒运动参量沿 x 向无变化, 其中 C 可取为零。由式(11)可得

$$m\beta = \frac{3}{\overline{V_P^2}} \quad (16)$$

考虑到 $\overline{V_P^2}$ 为未知量, 又注意到 $\overline{V_P^2}$ 通常与 U_*^2 为同一量级, 则有

$$m\beta = \frac{\alpha}{U_*^2} \quad (17)$$

所以式(16)可化为

$$\lambda = m\beta \int F_y dy = \frac{\alpha}{U_*^2} \int F_y dy \quad (18)$$

至此, 颗粒的浓度分布就可表达为

$$n = A \left(\frac{2\pi}{m\beta} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(\frac{\alpha}{U_*^2} \int F_y dy \right) \quad (19)$$

因而, 关于颗粒浓度分布的全部问题最后就都归结到了颗粒在 y 方向上所受到各力的具体表达了。

三、颗粒在垂直方向的受力分析

颗粒在 y 方向上受到的单位质量的各项作用力包括颗粒受到的阻力、升力和重力以及附加质量力、压力梯度力和粒间的碰撞作用力等。由于不考虑颗粒的随机速度的影响, 所以各项力即等于相应的平均作用力。附加质量力只有在颗粒加速时才起作用, 通常可不予考虑; 颗粒碰撞作用力在低浓度时十分微小也可略去不计。此外, 在进行颗粒运动受力的量测时一般把流体作用力分为

两部分，即阻力和升力。实际上，经过这样处理的阻力与升力项已包含了压力梯度及附加质量力的影响，对于可以在流体中作自由悬移运动的颗粒，无法把阻力、升力与压力梯度力和附加质量力明显地分开。基于这些原因，可把颗粒受到的 y 向流体的作用力看作一个综合力，称为综合升力。下面将对它的确定方法作一讨论。

1. 对不同边壁条件下综合升力的定性认识

Sumer 和 Oguz^[4]曾通过实验揭示了小而重的颗粒在接近明槽底壁处的运动机理，他们指出从高速流层向底壁运动着的颗粒被扫射进入一个暂时形成的低速流层后，对于通常情况，在低速流区的流体将易产生一种将颗粒向主流区挟带的升举作用。Sumer^[5]还给出了在光滑和粗糙边壁条件下(详见表 1)升力沿垂线分布的实测资料，如图 2 所示。由 Sumer 的资料可以看出：(1)在光滑边壁和粗糙边壁两种条件下，升力都显示了沿垂线从水面到底壁增大的趋势，但即使对相似的流体特性及颗粒特性，在粗糙边壁条件下的升力也较光滑边壁条件下的大得多。(2)严格地讲，在极近底壁的区域无论是光滑边壁还是粗糙边壁都因升力测量上的困难而存在某些不确定的地方。

表 1 水流和颗粒特性表^[5]

D (mm)	U (cm/s)	U_* (cm/s)	ω_0 (cm/s)	$\frac{\omega_0}{KU_*}$	$\frac{\rho_P}{\rho}$	H (cm)	$\frac{HU}{\nu}$	K_s (mm)
2.9	29.8	1.44	0.64	1.05	10029	6.8	~21000	光滑*
3.0	29.8	1.44	1.33	2.2	10075	6.8	~21000	光滑*
3.0	29.1	2.19	1.49	1.6	10090	7.0	~21000	3.6
3.0	29.1	2.19	1.41	1.5	10081	7.0	~21000	3.6

*粘性底层厚度 δ 为 0.33mm

卡门常数 K 取 0.42; U 为水流的平均速度; K_s 粗糙高度; ν 为运动粘滞系数

根据上述分析，至少在两点上我们是有充分依据的。即，(1)升力 L_f 与 $\frac{y}{H}$ (对明槽) 或 $\frac{y}{R}$ (对管道， R 为管道半径) 成反比关系，通常这种反比关系可以表达为

$$L_f = \rho A U_*^2 \cdot f(1/\eta^a) \quad (20)$$

其中 $\eta = y/H$ 或 y/R , $A = \frac{\pi}{4} D^2$, a 为指数; (2) 在目前的研究水平下，无限接近底壁的“薄层”内的升力还无法定量描述。但就实用的角度来讲，由于那个“薄层”仅具有理论上的意义而不具有多少实用意义，因而在测量和验证时可不作考虑，这并不影响结论本身。(3) 鉴于粗糙边壁条件下升力随底壁粗糙度的改变而变化很大，且这种变化的关系并不清楚，所以目前还只能先就光滑边壁条件下的情况来作定量分析。

