

# 建筑空气动力学

J. E. Cermak

## 一、引言

风对建筑物的作用,是正在迅速发展中的风力工程学科的一类重要课题(Cermak 1975)。建筑物表面上的风压引起定常荷载与非定常荷载(Scruton与Rogers 1971),而当风吹过或绕过建筑物时,则有热、质量和动量的迁移(Halitsky 1968, McCormick 1971)。强风的风压可以毁坏建筑物的主要构件,损坏表面装饰,使玻璃破碎,引起建筑物摇晃,从孔洞或缝隙中吹进空气、水和灰尘,使暖气、冷气和通风系统的性能下降,并使门窗难以启闭。在风绕过建筑物的作用之下,还可使烟囱和排气道排出的污染物再循环而进入空调系统的吸入管,把附近街道上由汽车排出的废气带入建筑物的通风系统,把街道上的灰尘和其它碎物带着一起飞扬,把雪吹积成堆,使行人步履艰难,并产生空气动力噪声。虽然所有上述风力作用都是有害的,不过在通风方面和把空气污染物带走方面,也有其有利的作用。

在设计和规划建筑物时,为减少风的不利作用和利用其有利方面,需要详细了解气流绕过钝体时的空气动力学知识。建筑空气动力学当然与建筑物的几何形状有关,同时,也在同等程度上与吹向建筑物的风的特性有关。但正如Mair和Mauil(1971)所说,在完全确定的均匀气流中,二维钝体的气流分离和旋涡脱离的特性还不十分清楚。至于经常是难以确定的大气剪切气流(Cermak和Marschner 1970)绕过三维钝体(建筑物)的空气动力学就更复杂了,至今尚未对它们系统地描述过。

关于建筑物绕流的特性以及风对建筑物的作用,绝大部分已有资料都来自风洞中的小尺寸模型实验。然而,许多用这种方法获得的数据是有疑问的,因为风洞中的气流未能适当地模拟自然风。因此,过去十五年中,在发展风洞设备和风洞技术上做了许多努力,以便尽可能作到自然风的物理模拟(Cermak 1971)。由于这些努力,已能很好地模拟最常遇到的自

然风(边界层型的)。但是,要模拟龙卷风,飓风眼壁区域以及强烈的暴风雨等,仍是对流体动力学家的挑战。

建筑空气动力学的少量知识得自全尺寸测量——实物测量(Dalgliesh 1974, Eaton和Maync 1974)。全尺寸测量虽然很昂贵和耗费时间,但对空气动力学中这一领域的继续发展是必要的。尤其是,必须把由小尺寸模型实验所得的测量数据和全尺寸测量加以比较,才能证实实验技术和实验结果。Standen, Dalgliesh和Templin(1971)所作的比较表明,全尺寸测量和小尺寸模型测量在压力脉动谱方面基本相符,但在平均压力系数和均方根压力系数方面则有若某些不一致。

本文的目的不是详尽叙述建筑空气动力学方面的文献,而是提出有关的重要知识领域和应进一步进行研究的方向。在对自然风的特性并对得到风力作用数据的方法作一个简要的评述后,讨论了风吹过建筑物时的重要的空气动力特性。文中将着重叙述建筑物上的平均压力分布和脉动压力分布,风引起的建筑物的运动,以及空气绕流建筑物时的空气运动。主题将放在作者认为最能说明应用空气动力学来解决风力工程问题的方面。

## 二、行星边界层中的气流

由于地面粗糙度和热层结(thermal stratification)的强烈影响,地面边界层中的气流在结构上有很大的差异。这一层气流(深度约从300米到600米)的湍流特性和平均速度分布对于风对建筑物的作用有着很大影响。确实,建筑空气动力学与行星边界层空气动力学是如此地密切相关,以致为了综述前者,就必须至少要简略地叙述一下后者。

风对建筑物的作用随风速的增大而增强。因此,对建筑空气动力学来讲,强风(在10米高度处的风速超过10米/秒)时的行星边界层特性是最重要的。在边界层下部,强风条件下由机械方式产生的湍流所引

起的铅直方向的掺混是以防止热层结 (Lumley 和 Panofsky, 1964)。所以,热中性边界层 (大气中的绝热递减率和在风洞中模拟自然风时的等温递减率) 是最感兴趣的。就风对建筑物的主要作用而言, 决定流动特性的是强风时的平均风速、湍流度和湍流尺度等沿铅直方向的分布。

不幸的是, 即使对于广阔平坦的地面, 联系地面粗糙度和平均风速、湍流参数沿铅直方向分布的分析公式并不存在。平均风速  $U$  随高度  $z$  变化的最常用的关系式是下面的幂次律表达式:

$$U/U_g = (z/z_g)^{1/n}$$

式中脚标  $g$  表示地转风值。当地面粗糙度自无摩擦 ( $1/n = 0$  的均匀流动) 变化到相应于城市中心建筑群的粗糙元 ( $n = 0.4$ ) 时, 按上式得到的变化曲线表示在图1中。借助于 Davenport (1960) 从分析强风数据所得到的把地面粗糙高度  $z_0$ ,  $1/n$  和  $z_g$  联系起来的经验关系式, 可以为某一特定的建筑场所定出具有代表性的平均风速曲线。Davenport 得到的关系式也在图1中给出。对于特定的地面罗斯贝数  $U_g/(fz_0)$ , Hanna

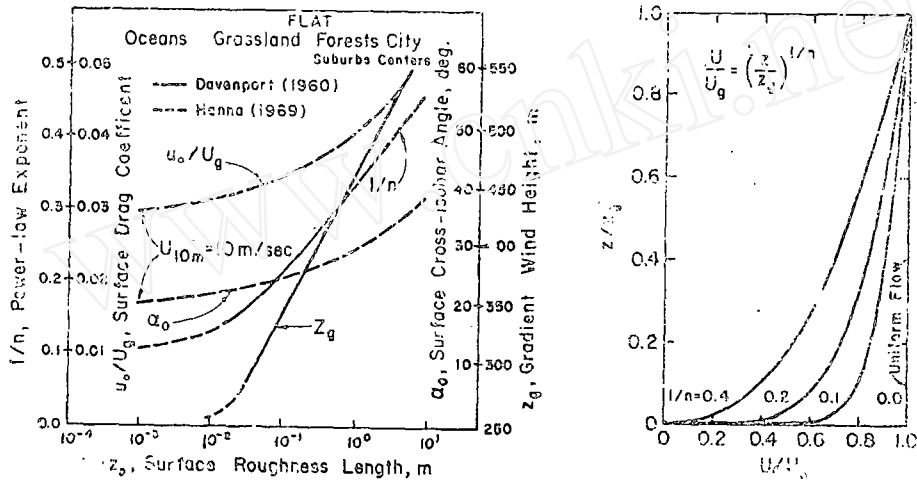


图1 强风的行星边界层特性

(1969) 把地面阻力系数  $u_0/U_g$  ( $u_0$  为剪切速度) 和平均风向从地面起直到地转风面 (geostrophic level) 所转过的总角度  $\alpha_0$  (这是由科里奥利加速度所引起的) 联系起来。罗斯贝数中的  $f$  为科里奥利参数, 即  $2 \times$  地球转速  $\times$  纬度的正弦。在北纬  $40^\circ$  离地高 10 米处风速为 10 米/秒时的地面阻力系数和上述平均风向所转过的角度  $\alpha_0$  也示于图1。对建筑空气动力学来说, 在对比高耸建筑物的全尺寸测量数据和小尺寸模型测量结果时, 平均风速随高度而转向的问题是极为重要的。风洞边界层中的平均风速并不随高度而转向, 因此, 即使模型的风向在某些参考高度上与原型相符, 但在其它一些高度上可能并不相符。

即使对于风吹过平坦草地的情形 (微气象学测量的通常环境), 整个行星边界层中的湍流特性也尚未很好地确定。Fichtl 和 McVehil (1970) 采用在肯尼亚迪空间中心的 100 米高塔上所测得的数据, 证明了纵向谱  $S(n)$  在尺度上符合 Monin (1959) 的相似理论——至少在 150 米的高度内是如此。由此得到的函数形式在理查森数为零时 (中性热层结) 为

$$\frac{nS(n)}{n^2} = \text{const} \left( \frac{nz}{U(z)} \right)^{-2/3}$$

上式较好地表示了湍流特性与高度之间的关系, 并可用于平坦地带由中等粗糙元所包围的孤立建筑物, 但不适用于城市中心由高粗糙元所包围的建筑物。对于气流经过上游建筑群后所发展的湍流尚未有系统的描述。我们所以要在风洞中进行大气湍流的物理模拟, 其原因即是由于太缺乏这方面的知识, 同时也是由于需要确定这样的风对特定建筑物的作用。

