

⑨
超声波净化, 空化, 声流, 射流

超声清洗及其物理机制

冯 若 黄金兰

(南京大学声学研究所 南京 210008)

1993年3月18日收到

TB559

本文主要讨论了超声清洗的物理机制: 空化、声流、射流及超声振动本身的机械效应。

一、超声清洗及其特点

超声清洗是功率超声的一项应用。表1列出了目前功率超声的应用情况^[1]。由表可见, 超声清洗是功率超声应用最广泛的一种。

表1 功率超声的应用

在液体中的应用	在固体中的应用
清洗 <i>a</i>	塑料焊接 <i>a</i>
焊接 <i>b</i>	金属焊接 <i>b</i>
倒角 <i>c</i>	金属成形 <i>c</i>
腐蚀试验 <i>c</i>	冲击粉碎 <i>b</i>
细胞破裂 <i>b</i>	旋转研磨
植物萃取 <i>c</i>	金属切割 <i>c</i>
乳化 <i>c</i>	疲劳测试 <i>c</i>
固体分散 <i>c</i>	治疗 <i>c</i>
杀菌 <i>d</i>	混合物的均化 <i>c</i>
过滤 <i>d</i>	清除牙垢 <i>b</i>
吸入疗法 <i>b</i>	
燃料雾化 <i>c</i>	
纺织品的干燥 <i>d</i>	在气体中的应用
晶体生长 <i>c</i>	粒子凝聚
金属晶粒的精炼 <i>d</i>	除泡
除气 <i>b</i>	干燥
医疗外科 <i>b</i>	

a 已得到大范围的应用; *b* 只得到小范围的应用;
c 在工业上的某些方面得到应用; *d* 还处在实验阶段。

超声清洗始于五十年代初, 其示意图见图1。虽然它主要应用于电子、光学和医药工业, 但它的应用跨度却非常之大, 从大铸件到小手表, 包括医用玻璃器皿、外科器械、摄影透镜、滤波器、电子印刷电路版、半导体器件、自动汽化器和热交换器等等。特别值得提出的是, 八十年代兴起的交叉科学——声化学的历史就是从

使用超声清洗设备开始的^[2]。有人认为当前工业上大型清洗设备的出现, 正在为大规模的声化学反应展示出可能性, 因为一次声化学反应量越大, 要求进行声化学反应的容器亦越大。

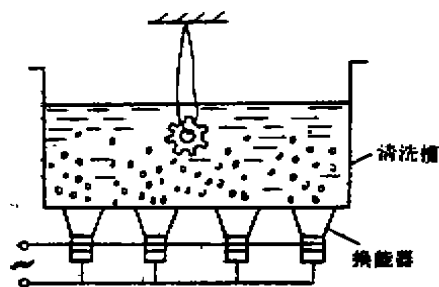


图1 超声清洗示意图

超声清洗的特点是速度快、质量高、易于实现自动化。它特别适用于清洗表面形状复杂的工件, 如对于精密工件上的空穴、狭缝、凹槽、微孔及暗洞等处, 通常的洗刷方法难以奏效, 利用超声清洗则可取得理想效果。在某些场合下, 还可以用水剂代替有机溶液进行清洗, 或降低酸或碱的浓度。在一些难以清洗并有损人体健康的场合, 如核工业及医疗中的放射性污物等, 可以用超声洗净, 必要时实现遥控或自动化。

超声清洗还有一个特点, 就是对声反射强的材料, 如金属、玻璃、塑料等, 其清洗效果较好; 而另一方面, 对声吸收较大的材料, 如橡胶、布料等, 清洗效果则较差些。

二、对超声清洗物理机制的讨论

超声清洗有时被称作“无刷擦洗”, 擦洗的

工作主要是由位于清洗工件表面或附近的空化泡来完成的。具体的清洗过程则因工件上沾染物的性质不同而不同,例如看沾染物是可溶解的还是不可溶解的。稳态空化和微声流(*microstreaming*)可以在工件表面处提供一种溶解机制而使沾染物溶解,在污染层与工件表面之间形成的稳态空化泡则会使污层脱落。稳态空化和微声流有助于在水溶液中将油脂乳化,瞬态空化也可能击碎污物层而将其剥落。