2. 光滑边壁条件下综合升力的确定

作为式(20)的一个最为简单的情形是 Owen^[6]关于升力的确定方法，即

$$L_f \sim \rho_f (U_f - U_P) D^3 \frac{dU_f}{dy} \sim \frac{\rho_f}{\rho_P} m \frac{dU_f}{dy} (U_f - U_P) \\ = \alpha' \left(\frac{\rho_f}{\rho_P} \right) m \frac{U_*^2}{y} \quad (21)$$

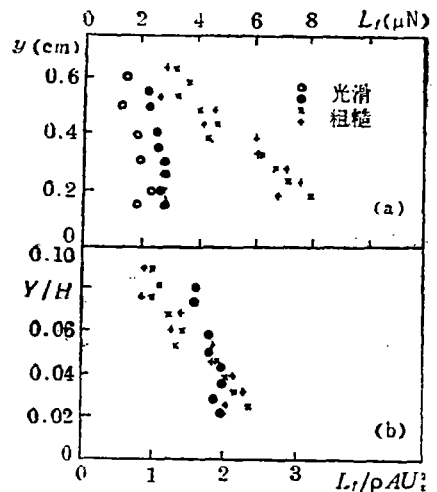


图 2 平均升力沿垂线的分布

结合前面的分析就得到了 F_v 的表达式

$$mF_v = \alpha' \left(\frac{\rho_f}{\rho_p} \right) m \frac{U_*^2}{y} - \frac{\pi}{6} D^3 (\rho_p - \rho_f) g \quad (22)$$

$$F_v = \alpha' \left(\frac{\rho_f}{\rho_p} \right) \frac{U_*^2}{y} - \left(\frac{\rho_p - \rho_f}{\rho_p} \right) g \quad (23)$$

式中 ρ_f 和 ρ_p 分别为液体及颗粒的密度, D 为颗粒粒径, U_f 和 U_p 分别为流体和颗粒在 x 向的速度。式(23)等号右边的第二项为有效重力, 第一项为颗粒受到的综合升力。

四、颗粒浓度的计算模式及其验证

1. 计算模式的建立

将式(23)代入式(19)并简化就可得到

$$n = A \left(\frac{2\pi}{m\beta} \right)^{\frac{3}{2}} (H\eta)^{\zeta-1} e^{-Z_* \eta} \quad (24)$$

其中

$$Z_* = \alpha \left(1 - \frac{\rho_f}{\rho_p} \right) \frac{gH}{U_*^2} \quad (25)$$

$$\zeta = \alpha' \alpha \frac{\rho_f}{\rho_p} + 1 \quad (26)$$

式(24)就是颗粒浓度分布的理论表达式。

取 $\eta_0 = \frac{a}{H}$ 处的浓度 n_0 为参考浓度则由式(24)得

$$\frac{n}{n_0} = \left(\frac{\eta}{\eta_0} \right)^{\zeta-1} e^{-Z_* (\eta - \eta_0)} \quad (27)$$

将 n 沿 y 方向进行平均就得到平均颗粒浓度 \bar{n} 为

$$\bar{n} = \frac{1}{H} \int_0^H n dy = n_0 \eta_0^{\zeta-1} e^{-Z_* \eta_0} \int_0^1 \eta^{\zeta-1} e^{-Z_* \eta} d\eta \quad (28)$$

与式(27)比较得

$$\frac{n}{\bar{n}} = \frac{Z_*^{\zeta}}{\gamma(\zeta, Z_*)} \eta^{\zeta-1} e^{-Z_* \eta}, \quad \gamma(\zeta, Z_*) = \int_0^1 \eta^{\zeta-1} e^{-Z_* \eta} d\eta \quad (29)$$

至此, 我们就得到了以相对浓度比值表示的浓度分布计算模式。当给定有关流体及颗粒的参数及平均浓度 \bar{n} (或任一点的参考浓度 n_0) 后, 就可计算得到垂线上任一点的颗粒浓度值。

表 2 实验颗粒特性

项目编号	形状	材 料	粒径 $D(\text{mm})$	粒径范围 (mm)	比重 γ	沉速 (cm/s)	透明度
1	圆球	聚苯乙烯	1.8	1.6~2.0	1.05	2.56	半
2	圆球	聚苯乙烯	1.3	1.0~1.6	1.05	2.17	半
3	圆球	阳离子树脂	1.4	1.2~1.6	1.60	6.9	半
4	圆球	阳离子树脂	1.1	1.0~1.2	1.60	6.15	半
5	圆球	阳离子树脂	0.85	0.7~1.0	1.60	4.51	半
6	圆球	阳离子树脂	0.6	0.5~0.7	1.60	3.79	半
7	圆柱	PVC塑料沙	2.29	均 匀	1.34	6.15	不