在 Bailey 和 Vincent (1943) 研究建筑物上的风压之前, 风对建筑物作用的模型实验研究是在均匀气流 ( $1/n = 0$ ) 中进行的, 并未企图在湍流特性方面得到相似。Jensen (1958) 对全尺寸建筑物和在风洞中对小尺寸模型所测得的平均压力, 很明显地表示出风压分布与边界层特性有强烈的相互影响。因此, 为了能得到有用的风力作用资料, 建筑空气动力学的研究必须针对边界层气流而不是均匀气流。

非边界层型的风也对建筑物产生重要的空气动力

作用。这类风包括龙卷风、飓风的眼壁区域、暴风雨以及下坡风 (Cermak 1975)。关于这些气象现象的结构知道得很少,因此,虽然它们对建筑物的作用很重要,但本文却不加以讨论。

### 三、实验研究

风对建筑物作用(以及风的特性)的资料原始来源是小尺寸模型测量和全尺寸测量。目前绕钝体和吹过极粗糙地面的气流的基本情况还不太清楚,因此这两种尺度的实验研究将继续为建筑空气动力学提供大部分知识。因此,下面将对物理模拟技术和全尺寸测量作一个简要回顾,从而指出对建筑空气动力学有重要意义的一些方面。

#### I. 物理模拟的要求和技术

Cermak和Arya (1970) 以及Cermak (1971) 曾叙述并讨论过为模拟大气边界层所需的要求。当大气中水分的相变和充满小颗粒的大气的辐射加热或冷却均无关紧要时,“准确”地模拟大气边界层的要求可归纳如下:

1. 地面几何形状要不走样地相似。
2. 实验气流和大气气流的无量纲参数应相等——包括罗斯贝数  $Ro = U_0 / (L_0 \Omega_0)$ , 雷诺数  $Re = (U_0 L_0) / \nu_0$ , 总体理查森数  $Ri = (\Delta T)_0 L_0 g_0 / (T_0 \cdot U_0^2)$ , 普兰特数  $Pr = (\nu_0 \rho_0 C_{p0}) / k_0$  和埃克特数  $Ec =$

$$U_0^2 / C_{p0} (\Delta T)。$$

3. 选择长度尺度  $L_0$  和速度尺度  $U_0$  来得到相似的“空气动力粗糙”地面,并选择地面温度分布与原型温度分布相似,借以选出相似的边界条件。

4. 在纵向压力梯度为零的条件下,让边界层在足够的长距离上得到发展,以使在平均流动和湍流特性方面都能有相似的分佈。

风对建筑物作用的物理模拟,除要求模拟自然风外,还要求小尺寸模型与建筑物几何相似,如果感兴趣的是风对建筑物的动力作用,那么,还需要使建筑物的模型在动力性质上也具有相似性。后一要求将在建筑物的动力激发作用一节中讨论。

图2所示的气象风洞 (Cermak (1958) 设计, Plate和Cermak (1963) 作过介绍) 可以符合或接近上述对建筑空气动力学来讲是极为重要的要求。如果不需要模拟在具有热层结的弱风下空气污染物通过建筑群的扩散情况,我们可以采用一种简化的气象风洞,它在模拟强风时满足上述主要要求。这种风洞包括一个入口收缩段,接着是很长的试验段,没有热控制,试验段终了处装有排气风扇以使空气在一个密闭室 (整个风洞在此密闭室内) 中循环。Davenport和Isyumov (1967) 所介绍的边界层风洞 (试验段宽2.4米,高1.7—2.3米,长24.5米)和Cermak (1973) 所介绍的环境风洞 (试验段宽3.7米,高2.4—2.9米,长18.3米) 都属于这一类型。

在风洞中作上节所述建筑物绕流的模拟实验时,

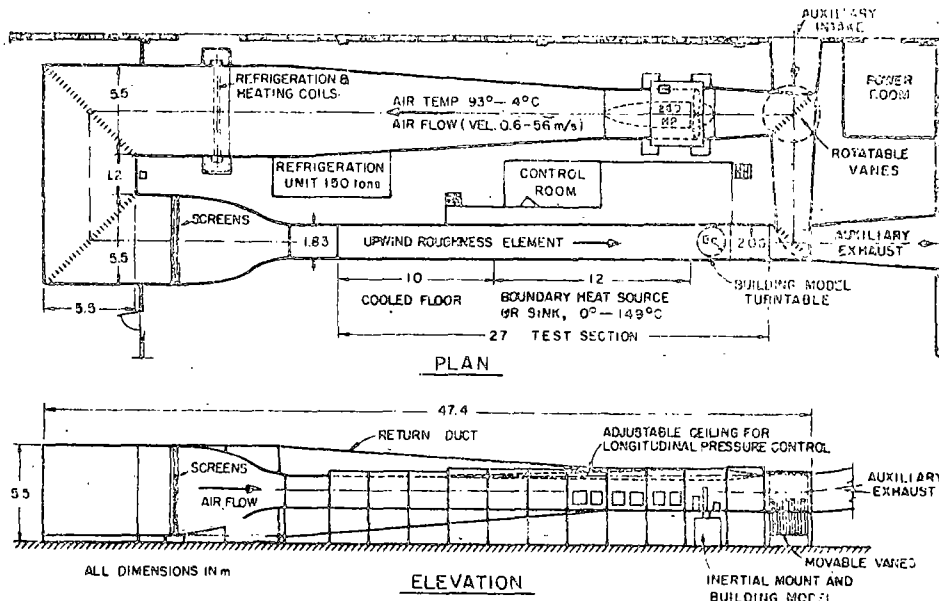


图2 美国科罗拉多州立大学流体力学和扩散实验室的气象风洞 (Cermak 1958, Plate和Cermak 1963)

模型缩尺视实际建筑物的大小而取为 1:100 到 1:500。在这些风洞中, 相应于地转风速  $U_0$  的环境风速不超过 30 米/秒。因此, 模型雷诺数仅为实物的 1/100—1/1000。在雷诺数方面放宽些要求, 对于大气边界层的相似并不形成障碍。因为当风洞中的雷诺数  $U_0 L/v_0$  ( $L$  为试验段长度) 足够大、且相对粗糙度  $L/K_s$  ( $K_s$  为造成等效沙粒粗糙度的颗粒直径) 足够小时, 按照 Schlichting (1960) 所发表的数据, 底

面阻力系数与  $U_0 L/v_0$  无关, 如图 8 所示。因而, 如果再加上边界能长到足以达到平衡状态 [按 Zoric 和 Sandborn (1972) 的测量, 应约为 10 米, 见图 8], 模型边界层就可在结构上与全尺寸边界层相似。把在大气中所测得的平均速度、平均温度、湍流度、湍谱跟在风洞边界层中所测得的数据比较一下, 便可以证实这一相似 (Cermak 1971, 1975)。在这些风洞中, 纵向压力由一个可调节高度的顶板来控制。

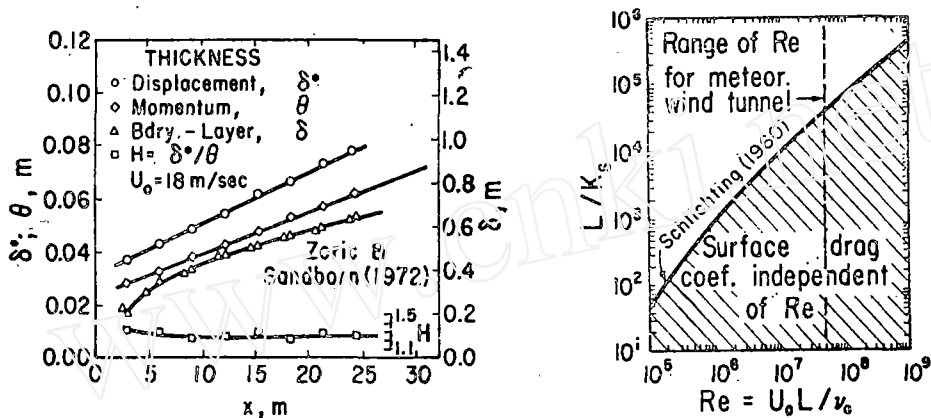


图 8 气象风洞 (图 2) 中的边界层特性

为了能在短试验段的风洞中模拟大气边界层, 在过去十年中曾作过许多努力 (Peterka 和 Cermak 1974 a)。所采用的方法包括格网、旋涡发生器、挡板、射流、尖塔等的单独应用或联合应用。如底面粗糙度选取得适当的话, Counihan (1969) 的挡板和旋涡发生器联合系统, Teunissen (1972) 的多射流系统, Nagib, Morkovin 与 Yung (1974) 的反向喷射系统都是能令人满意的技术。激发器下游的底面粗糙度必须与这样的粗糙度等效: 后者在无激发器时所产生的平衡边界层特性与激发器所产生者相同。可惜, 达到这一等效的适宜底面粗糙度还未能明确地给出。

