

噪声分析与控制

吴九汇

机械工程学院

振动与噪声控制工程研究所

补充：无限长圆柱体的声辐射

无限长圆柱体的声辐射

Helmholtz 方程: $\nabla^2 \varphi + k^2 \varphi = 0$

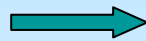
Helmholtz 方程的柱坐标解:

$$\varphi(r, \theta, z) = J_m(k_1 r) \cdot e^{ik_2 z} \cdot e^{im\theta}$$

$$\varphi(r, \theta, z) = H_m^{(1)}(k_1 r) \cdot e^{ik_2 z} \cdot e^{im\theta}$$

$e^{inx} / \sqrt{2\pi}$, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, $0 \leq x \leq 2\pi$, 为正交归一函数组, 因为:

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{-imx} \cdot e^{inx} dx = \delta_{mn}$$



$$\varphi(r, \theta, z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m J_m(k_1 r) \cdot e^{ik_2 z} \cdot e^{im\theta}$$

$$\varphi(r, \theta, z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} B_m H_m^{(1)}(k_1 r) \cdot e^{ik_2 z} \cdot e^{im\theta}$$

瑞利散射方法

$$\varphi(r, \theta, z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m J_m(k_1 r) \cdot e^{ik_2 z} \cdot e^{im\theta}$$
$$\varphi(r, \theta, z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} B_m H_m^{(1)}(k_1 r) \cdot e^{ik_2 z} \cdot e^{im\theta}$$

在声学领域，根据瑞利的观点，散射是一个比反射和衍射更加广泛的概念，它包括声场中除去声源直达声场外的所有声场分布。基于此，瑞利提出了著名的瑞利散射方法，即将散射声场和入射场分别表示为一系列正交级数形式，然后通过边界条件来确定散射场表示式中的待定系数(仅对规则形状)。

三种简单边界条件:

$\varphi|_s = 0$, Dirichlet问题, 对应于绝对软表面;

$\left. \frac{\partial \varphi}{\partial n} \right|_s = 0$, Riman问题, 对应于绝对硬表面;

$\left[\frac{\partial \varphi}{\partial n} + \sigma \varphi \right]_s = 0$, 混合边值问题, 对应于阻抗型表面

无限长圆柱体的声辐射

瑞利散射方法:

设一平面波正入射在一无限长刚性圆柱体上, 求其声辐射

入射平面波

$$P_0 = e^{ikr \cos \phi} = \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n i^n J_n(kr) \cos(n\phi)$$

散射波

$$P_S(r, \phi) = \sum_{m=0}^{\infty} A_m H_m^{(1)}(kr) \cdot \cos(n\phi)$$

刚性边界条件

$$\left. \frac{\partial(P_0 + P_S)}{\partial n} \right|_{r=a} = 0$$

教材目录

3 气动噪声原理	55
3.1 声发生的物理过程	55
3.1.1 单极源	55
3.1.2 偶极源	59
3.1.3 四极源	62
3.1.4 速度对声功率的影响	62
3.2 旋转声源的辐射特性	63
3.2.1 多普勒效应	63
3.2.2 旋转点声源的辐射严格解	63
3.3 旋转叶片的噪声分析	69
3.3.1 风扇噪声	69
3.3.2 飞机螺旋桨旋转噪声分析及控制措施	71
3.4 本章小结	73

3.1 声发生的物理过程

单极源的声辐射

Helmholtz 方程: $\nabla^2 \varphi + k^2 \varphi = 0$

球坐标 (r, θ, ϕ) : $\nabla^2 = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \frac{\partial}{\partial r}) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta}) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2}$

对于点声源辐射, 考虑到对称性, Helmholtz 方程简化为:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \frac{\partial P}{\partial r}) + k^2 P = 0$$

Helmholtz 方程的球坐标解: $\varphi(r, \theta, z) = h_n^{(1)}(kr) \cdot Y_{nm}(\theta, \phi)$

$$h_0^{(1)}(kr) = j_0(kr) + i y_0(kr) = \frac{\sin(kr)}{kr} - i \frac{\cos(kr)}{kr} = (-i) \frac{e^{ikr}}{kr}$$

