

HAIYANG
DIZHI YIWENJI

海洋地质论文集



地质矿产部海洋地质研究所

第四纪沉积学与实验技术培训 班理论教学讲义汇编

(海洋地质译文集·第四集)

地质矿产部海洋地质研究所

1984.12

前 言

区域第四纪地质中心筹备委员会(RCQ)和亚洲近海矿产资源联合勘测协调委员会(CCOP)于一九八三年五月二十日至六月九日在地质矿产部海洋地质研究所(青岛)联合举办了“第四纪沉积学与实验技术培训班”。其对象是中国及亚洲国家有一定第四纪及现代沉积方面工作经验的地质人员。培训内容由三部分组成:理论教学,实验技术培训,野外考察及教学。基础理论的教学由荷兰乌德勒支大学著名沉积学家梁瑞仁博士,比较沉积学家范赫尔德博士及美国地质调查所莱茵哈特博士担任。实验技术培训及野外教学由海洋地质研究所的十名工程师担任。

培训班的理论教学、实验技术培训或野外考察,内容都十分丰富。理论教学包括了五个方面的内容共24个专题。

1. 区域性宏观沉积学问题:包括沉积盆地,沉积作用旋回及海平面,现代滨岸/近岸系统及浅海陆架沉积过程,海岸变化及被动大陆边缘构造,沉积物组合规律等。
2. 沉积原生构造及其形成的水动力学机制:包括沉积、搬运、底形及相应的构造,波浪过程、底形及相应的构造,泥质沉积作用,沉积构造。
3. 比较沉积学原理。
4. 陆源碎屑沉积环境的水动力学及其过程和沉积环境分析及相模式:包括冲积扇、河流、三角洲、潮坪、大型碎屑潮汐系统及障壁海岸等方面。
5. 土壤发生及其年代,沉积物的不同测年方法。

讲课内容以当前沉积学发展的基本理论为基础,配以大量研究实例,其中相当一部分是讲授者自己的研究成果,基本反映了该领域当前国际研究水平和学科的发展趋向。这些内容对我国培养水平较高的沉积学专门人材及作为高等学校专题课,都是有参考价值的。其中陆源碎屑沉积物部分,所占分量较大,有些部分有其独到新颖之处。如碎屑潮坪沉积即具有相当高的研究水平。

在讲课中贯穿了从探讨沉积作用机制来研究沉积作用产物这一基本思想,并不是把这些沉积模式作为固定不变的概念,而是引导学员在细致描述构造特征及其递变关系的基础上进行沉积环境的分析。这一点在指导学员进行课堂练习及在讲义所附练习题中体现得最为明显。

讲授的方法是以启发引导思维为主,在重点讲述的同时配合放映了大量幻灯片及教学影片。并指定了每个专题的参考书。作为文字材料发给学员的只有提纲或讲义。要全面整理出版这些口头讲授内容及幻灯图表资料 and 教学影片,以及参考文献,几乎是不可能的。为了能在国内交流这次培训班的理论教学内容,我们将所发讲义翻译汇编成本集出版,使更多没有机会及时间利用这些视听材料的同志能了解这次培训班的主要内容。其中所采用的一本主要参考书《沉积相模式》已有中译本,不再重译。

利用培训班的间歇，还组织了中外专家进行学术交流，这里将几个外国专家所作学术报告摘要刊登于本汇编之后。

这本专辑的翻译工作，得到参加培训班的中国学员的广泛支持，特此表示感谢。

第四纪沉积学与实验技术培训班

会议期间，曾召开第四纪沉积学(Quaternary Geology)协会会员会议，在中通社四楼会议室(即(北京)地质研究所)举行。会议日期自六月六日至十二月十二日(即一九八一年(1981)年)。会议期间，曾召开第四纪沉积学(Quaternary Geology)协会会员会议，在中通社四楼会议室(即(北京)地质研究所)举行。会议日期自六月六日至十二月十二日(即一九八一年(1981)年)。会议期间，曾召开第四纪沉积学(Quaternary Geology)协会会员会议，在中通社四楼会议室(即(北京)地质研究所)举行。会议日期自六月六日至十二月十二日(即一九八一年(1981)年)。

会议期间，曾召开第四纪沉积学(Quaternary Geology)协会会员会议，在中通社四楼会议室(即(北京)地质研究所)举行。会议日期自六月六日至十二月十二日(即一九八一年(1981)年)。

会议期间，曾召开第四纪沉积学(Quaternary Geology)协会会员会议，在中通社四楼会议室(即(北京)地质研究所)举行。会议日期自六月六日至十二月十二日(即一九八一年(1981)年)。

会议期间，曾召开第四纪沉积学(Quaternary Geology)协会会员会议，在中通社四楼会议室(即(北京)地质研究所)举行。会议日期自六月六日至十二月十二日(即一九八一年(1981)年)。

会议期间，曾召开第四纪沉积学(Quaternary Geology)协会会员会议，在中通社四楼会议室(即(北京)地质研究所)举行。会议日期自六月六日至十二月十二日(即一九八一年(1981)年)。

会议期间，曾召开第四纪沉积学(Quaternary Geology)协会会员会议，在中通社四楼会议室(即(北京)地质研究所)举行。会议日期自六月六日至十二月十二日(即一九八一年(1981)年)。

会议期间，曾召开第四纪沉积学(Quaternary Geology)协会会员会议，在中通社四楼会议室(即(北京)地质研究所)举行。会议日期自六月六日至十二月十二日(即一九八一年(1981)年)。

会议期间，曾召开第四纪沉积学(Quaternary Geology)协会会员会议，在中通社四楼会议室(即(北京)地质研究所)举行。会议日期自六月六日至十二月十二日(即一九八一年(1981)年)。

