

高速水流译文集

长江水利水电科学研究院选译

水利电力出版社

高速水流译文集

长江水利水电科学研究院选译

水利电力出版社

内 容 提 要

本译文集选载了近年来国外技术文献中有关高速水流问题研究的部分论著。全书共分五部分,包括空穴与空蚀、掺气、脉动与振动、消能防冲和测试技术等,共计四十六篇成果报告。论文大都选自1970年以后国外出版的有关文献。内容着重理论研究,有介绍新的研究课题的;亦有以实用为主,介绍行之有效的工程措施的。这些文献资料,对加速我国高速水流设计科研工作具有一定的促进作用。本书可供从事水利工程设计、科研、施工、运行管理和水利院校教研工作的人员参考。

高速水流译文集

长江水利水电科学研究院选译

*

水利电力出版社出版

(北京德胜门外六铺炕)

新华书店北京发行所发行·各地新华书店经售

水利电力出版社印刷厂印刷

*

787×1092毫米 16开本 32印张 730千字

1979年12月第一版 1979年12月北京第一次印刷

印数 0001—3180册 每册 3.90元

书号 15143·3517

前 言

高速水流问题是二十世纪中叶发展起来的水力学中的一个分支。随着高坝建设的兴起，高坝泄流的流速日益增加，于是产生了“高速水流现象”，它们包括：空蚀问题、掺气问题、水流脉动和结构物的振动问题、高坝消能防冲问题等。

建国以来，我国水利水电工程大量兴建，高速水流问题也引起了广泛的重视。为了吸取国外在这方面的经验，在五十年代编译出版了《高速水流论文译丛》，对推动我国高速水流设计科研工作的发展，起了促进作用。近年来，国外在这方面又积累了很多经验和资料。为加速我国高速水流设计科研工作的开展，1977年，由水利电力部科学技术委员会和规划设计管理局共同主持召开了泄水建筑物高速水流问题研究与总结座谈会，会上决定成立高速水流情报网，编辑出版《高速水流译文集》。由我院担任译文集的组稿和主编工作。通过高速水流情报网内各成员单位的共同努力和密切协作，分别翻译了80余篇论文，后经水利电力部科技委和规划设计管理局召开会议审查和反复研讨，从中选定了46篇论文。内容包括：空穴和空蚀、掺气、脉动和振动、消能防冲、测试技术等五部分。所有论文大部选自1970年以后国外出版的有关文献，内容有着重理论方面的，有以实用为主的，有介绍新的研究课题的，对于我国高速水流的设计科研工作都有一定的参考价值。

本译文集是在水利电力部科学技术委员会和规划设计管理局的领导下，高速水流情报网有关成员单位通力合作的产物。在选题、翻译、校审过程中，也得到有关科研单位、高等院校、水利水电工程单位的帮助，特致以谢意。我院参加本译文集组稿、通读、校订、缮写和制图工作的有：肖世泽、饶冠生、牟同波、曹竹薰、苗青在、姜桂兰、史广兰等同志。

由于我们水平所限，本译文集可能存在不少缺点，希读者批评指正。

长江水利水电科学研究院

一九七九.三.

目 录

前 言

第一部分：空 穴 与 空 蚀

紊流边界层中的空穴现象·····	1
空穴引伸的有关问题·····	18
空蚀现象的模型定律·····	41
高速水流中表面不平整引起的空穴·····	64
高速水流中表面不平整引起的空穴（讨论）·····	75
在空穴条件下运行的水工建筑物·····	79
布赫塔尔明水电站溢洪道空蚀问题的原型观测和模型试验·····	83
用调整近壁层水流流速的方法防止压力泄水道空蚀·····	89
用超空穴结构降低高水头闸门空蚀强度·····	93
有关阀门空穴的试验资料及其应用·····	97

第二部分：掺 气

掺气减蚀论文摘译·····	113
溢洪道上水流发展的预测·····	141
溢流坝泄流掺气·····	152
自掺气水流的发展范围·····	159
高水头闸门管道的通气问题·····	170
大坝底部泄水道空穴区通气的研究·····	183
水流掺气对第二共轭水深的影响·····	188
含气量对空穴初生、空穴性能和空穴蚀损的影响·····	192
关于射流闸门水力特性的试验·····	210

第三部分：脉 动 与 振 动

水流引起的结构振动·····	218
溢流坝护坦板上的计算脉动荷载力矩·····	226
论闸门止水的自激振动·····	232
水流动水压力对溢流坝挑流鼻坎下游河床影响的模型试验和原型观测·····	242
淹没水跃的压力脉动·····	253
泄水底孔脉动压力的原型观测和模型试验·····	262
关于水工建筑物振动的实际经验·····	271

论水流引起水工建筑物的振动和减振措施	282
坝和闸门振动的原型观测	293
高坝溢洪道隔墩水流动力作用的计算	304
厂房顶溢流的原型观测	313
直升闸门的水激振动	332

第四部分：消 能 防 冲

坝的永久性泄洪道	343
大坝初步规划阶段对溢洪道和消能工的选择	357
大型水利枢纽泄水建筑物的水工模型试验研究	373
土坝及混凝土坝的泄洪道、跌塘及消力池的选型	390
扩散型消力池的设计计算	401
自由射流对岩石河床冲刷作用的探讨	414
用射流稳定水跃	423
日本多目标工程消能工的历史性发展	433
锥形阀门出口消能室	441
狭窄河谷泄流挑坎的研究	448
屏型消能工的漩滚作用	455