风洞边界层的罗斯贝数比大气边界层的大二到三个量级。如前所述, 这使得沿平板界的平均速度是单向的, 而不是像大气那样随高度增加而逐渐转向。虽然这一差异对于研究建筑空气动力学并不很重要, 但却对流体学家提出了一个有意义的挑战: 设想出一种气流装置, 它能包括或模拟科里奥利加速度的影响。强风边界层的理查森数和埃克特数分别为零与无穷大, 因为风洞中的温度差 ( $\Delta T$ ) 被取为零。剩下的一个参数——普兰特数虽对于等温边界层并无实际意义, 但在实验室气流中和大气气流中却是相等的。

总之, 图 2 所示类型的风洞能模拟大气边界层的

主要特性以研究风对结构物的作用。因此, 无论是研究建筑空气动力学的基本问题, 或是为得到设计数据而研究某个特定的建筑物, 都可以通过对小尺寸模型的测量来完成。

## II. 全尺寸测量

为使建筑空气动力学能在牢固的基础上得到发展, 风对建筑物作用的全尺寸测量是不可缺少的。这种测量的最主要用处是核对由模拟自然风的小尺寸模型上所得的测量数据是否正确。直接核对根据风荷载理论得到的计算结果, 以及测量既不能由物理模拟也不能由理论得到的风的作用, 也是全尺寸测量的重要用处。

Bailey (1933) 首先报道了在一个铁路车辆车库的全尺寸实物上和在这一建筑物的小尺寸模型上进行平均压力测量的结果。模型实验是在均匀气流的风洞中做的, 测得的平均压力与全尺寸测量的结果不是良好符合的。Jensen (1958) 通过测量自然风中的小建筑物和边界层风洞中的缩尺为 1:20 的模型上的平均风压, 明确地提出, 为在模型上得到正确的压力分布, 必须进行大气边界层模拟。这些结果 [图 4 (a)] 还表明, 小尺寸模型的相对粗糙度  $h/z_0$  必须与实物场所的相匹配, 风洞中边界层厚度  $\delta$  也必须较建

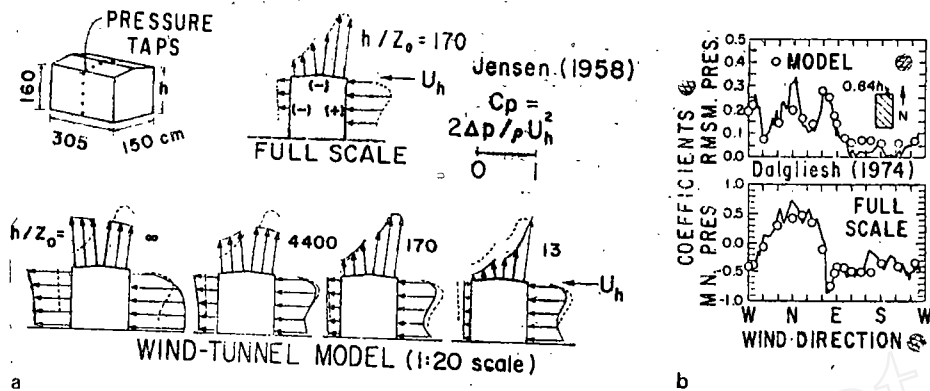


图4 在全尺寸建筑物上和边界层风洞中模拟的自然风中的小尺寸模型上所测得的风压比较  
 (a) 地面粗糙度和边界层结构对自然风中全尺寸建筑物上的平均压力分布和风洞中缩尺为 1 : 20 的模型上的平均压力分布的影响; (b) 在多伦多商务大厦上一个测点处的平均风压和均方根风压与在边界层风洞中缩尺为 1 : 400 的模型上相对应的测点处的平均风压和均方根风压的比较。

建筑物模型高出几倍。对边界层厚度更为确切的要求是  $\delta/h_m = z_g/h_p$  (足标  $m$  和  $p$  分别指模型与原型)。

对高耸建筑物上风压的最广泛研究 (包括全尺寸测量和在小尺寸模型上测量) 是由 Dalglish (1974) 对多伦多的商务大厦进行的。这是一个厚 39.6 米, 宽 69.5 米, 高 239 米的长方形建筑, 在它上面安装了 48 个压力传感器, 一个装在 286.6 米高塔顶上的三杯风速计, 一套把数字记录到磁带上的计算机控制的数据收集系统。全尺寸实物上的平均压力系数  $C_p = 2\Delta p_m / (\rho U_g^2)$  和均方根压力系数  $C_{p,r.m.s.} = 2\Delta p_{r.m.s.} / (\rho U_g^2)$  是由每小时中取的 5 分钟平均值计算得到的, 采样间隔为 0.5 秒。一组典型的系数以及在西安大略大学的边界层风洞中缩尺为 1 : 400 的模型上所测得的相应系数示于图 4 (b)。由模型测得结果与全尺寸实物测量结果符合良好, 但仍需进一步研究解决二者之间的差异, 并能扩展到包括峰值压力系数的比较。

我们在这里引用 Dalglish (1974) 的研究, 不仅是因为它证实了正确地应用物理模拟可以得到对全尺寸建筑物有效的压力数据, 而且还因为它指出了全尺寸测量的困难以及解释风洞数据和全尺寸测量数据之间关系的困难。利用通常的高塔测量, 得不到对应于风洞中环境风速和边界层厚度的地转风速  $U_g$  和地转风高度  $z_g$ 。除非使用无线电探空仪或特高的塔 (500 米或更高) 来进行高空测量, 平均风速随高度的转向是不能很好确定的, 沿建筑物高度的风向变化 (相对于环境风向) 也可能是不确定的。在全尺寸实物上和模型上测量气象变量和风压的传感器, 其平均时间和频率响应必须彼此适应——风洞中的 15 秒平均时间和超过 100 赫兹的频率响应 (Peterka 和 Cermak 1974

b) 约分别相应于全尺寸中的 1200 秒和 0.5 赫兹。在全尺寸压力测量中, 特别对于高耸建筑物, 如何选定一个适宜的参考压力的问题尚未满意地解决。在实验室中, 风洞模型上游未受扰动气流中测得的静压可取为很好的参考压力, 但在全尺寸测量中, 却得不到这样的参考压力。Dalglish (1974) 是取了一个共同的内部压力作为参考压力。这样的处理, 在利用风洞数据时, 需要把总的压力系数分解为内压系数和外压系数, 然后再用这些系数来作逐点比较。当企图对全尺寸测量和小尺寸模型测量作苛刻的比较时, 这种作法并不是令人满意的。这里提出这些困难的目的是, 因为在进行建筑空气动力学的全尺寸研究之前, 它们是必须仔细考虑到的。

不论是物理模拟或是理论, 不论是单独应用它们或二者同时应用, 都不能解决风吹过粗糙的建筑物表面时或吹过具有曲面的建筑物表面时, 雷诺数对边界层发展的影响问题。Standen, Dalglish 和 Tempelin (1971) 曾提出, 在风吹过具有突出窗棂子的表面时, 边界层的发展对压力分布可有重要影响, 应由全尺寸测量来检验雷诺数的影响, 对于具有圆形截面或屋顶为曲面的建筑物, 表面粗糙度和雷诺数对压力分布有很大影响, 因此, 小尺寸模型测量结果的有效性必须通过全尺寸测量来检验。

#### 四、风荷载

建筑物外表面上的风压随位置与时间而有巨大变化。一点处的瞬时压力  $p$  可分解为三部分: 平均压力  $\bar{p}$ , 偏离平均压力的随机脉动  $p'$ , 由空气动力的不稳