点声源辐射: $P(r, t) = \frac{A}{r} e^{j(\omega t - kr)}$

$$v_r = -\frac{1}{j\omega\rho_0} \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{A}{r\rho_0 c_0} \left(1 + \frac{1}{jkr}\right) e^{j(\omega t - kr)}$$

声辐射与球源大小的关系

以上求得的脉动球辐射一般解中包含有一个待定常数A，它取决于边界条件，也就是取决于球面振动情况，这在物理上是显然的，因为声场是由于球源振动而产生的，所以声场的特征自然也应与球面的振动情况有关。

设球源表面处的振动速度为 $u = u_a e^{j(\omega t - kr_0)}$ ，式中 u_a 为振速幅值，指数中 $-kr_0$ 是为了运算方便而引入的初相位角，它并不影响讨论的一般性。

$$\text{边界条件: } (v_r)_{r=r_0} = u$$

$$A = \frac{\rho_0 c_0 k r_0^2}{1 + (k r_0)^2} u_a (k r_0 + j) = |A| e^{j\theta}$$

$|A|$ 不仅与球源的振速有关，而且还与辐射声波的频率（或波长）、球源的半径等有关，当球源半径比较小或者声波频率比较低，以至有 $kr_0 \ll 1$ ，满足这种条件的脉动球源有时特别称为点源

声辐射与球源大小的关系

$$A = \frac{\rho_0 c_0 k r_0^2}{1 + (k r_0)^2} u_a (k r_0 + j) = |A| e^{j\theta}$$

- 同样大小的速度振动时，如果球源比较小或者频率比较低，则辐射声压较小；
- 如果球源比较大或者频率比较高，则辐射声压较大。
- 因此当球源大小一定时，频率愈高则辐射声压愈大；频率愈低则辐射声压愈小，而对于一定的频率，球源半径愈大则辐射声压愈大；半径愈小则辐射声压愈小。

一般说来：

- 只要振动速度一定，凡声源振动表面大的，向空间辐射的声压也大，反之就小。
- 振动面越大，低频声越丰富，再例如小口径的扬声器辐射低频声比较困难，而大口径的扬声器就比较容易些，也就是这个道理。

声场对脉动球源的反作用

——辐射阻抗

脉动球源在媒质中振动时，使媒质发生了稀密交替的形变，从而辐射了声波；另一方面，声源本身也处于由它自己辐射形成的声场之中，因此它必须受到声场对它的反作用，这个反作用力等于

$$F_r = -S_0 p_{r=r_0}$$

式中 S_0 为声源表面积。负号表示这个力的方向与声压变化方向相反。例如，声源表面沿法线正方向运动，使表面附近媒质压缩，声压为正，而这时声场对声源的反作用力则与法线方向相反。

$$F_r = \left(-\rho_0 c_0 \frac{k^2 r_0^2}{1 + k^2 r_0^2} S_0 - j \rho_0 c_0 \frac{k r_0}{1 + k^2 r_0^2} S_0 \right) u$$

$$R_r = \rho_0 c_0 \frac{k^2 r_0^2}{1 + k^2 r_0^2} S_0,$$

$$X_r = \rho_0 c_0 \frac{k r_0}{1 + k^2 r_0^2} S_0$$

$$Z_r = R_r + jX_r$$

R_r 及 X_r 分别称为辐射阻和辐射抗，
 Z_r 称为辐射阻抗

$$F_r = -Z_r u$$

声阻抗率

声学中把媒质中任何一点处的声压与该点的质点振动速度之比称为该处的声阻抗率。它反映了媒质的一种声学特性，是媒质对振动面运动的反作用的定量描述。

声阻抗率是声压和质点速度的复数比，即：

$$Z_S = R_S + jX_S$$

式中， R_S 为声阻率， X_S 为声抗率。

声阻率反映了能量的损耗，不过它代表的不是能量转化成热，而是代表着能量从一处向另一处的转移，即“传播损耗”。

对于无衰减的平面波， $Z_S = \frac{P}{v} = \rho_0 C$ ，
平面声波的声阻抗率恰好等于媒质的特性阻抗，可以说平面声波处处与媒质的特性阻抗相匹配。