2. 计算模式的验证

为了对前面建立的颗粒浓度分布的计算模式式(29)进行验证,王光谦在 $4 \times 6\text{cm}^2$ 的方型管道中进行了固液两相流的实验,并采用了LDA来对颗粒的浓度及其速度进行测量,从而得到了大量系统的资料。对7种材料组成及特性不同的颗粒在四个不同流量级条件下进行实验的有关结果均列于表2和表3中。表中所用符号均与文中的说明一致。LDA在浑水中使用时要求颗粒具有一定的透明度及颗粒浓度较低($C < 0.05$)。

表3 不同实验组次的浓度

组次 No.	U_* (cm/s)	C (%)	组次 No.	U_* (cm/s)	C (%)	组次 No.	U_* (cm/s)	C (%)
030	3.66	0	142	4.55	0.40	241	4.62	0.59
040	4.72	0	143	4.23	0.97	242	5.00	0.59
060	6.25	0	161	6.16	0.13	243	4.91	0.81
070	6.91	0	162	5.56	0.48	244	4.62	1.08
131	3.28	0.33	231	3.35	0.44	261	5.92	0.04
132	3.21	0.40	232	3.47	0.77	262	5.72	0.07
133	3.38	1.12	233	3.43	0.88	263	6.09	0.07
141	4.82	0.24	234	3.21	1.03	264	5.84	0.29
250	6.00	0.57	442	4.59	0.18	563	6.33	0.19
331	3.44	0.18	443	4.65	0.24	564	6.25	0.38
332	3.12	0.24	444	4.52	0.24	571	7.16	0.04
333	3.27	0.26	445	4.62	0.32	572	7.34	0.14
334	3.30	0.37	446	4.99	0.41	573	7.18	0.16
341	4.84	0.24	451	6.15	0.04	631	3.38	0.01
342	4.84	0.29	462	6.19	0.05	632	3.57	0.01
343	4.76	0.31	463	5.82	0.12	633	3.37	0.08
344	4.73	0.57	464	6.15	0.20	641	4.80	0.04
345	4.78	0.84	465	6.26	0.22	642	4.90	0.06
361	6.21	0.06	466	6.59	0.29	643	4.95	0.14
362	6.26	0.11	467	5.85	0.34	661	6.23	0.04
363	6.11	0.20	471	7.19	0.02	662	6.21	0.05
364	6.01	0.31	472	6.95	0.06	663	5.98	0.11
365	6.01	0.64	473	7.41	0.11	671	7.22	0.03
366	6.25	0.79	474	7.32	0.24	741	4.95	0.44
371	6.97	0.04	531	3.30	0.04	742	4.83	0.44
372	7.11	0.13	532	3.35	0.11	761	6.09	0.27
373	6.94	0.15	533	3.36	0.30	762	6.08	0.41
374	7.14	0.18	541	4.79	0.10	763	6.33	0.48
375	6.97	0.35	542	4.86	0.41	764	6.17	0.48
431	3.31	0.23	543	4.34	0.46	765	6.71	0.51
432	3.12	0.44	561	6.22	0.12	766	6.30	0.92
441	4.66	0.01	562	6.62	0.17	771	7.17	1.34

