

94, 13(2)

1-7

声学, 大气声学, 次声学 ①

大气声学: 关于现象、原理和应用的综述(续)

杨训仁

(中国科学院声学研究所 北京 100080)

1993年5月21日收到

P427.4

二、“现代”大气声学

1. 重力和科里奥利 (Coriolis) 力对声传播的影响

(1) 声重力波和内重力波

重力场对寻常声波 (包括可听声和频率较高的次声, 当然更包括超声, 但因后者在空气中衰减太快, 不能成为大气声学研究对象) 的影响完全可以忽略, 但当频率低到一定程度时必须考虑这种影响了。

声波中的运动加速度与频率的平方成正比, 对于寻常声波, 这一加速度的数值远比重力加速度 g 大。但当频率的数量级约为 g/c 时, 这两个加速度就属于同数量级的了。

实际上, 因重力作用, 大气密度随高度增加而减小。例如, 对于频率为 $g/c \approx 0.029\text{Hz}$ 的声波, 其波长约为 $c^2/g \approx 12\text{km}$ 。在这一波长范围的垂直高度上, 密度已有显著变化。当稳定的大气受到这种声波的扰动时, 某部分气团就会从较轻的上层被压向较重的下层, 从而经受浮力的作用而返回其原来水平面, 并且由于惯性运动超出这一水平面。由此可见, 在寻常声波赖以传播的介质压缩性恢复力之外, 密度的分层不均匀性又提供了另一种恢复力——浮力 (实即重力)。在这种浮力作用下, 大气存在着一种固有振动频率, 称为浮力频率或 Väisälä-Brunt (V-B) 频率 N

$$N^2 = -g \left(\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} + \frac{g}{c^2} \right) \quad (9)$$

N 通常是高度 z 的函数, 量值约在 $0.01-0.025$

应用声学

Hz 之间变化。

这种既要考虑重力同时仍然保留着弹性恢复力影响的波, 既具备寻常声波的性质, 又具备某些重力波特征 (例如, 由于重力总是指向一个方向而呈现各向异性), 因而得名为“声重力波” (AGW)。

随着频率的继续降低, 浮力的作用会越来越大, 而原有弹性恢复力的作用相对越来越小, 直到可以忽略不计。也就是说, 在这种频率 (约为 V-B 频率的 $1/10$, 即约 0.003Hz 附近) 下, 大气可看成是“不可压缩的”, 而相应的波称为“内重力波 (IGW)”。它的机制完全类似于通常存在于不可压缩流体表面的重力波, 只是它并非存在于两种不同介质的分界面上, 而是存在于内部密度连续分层变化的同一介质之中。

(2) 行星波或罗斯贝 (Rossby) 波和大气潮

除了重力以外, 地球本身的曲率和自转也会对波动产生影响。地面上任何物体 (当然包括振动中的空气粒子) 相对于地球运动时, 只要其相对速度方向不与地轴平行, 都会受到 Coriolis 加速度 $2\boldsymbol{\Omega}_E \times \boldsymbol{v}$ 的影响。 $\boldsymbol{\Omega}_E$ 为地球自转角速度, 量值约为 $7.29 \times 10^{-5}\text{rad/s}$, $\boldsymbol{v}$ 为物体运动速度。可见该加速度的方向垂直于 $\boldsymbol{\Omega}_E$ 和 $\boldsymbol{v}$, 而大小 $2\boldsymbol{\Omega}_E \boldsymbol{v} \sin \theta$ 随纬度 (角) θ 而变化。

正是这一随纬度变化的 Coriolis 效应形成了又一外力场, 导致一种波长非常之长 (达数千 km) 的水平横波: 其粒子振动方向与传播方向同在水平面内且互相垂直, 这就是行星波或依其发现者而定名为 Rossby 波^[11]。这种波在大气中建立起高压与低压相间分布的波状系统。

海洋中的潮汐是众所周知的。大气中同样

由于月球和太阳的影响也会产生“大气潮”^[12]。但与主要由月球引力产生的海潮不同，大气潮主要由太阳的热效应引起，而月球和太阳的引力效应对大气来说相对较小。从而大气潮的周期就是太阳日的约数，即 $24/m$ h ($m = 1, 2, \dots$)。