会议期间，曾召开第四纪沉积学(Quaternary Geology)协会会员会议，在中通社四楼会议室(即(北京)地质研究所)举行。会议日期自六月六日至十二月十二日(即一九八一年(1981)年)。

会议期间，曾召开第四纪沉积学(Quaternary Geology)协会会员会议，在中通社四楼会议室(即(北京)地质研究所)举行。会议日期自六月六日至十二月十二日(即一九八一年(1981)年)。

会议期间，曾召开第四纪沉积学(Quaternary Geology)协会会员会议，在中通社四楼会议室(即(北京)地质研究所)举行。会议日期自六月六日至十二月十二日(即一九八一年(1981)年)。

会议期间，曾召开第四纪沉积学(Quaternary Geology)协会会员会议，在中通社四楼会议室(即(北京)地质研究所)举行。会议日期自六月六日至十二月十二日(即一九八一年(1981)年)。

会议期间，曾召开第四纪沉积学(Quaternary Geology)协会会员会议，在中通社四楼会议室(即(北京)地质研究所)举行。会议日期自六月六日至十二月十二日(即一九八一年(1981)年)。

目 录

前 言	1
一、流体性质和流体运动	1
(一)原 理	1
(二)波痕的形成	8
(三)练 习	11
二、单向水流、双向水流及其形成的沉积构造	19
(一)单向水流形成的沉积构造	19
(二)波浪作用、底形及其有关构造	30
三、三角洲作用过程及实例	44
(一)三角洲作用过程	44
(二)马哈坎三角洲	59
(三)各类现代三角洲	72
四、荷兰西南部碎屑潮坪沉积野外教学指南	91
引 言	91
(一)研究地区	91
(二)荷兰西南部的全新统	92
(三)乌斯特谢尔德河口的水文演变	94
(四)“沙尔(Schaar)”堆积坑的(亚)近代潮坪沉积	100
(五)罗金帕拉特浅滩的某些沉积作用	116
(六)被淹没的赛弗廷赫陆地	130
五、障壁海岸沉积作用	131
绪 言	131
(一)障壁岛的成因	131
(二)障壁岛系统	135
(三)障壁岛形成过程和沉积物搬运	135
(四)沉积构造	137
六、巴基斯坦比塔尼山脉晚上新世与更新世沉积物的沉积构造格局	148
摘 要	148
(一)前 言	148
(二)地质概况	149
(三)岩石地层概况	150
(四)沉积层序和沉积体的几何形态	151
(五)各沉积序列的描述	153

(六)结 论	165
七、部分第四纪测年技术简介	167
(一)应用氨基酸外消旋法(AAR)的第四纪测年问题	167
(二)黑曜岩水化测年法的地质应用	168
(三)腐泥土形成速率在第四纪测年中的应用	169
(四)悬崖地貌法第四纪年代测定的应用	170
(五)土壤碳酸盐组合的测年技术	171
(六)土壤的发育对第四纪年龄测定的应用	172
(七)采集土壤碳酸盐样品,用于热发光测年样品的要求和采样程序	174
(八)珊瑚、海相贝壳和骨骼U系测年技术的地质应用	175
(九)泥灰石、石灰华和方解石脉U系测年的地质应用	175
(十)铀趋势测年法的地质应用	176
(十一)风化环法第四纪测年的应用	177
(十二)地磁极性第四纪测年的应用	178
(十三)第四纪微体化石对于大陆沉积物对比和测年的应用	179
(十四)火山地层学对第四纪测年的应用	180
八、沿海沙脊的成因及术语问题——评论	181
摘 要	181
(一)绪 论	181
(二)沿海沙脊和沿海沙脊平原这两个术语的来源	181
(三)沿海沙脊的鉴别问题	182
(四)沿海沙脊及有关海岸地形的对比	185
(五)沿海沙脊的种类及其环境背景	185
(六)结 论	189
九、学术活动记录整理	190
(一)大潮沙碎屑体的形成和改造	190
(二)美国东南部的硅质碳酸盐	194
(三)西德沿海第三纪褐煤沉积	197
(四)同生沉积变形特征是美国东南部古地震的标志	201
(五)下加州地区的现代冲积扇	203
(六)梁瑞仁博士考察黄河口纪录	204
(七)和梁瑞仁博士座谈纪录	209
后 记	210

一、流体性质和流体运动

Tessa de Mowbray

(一) 原 理

1. 流体的性质

我们知道流体(即液体和气体)是由真空环绕着的分子组成,但就流体力学性质而言——作用范围通常比分子空间大得多——将流体表述为一连续统一体是合适的,即其组成物质可视为揉碎均匀充填于其所据有之空间。这样,可赋予流体以某些平均的属性。

流体的一个重要的平均属性就是密度和比重。密度的重要性在于它可以度量流体对加速度的惯性阻力。换言之,流体密度等于固体的惯量。根据牛顿第二定律,使一个物体得到一定的加速度所需要的力的大小取决于惯量,惯量越大,需要的力越大,即对加速度的惯性阻力也越大,这些同样适合于流体,流体密度越大,克服惯性阻力所需的力也越大。

2. 作用力

作用于流体上的力可分成两类:

- (1) 体力——重力、电力、磁力。
- (2) 表面力——垂直力、切线(剪切)力。

体力在一定范围内起作用,流体依其在力场中的位置而受到这些力的作用。

表面力直接作用于流体上,为方便起见,将流体划分成质点,每一个质点有其自己的轨迹,性质和历史。可将一流体质点想像为包裹在其余流体中的一个立方体,因此,表面力就是与其接触的流体直接作用在立方体各面上的力。垂直作用于一质点表面的力叫压力(垂直力),作用方向斜切的叫剪切力。

3. 正压强(压力)