注:表中 U_* (cm/s)为摩阻流速;C表示中垂线平均体积比浓度, $C = \frac{1}{6} \pi D^3 n$

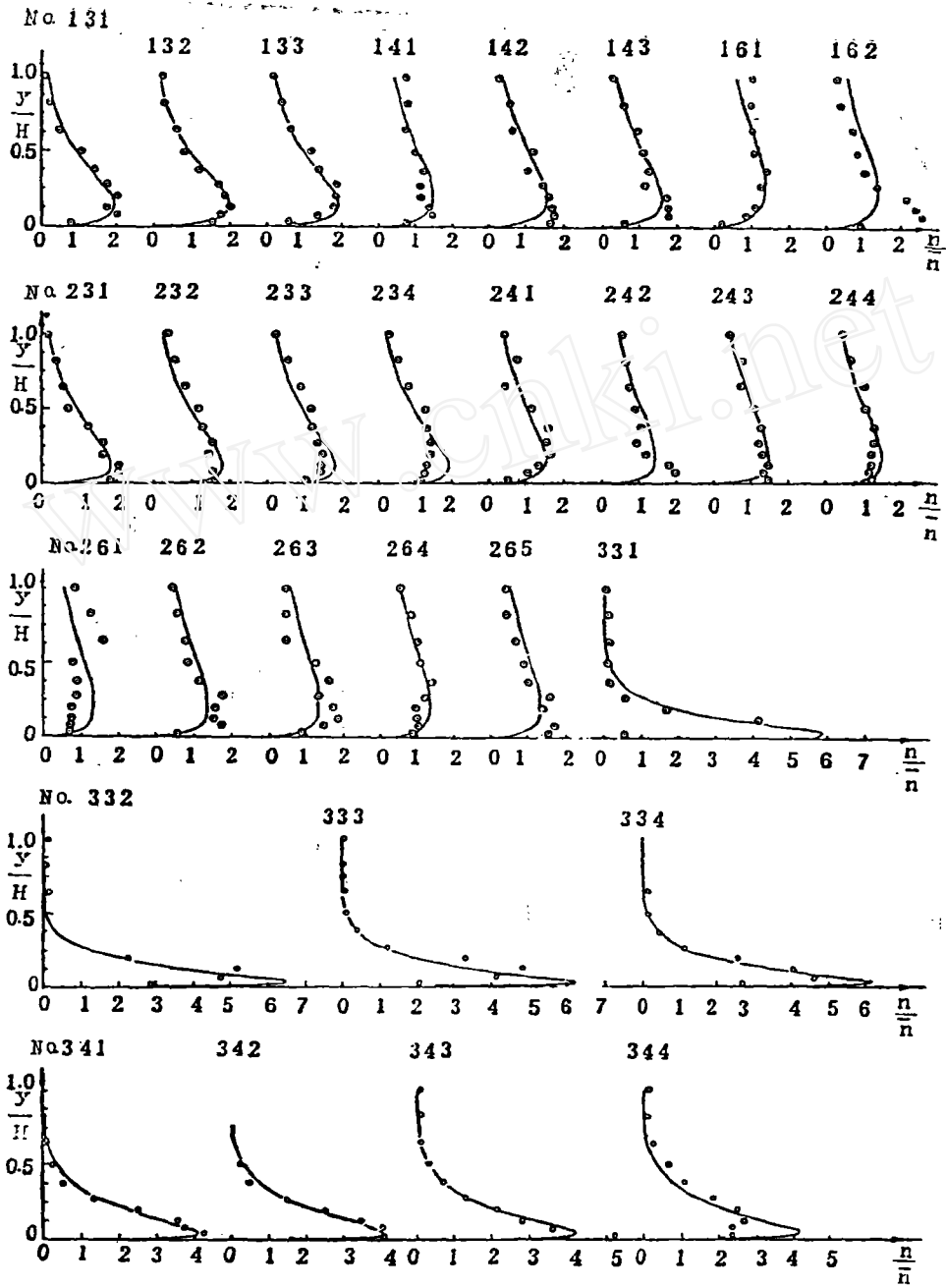


图 3(a) 实测资料和式(29)的比较

要对式(29)进行验证,需对其中的参数 Z_* 和 ζ 或 α 和 α' 进行确定。由于式(29)中的 $e^{-Z_*^{\alpha'}}$ 代表的是常规的 II 型分布,所以由以往的研究不难知道 Z_* 必然是 $\frac{\omega_0}{U_*}$ 的线性函数,即