行星波和大气潮从本质上讲已不属于声波范畴。虽然它们作为大气中的主要波动形式应在广义的大气声学中占有一席之地，但终究不是主要研究对象。反之，它们在气象学中具有重要意义。

2. 等温大气中的波系

(1) 频散关系

计及重力和 Coriolis 力时，描述小振幅波的线性化流体动力学方程组中，仅 Euler 方程需要修正。即这时在该方程(2)右端需补充两项外力而成为

$$\frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla p + \frac{\rho_1}{\rho_0} \mathbf{g} + 2\mathbf{\Omega}_E \times \mathbf{v}_1 \quad (10)$$

另外两个方程——连续性方程和状态方程仍保持不变。如再计及大气的运动(风)，则仍应以 Stokes 算符(4)来替代 $\partial/\partial t$ 。

为简单起见，这里只讨论理想的等温大气。在这种模型中，大气压力和密度均为高度的指数函数

$$\rho(z) = \rho(0)e^{-z/H} \quad (11)$$

式中

$$H = \frac{c^2 g}{g^2 + c^2 N^2}, \text{等温大气中 } H = \frac{c^2}{\gamma g} \quad (12)$$

(γ 为比热容比)称为标高或匀质大气高度，一般为高度 z 的函数，但在等温大气中为一常数。在此情况下，从方程(1)、(10)、(3)和(4)可得出重要的频散关系^[13]

$$k_z^2 = \frac{N^2 - Q^2}{Q^2 - 4Q_E^2} k_x^2 + \frac{1}{c^2} (Q^2 - N^2) \quad (13)$$

式中 $k_x, k_z (= \sqrt{k_x^2 + k_z^2})$ 为波长 k 的铅直分量和水平分量，而

$$Q = \omega - k \cdot \mathbf{v}_0 \quad (14)$$

为所谓“禀性频率”，即由附着于运动流体上的坐标系中所观察到的波频率(在静止坐标系中

为 $f = \omega/2\pi$)，

$$N_A = (N^2 + c^2 \Gamma^2)^{1/2} \text{ 在等温大气中 } N_A = \frac{\gamma g}{2c} \quad (15)$$

通常称为声波截止频率，即相应模型中所能传播的声波最低频率。式中

$$\Gamma = \frac{1}{2} \left(\frac{g}{c^2} - \frac{N^2}{g} \right) \quad (16)$$

$$\left(\text{在等温大气中 } \Gamma = (2 - \gamma) \frac{g}{2c^2} \right)$$

为 Eckart 系数。上面提到的 N, H, Q, N_A 和 Γ 等量，都是研究大气波动的重要参量。

(2) 两种波系

由(9)、(11)和(12)式知，在等温大气中

$$N^2 = \frac{g^2}{c^2} (\gamma - 1) \quad (9')$$

再由(15)式可得

$$N/N_A = 2\sqrt{\gamma - 1}/\gamma$$

代入 $\gamma \approx 1.4$ 之值，这一比值约为 0.904。

现在进一步讨论频散关系(12)。当 k_x 为虚数时，波随高度 z 指数性地很快消失。因此， $k_x^2 < 0$ 的 $k_x - Q$ 区域就表示只能水平传播的“俘获”波；而 $k_x^2 > 0$ 的区域表示波矢具有铅直分量的“未俘获”波。波数-频率平面上这两个重要区域的分界线就由方程 $k_x = 0$ 的根划定。对应于实根的解有两个分支，如图 5 上阴影部分所示，高频分支 ($Q > N_A$) 为声波分支，低频分支 ($Q < N$) 为内重力波分支。介于这两