如上所述,超声清洗的主要作用机理是超声空化作用。存在于液体中的微气泡(空化核)在声场的作用下振动,当声压达到一定值时,气泡将迅速增长,然后突然闭合,在气泡闭合时产生冲击波,在其周围产生上千个大气压的压力,破坏不溶性污物而使它们分散在清洗液中。蒸汽型空化对污层的直接反复冲击,一方面破坏污物与清洗件表面的吸附,另一方面也会引起污物层的疲劳破坏而与工件表面脱离。气体型气泡的振动对固体表面进行擦洗,污层一旦有缝可钻,气泡还能“钻入”裂缝中作振动,使污层脱落。由于超声空化作用,两种液体在界面迅速分散而乳化,当固体粒子被油污裹着而粘附在清洗件表面时,油被乳化,固体粒子即行脱落。空化气泡在振荡过程中,将伴随着一系列二阶现象发生,如辐射扭力。在均匀液体中辐射扭力作用于液体本身,从而导致液体本身的环流,即称之为声流(*streaming*)。这个声流可达到cm量级较大的范围,也可限于 μm 量级较小的范围内,后者常被称为微声流,它可使脉动气泡表面处存在很高的速度梯度和粘滞应力,这种应力有时高达 1000 dyn/cm^2 以上,足以对工件表面污物造成破坏而使其脱落。超声空化在固体和液体界面上所产生的高速微射流(*microjet*)能够除去或削弱边界污层,增加搅拌作用,加速可溶性污物的溶解,强化化学清洗剂的清洗作用。

我们在强调声空化与声流对清洗的主要贡献的同时,还不应忽略清洗液超声振动本身对清洗的贡献。例如 20 kHz 、 2 W/cm^2 的超声波在清洗液中传播时,它将引起质点的振动位移

幅度为 $1.32\mu\text{m}$,速度为 0.16 m/s ,加速度为 $2.04 \times 10^4\text{ m/s}^2$, (约为 $2000g$, g 为重力加速度),声压为 $2.45 \times 10^5\text{ pa}$ (2.45 atm)。这表明,工件表面的污物层每秒将遭受到清洗液2万次从正 2.45 大气压到负 2.45 大气压激烈的冲击,这是对行波场计算的结果,事实上,在清洗槽中更接近于混响场,可能使这一过程更为激烈。

三、空化理论的要点

由于超声清洗的主要机理是超声空化作用及超声空化二级效应产生的微声流的洗刷作用以及超声空化在固体和液体界面所产生的高速微射流的冲击作用,有必要进一步讨论一下空化的理论,以便了解为了获得良好的清洗效果应如何选择清洗槽中声场的声学参数和清洗液的物理化学性质。

下面我们简单地介绍有关超声空化现象,产生空化的最低声压幅值(即空化阈)与哪些因素有关,以及空化泡闭合时产生的冲击波强度,最后再讨论在固体表面处形成的空化及微射流的作用。

1. 液体的结构强度

对于纯净的液体,由于分子的内聚力很大,其结构强度很高。纯水在于 20°C 下结构强度的理论值约为 3250 kg/cm^2 。如用声波的作用把液体分子拉开,则所需声强要高达 $3.7 \times 10^6\text{ W/cm}^2$,这是很难实现的。但实验表明,液体的空化阈值要比理论值小得多,估计水的实际结构强度不会超过几百个大气压。这种现象一般可用气泡核学说来解释。空化首先从液体中强度薄弱的地方发生,这些地方由于热起伏或其他物理原因出现一些很小的蒸汽泡,或者那里原来就有溶解在液体中的微气泡(称为空化核),于是在声波负压的作用下,气泡核膨胀而产生空化。一定状态下,空化核只能以一定大小存在于液体中,气泡太大会浮出液面,太小则在静压力及表面张力作用下溶于液体中。

以水为例,设静水压为 P_s ,蒸汽压为 P_v ,表面张力系数为 σ ,而空化核的开始半径为 R_0 ,

在等温和绝热过程下,水的结构强度 P_s 为[3]

$$P_s = -P_v + \frac{2}{3\sqrt{3}} \sqrt{\left(\frac{2\sigma}{R_0}\right)^3 / \left(P_0 - P_v + \frac{2\sigma}{R_0}\right)} \quad (1)$$

由上式可见,液体的结构强度降低的原因是液体中存在小气泡核,气泡核的半径 R_0 愈大,该处的液体结构强度愈弱。如果气泡核的半径 R_0 很小,为使液体发生空化,就要求更强的负压。