当研究流体受力时,用作用在单位表面积的力——压强,来考虑是适宜的。垂直力与表面积之比为正压强,一般称之为压力。对我们来说,压力的绝对值并不那么重要,重要的是压力梯度,因为压力梯度可形成作用于质点的净力,净力使物体获得加速度。



图 1-1

最重要的压力梯度之一是在静水中随深度而增加的压力梯度，这个压力梯度是为了与流体的重量维持平衡。



图 1-2

4. 剪切压强

我们一直把流体质点当作刚性体，因为我们假定水(及气体)在自然环境中是不可压缩的，所以，当考虑压力时这是合理的。但这并不意味着流体不会变形，使流体质点变形的正是剪切压强。

可是质点是抗剪的，其抗剪程度取决于流体自身的性质——粘度。某些流体，例如油，具有大的抗变形能力，因为它的粘度高。但其它象水那样的流体，则因为粘度低而易变形。为了用数量表示粘变，需确定由单位剪切压力所产生的变形。对固体的弹性变形来说，变形程度与施加的剪切压强呈正比关系。但流体为连续变形(流体仍在流动)，因此，剪切压强与变形速率呈比例关系。变形速率以速度梯度 du/dy 表示：

粘度 μ 可定义为 $\tau = \mu du/dy$

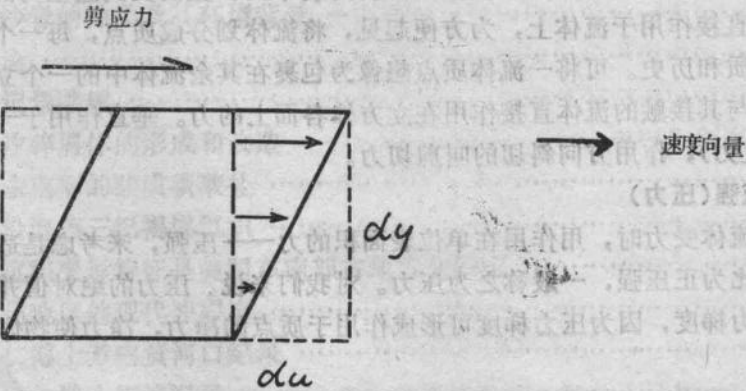


图 1-3

5. 粘性流体的性质

因粘度的缘故，流体具有某些特征，最重要的一个是“非滑动状态”。其意为：直接相邻于固体表面的粘性流体不能相对于固体表面作滑动，也就是二者之间无相对运动。

另一重要特性是摩擦阻力：与固体之间的摩擦阻力不同，在流体内的摩擦阻力(粘度)与压力无关(就自然环境而言)。因此，无论水体是处于什么样的压力之下(在海底或

在海面), 其抗变形阻力都是相同的。不过, 温度对其有影响——粘度与温度呈反比关系。

6. 流体运动

前述的两种表面力如何影响流体的运动呢? 压力和剪切(粘性)力作用于流体质点的结果是必定产生一作用到质点上的净力(即: 牛顿第二定律: 质量 $\times$ 加速度)。

与净力相等的方向相反的是流体质点抗加速度的惯性力。流体的运动取决于图示的三个量的相对重要性。

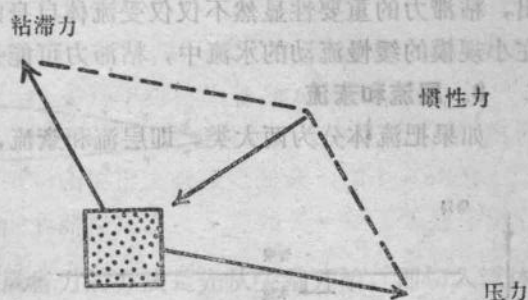


图 1-4

(1) 假设流体的粘度极低, 那么, 在一定的速度条件下, 粘滞力与惯性力相比将非常小。实际上, 粘滞力可以忽略, 因而在流体质点上的力的平衡反涉及压力和惯性力。

(2) 另一极端情况是流体具非常高的粘度, 在一定的速度下, 由粘滞力产生的阻力非常大, 以致粘滞力完全压倒流体加速度有关的惯性力。因此, 实际上惯性力可被忽略, 只剩净压力和粘滞力二者保持平衡。

因此流体可据惯性力和粘滞力的相对重要性来划分。

7. 雷诺数

可应用粘滞力与惯性力之比来比较各种极不相同的流体。在这些不同的流体中, 必须考虑的主要变量是:

流动的规模——例如流动深度

流动的速度

流体的性质——密度和粘度

在自然界中, 这些变量可有无数种组合, 但如果两种不同的流体的粘滞力与惯性力之比相同时, 就可说它们在动力学上相似。这个概念非常重要, 因为我们需要知道小规模模拟的结果是可应用到现实中去, 即: 两种情况在动力学上是相似的。

可用雷诺数将此概念数量化:

$$R_e = \text{惯性力} / \text{粘滞力} = I / V$$

从这个等式中得知, 当粘滞力大时, 雷诺数低, 当惯性力大时, 雷诺数高。

应用量纲分析, 雷诺数可由前述的各变量表示。惯性力为质量和加速度之积。当研究流动时, 应用的是密度, 而不是质量, 所以:

$$I = \text{密度} \times \text{体积} \times \text{加速度} = ML^{-3} \times L^3 \times LT^{-2}$$

粘滞剪切压强为粘度乘以速度梯度, 因此粘度力为:

$$V = \text{粘度} \times \text{速度梯度} \times \text{表面积} = ML^{-1}T^{-1} \times LT^{-1}L^{-1} \times L^2$$

因此, 雷诺数可写成:

$$R_e = \frac{ML^{-3}L^3LT^{-2}}{ML^{-1}T^{-1}LT^{-1}L^{-1}L^2}$$

动力项完整留下，再重排运动项，得：

$$R_e = \frac{ML^{-3}LT^{-1}L}{ML^{-1}T^{-1}} = \frac{\text{密度} \times \text{速度} \times \text{长度}}{\text{粘度}}$$