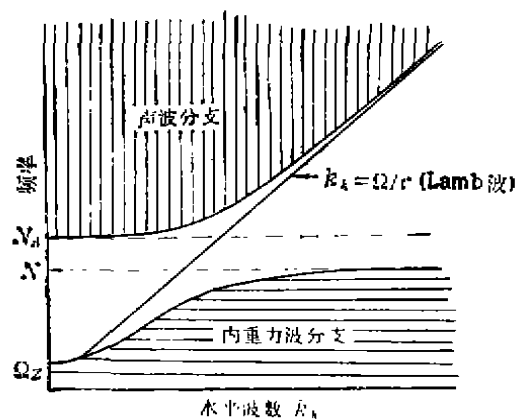


图 5 等温大气中两种波分支的传播区域

个区域之间的是以声速水平传播的 Lamb 波。

对于声波分支, (13)式给出的频散曲面为一椭球面, 其长轴 $\frac{1}{c} [(Q^2 - N_A^2) - (Q^2 - 4Q_B^2)/(Q^2 - N^2)]^{1/2}$ 在水平方向, 短轴 $\frac{1}{c} [Q^2 - N_A^2]^{1/2}$ 在铅直方向, 从而所对应的波是各向异性的。实际上, 这就是声重力波, 其相速度总是大于声速 c 。对于 $Q \rightarrow \infty$ 的极限情况, (13)式简化为 $k^2 = Q^2/c^2$, 这就是各向同性的寻常声波。

对于内重力波分支, (13)式给出的频散曲面为一绕铅直轴的旋转双曲面, 它同水平轴相交于 $\frac{1}{c} [(N_A^2 - Q^2)(Q^2 - 4Q_B^2)/(N^2 - Q^2)]^{1/2}$ 。在重力波中, k 总是大于 Q/c , 而相速度总是小于声速 c 。

从 (13) 式还可求得群速度 $v_g = \partial Q / \partial k$ 的表达式, 其方向系垂直于频散曲面。对于声波情形, v_g 沿三个坐标轴的分量分别与 k 的三个分量同号; 而对于重力波情形, 则在这两组分量之间只有 x -和 y -分量仍同号, 但 z 分量异号。这就导致下述重要结论: 能流方向一般说来并不沿着波矢方向, 特别是铅直方向上的能流与位相行进方向相反。上述情况示意地描绘在图 6 上^[14]。

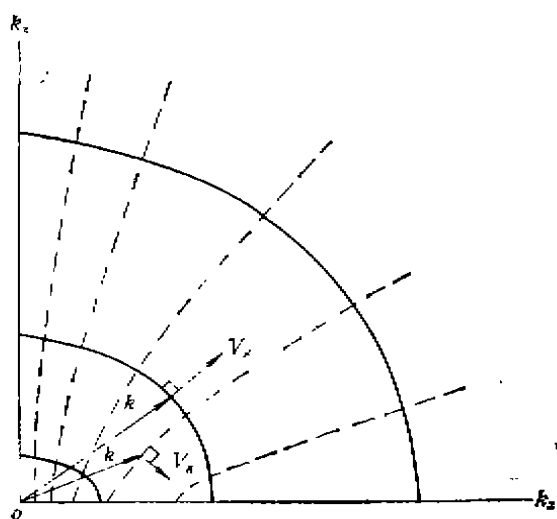


图 6 等温大气中的频散曲面

实线: 声波; 虚线: 内重力波为两组正交曲面族。

应用声学

3. 实际大气中声的传播

(1) 波动声学方法

等温大气只是声重力波理论中的一种初级近似, 利用它可以阐明一些基本概念和关系, 如上节所述。但这种模型很难表现出实际大气的全部特色。实际大气的温度(从而声速)剖面存在一些极大值和极小值, 正如本文开头所指出的那样, 由此造成波导传播; 另一方面, 当温度梯度取很大的负值 ($dT/dz = -9.77\text{K/km}$, 即所谓绝热温度梯度) 时大气变成不稳定的。将温度剖面用分段的线性函数来表示, 使其在每一段中满足条件

$$\left(\frac{dT}{dz}\right)_{i+1,i} (z_{i+1} - z_i) \ll T_0,$$

其中下标 i 表示第 i 段, T_0 为大气平均温度, 这种模型叫做“轻度非等温”模型。由于一般说来, 在实际大气整个范围内, 上述条件并不满足, 故这种模型仍只是一种近似, 但已可用来描述一些等温模型所不能表现的特性。其中值得特别指出的是风对慢重力波的驱动, 这种波是在具有超绝热温度梯度的逆温层中由风产生的, 其相速度不大于风速 v_0 , 频率范围在 V-B 频率 N 附近。

对于处理实际大气的温度剖面, 有两种基本方法。第一种是求解一组系数为坐标函数的偏微分方程, 这种方法在物理上是无可挑剔的, 但计算却过于繁杂; 第二种方法的基础是: 将对折射率连续变化的介质的解, 用对分层介质的解来代替, 同时记住, 介质性质沿层的界面是常数, 而越过层时有一跳跃。用这种方法可对每一层写出一组常系数微分方程, 并使各单个解总起来适合边界条件。这些解可用“像源法”求出, 即用从“虚源”出发的波来代替从层上反射的波。尽管分层介质法提供了明显的计算方便, 但它在物理上并不完全适合于实际介质的情形。