产生气泡核的可能原因有:液体中的热起伏,液体在运动过程中混入气体,此外激光脉冲和高能粒子也可能引起气泡核。

2. 空化阈

使液体产生空化的最低声强或声压幅值称为空化阈。设液体的静压力为 P_0 , 交变声压幅值为 P_m , 则只有 $P_m > P_0$ 时才能出现负压,负压超过液体结构强度时才形成空化。空化阈 P_c 可由下式表示:

$$P_c = P_0 - P_v + \frac{2}{3\sqrt{3}} \sqrt{\left(\frac{2\sigma}{R_0}\right)^3 / \left(P_0 - P_v + \frac{2\sigma}{R_0}\right)} \quad (2)$$

可见,空化阈随不同液体而不同;对于同一液体,不同的温度、压力、空化核半径及含气量,空化阈值也不同。液体含气量越少,空化阈越高。空化阈随液体的静压力增加而增加。此外,空化阈还与液体的粘滞性有关,液体的粘度大,空化阈也高。空化阈和粘滞系数的关系可用如下经验公式表示[4]:

$$P_c = 0.8(\log \eta + 5) \quad (3)$$

式中 η 是粘滞系数。

空化阈和声波的频率也有密切关系。频率越高空化阈也越高。从100kHz到1000kHz之间空化阈值增加很快,到5MHz时空化阈几乎超过100个大气压。

3. 气泡的运动

气泡在声场的作用下将进行振动,但不一定会发生气泡内塌(collapse),亦称为崩溃或闭合。当声波的频率小于气泡的谐振频率时才可能使气泡内塌,而当声波频率大于气泡的

谐振频率时,气泡将进行复杂的振动,一般不产生气泡内塌。

气泡的谐振频率决定于气泡原始半径 R_0 及液体的静压力 P_0 以及其它一些物理参数。谐振频率 f_0 大致可由下式计算[4]:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi R_0} \sqrt{\frac{3\gamma}{\rho} \left(P_0 + \frac{2\sigma}{R_0}\right)} \quad (4)$$

式中 γ 是比热比, σ 是液体的表面张力系数, ρ 是液体的密度。

设液体不可压缩,液体中有一气泡,半径 R ; 气泡所在液体中静压力为 P_0 , 超声声压为正弦变化: $P_m \sin \omega t$, 则可以求得气泡的运动方程为[5]

$$R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt}\right)^2 + \frac{1}{\rho} \left[P_0 - P_m \sin \omega t - P_v + \frac{2\sigma}{R} - \left(\frac{R_0}{R}\right)^3 \left(P_0 - P_v + \frac{2\sigma}{R_0}\right) \right] = 0 \quad (5)$$

解这个方程,可求出在不同条件下气泡的增长和闭合运动。

图2中曲线a和b给出在两组参数(R_0 , P_0 , P_m , ω)情况下,气泡半径 R 随时间变化数值解的曲线图形(取 $P_0 = 10^5 \text{Pa}$, 声压幅值 $P_m = 4.05 \times 10^5 \text{Pa}$, $R_0 = 0.8 \mu\text{m}$ 时,由式(4)气泡谐振频率 $f_0 = 5.2 \text{MHz}$ 。)第一种情况,超声频率 f_a 为 5MHz ; 第二种情况,超声频率 f_b 为 15MHz 。下组曲线对应于两种不同频率下气泡半径的动态曲线;上组曲线是声压变化曲线,虚线a对应于 $f_a < f_0$ 的情况;气泡半径随声压趋于负值而不断增大。当声压为正压力时,由于气泡表面振动的惯性作用,仍以某一速度膨胀,达到某一最大值 R_m 以后开始收缩。在正压作用下,收缩速度愈来愈快,以至气泡迅速闭合。从气泡最大半径到闭合的时间只有 10^{-8}s 数量级,是声波的四分之一周期。实线b则对应于 $f_b > f_0$ 的情况:气泡作非线性振动而不闭合。由此可见,气泡振动和声波频率有关。对一定强度的超声波,能够产生空化的气泡,其半径有一最小临界值,半径小于这个临界值的气泡不可能拉开;气泡半径也不能太大,半径太大的气泡的谐振频率低于超声

频率时,气泡虽然被拉开,但不闭合。

4. 气泡闭合时所产生冲击波的强度^[3]

设液体不可压缩,忽略气泡中的气体,则气泡的收缩速度 v 为

$$v = \sqrt{\frac{2P_1}{3\rho} \left(\frac{R_m^3}{R^3} - 1 \right)} \quad (6)$$

式中 R_m 为气泡膨胀到最大时的半径。由上式可见,当 R 收缩到零时,收缩速度趋于无穷大,这显然是不可能的,由于上式没有考虑到媒质的吸收,而且气泡压缩到很小时,绝热假设不成立,受压缩时温度会升高,形成温度梯度而产生热损失。所以上式是近似的,但说明收缩速度随半径的减小愈来愈快。