这是个无量纲数，具相同雷诺数的两种流体在动力学上相似。从雷诺数表达式中可看出，粘滞力的重要性显然不仅仅受流体自身的粘度所控制。例如：水具有低的粘度，但在小规模缓慢流动的水流中，粘滞力可能是重要的。

8. 层流和紊流

如果把流体分为两大类，即层流和紊流，则高 R_e 流体与低 R_e 流体之间的差别就更为清楚。这种划分是上一世纪80年代

由雷诺根据一系列实验提出来的。在实验中，他将染料注入在水管中稳定流动的水流里，在低雷诺数时，染料趋向于直线状流过水管。这就是层流——各流体层平缓地流动，层与层之间无明显的混合。流体中任何一点的流动一直是稳定的。

但若雷诺数增高(通常是增高速度)，在某一点处规则的色线会突然

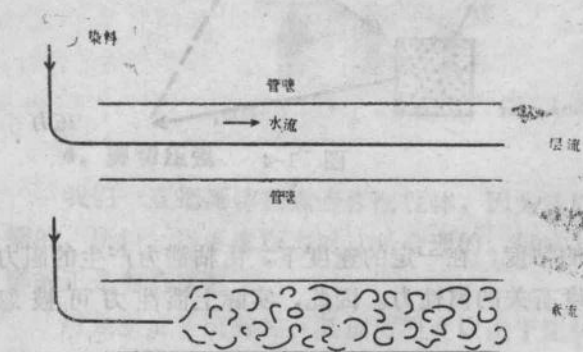


图 1-5

硬裂为一团旋涡——紊流。由于旋转和旋涡，在两条流线之间出现了不规则的混合带，流动也就变得不稳定了。

在雷诺的实验中，层流和紊流的转化总是在约12000雷诺数时发生。由于这个转化总是突然出现，雷诺认为层流在低得多的雷诺数时已经是不稳定的了，但只有当整个体系有某些扰动时，转换才能出现。后来那些非常注意清除扰动的实验证明，在紊流出现以前，雷诺数可达到40000。为了找到紊流的下限，实验必须按相反的程序做，即从紊流开始，降低雷诺数直到层流出现为止，这时的雷诺数约2000。所以，雷诺数低于2000的水流称为无条件稳定流体——无论施加的扰动有多大，水流终将回复到层流状态。对雷诺数大于2000的水流来说，当雷诺数增加时可能仍是层流，但当它被扰动时，将变成紊流。因此层流和紊流转换时的雷诺数值是可变的。

粗略地估计自然条件下的雷诺数表明，大多数自然界的水流是紊流。

水的密度 $=1.0 \times 10^3$ 公斤/米³；水的粘度 $=1.0 \times 10^{-3}$ 公斤/米·秒；空气的密度 $=1.2$ 公斤/米³；空气的粘度 $=1.8 \times 10^{-5}$ 公斤/米·秒(全处于20℃)。在自然环境中，总有扰动。所以，紊流转换可能出现得早。

9. 摩擦(粘滞)拖曳和压力拖曳

到目前为止，仅讨论了流体本身。下一步将讨论完全浸没在流动流体中的固体小质点。

首先必须注意，只有那些直接与固体表面相接触的流体才能对固体质点产生作用力，在每一质点的表面上，相邻的流体质点对它都产生一垂直力即压力，和剪切力即摩擦力。这两种力对质点都有拖曳作用，即：对抗质点与流体之间的相对运动(假设流体

流过质点所产生的效应与那些质点在流体中通过时的效应是相同的)。

摩擦拖曳作用总是存在的, 因为所有流体都有粘度, 但压力拖曳作用则是变化不定的, 因为它主要取决于质点的形状。如果质点后半部的平均压力等于质点前半部的平均压力的话, 净压力拖曳等于零。但如果前半部的压力大, 结果就会产生一个大的压力拖曳, 这种拖曳作用对流线很有影响。

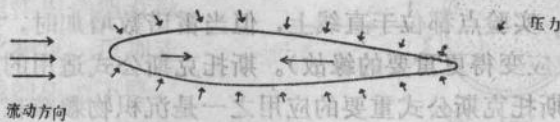


图 1-6

最初认为在流体中推动一个翼形物体最省力的办法是先从尖端开始, 即切入流体, 但事实上这不是有效的办法, 因为长的前端可能意味着产生过剩的压力, 推动翼形物向后。

10. 在低雷诺数时的拖曳作用

在低雷诺数时的情况是很简单的, 实验证明在低雷诺数时, 惯性力可以忽略。那么: 拖曳力 $\propto$ 速度; $\propto$ 流体粘度; $\propto$ 物体大小。

这就是最初由斯托克斯建立的关系——斯托克斯公式:

$$\text{拖曳力 } F_D = 3\pi D\mu u$$

注意在公式中没有出现流体的密度, 因为在海平面高度的空气和在喜马拉雅山那样高处的稀薄空气对降落的灰尘的阻力完全一样(由于质点小, 灰尘在空气中降落时处于低雷诺数状态)。