第五部分：测 试 技 术

激光测速仪述评	466
初始流量未知的流动分析	477
水工泄水建筑物空穴发生和空蚀原型试验研究仪器	493
自身掺气水流的原型观测仪器	498

第一部分: 空穴与空蚀

紊流边界层中的空穴现象

美国 R.E.A.阿恩特 J.W.戴 利

提 要

本文研究光滑的和粗糙的固体边界上紊流边界层中紊流对空穴初生的影响的专门问题。与此有关的一些问题,如淹没射流掺混区和淹没在紊流边界层中的孤立凹凸的空蚀都提出了研究报告。这个问题形成一般空穴缩尺影响问题的分支。文中简要总结了紊流影响的种类和可能的大小。问题是紊流对缩尺影响的关系,因此本文中还包括了对缩尺定律的讨论。

专 门 用 语

C = 常数, 文中规定。

C_f = 表面阻力系数, $\frac{\tau_0}{\frac{1}{2}\rho U^2}$ 。

C_p = 压力系数, $\frac{p-p_0}{\frac{1}{2}\rho U_0^2}$ 。

f = 频率。

K = 粗糙高度。

p = 压力。

p_0 = 参考压力。

$\bar{p}$ = 时均压力。

p' = 压力的脉动分量。

p_{cr} = 临界压力。

p_m = 最小压力。

p_v = 汽化压力。

$p^* = p_{cr} - p_v$ 。

$q'^2 = u_1'^2 + u_2'^2 + u_3'^2$ 。

R = 气泡半径。

R^* = 临界气泡半径。

s = 表面张力。

U = 自由流流速。

U_0 = 参考流速。

u_i = 局部时均流速分量 ($i = 1, 2, 3$)。

$\bar{u}_i$ = 时均流速分量 ($i = 1, 2, 3$)。

u_i' = 脉动流速分量 ($i = 1, 2, 3$)。

u_* = 剪切流速, $\sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}$ 。

X, Y = 座标。

x_i = 座标, 张量符号 $i = 1, 2, 3$ 。

δ = 边界层厚度。

δ_* = 位移厚度。

Δ = 特征厚度, $U\delta_*/u_*$ 。

$\Delta\sigma_i$ = 空穴缩尺影响。

ε = 漩涡粘度。

θ = 动量厚度。

ρ = 密度。

σ = 空穴指数。

σ_i = 初生空穴数。

σ_{ii} = 局部初生空穴数。

σ_{iR} = 孤立凹凸的初生空穴数。

$\sigma_{i\infty}$ = 光滑物体的初生空穴数。

τ_0 = 壁面切应力。

ν = 流动粘滞度。

引 言

很多实际工程问题中都包含有某种类型的紊动剪切流。这种水流的一个专门问题就是通常发生的空穴现象。边界层空穴可能与高流速渠道、溢洪道、大型潜水物体等有关。高速水下射流,例如喷水式推进器的水下射流也容易发生空穴现象。从自来水管到潜水艇的潜望镜,每一种东西都可能在尾流和其他分离水流中发生空穴现象。

本文涉及一个特殊的范畴,叫做边界层空穴;不过这个问题的很多特征是直接与紊动剪切流中的空穴更为普通的情形相联系的。所有紊流的一个固有特征,是压力不稳定地变化,其峰值可能比静水压力低得多。这种压力脉动的强度与水流中的时均切应力强度有直接关系。由于紊流的脉动压力使边界壁的时均压力远高于汽化压力时也会发生空穴现象。

在已有的文献中有关紊流边界层中空穴特殊情况的论述是很贫乏的。戴利和约翰逊(Daily and Johnson)^[1]曾研究了光滑壁面具有相当平缓的压力梯度的边界层的情形。他们发现空穴常常发生在壁面局部压力大于汽化压力的时候。通过摄影观察气泡的增长过程,发现空穴开始发生在边界层中那些瞬时压力降低至汽化压力以下的地方。阿恩特和伊彭(Arndt and Ippen)^[2]研究了靠近粗糙壁面的边界层情况。他们发现初生空穴数直接随壁面切应力的强度而改变。气泡动力学的摄影观察也指出,在边界层中当紊流脉动压力下降到一临界值,即比汽化压力稍低时,就会发生空穴。

与上面引用的著作有关的是对淹没在边界层中的孤立不平整度的影响的观察。霍尔(Holl)^[3]研究了圆弧形的和锐缘的二元不平整度(Irregularity)的影响。他发现空穴指数有很大的提高,空穴指数是与不平整度的相对高度和其上游边界层的形状因素有关系的。本森(Benson)^[4]扩大了这个工作,他研究了三元不平整度的情况,得到相似的结果。其它与本问题有直接关系的工作就是罗斯(Rouse)^[5]关于淹没射流中空穴的产生。把他的关于水中空穴初生和在气体紊动射流中压力脉动的量测成果联系起来。罗斯的结论是,空穴是由压力的负峰引起的,而这个负峰的数值较均方根值大10倍。其它有意义的是克米恩,麦克格劳和帕金(Kermeeen, McGraw and Parkin)^[6]等人的工作。他们研究了锐缘圆盘尾流中的空穴,圆盘底的平均静压力比汽化压力高得多。