Rayleigh 做过简化计算,求得气泡完全闭合所需要的时间约为

$$\tau = 0.915 R_m (\rho/P_1)^{1/2} \quad (7)$$

在大气压力下,一直径为 0.1mm 的气泡的闭合时间为 5 μ s。Rayleigh 给出,在气泡被压缩到 R 闭合时,在距离气泡中心为 1.587 R 处产生的最大压力可达到

$$P_{\max} = P_1 \cdot 4^{-1/3} \left(\frac{R_m}{R} \right)^3 \quad (8)$$

根据上式估算,局部压力可达上千个大气压,由此足以看出空化可以产生的巨大作用。

如果考虑气泡内含有气体且泡内压强为 Q (包括蒸汽和扩散进去的气体的总压强),则得到气泡收缩速度为

$$v = \left\{ \frac{2}{3} \frac{P_1}{\rho} \left(\left(\frac{R_m}{R} \right)^3 - 1 \right) - \frac{2Q}{3\rho(\gamma-1)} \times \left(\frac{R_m^{3\gamma}}{R^{3\gamma}} - \frac{R_m^3}{R^3} \right) \right\}^{1/2} \quad (9)$$

其中 γ 为气体的比热比。

在气泡闭合过程中,在气泡附近的压强 $P(r)$ 为

$$P(r) - P_0 = \frac{1}{3Z} \frac{R_{\max}}{r} \left[\frac{Z^\gamma Q}{\gamma-1} (3\gamma-4) + \frac{ZQ}{\gamma-1} + (Z-4)P_0 \right] - \frac{1}{3Z^4} \frac{R_{\max}^4}{r^4} \cdot \left[P_0(Z-1) - \frac{Q}{\gamma-1} (Z^\gamma - Z) \right] \quad (10)$$

应用声学

式中 $Z = (R_{\max}/R)^3$ 。可见气泡在闭合过程中,当气泡压缩到最小半径时,产生的压强最大。气泡原来半径愈大,闭合半径愈小,则冲击波压力也愈强。

实际上气泡半径的最大值 R_m 决定于声压振幅 P_m 和频率, P_m 愈大 R_m 愈大,而频率较低,即周期较大时,气泡可膨胀到相当大再闭合,于是所产生的冲击波更强。反之,当声波频率比气泡的谐振频率高时,则气泡难以闭合。

由以上对超声空化的几点讨论可看出,并不是声强越高,清洗效果越好。声强过高会产生大量气泡,在声强表面形成一道屏障,声不易辐射到整个液体空间,因而在远离声源的地方清洗作用减弱。此外,在过高声强作用下,气泡可能膨胀过大以至在声波压缩相内来不及闭合。此外,声波频率越高,空化阈越大,也就是说要产生超声空化需要大的声强。一般说,频率在 10kHz 左右空化较强,但空化噪声大,因此从清洗效果及经济核算考虑,频率一般选在 20—40kHz 范围,而声强为 1—2W/cm²。对于一些难以清洗的污物,如金属表面的氧化膜,则常采用较高的声强。

清洗液的温度升高时,空化核增多对产生空化有利;但温度过高时,气泡中的蒸汽压增大因在气泡闭合期间增强了缓冲作用而使空化减弱,此外温度还与清洗液的溶解度有关。对于水清洗液,较适宜的温度约为 60℃。此外,在