在什么情况下能应用斯托克斯定律呢? 为了进行拖曳实验, 定义拖曳系数 C_D 为:

$$C_D = \text{拖曳力} / \text{速度}^2 \times \rho \times D^2$$

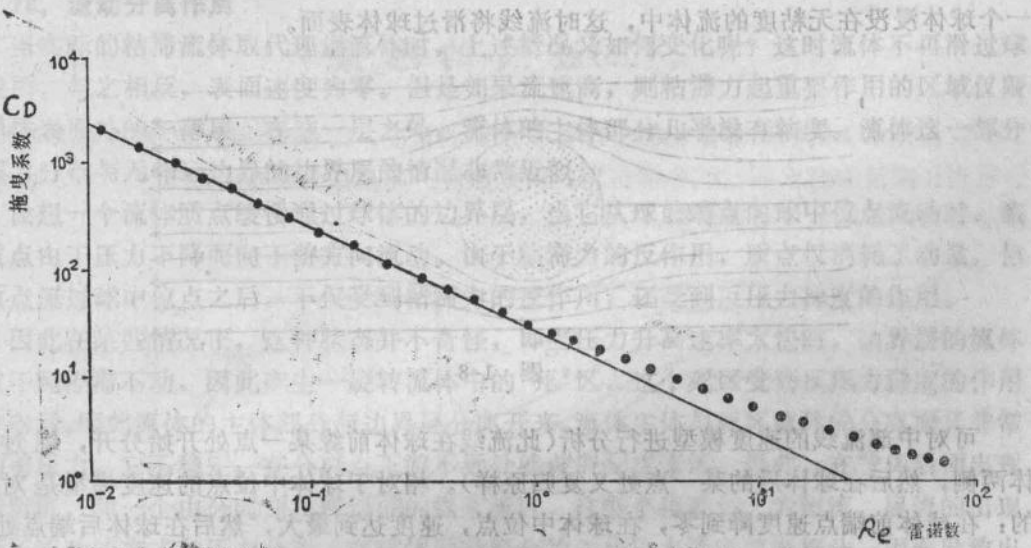


图 1-7

(此式是质点为球体的特殊情况,如果质点是其它形状,质点的直径就要换用别的尺度)。

如果斯托克斯定律适用,则

$$C_D = \frac{3\pi D\mu u}{u^2 \rho D^2} = \frac{3\pi\mu}{u\rho D} = 3\pi/Re$$

因此, C_D 与 Re 呈反比关系, 即: C_D 与 Re 呈线性关系。

在低雷诺数时, 实验点都位于直线上, 但当雷诺数增加时, 实验点开始逐渐与直线分离(流体加速度效应变得更重要的缘故)。斯托克斯公式适用的上限一般取到 $Re = 1$ 。

在 $Re = 1$ 时, 斯托克斯公式重要的应用之一是沉积物颗粒在净水中的沉淀。在此种计算中显示了 $Re = 1$ 的意义。水虽然粘度低, 但小颗粒的沉积物和低的沉降速率导致低的雷诺数状态。在水温 20°C 时, 垂直沉降的球状石英颗粒要满足斯托克斯公式时, 其最大粒径为 0.1 毫米, 即细砂级。

11. 在高雷诺数时的拖曳作用

对高雷诺数来说, 没有简单精确的拖曳作用公式, 只能作实验估计。

拖曳力 $\propto$ 速度²; $\propto$ 流体密度; $\propto$ 物体大小²。注意在低雷诺数时(即更接近层流), 拖曳力(阻力)与速度成正比, 但在高雷诺数时(紊流), 拖曳力与速度的平方成正比, 其间有重要差别。

此定律是近似的, 并有一些很重要的限制。最主要的是忽略了粘度效应, 即在高雷诺数时, 假定粘滞力可以忽略不计。但在某些情况下, 粘滞力是不可忽略的, 如当水流流过固体边界时, 边界处速度经常为零。因此在接近固体边界处, 常有低速流体层, 这里粘滞力就重要了。不管雷诺数多高, “边界层”始终存在, 因为实际的流体总保持非滑动状态。

12. 伯努利原理

虽然无粘度流体(称为理想流体)并不存在, 但有时作为初步近似仍是有用的。设想一个球体浸没在无粘度的流体中, 这时流线将滑过球体表面。

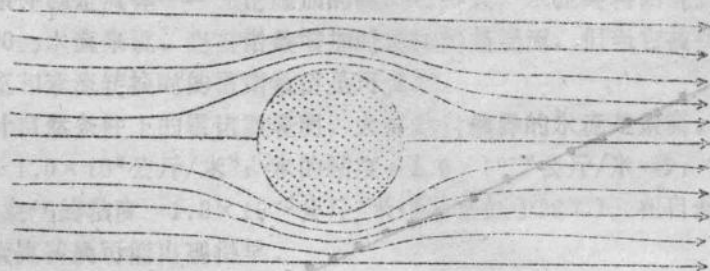


图 1-8

可对中部流线的速度模型进行分析(此流线在球体前缘某一点处开始分开, 绕过球体两侧, 然后在球体后的某一点处又复归原样)。相对于球体中位点的速度模型是对称的: 在球体前 endpoint 速度降到零, 在球体中位点, 速度达到最大, 然后在球体后 endpoint 处, 速度又降到零, 最后在下游远处, 速度又变成自由水流速度。球体前后的零速点称为停

滞点。

根据牛顿第二定律，可以推导出压力沿着流线是如何变化的。假定一理想流体，无粘滞力，因此，只有与运动方向相反的净压力可引起负加速作用，也即：使压力顺着流线增加。对于理想流体的这种概念由伯努利原理表达出来：在非粘性流中，负加速作用伴随着沿流线的压力增高。与此相反，正加速作用必定伴随着沿流线的压力下降。