现有的问题可以认为是一般缩尺影响问题的分支。在进行任何一般性的讨论以前,必须对压力随时间的脉动和在紊动剪切流中气核的特性、来源和分布这些问题有一个详细的了解。

缩 尺 问 题

空穴效应常用的相似参数是

$$\sigma = \frac{p_0 - p_v}{\rho U_0^2 / 2} \quad (1)$$

式中 p_0 和 U_0 是压力和流速的参考值。缩尺影响可以定义为一种使得同样的事件(例如空

穴的初生)具有不同的 σ 值的现象。只有在无粘性水流和空穴初生时的临界压力等于所研究液体的汽化压力这种情况下,才会完全依赖于这个参数。注意到这一点,并且进一步考虑在大多数的空穴现象的观察中,都包含对固体边界压力的量测,一般的缩尺影响问题可以分为三项:

- 1) 空穴初生处的临界压力可以不等于汽化压力。
- 2) 流场中的最小压力(不管是否在物体上)并非固定地与动压力 $\rho U^2/2$ 相联系。
- 3) 紊流和漩涡可使最小压力的位置离开边界,并且可以与物体表面的数值不同。

上述第一项的偏离,直接与气核的性质和来源有关系,并与气泡动力学发生关系。通过以下这个众所周知的方程式,气泡动力学方面分析了表面张力 s 和气核含气量的影响:

$$RR'' + \frac{3}{2}(R')^2 = \frac{1}{\rho} \left[p_v - p - \frac{2s}{R} + \frac{K}{R^3} \right] \quad (2)$$

式中 R 是气泡半径, p 是气核处周围液体的压力, K 是固定的气体质量在恒温时的一个常数,“ $''$ ”则表示对时间的微分。方程式左边的动力项恒等于零表示静平衡的情况。存在一个临界压力值,当压力小于这个临界值时,静平衡将是不可能的,而且将要开始产生空穴,即

$$p^* = (p - p_v)_{\text{临界}} = -\frac{4s}{3R^*} \quad (3)$$

式中 R^* 是临界半径。对临界半径的摄影观察曾是确定 p^* 的一个方法。对于气泡增长的后半期,方程式(2)可简化成下述近似式:

$$R' = \left[\frac{2}{3} \frac{p_v - p}{\rho} \right]^{1/2} \quad (4)$$

正如斯特拉斯伯格(Strasberg)在对戴利和约翰逊的文章^[1]进行讨论时所指出的,由于在空穴生长的早期, R' 实际上是常数,所以观测到的空穴生长率的资料可用式(4)来计算 p^* 。严格说来,只有当 p 为常数时,式(4)才是准确的。但也存在这种可能性,就是当振荡频率远低于气核的自然振荡频率时,对于压力随时间而变化的情况,式(4)也是成立的。有一些试验工作说明后者可能是对的。象0.02英寸这么大的气核,它的共振频率远超过伴随着压力脉动而产生的包含有更多能量的频率。对于一个压力脉冲的类静态反应的气核,它的尺寸的上限是与所研究水流的性质和尺度有关的。梅斯特罗(Maestrelli)^[7]量测了一个平板紊流边界层下面的壁面压力脉动的功率谱。他的结果指明了能量强迫漩涡停留在下述范围:

$$\frac{2\pi\delta_*f}{U} < 1 \quad (5)$$

式中 δ_* 是边界层的位移厚度, U 是边界层边缘上的自由流流速, f 为频率。例如边界层厚度为1英寸($\delta_* \approx 0.12$ 英寸),流速为40秒英尺,则其频率上限为638赫。一个0.02英寸气核的自然频率约为2000赫。典型的气核尺寸小于0.02英寸,所以在尺度相当小的紊流中可以预计紊流脉动的类静态反应。果真如此,则反映气泡增长速率的式(4)就给出了确定 p^* 的第二个方法。

上述第二项包含了一般的雷诺缩尺问题。

第三项所涉及的问题是边界壁压力，边界层紊流，边界层中的最小压力之间以及气核反应时间与压力持续时间二者之间的时间缩尺影响等因素的关系。在很大的程度上这些问题是本文所讨论的中心。

紊流影响

当在一般的缩尺影响问题中考虑到紊流时，就会想起以下几个因素：

1. 边界层中时均静压力的变化和它与壁面时均压力之间的关系。
2. 脉动压力的最小值和它与壁面压力的时均值和均方根值有关的影响。
3. 整个边界层中存在气核的分布和紊流的作用。

对于一个二元边界层中的三元紊流，第一个因素是很容易分析的。当有小的曲率时，将相应的动量方程进行积分可得：

$$\bar{p}(Y) + \overline{\rho u_2'^2} = p(x) \quad (6)$$

或者写成标准化的形式：

$$\frac{\bar{p} - p(x)}{1/2\rho U^2} = -2 \frac{\overline{u_2'^2}}{U^2} \quad (6a)$$

式中 $p(x)$ 是势流的解， $\overline{U_2'^2}$ 是与壁面正交的流速变化强度， $\bar{p}$ 是边界层中的时均静压力。利用量测到的紊流资料进行计算表明这种型式的压差是微小的。戴利、林和布劳顿 (Lin and Broughton) [8] 曾试图用静压管直接量测 $\bar{p}$ 。他们发现时均压力的降低较由式 (6) 计算的数值稍高一些，但仍然不超过自由流中动压力的 2%。一个典型的预计数值是 $0.003\left(\frac{1}{2}\rho U_0^2\right)$ 。观察指出，当壁面的时均静压力超过临界压力至少为自由流动压力的 5%