(2) 射线声学方法

上述两种方法都是以求解波动方程为基础的。在某些场合下, 也可以用更为简捷、更为形象的射线声学(几何声学)的方法。为此, 首先

必须推出射线方程。

利用方程(1)、(10)(但去掉 Coriolis 力项, 因在射线理论适用的场合下, 频率相对较高, 不必考虑此项)、(3)和(4), 文献[15]导出了同时考虑到风和重力的普遍情况下直角坐标系中的射线方程组

$$\begin{cases} \frac{dx}{dz} = \frac{c^2(Q^2 - N^2)k_x - Q\Phi^2 V_{0x}}{c^2 Q^2 k_z} \\ \frac{dy}{dz} = \frac{c^2(Q^2 - N^2)k_y - Q\Phi^2 V_{0y}}{c^2 Q^2 k_z} \\ \frac{dk_x}{dz} = 0, \quad \frac{dk_y}{dz} = 0 \\ \frac{dk_z}{dz} = \frac{1}{c^2 Q^2 k_z} \left\{ Q\Phi^2 (k_x V'_{0x} + k_y V'_{0y}) \right. \\ \quad + \frac{c'}{c} [Q^2(N^2 - Q^2) + (\gamma - 1)g^2 k^2 \\ \quad + (2 - \gamma)gQ^2 \Gamma] + [(c')^2 - cc''] \\ \quad \left. (gk^2 - Q^2 \Gamma) \right\} \end{cases} \quad (17)$$

式中 $\Phi^2 = N^2 + c^2 \Gamma^2 + c^2 k^2 - 2Q^2$; $k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$, 撇号表示对 z 的微分。

将实际大气中 c 和 V_0 对 z 的依赖关系(剖面)应用到方程组(17), 即可得出具体的射线。当然, 这一计算只能用计算机完成。

文献[14]中还导出既考虑风和重力又考虑空气的粘性和导热这一最普遍情形下的射线方程。这时所出发的各基本方程中仅连续性方程不变, 其余应以加重力和运动修正后的 Stokes-Navier 方程来代替方程(10), 同时用导热方程代替物态方程。

4. 大气中具体存在的次声波

(1) 三种基本类型

现在来讨论大气中具体存在的各种次声波。在整个大气层中, 无时无地不充斥着各式各样的波(这里仅指机械波, 不包括电磁波), 其中只有一小部分是可听声, 并且它们存在的空间尺度和时间尺度都很小, 绝大部分则是次声, 它来源各异、性质上的差别很大。概括来说不外三种类型: a. 粒子振动方向与波传播方向一致的纵波(声波系列); b. 粒子在铅直方向振动

而在水平方向传播的铅直横波(重力波系列); c. 粒子振动方向与传播方向同在水平面内并相互垂直的水平横波(行星波——Rossby 波系列)。这三种基本类型波分别形象地图示于图 7(a)、(b)、(c)中^[17]。