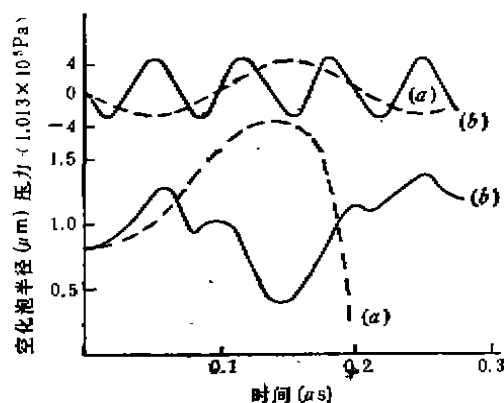


图2 对应两种频率气泡半径随时间的变化
(a) $f_a = 5\text{MHz}$ (b) $f_b = 15\text{MHz}$

选择清洗液时,一般选用表面张力较大而蒸汽压及粘性较低的液体。

由于超声清洗总是与物件表面有关,故有必要讨论一下固体表面附近的空化现象。

5. 固体表面附近的空化现象

当空化发生在液体中的固体表面附近时,气泡的闭合与它在各向同性液体中的球形对称内塌不同^[6]。表面的存在改变了来自声场的压力,从而使表面附近的空化泡闭合明显受到影响^[7]。图3为 L. A. Crum 拍摄的在固体表面处一个直径为 $150\mu\text{m}$ 的空化泡的照片。这种空化泡内塌使泡内气体温度高达 $5,500^\circ\text{C}$,由于空化是发生在固体表面处,所以空化泡内塌射是非对称的,它开始时是球形,继而迅速地不对称收缩,形成一个指向固体表面的液体射流,流的速度大于 110m/s 。图4所示为 W. Lanternborn 获得的高速摄影照片^[8],这种射流对固体表面的冲击作用能产生局部表面破坏,是空化

腐蚀、表面致凹和超声清洗的一个主要机理。

对于空化在金属表面的物理效应已有大量研究^[9]。这种空化可由湍流或超声产生。如前面所说,超声的腐蚀作用主要来源于在表面附近空化形成的微射流。这种微射流的冲击使表面呈凹痕。图5与图6分别为用低倍率和高倍率摄取的超声波作用下在铝表面附近产生空化闭合的结果。这是由 Crum 和他的合作者近



图3 固体表面处的单个气泡的空化现象 [7]

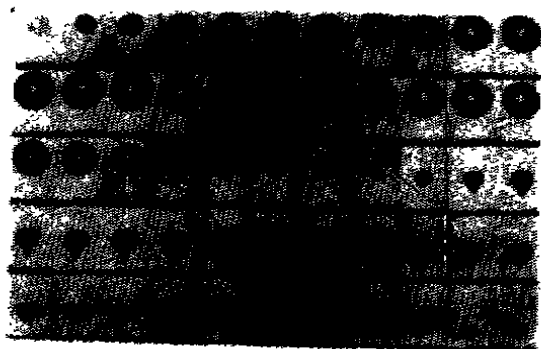


图4 在一个固体表面附近的空化现象。以 $75,000$ 帧/秒速度摄下的在水中激光致空化形成的显微电影摄影顺序图,顺序从左到右,从顶到底;固体表面在每帧的底部。

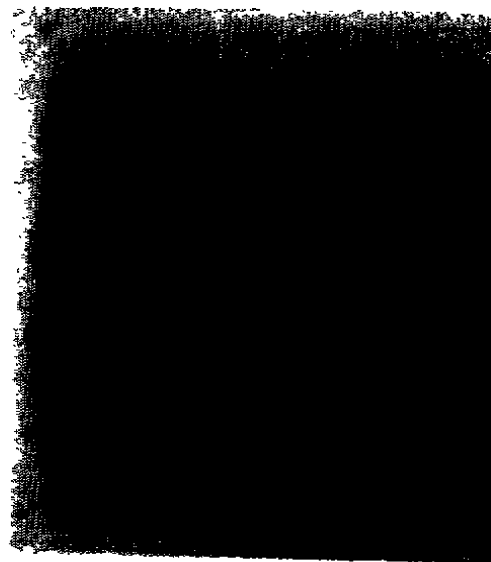


图5 由碎石机产生表面空化后铝箔的低倍电子显微扫描照片。表面上的每个凹痕直径大约 $150\mu\text{m}$ [10]。

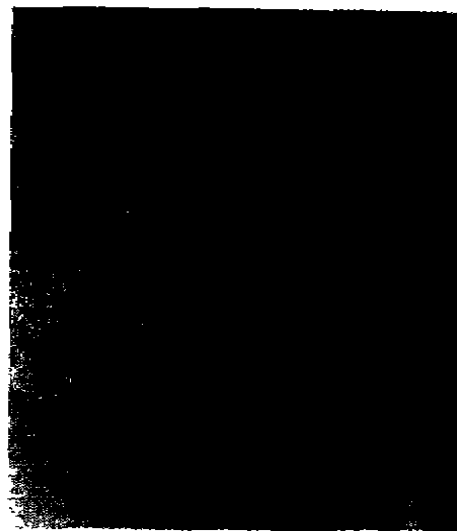


图6 由碎石机产生表面空化后铝箔的电子显微扫描照片。这是图5中的一个冲击射流破坏情况的放大镜头,氧化保护层的破裂是很明显的。

期研究的结果^[10]。表面的凹痕是很清楚的,它是铝表面氧化保护层破裂的结果。对金属表面的腐蚀不仅来自于空化的物理效应,还可能来自于空化的化学效应。微射流在冲击物件表面时会产生一个局部的瞬时热点。当然,这个次级的化学腐蚀主要依赖于表面的化学环境。