时，就会出现空穴。这个事实说明压力随时间的脉动是必须考虑的。

把压力脉动与时均和紊动速度场联系起来的相应方程式以张量符号表示如下：

$$\frac{\partial^2 P'}{\partial x_j^2} = -\rho \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} [(\bar{u}_i + u_i')u_i' + u_j'\bar{u}_i - \overline{u_j'u_i'}] \quad (7)$$

克拉奇曼 (Kraichman) [9] 给出了一个更简化的形式：

$$\nabla^2 p' = -2\rho \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_2} \frac{\partial u_2'}{\partial x_1} \quad (8)$$

此方程只适用于充分发展了的二元槽流，那里的时均流速的横向分量假设为零，因而 $\bar{u}_1$ 只是 x_2 的函数。还假设紊动流速分量小于时均流速场。克拉奇曼并未企图证明式 (8) 对研究边界层的适用性，但威尔马斯和伍尔德里奇 (Willmarth and Wooldridge) [10] 曾说明这种简化是为了分析壁面压力。式 (8) 的一个近似解指明壁面压力的均方根与壁面切应力 τ_0 之间有牢固的依赖关系，即

$$\left. \frac{\sqrt{\overline{p'^2}}}{\tau_0} \right|_{\text{壁面}} = \text{常数} \quad (9)$$

对于水流（马赫数接近零），根据几位研究者报导的数据进行平均，这个常数约为2.3。

据作者所知，至今尚没有关于边界层内脉动压力的详细研究报告。基于各向同性模型的理论估计，几位研究者公布了下列形式：

$$\sqrt{\overline{p'^2}} = C\rho \overline{q'^2}/2 \quad (10)$$

或
$$\sqrt{\overline{p'^2}} = C_1\rho \overline{u_1'^2}/2 \quad (11)$$

式中

$$\begin{aligned} \overline{q'^2} &= \overline{u_1'^2} + \overline{u_2'^2} + \overline{u_3'^2} \\ &= 3\overline{u_1'^2} \quad (\text{对于各向同性的紊流}). \end{aligned} \quad (12)$$

巴切勒(Batchelor)^[11]得到 $C=0.39$ ($C_1=1.16$)。欣兹(Hinze)^[12]计算出 $C=0.47$ ($C_1=1.4$)，与早先尤伯罗爱(Uberoi)^[13]的计算值很接近。大量的紊流资料表明：

$$\left[\frac{\overline{u'^2}}{u_*^2} \right]_{\text{最大}} \cong 2 \quad (13)$$

式中 u_* 为剪切流速 $\sqrt{\tau_0/\rho}$ 。将式(11)改写成：

$$\frac{\sqrt{\overline{p'^2}}}{\tau_0} = \frac{1}{2} C_1 \frac{\overline{u_1'^2}}{u_*^2} \quad (14)$$

并假定式(9)在最大紊流强度点也适用，则得到 $C_1=1.2$ 。这表明边界层中壁面脉动压力的量测和压力的计算之间至少在数量级上的一致。剩下的问题是压力负峰的数值和持续时间与均方根值的关系。如果假定紊动脉动的特征为高斯性，则压力脉动的概率密度并不是高斯性，它在较大的机率上与均值有大的偏离。梅斯特罗^[7]的量测证实了这个假设。

没有详细考虑紊流扩散对水流中气核分布的影响。气核不仅来自边界层外部的势流，而且边界本身表面可能是气核的一个主要来源。阿恩特和伊彭^[2]就观察到气核是从边界表面上未加工的凹槽输入边界层水流的。他们还观察到，所有接近输水隧洞顶部边界层内的气泡倾向于与泥沙在紊动水流中的分布相同。

粗 糙 影 响

表面粗糙度(Surface roughness)可以分成明显不同的两类：1) 孤立的不平整度，例如在组装构件中配合错误，凹陷和刻痕，水工结构物的伸缩缝结合不好等。2) 散布的粗糙度，为表面纹理所引起的粗糙。第一类已由霍尔^[3]详细研究过，他发现空穴指数的提高是与扰动的上游光滑壁面边界层的形状因素和突出物相对粗糙高度有关的，即：

$$\Delta\sigma_i = f\left(\frac{\delta_*}{\theta}, \frac{K}{\delta}\right) \quad (15)$$

式中 δ_* 是位移厚度， θ 是动量厚度， K 是粗糙高度， δ 是边界层厚度。如忽视紊流影响，则在压力梯度为零的平板上的初生空穴数是

$$\sigma_{iR} = f\left(\frac{\delta_*}{\theta}, \frac{K}{\delta}\right) \quad (16)$$

此处的函数关系决定于个别扰动的型式。霍尔^[3]提供了二元圆弧体和锐缘凸出物的资料，而本森^[4]则研究了三元扰动物。霍尔计算物体扰动的影响是：

$$\sigma_i = -C_p + \sigma_{iR}(1 - C_p) \quad (17)$$

式中 C_p 是不平整处的压力系数。

表面纹理的影响有两方面，一是影响表面气核的稳定性，二是影响时均流速纵剖面 and 改变紊流强度。如果忽视第一个因素，阿恩特和伊彭^[2]曾指出散布型粗糙的表面可与光滑壁面边界层列入同一类，这里的紊流影响占优势。本文将采用此种方法。孤立的不平整度的影响将作为一种特殊情况来考虑。