定性〔例如旋涡脱离和驰振 (galloping)〕所引起的周期性变化量  $\tilde{p}$ 。文献报道的实验研究表明, 这些压力分量的空间与时间分布既依赖于来流的特性, 也依赖于建筑物的特性。平均风速分布、平均风速大小、湍流尺度和湍流度、来流风向, 以及建筑物的几何形状、粗糙度和动力特性等, 都有重要影响。影响建筑物分离流动的变风具有最重要的作用, 因为平均压力和脉动压力的分布强烈地依赖于分离的形式和再附的形式 (Cermak 1970)。某些变风对风压的影响以及对它们引起的力和挠度的面积分效果的影响, 将在下面几节中讨论。

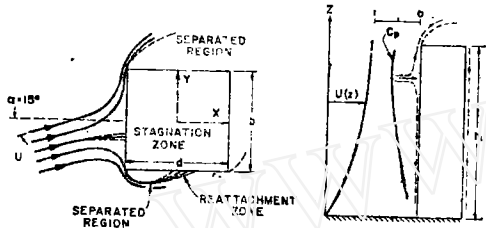


图5 在边界层气流中的块状高耸建筑物的典型绕流图案

### I. 平均压力分布

平均风速分布对平均压力和风吹过建筑物时的流动图案的影响曾由Baines(1965)研究过。图5表示了其中的主要影响, 即在建筑物迎风面附近有一股向下的气流。它是由于在迎风面上有一个铅直方向的压力梯度引起的。在建筑物前部的滞止压力线上, 除上下两端占建筑物高度的10—15%的部分外, 平均压力系数  $C_p$  正比于  $(U/U_\Delta)^2$ , 如图5 (Peterka和Cermak (1974b) 所示。气流分离 (已示意于图5) 对

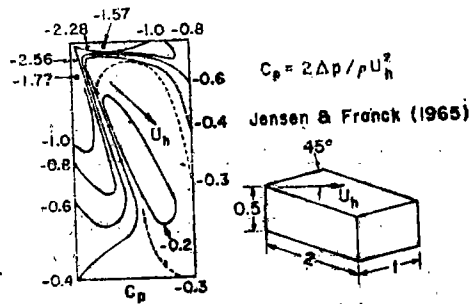
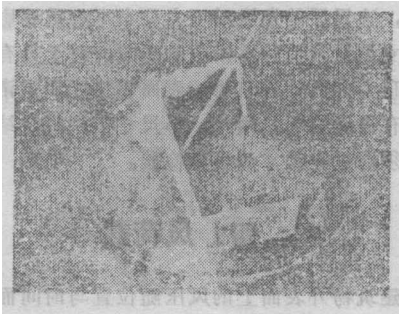


图7 旋涡生成对平顶建筑物上平均压力分布的影响

一座块状高耸建筑物上平均风压的强烈影响已示于图6。在气流完全分离的表面上, 平均压力为负值, 且

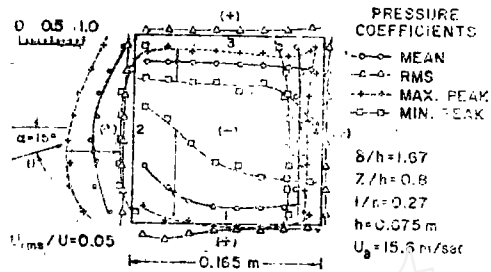


图6 在边界层风洞中缩尺为1:300的块状建筑物模型上所测得的压力系数 (Peterka和Cermak 1974b), 参考动压为  $\rho U_\Delta^2 / 2$

明显地保持为常数。若在某一表面上出现再附时, 则在分离空穴内有很大的平均压力梯度和强烈的旋涡运动。

图4 (a) 表明, 增强来流的湍流度, 将使分离区 (屋顶和背风面处) 的平均负压的绝对值减小。减小  $h/z_0$  的值相当于加大湍流度, 不过, Jensen (1958) 并未在他的研究中测量过湍流度。当湍流度增大时, 由于横穿过剪切层的动量交换增大, 因而削弱了分离空穴的真空度。这一过程, 由于也能使再附位置发生变化而对空气动力稳定性有很大影响, 需要作进一步的分析研究和实验研究。Hunt (1973) 应用快速畸变理论 (rapid-distortion theory) 提供了一个研究自由来流中的湍流度如何影响钝体上分离的物理过程的方法。

在平顶建筑物上、高楼外墙缩进处以及其它建筑上的不连续处的旋涡生成会引起很低的局部平均压力 (Ostrowski, Marshall和Cermak 1967)。图7

所示的一个平屋顶上的旋涡生成 [Dreher和Cermak (1973)] 表明了这一现象。该图中由 Jensen 和 Frank (1965) 测得的在顶角处的低压是许多屋顶破损的一个原因。大建筑物上所用的女儿墙可使旋涡核心距屋顶较远, 从而保护了屋顶。但是, 如何使女儿墙有效以及如何保护住宅类小建筑物, 这些方面的建筑学问题尚未得到解决。

## II. 平均作用力

实际中广泛使用的是表示建筑物表面上平均风压所形成的分布力合力的平均作用力系数。平均水平力的X分量及Y分量的常用力系数定义为:

$$C_{FX} = F_x / (0.5\rho U^2 bh) \text{ 及 } C_{FY} = F_y / (0.5\rho U^2 bh)$$

当  $\alpha = 0$  时, 平均阻力系数  $C_D$  等于  $C_{FX}$ 。遗憾的是, 这些系数 (以及铅直分力系数和力矩系数) 的值依赖于种种参数, 而在实用上通常遇到的参数范围内, 这些参数还不是完全确定的。然而, 由实验研究所得出的一些资料, 已可供了解雷诺数、建筑物几何形状、湍流速度、湍流尺度、风向和铅直平均风速分布的影响。

对于有尖棱角的棱柱形建筑物, 平均作用力系数被认为与雷诺数无关。Laneville (1973) 所发表的矩形断面 ( $b/d = 0.1, 1$  和  $2$ ) 建筑物的数据进一步确定, 只要雷诺数  $Ub/v \geq 30,000$ , 这一假定就是正确的。Scruton 和 Rogers (1971) 报告说, 如果把一个正方形棱柱体的四角削成半径为  $b/6$  或更大些的圆弧形, 则其阻力系数  $C_D$  与雷诺数的依赖关系就和圆柱体的 (Jones, Cincotta 和 Walker 1969) 相似。具有曲面的全尺寸建筑物的近似  $C_D$  值 (随雷诺数而变), 通常是用表面粘附沙状颗粒的小尺寸模型测量来得到的。Armitt (1968) 在研究了冷却塔之后曾提出: 当以粗糙元高度来计算的雷诺数  $UK_s/v$  约为 1000 时, 能满意地得到全尺寸时的情况。为了把这方面的技术建

立在牢固的基础上, 需要对圆形建筑物进行全尺寸建筑物和小尺寸模型两个方面的系统的测定工作。

建筑物的几何形状——矩形截面建筑物的宽厚比  $b/d$  和高宽比  $2h/b$ ——会使  $C_D$  的值在一个很大的范围内变化。图 8 所示的由 Vickery (1967) 在  $\alpha = 0$  的均匀气流中得到的数据, 表明了这两个几何比值的重要影响。对于边界层流动 ( $1/n \neq 0$ ), 尚未在同样的建筑物几何参数范围内测定过阻力系数。但美国科州大学的流体动力学和扩散实验室正在进行这一课题的研究。

增大湍流速度  $u'/U$ , 通常将使钝体的阻力系数减小, 如图 8 中由 Laneville (1973) 得到的结果所示。湍流速度的增大, 促进了横穿分离区剪切层的动量扩散, 而使负压的绝对值减小。Laneville (1973) 报道说, 改变湍流尺度  $L_x$  (在  $0.6 < L_x/b < 0.5$  的范围内) 对  $C_D$  并无明显的影响。

侧向力系数  $C_{FY}$  强烈地依赖于建筑物的几何形状 ( $b/d$ ), 湍流度和攻角  $\alpha$ , 见图 9。该图表示出了能引起驰振型不稳定性的趋势。对于  $b/d < 1$  的物体, 湍流度对  $C_{FY}$  有最大的影响。在这种截面形状下, 增大湍流度, 会促进分离气流在靠近迎风的棱角处再附。现在还没有一个能借以计算湍流度, 物体几何形状和攻角对  $C_{FY}$  的影响的分析模型。找出能描写这类非常分离流动的分析模型是流体力学家的一项重大任务。