$$Z_* = \alpha'' \frac{\omega_0}{U_*} \quad (30)$$

式中 α'' 为常数,对于我们的实验, α'' 可取为 5。此外,由于式(29)中的 $\eta^{\zeta-1}$ 代表的是对常规分

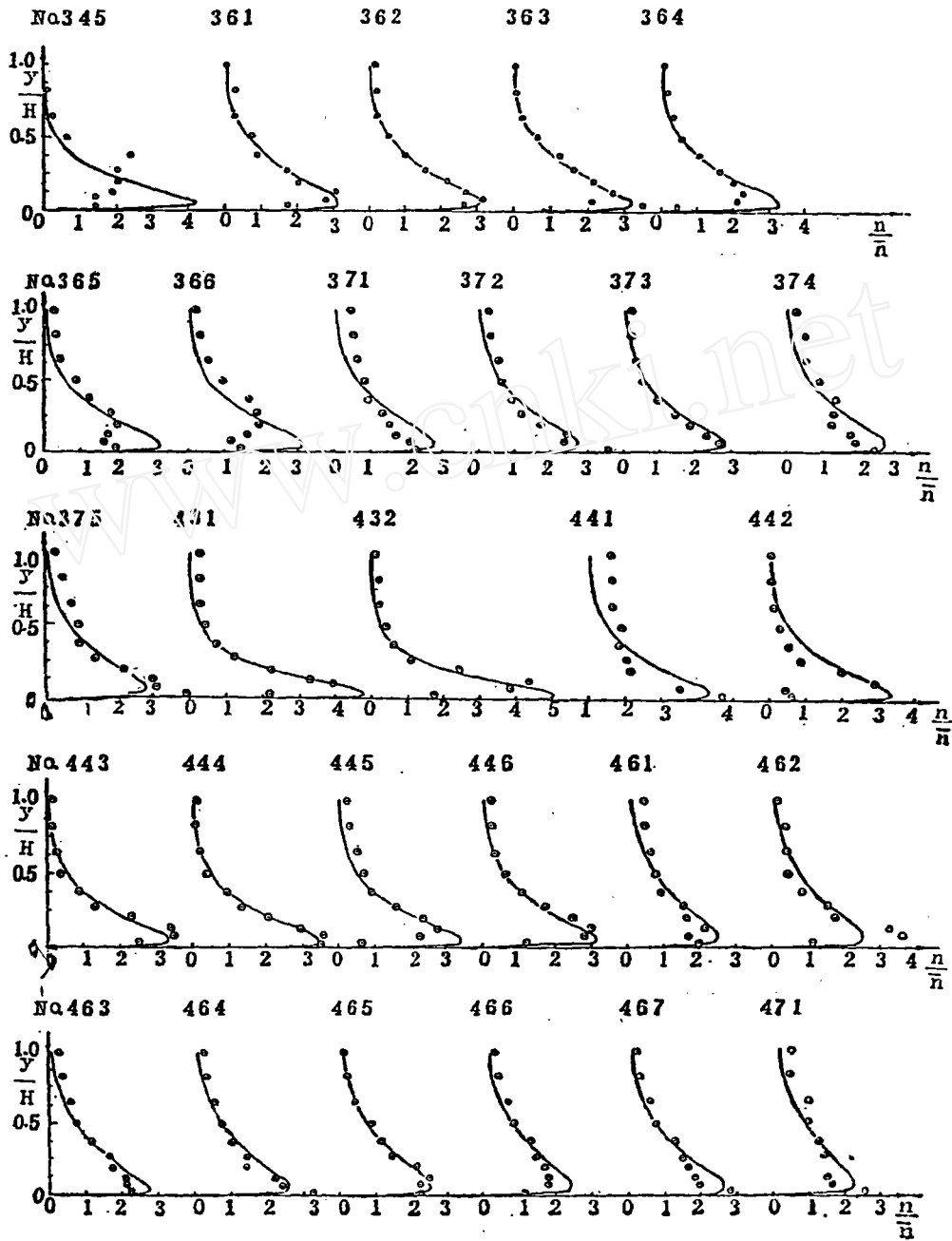


图 3(b) 实测资料和式(29)的比较

布的修正项，因此， ζ 与反映颗粒特性的密度及其粒径相对于水深 H 的大小等有关，在我们的实验中采用

$$\zeta - 1 = 6 \frac{D}{H} \cdot \sqrt{\frac{\rho_f}{\rho_p}} \quad (31)$$

这样，将式(29)、(30)和(31)联解就会得到各种条件下的浓度分布(包括I型和II型)。由图3可以看出，比较结果说明理论模式与实测资料非常吻合，因此，由本文提供的模式确能合理地描述I型和II型分布产生的原因并定量地计算不同条件下的浓度分布。考虑到实验组次编号的意义，