空穴缩尺关系

即使对紊流影响没有详细的了解，也有可能得到某些缩尺关系。只有通过紊流强度和壁面切应力之间有直接关系这个假定，才可以推导出一个光滑和粗糙壁面边界层的简单的相似定律：

$$\frac{\sqrt{q'^2}}{u_*} = f\left(\frac{Y}{\delta}\right) \quad (18)$$

可以假定压力脉动与流速脉动有下列关系：

$$\sqrt{p'^2} \approx \rho \sqrt{q'^2} \quad (19)$$

空穴初生点的壁面时均静压力 $\overline{p_w}$ 与压力负峰之差为：

$$\overline{p_w} - p_m = C_1 \sqrt{p'^2} \quad (20)$$

式中 C_1 是未定常数。假设 $p_m = p_v$ 时发生空穴，用联立方程式(18)，(19)和(20)，并使自由流动压力标准化，则得到：

$$\sigma_{ii} = C_2 C_f \quad (21)$$

式中

$$*C_2 = \frac{\overline{p_w} - p_v}{\frac{1}{2} \rho U^2} \quad (22)$$

$$C_f = \frac{\tau_0}{\frac{1}{2} \rho U^2} \quad (23)$$

系数 C_2 一般必须是气核的粒径分谱(Size Spectrum)和空间分布以及紊流性质(如：尺度，强度和相互关系等)的函数。如果采用下列关于表面阻力系数的定义

$$C_f = -\frac{2(\overline{u'_1 u'_2})_{\text{最大}}}{U_0^2} \quad (24)$$

式中 $-\overline{u'_1 u'_2}$ (原文如此，译注)是紊流雷诺切应力。还可以得到与式(21)近似的关系式，这个式子对于时均静压力有很小变化的其他紊动剪切流动也适用。对于一个物体的

* 译注：原著式(22)左边为 σ_{ii} ，疑系 C_2 之误，故改成 C_2 。

边界层的情况而言, 用物体上游的压力和流速表示的所有空穴指数可以写成与霍尔关于孤立粗糙的方程式相似的形式:

$$\sigma_i = -C_p + C_2 C_f (1 - C_p) \quad (25)$$

C_p 表示流动中空穴初生处边壁上的压力系数, 并假设临界压力是 p_v 。如果已知 C_p , C_2 和 C_f 为雷诺数、壁面粗糙和气核性质的函数, 则式 (25) 可作为比尺关系 (Scaling relation)。当雷诺数足够大时, C_f 可以认为只是相对粗糙度的函数。对于从被水流环绕的气核或从物体上某些地方产生的气核的空穴初生现象, 此种方法都可以适用。

必须强调指出, 上述考虑只适用于空穴初生压力的比尺系数。因为水流的长度比尺改变, 就可能使时间比尺改变。大岛 (Oshima) [14] 研究了时均水流的长度和时间比尺的关系以及它在气泡动力学上的影响, 得出下列条件:

$$\left[(\sigma_i + C_p) + \frac{\frac{2s}{R}}{\frac{1}{2} \rho U_0^2} \left(\frac{l}{R} \right)^2 \right] = \text{常数} \quad (26)$$

式中 l 是长度比尺, R 是气核半径。大岛的成果是基于下述假定, 即压力随时间的变化是由于当一个小气泡沿一特定物体流动时感觉到的时均压力的变化。现在讨论的局部压力随时间的变化是重要的, 而他们有关的影响则依赖于气核的反应时间。要用大岛建议的方法进行完整的分析需要对紊流压力场的幅度与持续时间有广泛的了解, 而目前这是做不到的。还不知道这种类型的缩尺影响是否重要。

试 验 观 察

气泡动力学

戴利和约翰逊 [1], 阿恩特和伊彭 [2] 都谈到利用摄影技术得到了作为边壁压力的函数的气泡临界直径。图 1 是这种资料的一个实例。从气泡稳定性关系看出, 方程式 (3) (实线) 给出 $(p_{cr} - p_v)$, 只要把这条曲线向上等量地移动 (虚线), 就会适合光滑和略有粗糙的壁面的资料。对于一定的粗糙度, 这个差值表示在观看到初生空穴时量测的边界壁压力超过由观察到的临界直径计算出的气泡壁附近压力的瞬时值。要注意的是, 当临界直径大于 0.015 英寸左右时差值 $(p_{cr} - p_v)$ 是颇小的。因此, 假定 $(p_{cr} - p_v)$ 颇小时, 式 (21) 与 (25) 对于这些试验是确有根据的, 而且只有小的误差。

还要进一步讨论图 1 提供的很粗糙的壁面的资料。边界压力随临界直径的变化看来不是按照稳定性理论所预言的。但要想到恰当的参数是气泡壁附近的局部压力。如果气泡附近压力和边界上时均压力差不是常数, 则就会发生这样的观察偏差。在上述试验中壁面压力较开始值稍有降低就会使空穴活动力大大增加。这就改变了压力场, 因此一个已知的壁面压力减小值, 并不致使气泡附近最小压力相应减小。

从观察气泡增长和应用前述式 (4) 可得到进一步证明, 在上述试验中 $(p_{cr} - p_v)$ 只有不到 1 英尺的水柱。图 2a 是戴利和约翰逊 [1] 提供的一个光滑壁面的实例, 图 2b 是阿恩特和伊彭得到的粗糙壁面的资料。两套数据都指明气泡的部分增长过程是线性关系。利