四、结 束 语

超声清洗以其高速度、高质量、易于实现自动化以及不受清洗件表面复杂形状限制等优点,已在许多工厂和实验室得到相当广泛的应用,特别在精密机械制造厂和精密制品加工业中发挥着更大作用。尤其是八十年代以来,超声清洗推动了声化学技术的发展,并为声化学技术推向工业规模展示出广阔的前景。

超声清洗的物理机制归结为声空化,伴随空化产生的冲击波、微声流、微射流以及清洗液超声振动本身的机械效应。我们知道,超声空化现象涉及诸如液体、声场及环境等多方面条件因素,因此描述这些条件的许多有关物理参数,具体包括清洗液的粘滞系数、表面张力系数、蒸汽压、温度、超声频率、声压及环境压力等

都会影响到空化的过程,即成核、空化泡的振动、生长及崩溃,所以必须选择适当的声学参数和清洗液的物理化学性质,才能达到良好的清洗效果。

参 考 文 献

- [1] Andrew Shoh, Industrial Applications of Ultrasound. In Ultrasound, its Chemical, Physical, and Biological Effects, Edited by Kenneth S. Suslick, VCH Publishers, Inc., 1988, 97—122.
- [2] 冯若,李化茂,声化学及其应用,安徽科学技术出版社,1992年,44—46.
- [3] 林仲茂,史国宝,功率超声,自应崇福主编的超声学,科学出版社,1990年,507—515.
- [4] M. Minnaert, *Philos. Mag.* 16(1933),235.
- [5] T. J. Mason and J. P. Lorimer, *Sonochemistry: Theory, Applications and Uses of Ultrasound in Chemistry*, Ellis Horwood Limited, 1988.
- [6] Plesset, M. S. and Chapman, R. B., *J. Fluid Mech.*, 47(1971) 283—290.
- [7] Crum, L. A. *Proc. 1982 Ultrasonics Symp.*, 1 (1982), 1—11.
- [8] Lauterborn, W. and Bolle, H., *J. Fluid Mech.*, 72(1975), 391—399.
- [9] Kenneth S. Suslick and Stephen J. Doktycz, *Effects of Ultrasound on Surfaces and Solids, Advances in Sonochemistry, Volume 1*, Copyright © 1990 JAI Press Ltd., 197—230.
- [10] Coleman, A. J. Saunders, J. E., Crum, L. A. and Dyson, M., *Ultrasonud Med. Biol.*, 13 (1987), 69—76.

第六届全国语音图象通讯信号处理学术会议在四川召开

由中国声学学会语言听觉和音乐声学分会、中国电子学会信号处理学会语音图象通信专业委员会与四川省电子学会联合主办、由电子工业部西南通信研究所承办的第六届全国语音图象通讯信号处理学术会议于今年九月廿四日在四川省南坪县召开。首先由会议主席电子工业部西南通信研究所所长刘村友教授致开幕词,中国科学院声学研究所副所长侯朝焕研究员发表讲话。开幕式上最后由刘村友教授做题为“通信保护动向趋势”的大会报告,这个报告概括了当今国际上通信保护的主要问题,受到与会者的重视与欢迎,并进行了讨论,对通讯保护这一研究领域加深了认识。

这次会议共收到论文摘要 126 篇,经程序委员会审查收入论文集共 94 篇。其中:语音识别 18 篇、语音合成 9 篇、语音分析 8 篇、语音编码 4 篇、语音增强

应用声学

3 篇、图象处理 19 篇、通信技术 10 篇、信号处理 8 篇、听觉 13 篇、心理声学 1 篇、生物声学 1 篇。

由于多种原因,部分论文作者未能到会,但所有到会的作者全都宣读了自己的论文,另有两篇论文由人代为宣读,在论文集外还增加了两篇报告,会上总共宣读论文 57 篇。学术气氛严肃认真,讨论热烈,时间利用率高。与历届会议相比,这次会议青年学者有所增加,他们思想活跃,勇于发表学术见解,对新方法、新观点敏感,显示出会议所涉学术领域后继有人,兴旺发达。

从论文分布来看,语音识别、图象处理、听觉三方面论文较集中,这也是历届会议中论文较多的几个分支,反映出这些方面研究工作活跃。听觉研究实际上是一个很复杂的生物信号处理研究,耳声发射研究有