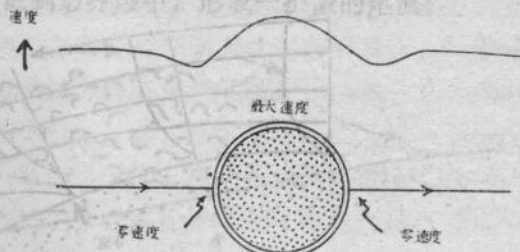


图 1-9

可以根据伯努利原理作出在固体上的压力分布图——它正好与速度分布相反。在停滞点处，压力最大，在中位点则最小。

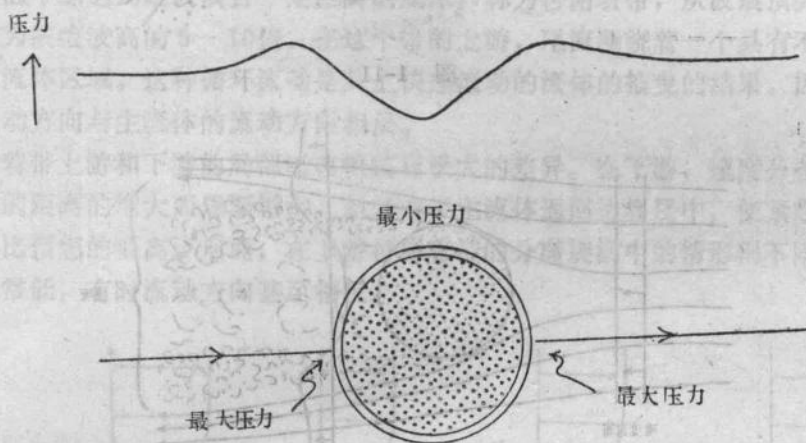


图 1-10

13. 流动分离作用

当实际的粘滞流体取代理想流体时，上述情况又如何变化呢？这时流体不再滑过球体表面，与之相反，表面速度为零。但是如果流速高，则粘滞力起重要作用的区域仅限于固体表面外的一薄层。在这一层之外，流体的主体部分几乎没有粘度。流体这一部分的压力分布与无邻近边界的边界层的情况非常近似。

设想一个流体质点缓慢通过球体的边界层，当它从球前端点向球中位点流动时，流体质点由于压力下降而向下游方向流动。由于粘滞力的反作用，质点仅消耗了动量，但当质点流过球中位点之后，不仅受到粘滞力的反作用，还受到反压力梯度的作用。

因此在某些情况下，这种状态并不奇怪，即当压力升高速率太快时，边界层的流体质点干脆停滞不动，因此产生一旋转流体中的“死”区，这个死区受到反压力梯度的作用被推向后，因此流体的主体部分与边界层分离开来。流体主体与死区流体的分离面具非常强的剪压力，它不稳定，在分离点下游不远处就破裂变成紊流。因此，在球体后面出现一滞留区，和一个由分离面发展形成的强紊流区。这整个体系称之为尾流。尾流的出现改变了流动的方式和压力分布，在球体后半部分的平均压力低于前半部分，因而导致出

现净压力拖曳作用。当流体流过钝的物体时，由流体分离产生的这种净压力拖曳作用通常比由物体表面摩擦引起的粘滞力大许多倍。

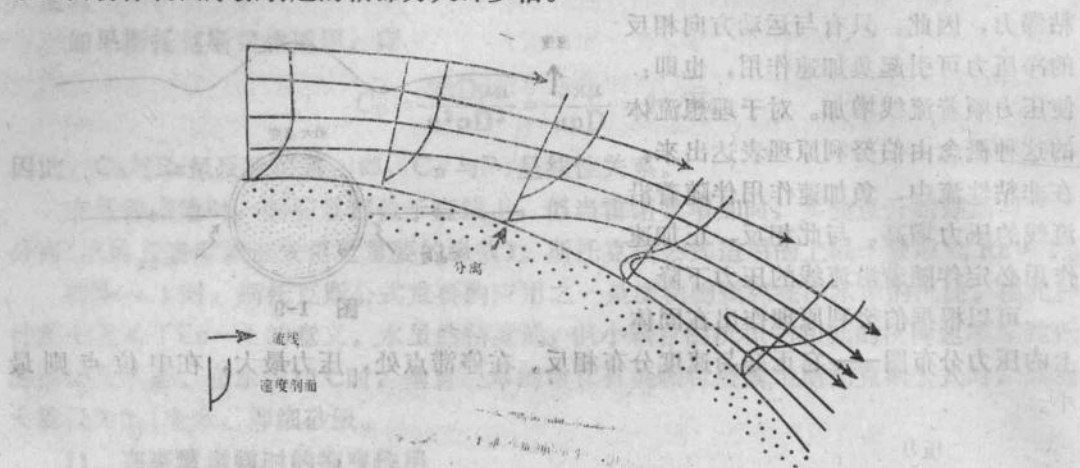


图 1-11

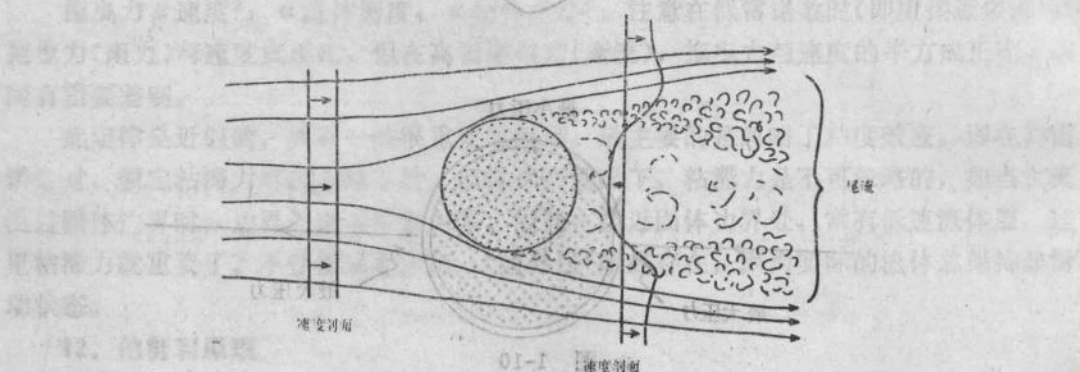


图 1-12

(二)波 痕 的 形 成

波浪背水面的状况非常类似于球体背水面的状况，而在无粘性(理想)流体的情况下会看到在波浪的背水面流线非常拓宽，因此形成一高反压力梯度。事实上，这个反压力梯度比在球体后的更强更急剧。