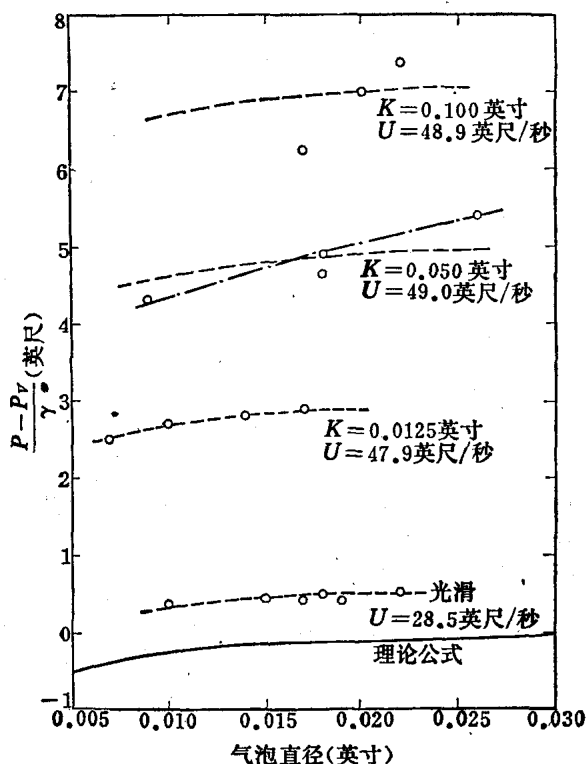


图 1 壁面压力与临界直径的关系
(根据阿恩特和伊彭^[2]资料)

边界层以外。整个气泡群是复杂的，是由某些气核加上在空穴过程中产生的大气泡组成的。封闭系统中气泡的循环也使问题复杂化。重点是在边界层的中心发生空穴，戴利和约翰逊^[1]也观察到了这一点。但这一点还要进一步弄清楚，问题的某些方面还需要研究，例如在初生

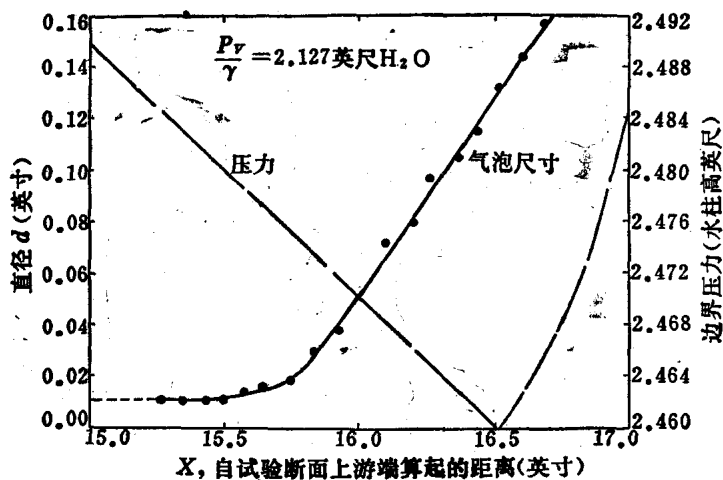


图 2a 戴利和约翰逊试验得出的时均静压力的变化和空穴尺寸

用线性部分的斜率作为气泡增长率，式(4)可用来计算 $p_v - p_{cr}$ ，可与临界半径 R^* 的观测结果进行比较。结果列于表1，从表中可以看出虽然并不完全相同，但是每一种方法所确定的 $p_v - p_{cr}$ 值都是颇小的。

对紊流边界层中气泡群的摄影观察引出了问题的另一个有意义的方面。图3给出的典型直方频率曲线说明气泡出现的频率是穿过边界层的相对距离的函数。这些由阿恩特和伊彭^[2]所得到的资料指出贯穿边界层的膨胀气泡(图中的虚线)和全部气泡群的分布。重要的是空穴出现的最大频率是在边界层的中心这个事实。全部气泡的分布在紧贴壁面处最大，在这个实例中，气泡最多分布在一个小的封闭循环水洞的顶部。大部分集中在顶部的原因是由于浮力作用，连同紊流扩散作用把集中的气泡扩散到

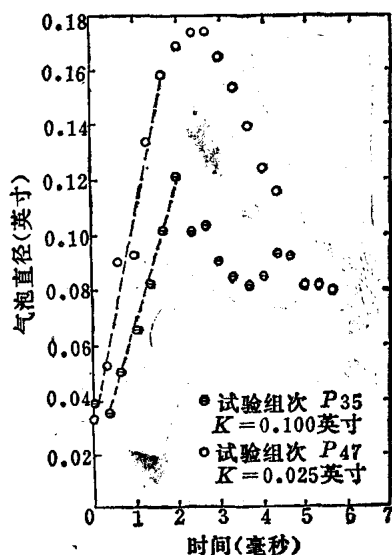


图 2b 阿恩特和伊彭得到的典型的气泡生长过程

表 1

气 泡 生 长 资 料

K (英寸)	R* (英寸)	$\frac{p_v - p_{cr}}{\gamma}$ (英尺)	
		增长资料, 式(4)	稳定性资料, 式(3)
0.100	0.0065	0.48	0.195
		0.10	0.195
		0.25	0.195
		1.34	0.195
0.050	0.0045	0.76	0.281
		0.58	0.281
0.025	0.0050	0.30	0.253
		0.21	0.253
0.0125	0.0085	0.54	0.149
		0.28	0.149
光 滑	0.0050	0.12	0.253

条件下气核的尺寸和浓度分布以及整个边界层中紊流压力场的性质和大小。戴利—约翰逊和阿恩特—伊彭的实验中, 引力的方向都是朝着壁面的。也许猜想较大的气核会靠近壁面, 在这个地区产生空穴的机率会更大。但所有试验资料都指明空穴发生在靠近边界层的中心。这个结论是由于在边界层中心压力负峰的数值和可能持续的时间都比靠近壁面的大, 在该处观察到了最大的紊流强度。