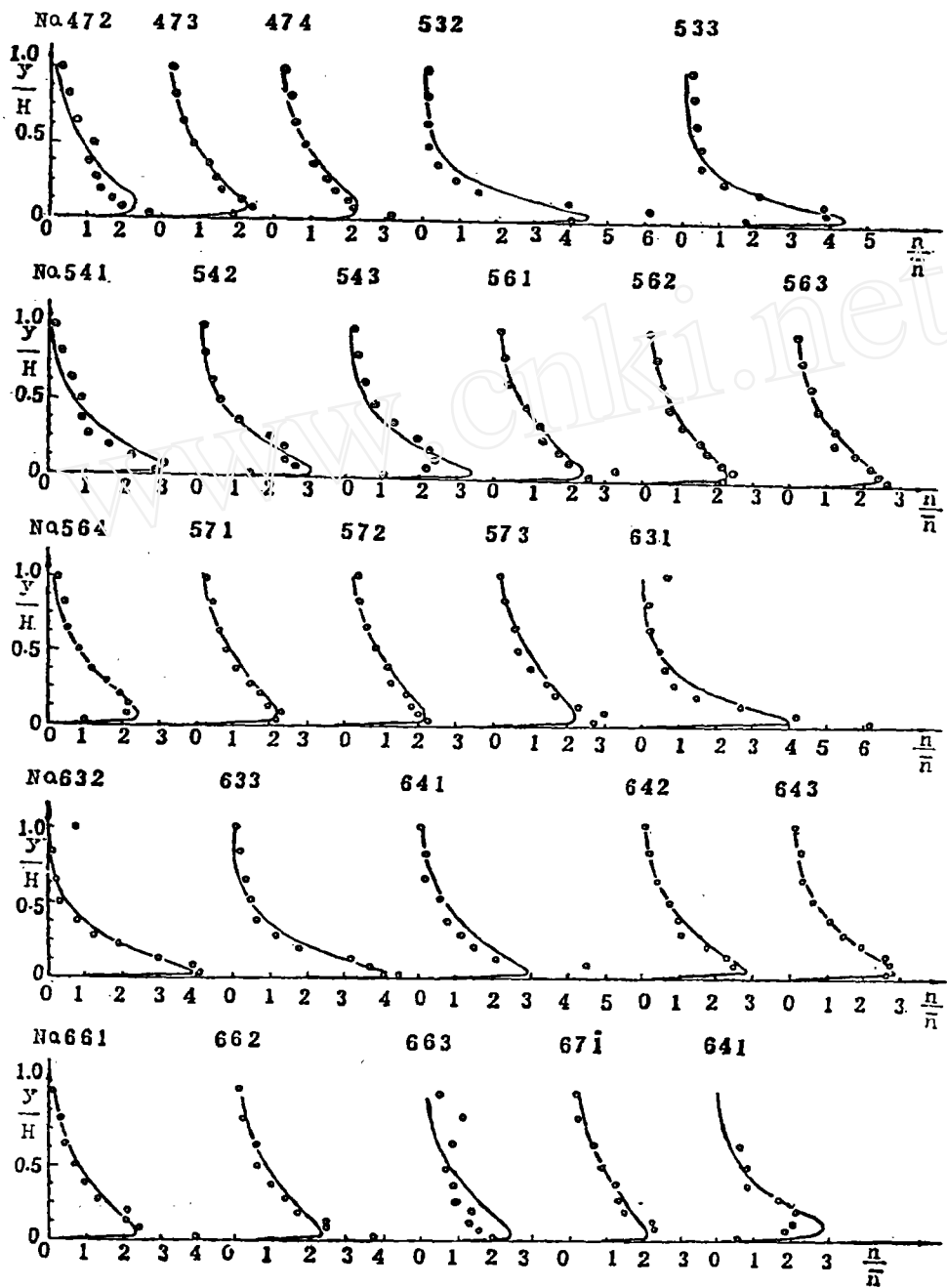


图 3(c) 实测资料和式(29)的比较

即采用三位数“abc”编号时， a ($0 \sim 7$)代表清水及7种不同特性的颗粒中的任一种， b (取3、4、6、7)代表四种不同流量级时所对应的摩阻流速值的整数大小， c 代表在给定 a 和 b 条件下时各组实验中浓度大小的排列顺序(由小到大)，因此，颗粒粒径、比重及流量等的影响都完全得到了综合考虑。这些因素的影响及其产生I型和II型的条件可结合上述各表及图3清楚地看出。