边界层平均速度分布的一个重要后果是在建筑物的迎风面上产生铅直方向的流动, 如图 5 所示。这一流动把迎风面上某些点处流出的排出物传送到几乎整个表面上。Baines (1965) 把几种不同形状的建筑物在均匀气流 ( $1/n = 0$ ) 中和边界层气流 ( $1/n = 0.25$ ) 中的平均压力分布作了比较。在高宽比约大于 10 的建筑物的迎风面上, 沿铅直方向, 除靠近建筑物

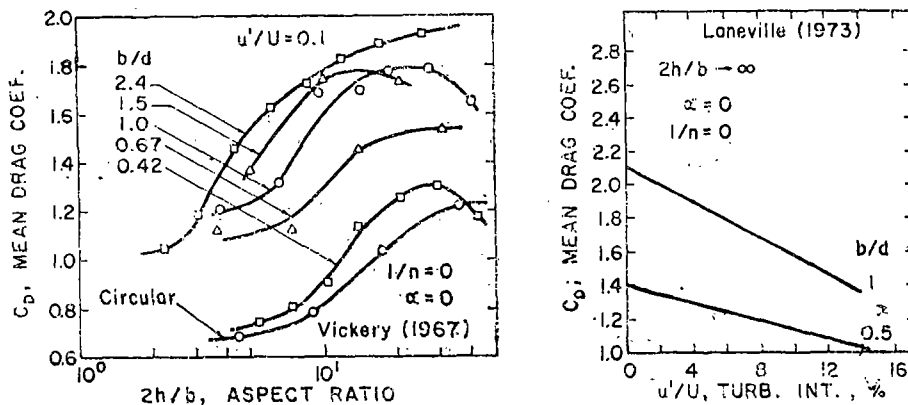


图 8 攻角  $\alpha = 0$  时, 建筑物几何形状与湍流度对平均阻力系数  $C_D = F_x / (0.5bh\rho U^2)$  的影响

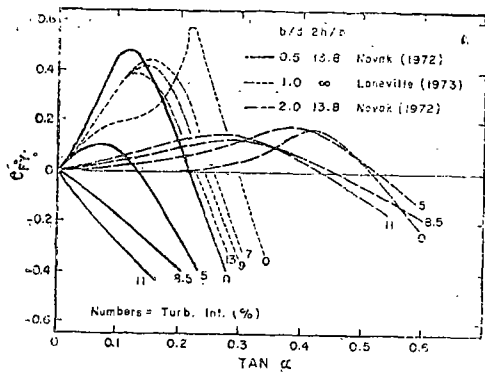


图9 平均侧向力系数 $C_{FY} = F_Y / (0.5bh\rho U^2)$ 对湍流度及攻角的依赖关系

上端和底部处外，平均压力按照 $U(z)^2/U_1^2$ 的变化而变化。如前面图4所示，湍流度比平均速度分布对分离区内负压的影响要大。Baines (1965) 强调过，如果计算 $C_p$ 时采用 $0.5\rho U_1^2$ 作为参考压力，则平均速度分布不同的流动对同一个建筑物的 $C_p$ 值的影响不大。这一点对迎风面是正确的，但对有气流分离的表面则不一定正确，除非湍流度没有大的变化。

### III. 脉动压力

建筑物上的脉动压力随位置与时间以随机方式变

化，但当发生空气动力不稳定性时，可以在一个大面积上出现周期性的变化。典型的压力脉动统计分布可看图6，其中的系数是以环境风速的动压 $\rho U_0^2/2$ 为参考压力而得到的。当 $C_p \geq 0.25$ 时，脉动压力偏离平均压力的最大与最小峰值约为均方根值的4倍，这一结果符合高斯型脉动分布 (Davenport 1964)。但在编号为1的迎风墙面上有一个临界区(对 $\alpha = 15^\circ$ 而言)，该处出现分离，并接着再附。在这样的区域和其它 $C_p < 0.25$ 的地方，负的脉动压力分布是非高斯型的。如图10所示，偏离平均压力的脉动压力超过均方根值4倍的平均概率，比正常分布的要大很多 (Peterka和Cermak 1975)。

脉动压力峰值的知识对于为大建筑物选用玻璃和表面装饰是很重要的。要想不通过风洞的物理模拟实验就能得知大的负压峰值的位置和数值，还需要作许多的研究。

### IV. 脉动力，力矩和挠度

建筑物上的瞬时压力分布引起了既有随机变化又有周期变化的作用力、力矩以及挠度。由于通过在大量的测点上测定瞬时压力，然后用面积分求出瞬时作用力和力矩的方法(就像通常由平均压力得到平均作用力和力矩那样)是不实用的，必须采用某些应变测

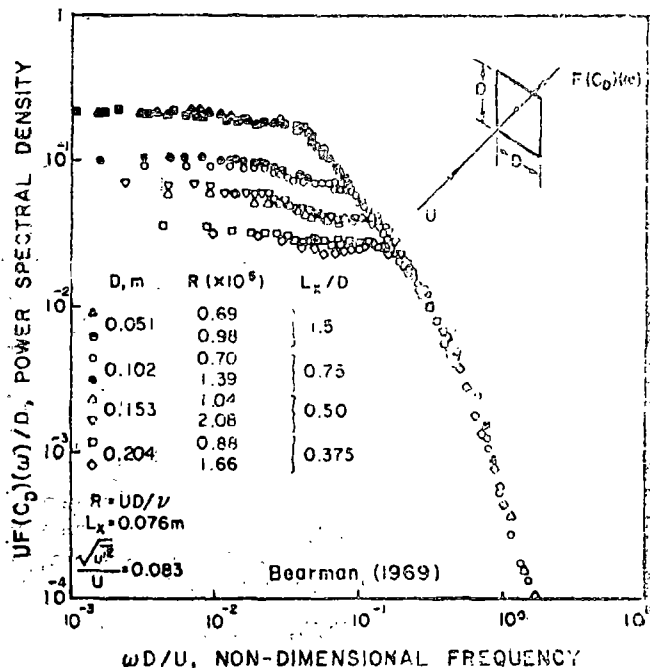
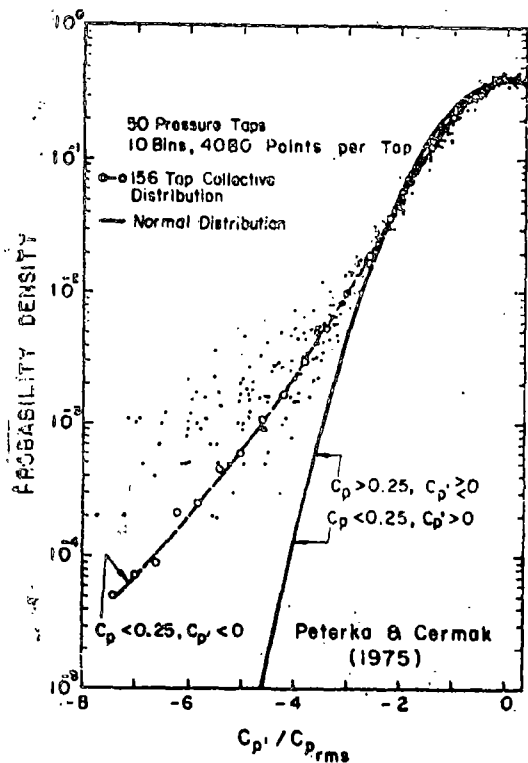


图10 在湍流中的建筑物上的脉动压力和平板上的脉动作用力



量的方法来直接得出瞬时作用力和力矩。因此, 本文将扼要说明小尺寸模型实验的方法。在提出了模型实验的要求之后, 将讨论阵风、旋涡脱离和驰振所引起的风荷载的重要特点。

1. 建筑物的空气弹性模拟 模拟脉动风荷载所产生的作用, 除前面提到过的要求外, 还需要增加一些相似准则。Whitbread (1963) 曾发表过动力模型实验所要求的细节。近代的高耸建筑由于阻尼小和密度低, 对风荷载就特别敏感, 而这类建筑物又很普遍, 因此下面就讨论这种类型建筑的动力模型实验的要求。