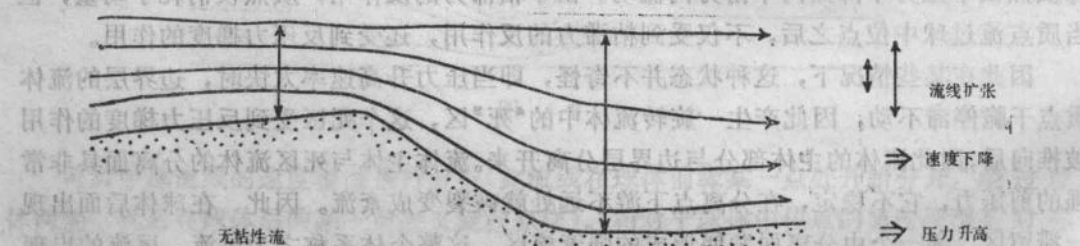


图 1-13

因此,对实际的粘性流体来说,流体分离面出现在波脊之上就不足为奇了。正如球体的情形一样,形成主流体新边界的强剪切面在分离点下游不远处将破裂成为强紊流带。紊流向上扩散到主流体中,向下扩散到边界层中,形成一扩散的尾流。

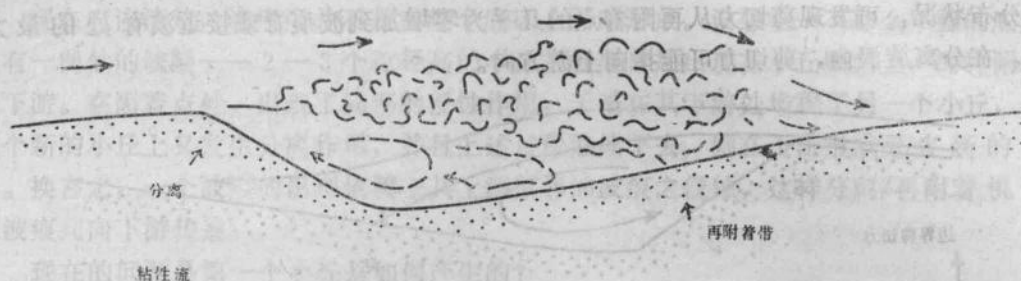


图 1-14

尾流的下缘达到距波痕舌一定距离的底床,称为再附着带,从波痕顶到再附着带的距离通常为波痕波高的5—10倍。在这个带的上游,尾流围绕着一个具有不规则旋涡和弱循环的流体区域。这种循环流动是其上快速流动的流体的拖曳的结果。因此,靠近波痕舌的流动方向与主流体的流动方向相反。

再附着带上游和下游的局部流速模式有极大的差异。在下游,速度分布或多或少随着与边界的距离的增大而逐渐增大,虽然由于主流体返回边界层中,使靠近边界处的速度可能比预想的要高。然而,在上游再附着带的分离旋涡中的情形则不同,接近底床的速度非常低,有时流动方向甚至相反。

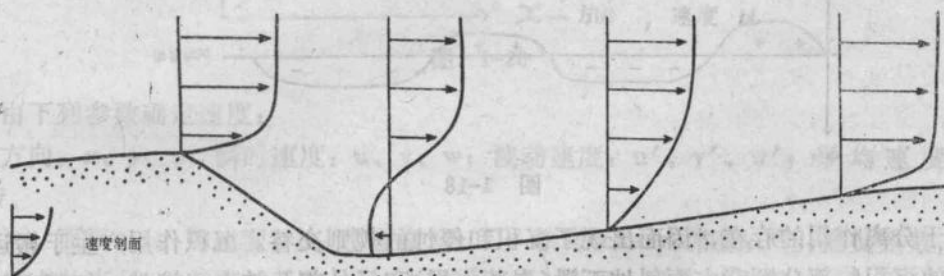


图 1-15

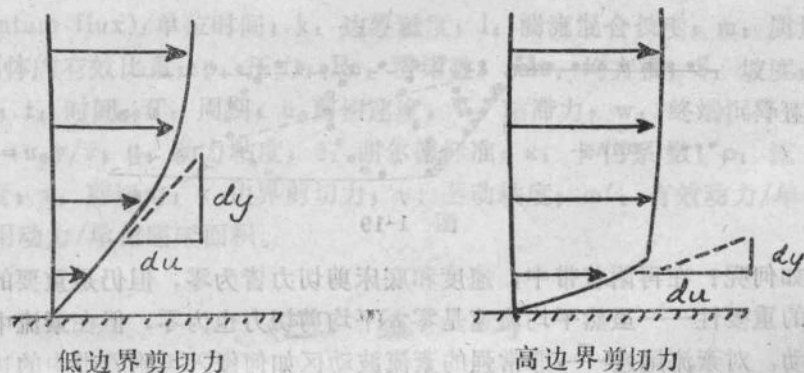


图 1-16

可以用速度剖面来计算底床上的剪切压强。这种计算是必要的，因为正是作用在边界处的流体的剪切力决定了是否能使沉积物搬运，如果能搬运，则搬运多少。边界剪切力随着在底床之上的速度梯度的增高而增加。用这个原理去推论在波痕面上的边界剪切力分布状况，可发现剪切力从再附着点的几乎为零增加到波痕脊或接近波脊处的最大值。在分离旋涡内，剪切力可能指向上游方向。