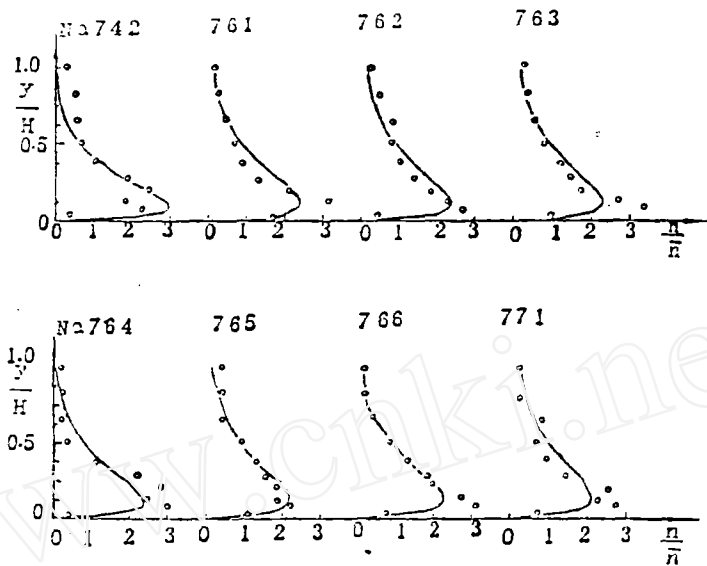


图 3(d) 实测资料和式(29)的比较

五、有关讨论

在文献[1]中,我们主要是从紊动水流中垂向脉动强度的角度来探索两类浓度分布,因而研究的精度及其范围都由对应的不同边界条件及不同流体、颗粒特性条件下的关于垂向脉动强度的研究水平所决定。由垂向脉动强度出发来进行研究时,在清水或低浓度及采用重沙颗粒的条件下一般地垂向脉动强度的最大值在 $\frac{y}{H}=0.1$ 附近发生,但对浓度高的情形及流体中加入小比重颗粒的情形,取得最大脉动强度的位置就不一定是在 $\frac{y}{H}=0.1$ 附近了。因此,采用这种方法时,本身就包含了这样的限制条件,即必须满足低浓度、重颗粒的条件。而由此得到的浓度分布则必然是对应于 η_m (垂线上取得最大浓度的位置)小于0.1的分布了。显然,采用这种方法的优点是能在一定的限制条件下利用底壁条件仅影响近壁区而不影响主流区脉动强度的这一特性及在近壁区边壁对脉动强度的有关定性结论来对两类浓度分布的存在作初步的探索,它的缺点是在近期还无法被用来定量地描述这两类分布并对颗粒特性等存在诸多限制。

与上述方法不同,从两相流中的颗粒运动理论出发得到的浓度分布公式本身就包含了流体作用于颗粒的升力项,因而采用这种方法能够更深刻地了解两类分布产生的力学机理。浓度分布公式中自动包含升力项明确地说明了两类浓度分布的产生是与升力的作用分不开的。这样就使得人们能够去进一步探究产生升力的原因及其数学表达方式。同样地,采用这种方法的优点虽有上述种种且有着能够定量描述两类浓度分布的明显优越性,但对浓度分布的研究精度及其范围也必然又受到目前对升力研究水平的限制,这也正是采用本文模式时在无限接近底壁的“极薄层”存在偏差的根本原因。从我们的理论和实验研究来看,对各种因素的影响可以作以下综合评价。

(1) 从紊动水流的脉动特性入手和从两相流中颗粒运动理论出发对浓度分布进行研究的方法虽差异较大且各具优缺点,但用两种方法得到的浓度分布表达形式却十分相似,这个表达形式可以概化为:

$$\frac{n}{n_0} = K_1(\text{II}) \cdot \eta^{\kappa_2} \quad (32)$$

即广义的浓度分布是为人们所熟悉的常规 II 型分布值和其后一项指数项相乘得到。浓度分布最终究竟是以 I 型分布还是 II 型分布出现, 完全取决于这两项相乘的结果, 当 η^{κ_2} 项分布相对 (II) 较均匀时, 相乘的结果通常将仍是 II 型分布; 当 η^{κ_2} 分布相对 (II) 不很均匀时, 相乘的结果将更可能成为 I 型分布。

(2) 浓度沿垂线取得最大值的位置 η_m 可通过求极值的办法得到, 如对式 (29), 若令 $\frac{dn}{d\eta} = 0$, 则可得到

$$\eta_m = (\zeta - 1) / Z_* \quad (33)$$

从而说明了决定 η_m 的因素确实是反映常规 II 型分布均匀程度的参数 Z_* 及反映修正项 η^{κ_2} 的均匀程度的参数 ζ , 当 $\zeta = 1$ 时, 浓度分布总呈 II 型分布。

(3) 使流体对颗粒产生升力作用的因素有许多, 但与边壁相互作用的效应以及 Magnus 效应可能是其中较为重要的因素。

(4) 边壁的作用在任何时候都是一个令测量者们头痛的因素, 正因为如此, 任何接触性的测量都不可避免地会因破坏原有流场或紊流结构而使测量失真。纵观各家的实验结果可以看出, 凡能反映出靠近底壁区域真实情况并测出 I 型分布的多由非接触式测量方法(如用同位素, 光电仪及 LDA 等)获得, 这一点务必应该引起注意。