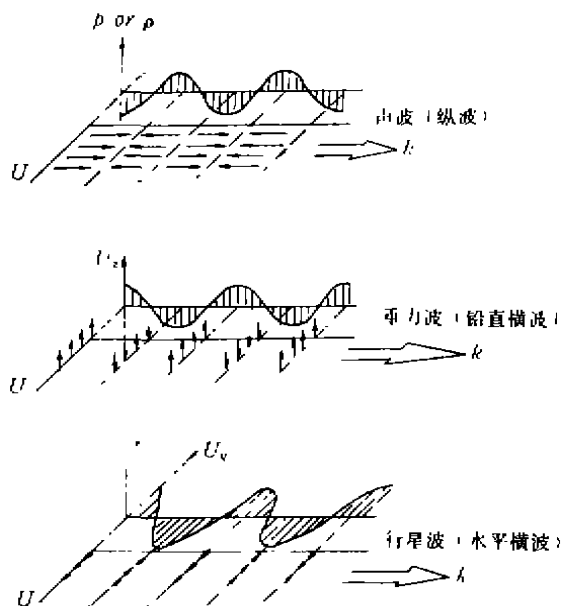


图 7 大气波的三种基本类型
波矢 $\vec{k}$ 箭头所指为波传播方向; 各小箭头表示质点振动方向。

所有的大气波(总数在 20 种以上)不是直接属于这三种类型就是可看成为它们的组合。例如, 声重力波就是第一类型与第二类型的组合, 或者是它们之间的“过渡状态”。

利用这些具体存在的次声波可以探测大气中相应的现象, 当然也可以人为地发射声波(通常为可听声频)来进行探测, 这些技术就是被动和主动声遥感技术。

(2) 人工源次声

大气中次声波的波源有一些是人为的, 其中主要是工业和交通工具所产生的次声频段噪声。特别是超声速喷气机起飞、降落和飞行时产生的冲击波, 更日益引起人们的关注。如果大气条件有利于这种波的聚焦, 那么地面上的建筑物和人的健康就会受到危害。这里可以顺便提一下次声的生物(或生理)效应问题。次声虽然听不见, 但对人的危害往往可能比可听声

频的噪声更大而更广泛。原因之一是人的日常行动“频率”(如举手、投足),特别是人体内脏器官的固有频率大多在几赫这样的次声频段。另一方面,人的“运动病”(晕车、晕船、晕机等)也被认为是这种频率的次声波引起的。

人为源中还包括各种爆炸,特别是核爆炸,由于其所产生声波能量主要在次声频段而可以传播很远,以至可以利用它来测定爆炸的时间、位置和当量。

在人为源中特别值得一提的是人类航天史上一次空前的悲剧:1986年1月28日,美国

航天飞机“挑战者号”在卡纳维拉尔角发射后约75s、升高地面约15km时突然爆炸。由于这次爆炸的高度和能量(估计可相当于千万吨TNT炸药)都是史无前例的,并且也不可能再次重现,所以为大气传播实验提供了一次千载难逢的绝好良机。位于北京和贵阳的地面次声站,恰在这关键时刻(爆炸发生后的13—14小时)处于正常工作状态,故先后收到了这次声波列(图8),成为这次历史性事件全球唯一的有关资料^[10]。

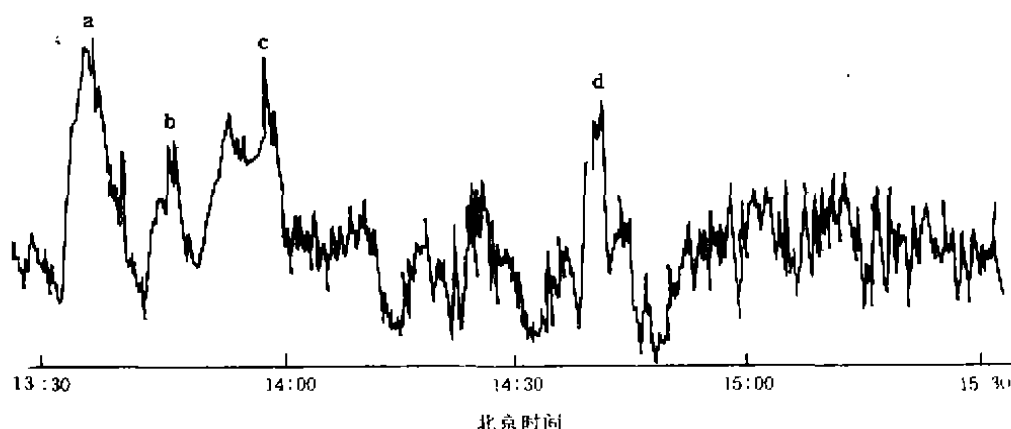


图8 北京地面次声站接收到的美国航天飞机“挑战者号”爆炸时产生的次声波列

(3) 自然源次声

然而更多、更重要的次声源是自然源,它主要是由一系列气象现象和地球物理现象造成。

每种恶劣天气,从地区性的台风、飓风、陆龙卷风到普遍性的暴风雨、大风、冰雹等,都与一定特色的次声波相联系。并且一般是在这些天气变化发生之前数小时及至一、两天就可以探测到,因此具有一定的预报价值。不仅是天气的剧烈变化,即使是较缓和的变化,如下雨、起风之前或连绵不断的梅雨结束之前,都会有相应次声波出现^[11]。