由风荷载所激发的建筑物的动力行为, 其一级近似可由基本振型来表示。模拟这种振型时的相似参数为:

a. 频率比

$$\frac{f_{ox}}{f_{oy}} = \frac{\text{绕X轴的固有频率}}{\text{绕Y轴的固有频率}}$$

b. 对数衰减率

$$\delta_s = \frac{\text{一个循环中耗散的能量}}{\text{振动的总能量}}$$

c. 密度比

$$\frac{\rho_s}{\rho_a} = \frac{\text{结构物的平均质量密度}}{\text{空气的质量密度}}$$

d. 折算速度

$$\frac{U}{f_{oyb}} = \frac{\text{平均风速}}{\text{振动的参考速度}}$$

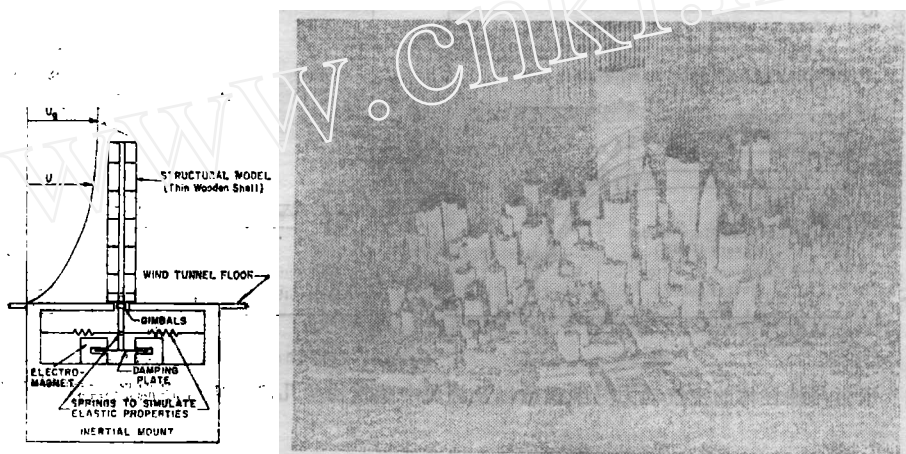


图11 建筑物初始振型动力模型装置示意图和在图2所示气象风洞中的纽约全球贸易中心大厦的模型(缩尺为1:500)

为符合这些参数的要求而使用的一种模型装置见示意图11; 图中同时给出了纽约全球贸易中心大厦的空气弹性模型的照片。变更图中所示的装置是可能的, 而且也已经有这样做的了。例如, 可以用空气或油的阻尼器来产生阻尼, 用装在建筑物底部的弹簧组来产生弹性等。如所需了解的是低矮的刚性建筑物上的脉动作用力和力矩, 可以直接把小尺寸模型放在一个刚硬的天平上。但天平-模型系统的固有频率必须远大于作用力和力矩的脉动频率——100到200Hz。

如模型实验所用流体为大气压力下的空气, 则要求密度比相等, 就要求模型的平均质量密度与实物的相同。由于现代高耸建筑物的平均比重约为 $1560 \text{ N} \cdot \text{m}^{-3}$ , 因此, 必须用非常轻的材料(1—2 mm厚的软木片)把刚硬的核心包盖起来以做成建筑物形状的模型。模型的固有频率 $f_m$ 由模型与实物的折算速度应相等来确定。例如, 风洞风速若为大气风速的一

半, 模型缩尺为1:500, 则模型的固有频率必须为实物的250倍。固有频率约为0.1Hz的一百层高楼, 其模型的固有频率就应为25Hz。

无论用模型测定脉动作用力和力矩, 或用模型测定脉动挠度, 阻尼对其响应都有重大的影响。在后一种情况下, 结构的阻尼为一变量, 阻尼比 $\gamma$ (实际阻尼/临界阻尼)的范围为0.01到0.10。

2. 大气湍流引起的荷载(阵风荷载) 单纯由湍流引起的作用力变化的宽频带频谱, 已由Bearman (1969) 在风洞中利用格网所产生的湍流而获得的实验数据很好地表明了。对于垂直于自由来流平均速度的正方形平板, 在频率为 $n$ 时的纵向阻力系数的功率谱密度 $F(C_D)(n)$ 见图10。图中数据突出地表明, 纵向湍流尺度 $L_x$ 与平板尺寸 $D$ 的相对值对脉动作用力的大小有着重要影响。当 $D$ 相对于 $L_x$ 减小时, 板面上由阵风引起的脉动压力变得更为一致, 这使得在同样

的脉动风速下产生更大的作用力。建筑空气动力学的一个重要问题，就是要在风的湍流特性和由阵风引起的抖振 (buffeting) 所产生的脉动作用力之间找出它们的对应关系。

仿照Liepmann (1952) 研究飞机抖振所用的统计处理法, Davenport (1961) 得出了一个来流的湍流度和作用力之间的关系式。此关系式等价于

$$F(C_D)(n) = 4 |\chi(n)|^2 (C_D/U)^2 F(u)(n)$$

其中 $C_D$ 为平均阻力系数,  $F(u)(n)$  是纵向脉动速度的功率谱密度,  $n$ 为频率,  $\chi(n)$ 为一空气动力导纳函数 (admittance function)。在脉动速度的关联长度为无穷大的假定下, 对非定常流的分析给出

$$|\chi(n)|^2 = 1 + (C_M/C_D)^2 (2\pi nD/U)^2$$

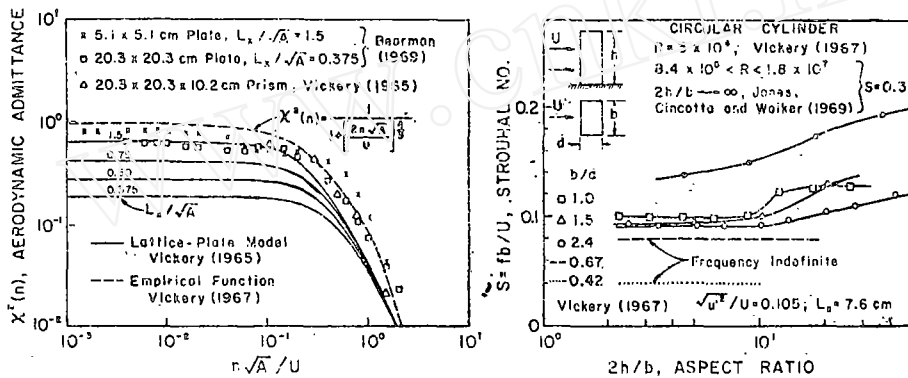


图12 平板与棱柱体的空气动力导纳函数以及湍流中建筑物的几何形状对旋涡脱离频率的影响

柱体。他发现当 $L_x/D$ 接近于1时能与实验数据相符。空气动力导纳之值与棱柱体的迎风面形状或棱柱体厚度 $d$  (当 $d < 0.5b$ 时) 的关系不很大。Vickery (1967) 给出了一个符合上述准则的计算平板和棱柱体的空气动力导纳函数的经验公式, 见图12。这个公式对在均匀湍流中的平板和棱柱体是能令人满意的, 然而, 目前还不能断定它能否应用于剪切湍流中的建筑物。

Vickery (1967) 对阵风荷载的研究现状提出了如下的看法: “在目前, 对于速度和压力脉动之间的详细关系, 除了推测以外, 不能作得更多了; 进一步研究的必要性是极为明显的。”

3. 由旋涡脱离引起的荷载圆柱体背风区中的旋涡生成及其发展为卡门涡街是一个熟知的现象, 建筑物的绕流中则有稍微不同的形式。气流不对称所引起的侧向力 (升力), 其频率和数值对建筑物的振动具有极重要的意义, 尤其是对于高耸结构。

Vickery (1967) 在水洞里测量了均匀水流中棱柱体上的脉动作用力, 测量结果表明, 在很大的高宽比  $2h/b$  和宽厚比  $b/d$  的范围内, 存在着周期性的升力。图

式中 $C_M$ 为虚质量系数。由于湍流脉动速度的关联长度较小 (约为 $L_x$ ), 在小 $nD/U$ 时, 由上式所得的空气动力导纳值过大。为解决这一问题, 并使对 $\chi(n)$ 的分析能应用于建筑物, Vickery (1965) 采用一个均匀格栅来表示建筑物。组成这一格栅的元件的尺寸较小 (相对于湍动的“小”波长而言), 但间距较大 (相对于物体宽度而言)。应用格栅来代表一块具有同样平均阻力系数的平板, 所计算得到的 $\chi(n)$ 在 $nD/U = 0$ 时小于1。当 $L_x/D = 1.5$ 时, 由格栅-平板模型所算得的 $\chi(n)$ 值能与 Bearman (1969) 的实验结果良好相符, 但在较小的 $L_x/D$ 时, 所得结果就过小, 如图12所示。