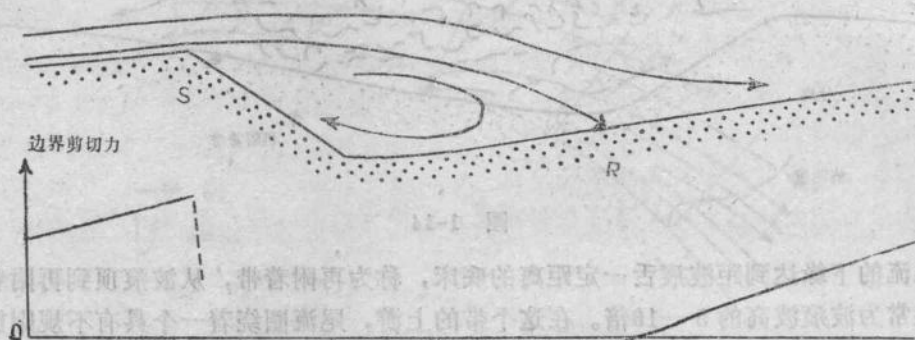


图 1-17

不应当认为这种流动模式是波痕出现的简单结果，事实上，正是这种类型的水流形成了波痕，并确保这些波痕连续出现。如果不出现分离作用，沉积物可能均一地越过底床的表面，因而或产生均一的沉积，或产生均一的侵蚀，或者保持稳定状态。

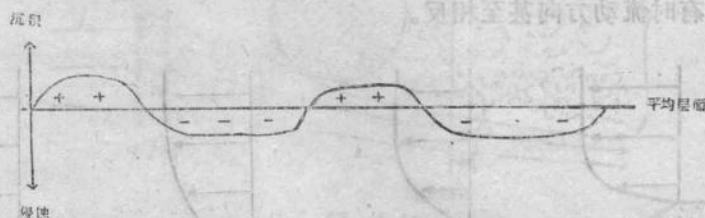


图 1-18

由于分离作用的存在，因而出现了沉积和侵蚀的规则交替。沉积作用产生于搬运到波脊处的沉积物部分顺背水面斜坡下滑(崩落作用)和另外部分被水流携带一短距离后，在分离旋涡中的沉淀(此作用的机制非常复杂)。

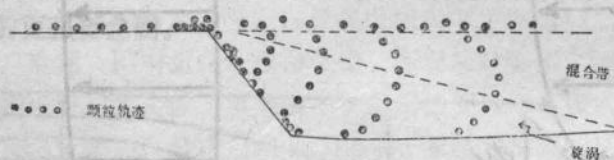


图 1-19

侵蚀又如何呢？在再附着带中，速度和底床剪切力皆为零，但仍是重要的侵蚀区。这表明紊流的重要性——虽然平均流速是零，平均剪切力也为零，但在紊流中，这一平均数总有波动。对紊流尾迹——非常强的紊流波动区如何侵入再附着带中的边界层已早有描述。因此，在再附着带的观测中看到，周期性突发旋涡把沉积物搅成悬浮状态并非奇

观。在再附着带的下游边缘，这些不时发生的运动大多是朝下游方向的。此时，平均底床剪切力发挥作用，并将沉积颗粒带走。

由上可知，维持波痕的主要作用并不仅是分离作用，而且也是湍流分离作用。

现在应该清楚，波痕列并不是在整个底床上同时形成。设想在一不那么平整的底床上有一偶然的缺陷——2—3个粒径高的小丘。分离作用出现在小丘颗粒上，而再附着于下游。在附着点处，出现了局部的侵蚀作用，于是在其下游处堆积了另一个小丘，在这个新的小丘上又发生分离作用，并且上述过程继续下去，则在下流形成更多新的小丘。换言之，一个波痕的出现依赖于其上游紧邻的波痕之侵蚀，这样分离/再附着机制把波痕列向下游传递。

现在的问题是第一个小丘是如何产生的？

符号和缩写

在 x 、 y 、 z 坐标体系中， x 代表平均流动方向

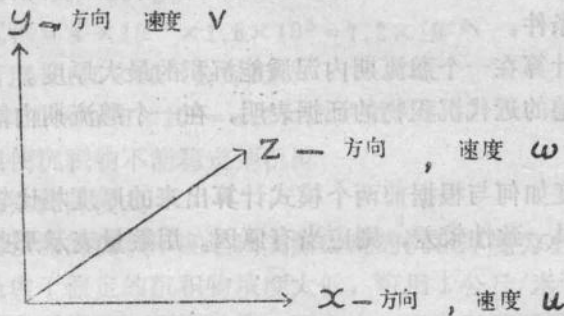


图 1-20

由下列参数确定速度：

方向： x 、 y 、 z ；瞬时速度： u 、 v 、 w ；波动速度： u' 、 v' 、 w' ；平均速度： $\bar{u}$ 、 $\bar{v}$ 、 $\bar{w}$ 。

A：面积；a：加速度；b：水道密度；C：却利(chazy)常数； C_D ：拖曳系数；D：球体质点的直径；e：有效系数； F_D ：拖曳力；f：达西—威斯巴赫(D'Arcy-Weisbach)摩擦系数；g：重力加速度；h：水深；I：惯性力；is：悬浮沉积物搬运速率；dJ：动量流量(momentum flux)/单位时间；k：边界糙度；l：湍流混合长度；m：质量(比重)； m' ：水中固体的有效比重；p：压力；Re：雷诺数；rms：均方根；S：坡度；s：悬浮沉积物浓度；t：时间；T：周期； u_* ：剪切速度；V：粘滞力；w：终端沉降速度； y^+ ：无量纲高度= $u_* y / \nu$ ； μ ：动力粘度； θ ：谢尔德标准； κ ：卡门系数； ρ ：流体密度； σ ：固体密度； τ ：剪切力； τ_0 ：边界剪切力； ν ：运动粘度； ω' ：有效动力/单位底床面积； ω ：所用动力/单位底床面积。

(三) 练习

1. 在潮汐体系中的泥质沉积