许多地球物理现象以至天文现象都会成为次声波源。如发生地震、火山爆发、陨石坠落、极光、日食等之前或者当时都曾记录到相伴随的相应次声波。

特别值得一提的是由一定的风型和一应用声学

定的地形结构综合形成的独特次声波,即所谓“山背波”。当平行于地面的气流遇到障碍物(如隆起的山包)时,气流走向会随着地形的变动而上下起伏,以致形成涡旋(参见图9),这种涡旋的振荡最终发展成波动。它是产生剧烈的“晴空湍流”(CAT)的重要因素,并对飞机的飞行构成严重威胁。世界上不少受山地区影响而屡

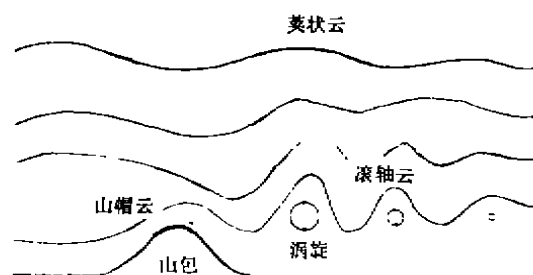


图9 山背波的形成及其相关“云相”的位置

次发生空难,山背波作祟的可能性非常之大,就以我国来讲,80年代以来,多山地区如重庆、桂林等地已多次发生机毁人亡的事故。其原因虽未能最后得出明确结论,但山背波的影响决不能排除。一个反证也可以说明此点:美国科罗拉多州落矶山脉是产生山背波的典型地区,其首府丹佛著名的国际机场曾不止一次发生空难。后来国家大气研究中心(NCAR)在机场附近的Marshall建立了巨型多普勒声达CP-2进行“监听”,采取相应的预防措施。自那

以后就再无事故发生了。

山背波除用次声探测器来检测外,还可通过“云相”观察出来,这是因为有这种波存在时,大气的云结构会发生一系列相应变化,并按形成条件不同而分成三种基本类型:山帽云、旋涡云(滚轴云)和荚状云。根据这些独特的“云相”便可直接“看出”山背波的存在。

作为总结,将迄今已被检测到的各种自然源次声波的若干重要特征在表1中列出。

表1 已观察到的自然源次声波

来源	气象现象				山背波	火山 陨石	极光	地震	日蚀
	微气压	恶劣天气	锋面过境	急流					
形成机制	台风形成 海浪向大 气辐射		压力跳跃 浮力振荡	切变不稳 定性	气流流 过山地	爆炸	极光弧和电 射流中超音 速运动	脉冲 辐射	月影区造成局 部大气温度降 低而引起
周期(s)	5—7	12—60	180—1500	240—7200	20—70	1—300	10—400	12—25	600—1800
振幅(Pa)	0.01—0.1	0.05—0.3	5—200	5—20	0.05—0.3	<500	0.1—0.5	0.1—0.2	3—10
延续时间	数小时 至数日	数分钟至 数小时	数分钟至 数小时	数小时至 数日	数小时至 数日	<1小时	数秒钟至 数小时	<1小时	数小时
水平迹速度 (m/s)	340	330—360	2—20	15—75	340	320—500	400—1200	340	未测定
横向相关距离 (波长倍数)	—2	—14	—	—	—14	—14	—	—	—
明显特征	接近单频 波,串珠 状波包, 低相关	方位随时 间变化, 春夏之交 达巅峰	大振幅, 常为波状	低相速度	固定方位, 持续至数 日,局部易 产生于冬 季	长周期波 领先于短 周期波	高速,短脉 冲领先于长 周期波;仅 在磁纬>30° 区域内观察到	长周期波 领先于短 周期波	长周期波领 先于振幅较 大的短周期 波