Vickery (1965) 曾将格栅-平板模型应用于楼

12中表示出了当 $\alpha = 0$ 时, 斯特柔尔数 $S = fb/U$ 随 $2h/b$ 及 $b/d$ 的变化情况。脱离频率 $f$ 为升力脉动频谱中一个峰值的频率。当高宽比较大且 $b/d \geq 1$ 时, 这些频谱有一频带很窄的峰值, 很容易定出斯特柔尔数之值。当 $b/d < 1$ 或高宽比 $< 2$ 时, 频谱的频带较宽, 就无法定出斯特柔尔频率。在几何形状为 $b/d < 1$ 的情况下可能发生分离流的再附, 并在下游棱角处再次分离而断续地产生旋涡。

Mau11和Young (1974) 报道了在剪切湍流 (在 $0.1 < z/h < 0.95$ 的范围内平均速度梯度几乎是常数) 中对高宽比为30和36的钝体的旋涡脱离频率的测量结果。他们发现, 平均速度沿物体高度的变化会使脱离频率沿高度而改变。物体中央附近的旋涡脱离频率是在物体上下端的脱离频率之间交替地改变着, 结果, 在剪切层中所测得的速度频谱上可以发现两个峰值。

风的湍流特性对压力沿建筑物长度方向的分布以及由此产生的侧向力和挠度有很大影响。当上游地面的粗糙度增大时, 湍流度和湍流尺度也随之增大。这种趋势使沿建筑物长度的大部分区域上贴附旋涡的产

生受到抑制,并使周期侧向力减小。然而, Laneville (1973) 在均匀气流中用格网产生不同湍流度的湍流来研究了D形截面的棱柱体由旋涡引起的振动,却表明湍流度对动力行为并无影响。Laneville所得之结论为:对于b/d值较大时的风向,湍流度对棱柱体绕流中的旋涡生成的影响很小。Parkinson(1971)报道说,在均匀气流中高宽比为无穷大的矩形棱柱体( $\alpha = 0$ ),当b/d>0.3时,其最大侧向挠度为零。这一结果表明,由二次分离所形成的旋涡并不在棱柱体侧面上产生关联良好的周期性压力。

建筑物顶端侧向振动的均方根挠度值 $\sigma_y$ 清楚地表明了周期性侧向力和随机性侧向力的综合影响。Rosati(1968)曾测定过一个正方形截面建筑物初始振型的空气弹性模型的 $\sigma_y$ 值,模型高宽比为14,风向为 $\alpha = 0$ (产生最大的响应),所得结果见图13(b)。在粗糙地面上吹过来的气流中( $1/n = 0.28, z_0 = 1.42\text{cm}, \delta/h = 2.3$ ),当折算速度为11时, $\sigma_y/h$ 之值并不出现均匀气流( $1/n \rightarrow 0, z_0 \rightarrow 0$ )中所具有的窄频带峰值。然而,折算速度约大于15后,粗糙地面上吹过来的气流所产生的侧向响应就会远比均匀气流所产生的为大。这一结果是由于湍流的较大的抖振作用所致,并且可能是由于形成驰振型不稳定性趋势的作用所致。

目前,在实用上,侧向振动的振幅是靠足够大的结构阻尼来控制。增大结构阻尼对 $\sigma_y$ 所带来的有利影响见图13。Cermak(1972)所提出的通过建筑学的处理来减小旋涡激发作用的建议乃是对空气动力学

家的一个挑战,这只有通过深入细致的研究才能达到。

低湍流度均匀气流中的一个很高的正方形截面棱柱体在 $\alpha = 0$ 时所受到的空气动力激发作用曾由Scruton(1960)作过研究。在这种理想情况下,如以折算速度和阻尼参数 $2\pi\gamma\rho_{\text{bdg}}/\rho_{\text{air}}$ ( $\rho_{\text{bdg}}$ 和 $\rho_{\text{air}}$ 分别为建筑物和空气的密度)为变量,则不稳定区是非常确定的,如图13(a)所示。一个正方形建筑物的初始振型模型,不论置于高湍流度(10%以上)的边界层气流中或置于均匀气流中,旋涡脱离所导致的不稳定区都会消失。这种效应已由Rosati(1968),Whitbread和Scruton(1965)所得数据,以及Skilling, Helle, Christiansen和Robertson的工程公司对图11中的模型所作研究的一个未发表的报告所证实。由于这种效应对于城市中心高耸建筑物设计所具有的实用意义,应该对边界层流中旋涡激发作用的不稳定区域,在广泛的地面粗糙度范围内,进行系统的研究。

还没有一个数学模型能把旋涡激发特性跟建筑物的几何形状及湍流边界层的流动参数联系起来。对高湍流度三维平均流动中的钝体上的分离和旋涡生成问题应给予细致的分析处理;然而还必须同时通过物理模拟来了解这些现象的详情。另一方面,在均匀气流中的长棱柱体的旋涡生成及其激发,则已由流场模型或振动体模型作了描述。Parkinson(1974)对这些模型已作了很好的报道。

#### 4. 驰振型空气动力不稳定性所引起的压力荷载

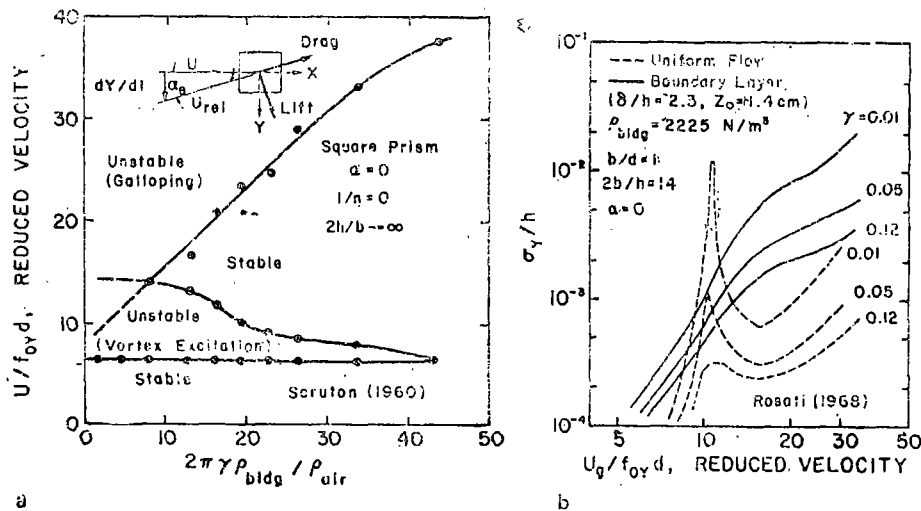


图13 建筑物旋涡脱离的激发作用 (a)低湍流度均匀空气气流中的正方形截面棱柱体的稳定性图 (b)结构阻尼与折算风速 $U_q/(f_0, d)$ 对湍流边界层中的建筑物顶端侧向挠度均方根值 $\sigma_y$ 的影响

如图13(a) (稳定性图) 所示, 对于一个特定的棱柱形建筑, 当折算速度足够大时, 会引起驰振型不稳定性。这种空气动力不稳定性是由建筑物的侧向振动 ( $dY/dt$ ) 和平均风速  $U$  的相互作用所引起。当平均风速的方向为  $\alpha = 0$  时, 这种相互作用使有效攻角变为  $\alpha_e = \tan^{-1} (dY/dt) / U$ 。如  $\alpha_e$  对侧向力系数  $C_{FY}$  的影响使得

$$(dC_{FY}/d\alpha_e)_0 = D > 0$$

就会发生驰振 (Den Hartog 1930, Glauert 1919)。当频率与建筑物固有频率相同时, 会引起大振幅的振动。若结构阻尼所消耗能量的速率与侧向力对建筑物所作的功相等时, 振幅就保持定常状态。