(5) 影响 I 型浓度分布结构的主要有流量, 粒径和密度的影响。前两因素一般可由 $\frac{\omega_0}{U_*}$ 反映。对颗粒密度的考虑在以往模式中较难得到反映, 而在本文模式中它得到了合理的考虑, 从而成为一个明显的优点。

六、结 论

本文通过类比气体分子运动论中固体颗粒自相平衡时的有关方法得到了颗粒浓度分布公式并据此定量地解释了 I 型浓度分布和 II 型浓度分布产生的原因。这一工作是对文献[1]中提出的问题之解决的重大进展, 它使得文献[1]中提到的一些设想变成了现实。文中得到的主要结论有:

(1) 应用两相流中颗粒的运动理论来进行对颗粒的微观描述可以更加精细和深刻地了解两类颗粒浓度分布产生的原因, 并为最后定量描述两类浓度分布提供了可能。

(2) 从两相流中微观的颗粒运动理论的角度来看, 两类浓度分布的产生与流体对颗粒的升力作用有关, 由于升力的产生又与边壁条件有关, 因而边壁作用与浓度分布类型有着密切的关系。

(3) 广义的浓度分布公式应该是由常规的浓度分布项 (II) 和另一指数项 η^{κ_2} 的乘积构成, 通常可由式 (32) 来概括。浓度分布到底是呈 I 型还是 II 型最终将由这两项相乘来决定。

(4) 浓度分布的计算模式可由式 (29) 来表达。用由 LDA 测量得到的浓度分布与式 (29) 的比较说明二者相当吻合。一般地, 对大而轻的颗粒, 浓度多呈 I 型分布; 对小且重的颗粒, 浓度呈现通常的 II 型分布, 相应地浓度最大值出现在底壁。

上述结论只适用于二维稳定流动条件下的低浓度情形(体积平均浓度小于 5%)。

参 考 文 献

- [1] 倪晋仁、王光谦, 论悬移质浓度垂线分布的两种类型及其产生的原因, 水利学报, 第 7 期, 1987年.
- [2] Wang, G. Q. & Ni, J. R., The Kinetic Theory for Particle Concentration Distribution in Two-Phase Flow, Jour. of Engineering Mech., ASCE, Vol. 116, No. EM12, 1990.
- [3] Chapman, S. and Cowling, T. G., The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases, 3rd ed. Cambridge University Press, 1970.
- [4] Sumer, B. M. and Oguz, B., Particle Motions near the Bottom in Turbulent Flow in an Open Channel, Jour. of Fluid Mechanics, London, Vol. 86, 1978.
- [5] Sumer, B. M., Lift Forces on Moving Particle near Boundaries, Jour. of Hydr. Engi., ASCE, Vol. 110, No. 9, 1984.
- [6] Owen, P. R., Pneumatic Transport, Jour. of Fluid Mechanics, London, Vol. 39, 1969.

Further Studies on the Two Patterns of Vertical Distributions of Particle Concentrations and Their Formation Cause

Wang Guang-qian

(Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences)

Ni Jin-ren

(Dept. of Urban & Environmental Science, Peking University)

Abstract

The work in this paper is the continuation and development of the previous study made by the writers. The formation cause for the two patterns, i. e., Pattern I and II, of the vertical concentration distributions is quantitatively explained by introducing the microscopic kinetic theory for dilute solid-liquid two-phase flows. In addition, a lot of measured data are obtained by means of LDA and are used to test the present model. The comparisons show that the theoretical and measured results are reasonably fitted. The analyses show that:

(1) The final results from the kinetic theory are very similar to those obtained from the ordinary turbulent theory. However, the kinetic theory can give us much more information than the ordinary theories.

(2) From the microscopic angle of the kinetic theory of the particles in the solid-liquid two-phase flows, the formation of the two patterns of the particle concentration distribution is principally attributed to the lift force on the particles by the ambient fluid as well as the different boundary conditions. There exists close relationship between the boundary condition and the lift force as well as the turbulent force.

(3) The generalized particle concentration distribution should be constituted by the product of the ordinary distribution (II) and another exponential function which increases with the increasing y from the bottom, which may be well described by Eq. (32).

(4) The particle concentration distribution can be reasonably predicted by Eq. (29). Generally speaking, the pattern I is often corresponding to the big light particles and the pattern II is often corresponding to the small heavy particles.

The conclusions discussed above are only for the dilute solid-liquid two-phase flows with the volumetric concentration less than 0.05. For dense solid-liquid flow cases, more factors should be counted.

Key words: distribution of particle concentration, two patterns, kinetic theory.