参 考 文 献

- [1] Brown, E. H. et al., *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 16-1(1978), 47—110.
- [2] Stokes, G. G., Report p. 22, Brit. Ass., Dublin, 1857;
or: Mathematical and Physical Papers of G. G. Stokes, vol. 4 Cambridge Univ. Press, New York, 1904, 110—111.
- [3] Reynolds, O., *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, 166(1876), 315.
- [4] Tyndall, J., *Phil. Trans. Roy. Soc. London, Ser. A*, 164(1874), 183—244.
- [5] Gowan, E. H., *Nature*, 124(1929), 452—454.
- [6] Gutenberg, B., *Eos Trans. AGU*, 19(1938), 156.
- [7] Cox, E. F., *J. Acoust. Soc. Am.*, 21(1949), 6—16.
- [8] Rayleigh, B., *Theory of Sound*, MacMillan & Co., London, (1877; reprinted 2nd ed. 1929), 132—134.
- [9] Sutherland, L. C., Rep. TST-75-87, Dept. of Transp., Washington, D. C., 1975.
- [10] Davidson, G. A., *J. Atmos. Sci.*, 32(1975), 2201—2205.
- [11] Rossby, C. G., *Tellus*, 1(1949), 1—11.
- [12] Chapman, S. et al. *Atmospheric Tides*, D. Reidel Publ. Co., Dordrecht, Holland, 1970.
- [13] Eckart, C., *Hydrodynamics of Oceans and Atmosphere*, Pergamon, New York, 1960.
- [14] Hines, C. O., *Can. J. Phys.*, 38(1960), 1441—1481.
- [15] 杨训仁,声学学报, 6-1(1980), 1—8.
- [16] Yang Xunren, Proceedings of the 3rd International Meeting on Low Frequency Noise & Vibration, London, 1985, 4-2-1.

- [17] Georges, T. M., ESSA Tech. Report IER 57-ITSA, U. S. Govt. Printing Office, Washington, D. C. 1967.
- [18] Yang Xunren & Xie Jinlai, *J. Low Frequency Noise & Vibration*, 5-3(1986), 100—103.

- [19] Xie Jinlai, Yang Xunren et al., *J. Low Frequency Noise & Vibration*, 7-4(1988), 142—150.
- [20] Queny, P. et al., *WHO Tech. Notes*, 34 (1960), 135; 127(1973).

7-11

汉语, 语音合成器, 语音

汉语多功能语音合成器*

微处理

马大为 李彤 刘清波 莫福源 李昌立

TN 912.33

(中国科学院声学研究所 北京 100080)

1992年12月23日收到

本文介绍了一种实用的汉语语音合成系统,本系统采用线性预测方法对语音信号进行分析与合成,并对码本进行矢量量化,码率压缩到1200bit/s,大幅度降低了语音的存储能量,合成出的语音仍具有较高的清晰度。这种以数字信号处理专用芯片 TMS320C10 为处理器的便携式语音合成器,合成语音数量大,成本低,功耗较小,既可联机使用,也可用电池供电,自成系统。实际应用证明,汉语多功能语音合成器实用性强,用途广泛,适于推广。

善语音质量有很大好处,所以我们还采用了已趋于完善的矢量量化技术。

一、引言

最早的语音合成器(VODER)的出现距今已有50多年的历史,这期间随着电子学的发展,尤其是超大规模集成电路以及计算机的出现与广泛运用,语音合成技术发展迅速,在国内也已走向实用阶段,在公共汽车报站,汉语教学,工业控制,文语转换等方面均有很大需求。这些场合要求合成出的语音质量高,成本低,使用方便。对几句话或少量数字,用PCM编码是目前最易接受的方案,语音质量好,但这种方案要求系统存储器容量很大。例如有两句三秒钟的话音,用8位 μ 率编码,采样率8kHz,需要48k字节的存储量,若有几十或几百句话,在同样条件下需要1兆以上字节,显然这种方案成本太高,无法为本系统所选用,因此必须采用语音压缩技术。

本系统采用了线性预测编码(LPC)这一现在最为通用和成熟的方法。此外,由于语音合成仅对某特定人的声道响应函数编码,在语音合成中运用矢量量化方法对压缩数据率和改

二、矢量量化语音分析合成的基本原理

语音分析合成的总框图^[1]见图1。

整个过程由分析与合成两大部分组成,分析部分又由以下几部分构成。

1. LPC 线性预测分析

语音信号以8kHz速率采样,分帧做自相关法LPC分析,每帧分析长度200个样点,用海明窗计权,帧间重叠40个样点,每秒50帧,预测阶数为10,语音采样后用下式做高频提升

$$X(N) = X(N) - a * X(N-1) \quad (1)$$

这里一阶零点做高频提升,零点在实轴 a 处, a 取0.93。

2. 基音提取

基音提取采用预测残差自相关法,如图2所示。

* 国家“七五”重点科技攻关项目