图5和6表明, 产生侧向力的压力分布是由建筑物的两个侧面 (平行于平均流动方向) 上的分离气流所控制的。因此, 建筑物和气流中那些最能影响分离和再附的因素——建筑物几何形状和湍流度, 就对驰振特性有极大的影响。这些因素对  $C_{FY}$  和  $\alpha_e$  二者间关系的影响见图9。由于 Parkinson 和 Smith (1964), Novak (1969, 1972), Novak 和 Davenport (1970), 以及 Novak 和 Tanaka (1974) 所建立的准定常近似法 (与  $\alpha_e$  等于  $\alpha$  时的流动等价) 的有效性, 所以从图9这种类型的的数据可以预计驰振特性。至少, 已从一个单自由度的非线性振动器模型 (其中  $C_{FY}$  用  $\alpha_e$  的幂级数来表示) 得到了良好的定性预计。应用 Krylov 和 Bogoliubov (Minorsky 1962) 的一级近似法, 可以计算出能引起驰振的定常振动振幅和扰动振幅 (Parkinson 和 Smith 1969, Novak 1972)。由实验证实的分析表明, Den Hartog 的判据  $D > 0$  仅为不稳定性的充分条件。当  $D \leq 0$  时, 建筑物像一个刚硬的振动器, 如有足够大的扰动振幅, 则可发展到不稳定。而在自然系统中, 高湍流度和大尺度的湍流所引起的抖动有可能产生大的扰动。

如引用修正相对振幅  $\bar{a}$  和修正折算速度  $\bar{U}$ , 则棱柱形建筑物由驰振不稳定性所产生的动力响应可以有一个普遍的表达式。应用 Novak (1972) 所引用的无量纲参数

$$\bar{a} = (1/4) (\rho_{air}/\rho_{bidg}) (1/\gamma) (b/d) (Y_0/b)$$

和

$$\bar{U} = (1/8\pi) (\rho_{air}/\rho_{bidg}) (1/\gamma) (U/f_0 r d)$$

可以用一条曲线表示出不同的建筑物密度和不同的阻尼比所产生的影响。在  $(\bar{a}, \bar{U})$  平面上, 建筑物形状、大气湍流以及平均风速方向的影响是互不相关的图线。

图14示出当  $\alpha = 0$  时, 对于几种典型的体形和地表, 建筑物形状和湍流度所产生的影响。如棱柱体为

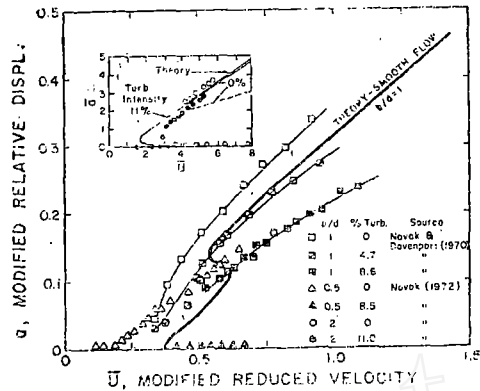


图14 当  $\alpha = 0$  时, 湍流边界层中湍流度和建筑物形状对驰振型不稳定性所引起的建筑物顶端侧向位移的影响  $\bar{a} = 0.25 (\rho_{air}/\rho_{bidg}) (1/\gamma) \times (b/d) (y_0/b)$  表达为修正折算速度  $\bar{U} = (1/8\pi) (\rho_{air}/\rho_{bidg}) (1/\gamma) (U/f_0 r d)$  的函数

正方形截面, 增大湍流度对驰振行为并没有性质上的变化, 而只是使振幅减小。检验一下图9中  $b/d = 1$  时的湍流度对  $C_{FY}$  的影响, 可以预期到这一结果, 因为湍流度对  $C_{FY}$  与  $\alpha$  之间的关系并无实质性的影响。对于正方形截面的棱柱体来讲, 在所研究的全部湍流度范围内, 使建筑物从静止位置进入驰振总是可能的。当  $b/d = 0.5$  时, 图14表明, 增大湍流度会对驰振行为产生性质上的变化: 在低湍流度 (0—5%) 下, 棱柱体能从静止进入驰振; 而在高湍流度 (约大于8%) 下, 就不再发生驰振, 而仅由阵风引起抖动。图9显示出, 当湍流度增大时, 侧向力系数的导数  $D$  由正值变为负值, 这是与驰振行为的变化相一致的。对于这种几何形状, 增大湍流度使得棱柱体侧面上的再附点向上游棱角处移动 (Laneville 1973)。对于  $b/d = 2$  的棱柱体, 图14表明, 在湍流度为零时, 除非对该系统强加一个大振幅位移, 否则, 驰振是不会发生的。但当湍流度增大时, 棱柱体就变得不稳定了, 可以从静止位置进入驰振。另外, 图9中所表示的侧向力系数  $C_{FY}$  随湍流度的变化, 是与驰振行为的变化相符的。在这一情况下, 低湍流度的气流在分离后就不会再附, 但在湍流度足够大时, 再附就会发生。

上述结果表明, 气流的分离和再附决定了棱柱体的驰振特性。由于这些特性与侧向力系数紧密相联系, 应该集中力量来为分离湍流建立一种流动模型, 以使得我们对特定几何形状的建筑物和湍流度, 能够预测表面的平均压力。此外, 为了发展实用上的通过

建筑处理来消除振驰型不稳定性, 我们应该将注意力放在控制气流的分离和再附上。

## 五、绕建筑物的诱导环流

由边界层气流所产生的建筑物表面上的平均压力梯度, 能在建筑物表面上引起强烈的二次环流。二次气流带来一些不利的影晌: 在高耸建筑物底部附近引起强烈的阵风, 并把建筑物通风系统中排出的废气带到建筑物大面积表面(其上可能有空气入口)上去。

图5中所表示的在高耸建筑迎风面上出现的向下气流把讨厌的风吹向街道上的行人。在广场等处上空加上顶盖虽可为行人提供一些保护, 但可以采用更为巧妙的使强风风速减小的方法。水平伸出的偏转板(Melbourne和Joubert 1971), 有选择地布置高低不同的建筑(Wise 1971), 在建筑处理上使向下气流沿着粗糙表面流动, 以及植树以增加风能损耗(Cermak等1972)等, 都是可用的方法, 对它们应通过系统的研究加以发展。

如已知建筑物表面上的平均压力分布, 那么, 从建筑物表面上排出的气体的移动情况是可以估计出来的。靠近建筑物表面处, 流线沿着平均压力梯度的相反方向, 并指向物质移动的方向。例如, 看一下图5和6中的平均压力分布, 可知被导入滞止区的气体将从该处向各方向移动。向下传输的物质不仅被带到建筑物底部的分离区中, 而且会被带到建筑物侧面、背面和顶部的所有各处。被带到迎风面侧边缘和顶边的物质接着被向后带人分离气流的剪切层中。其中部分物质扩散到分离空穴中。Halitsky(1968)在风洞中小尺寸建筑物模型上所作的浓度测定肯定了上述物质迁移的机理。如物质从分离空穴处排出, 它不会被

带到迎风面上去(对于图示的几何形状而言), 因为它不可能穿越分离线而被带向上游。最后提一句, 现在, 关于与诱导气流有关的物质迁移速率的问题, 实际上还什么都不知道呢。

## 六、结 语

建筑空气动力学之所以复杂, 不仅是由于建筑物的几何形状不是流线型的, 而且还由于大气边界层中气流的复杂性和不确定性。虽然还没有可以计算建筑物表面上平均压力和脉动压力的分析方法, 但在边界层风洞中进行自然风的物理模拟, 却使我们能从小尺寸的模型建筑物上直接测得压力、作用力、力矩和挠度。这样, 无论对研究或对设计来讲, 所需要的风力作用的数据都很容易取得。为了使物理模拟充分发挥作用并有充分的信心将风力作用数据应用到全尺寸建筑物上, 我们需要在选定的全尺寸建筑物上进行实测, 并和实验室研究紧密配合。这一点对于外形具有一个或多个曲面的建筑物尤为必要。在分析方法方面, 目前最迫切需要的是建立一个气流模型, 以便能从而计算出建筑物锐利棱角处产生的分离空穴的形状和其中的压力。因为正像本文中曾经强调过的那样, 建筑物几何形状和风的湍流度对分离现象的影响, 对于建筑空气动力学具有中心的重要意义。

### 参考文献(略)

译自: Cermak, J.E., Aerodynamics of buildings, Annual Review of Fluid Mechanics, 8 (1976), 75—106.

(游镇雄译 孙天凤、董务民校)