紊流量测

紊流边界层中气泡动力学的观察指出, 对于现有的资料, 缩尺影响主要与紊流压力脉动有关。虽然对于边界层中或其它剪切流变中紊流的全面研究不在本文范围之内, 但是某些紊流量测是应当的, 并在这里加以说明。

图4a, 图4b给出了紊流强度分布的一般特点。这些资料是莱巴诺夫 (Klebanoff) [16] 在研究光滑壁面边界层与科森和基斯特勒 (Corrsin and Kistler) [17] 在粗糙壁面边界层中得到的。粗糙壁面中相对于自由流流速的紊流强度要高一些, 但是在边界层中的相对分布则几乎相同。另一个有意义的特点是: 紊流切应力和紊流动能之比接近于常数。这可从图5中由欣兹 [12] 利用舒鲍尔 (Schubauer) [18] 的数据进行计算的结果中看出。图6中也给出了在光滑和粗糙壁面边界层中紊流强度分布的相似性和对时均切应力的强烈依赖性, 图6把阿恩特和伊彭 [2] 在粗糙壁面附近得到的紊流资料和其他研究者在光滑壁面和粗糙壁面附近得到的资料作了比较。在这个图中使紊流强度的纵向分量对剪切流速的比值

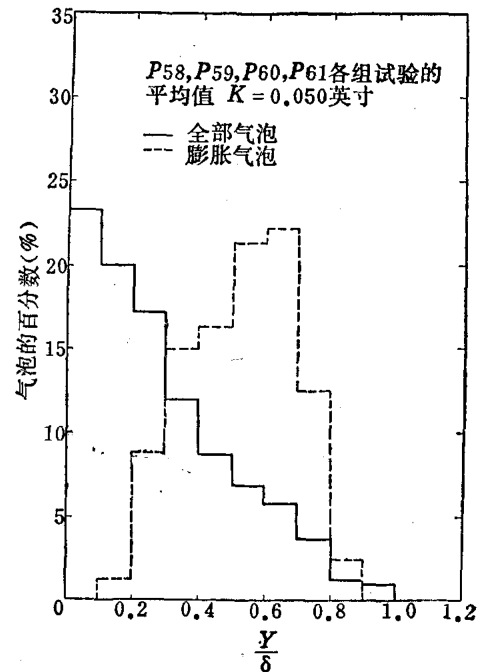


图 3 典型的气泡分布
(根据阿恩特和伊彭 [2])

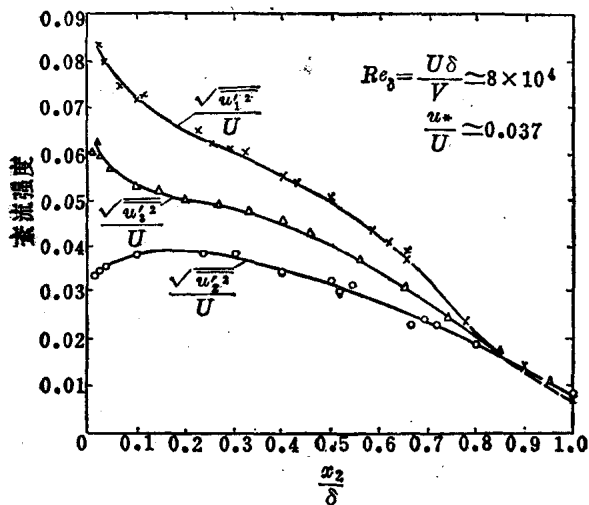


图 4a 沿光滑壁面具有零压力梯度边界层中相对紊流强度 (克莱巴诺夫, P.S.)
(转载自 NACA Tech, Notes 3178 图4, 1954)

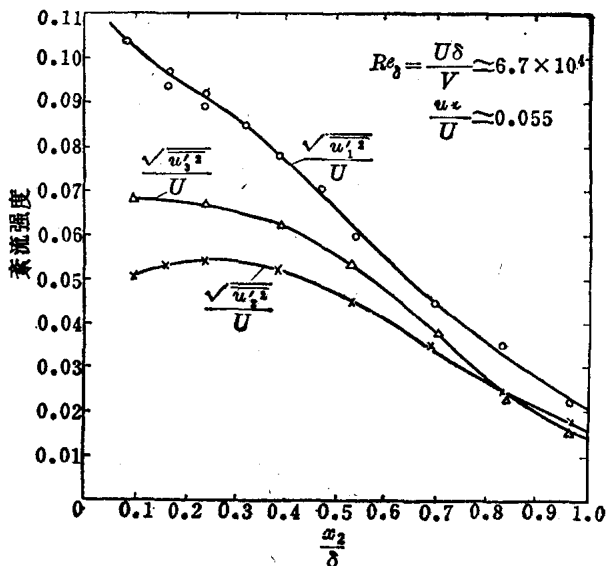


图 4b 沿粗糙壁面具有零压力梯度边界层中相对紊流强度 (科森, S. 和 A.L. 基斯特勒)
(转载自 NACA Tech, Notes 3133 图16, 1954)

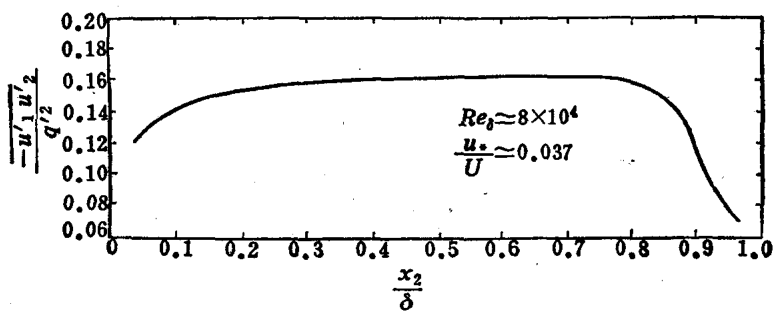


图 5 横过边界层的紊流切应力与紊流动能之比
(转载自欣兹^[12])

作为贯穿边界层的相对距离的函数画出。边界层厚度规定为:

$$\Delta = \frac{U}{u_*} \delta_* \quad (27)$$

由于在边界层内靠边界层外边界的80%部分水流中旋涡粘度 ε 是常数, 且与 $U\delta_*$ 成比例, 因此 Δ 的数量与粘性长度 ν/u_* 有某些关系。虽然看起来与边界粗糙度有一些关系, 但是在 $Y/\Delta = 0.12$ ($Y/\delta \approx 0.5$) 的地方数据明显地消失。这种现象恰好发生在可以观察到初生空穴的地区, 因而为研究一般性的空穴定律提供了进一步的支持。

就现在所知, 还没有对边界层内的脉动压力进行测量。因为前面提到过的戴利、林和布劳顿^[8]只量测了贯穿边界层的时均压力并发现变化是很小的。劳斯 (Rouse)^[10]曾经量测了贯穿自由射流的紊流强度, 时均和脉动压力。图7a和7b重绘了这些自由射流的资

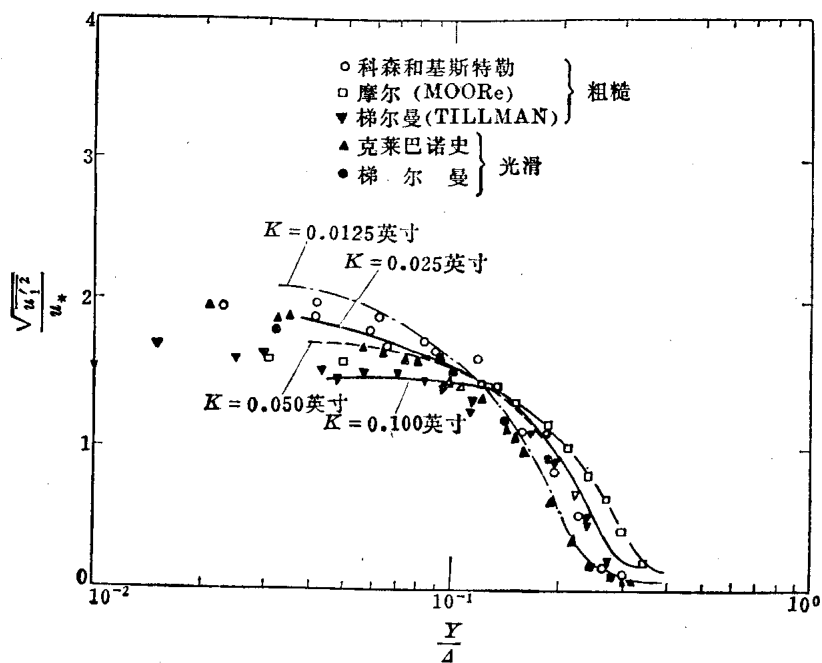


图 6 比较前人的紊流资料
(阿恩特和伊彭^[21])

料。立刻可以看出一些重要的特征：1) 时均压力的变化是很小的并且和紊流边界层中的具有同一量级；2) $\sqrt{\overline{p'^2}}$ 直接与 $\frac{1}{2} \rho \overline{q'^2}$ 有关；3) $\sqrt{\overline{p'^2}}$ 的等值线和时均应力的等值线是相似的。劳斯发现在大部分的射流中：

$$\sqrt{\overline{p'^2}} = 3.6 \rho \frac{\overline{q'^2}}{2} \quad (28)$$

它比按式(10)用一个适当的常数计算出的压力值要高得多。顺便还要提出的是，劳斯^[6]在1953年和他^[19]在1966年的两个报告中所给出的 $\sqrt{\overline{p'^2}}$ 值之间相差达3倍。这个较新的较高的数值显然是由于改良了观测仪器才得到的。劳斯的资料给出 $\frac{u_1' u_2'}{U_0^2}$ 的最大值约为0.012，这与科森^[20]的结果0.014是一致的。

总之，紊流资料说明当使边界切应力相比时，光滑和粗糙的边界层壁面就具有相似的紊流特性。边界层紊流与自由射流紊流在一些重要方面是相似的，尾流也可能一样。

空穴初生资料

图8示出紊流边界层中空穴初生资料的概况。说明光滑壁面的资料，相当大地依赖于流速。因为相对的紊流强度 $\sqrt{\overline{q'^2}}/U$ 随着雷诺数的降低而增加，某些观测的偏差可以解释为雷诺缩放影响。然而由粘性影响来圆满解释 σ_{ii} 在低流速时的增长是太大了。因为在所提到的这些试验中压力梯度都是很平缓的，阿恩特和伊彭^[2]提出含气量对这些资料的影响，因为在低流速下，当空穴在某些局部地区初生时，试验中的无空穴水流，其大部分的压力必须低于饱和点。图中的其他资料是关于均布粗糙壁面的。粗糙型式是由一些二元