声场对脉动球源的反作用

——辐射阻抗

为了说明 R_r 及 X_r 及 Z_r 的物理意义，现在来讨论一下当考虑到声场的反作用力 F_r 以后，球源表面作为一个力学系统的运动情况，设球源振动表面的质量为 M_m ，力学系统的弹性系数为 K_m ，受到的摩擦力阻为 R_m ，策动其振动的外力为 $F = F_a e^{j(\omega t - kr_0)}$

$$M_m \frac{du}{dt} + R_m u + k_m \int u dt + Z_r u = F$$

$$u = \frac{F}{Z_m + Z_r} \quad Z_m + Z_r = (R_m + R_r) + j \left[\omega \left(M_m + \frac{X_r}{\omega} \right) - \frac{K_m}{\omega} \right]$$

由于考虑到声场对声源的反作用，对声源振动系统来讲，相当于在原来的力学振动系统上附加了一个力阻抗 $Z_r = R_r + jX_r$ ，这种由于声辐射引起的附加于力学系统的力阻抗就称为辐射力阻抗，简称为辐射阻抗。

声场对声源的反作用表现在两个方面：一是增加了系统的阻尼作用，除原来的力阻 R_m 外还增加了 R_r ，辐射阻 R_r 像摩擦力阻 R_m 一样，也反映了力学系统存在着能量的耗损，不过它不是转化为热能，而是转化为声能，以声波的形式传输出去；另一是在系统中增加了一项辐射抗。

声场对脉动球源的反作用

——辐射阻抗

$$Z_m + Z_r = (R_m + R_r) + j \left[\omega \left(M_m + \frac{X_r}{\omega} \right) - \frac{K_m}{\omega} \right]$$

辐射抗 X_r 对力学系统的影响相当于在声源本身的质量 M_m 上附加了一个辐射质量 $M_r = \frac{X_r}{\omega}$ ，由于这部分附加辐射质量的存在，好像声源加重了，似乎有质量为 M_r 的媒质层粘附在球源面上，随球源一起振动，因此这部分附加的辐射质量也称为同振质量。 $M_m + M_r$ 称为有效质量。

脉动球源平均辐射声功率为 $\overline{W_r} = \frac{1}{2} R_r u_a^2$

由此可见，如果声源振速恒定，那么平均辐射声功率仅决定于辐射阻。

如果球源比较小或者频率比较低，以至有 $kr_0 \ll 1$ 即满足点源条件时，

$$\left. \begin{aligned} R_r &\approx \rho_0 c_0 (kr_0)^2 S_0 \\ X_r &\approx \rho_0 c_0 kr_0 S_0 \end{aligned} \right\}$$

声场对脉动球源的反作用

——辐射阻抗

$$Z_m + Z_r = (R_m + R_r) + j \left[\omega \left(M_m + \frac{X_r}{\omega} \right) - \frac{K_m}{\omega} \right]$$

脉动球源平均辐射声功率为 $\overline{W}_r = \frac{1}{2} R_r u_a^2$

由此可见，如果声源振速恒定，那么平均辐射声功率仅决定于辐射阻。

如果球源比较小或者频率比较低，以至有 $kr_0 \ll 1$ 即满足点源条件时，

$$\left. \begin{aligned} R_r &\approx \rho_0 c_0 (kr_0)^2 S_0 \\ X_r &\approx \rho_0 c_0 kr_0 S_0 \end{aligned} \right\}$$

因而平均辐射声功率与频率的平方成正比，而且因为 $kr_0 \ll 1$ ，所以总的平均辐射声功率是很小的；

至于同振质量，显然有 $M_r \approx \rho_0 r_0 S_0 = 3 \left(\frac{4}{3} \pi r_0^3 \rho_0 \right) = 3M_0$

这相当于球源排开的同体积媒质质量的3倍，所以为了使球源表面振动，需要克服这一部分附加惯性力而作功，但这部分能量不是向外辐射的声能，而是贮藏在系统中。

声场对脉动球源的反作用

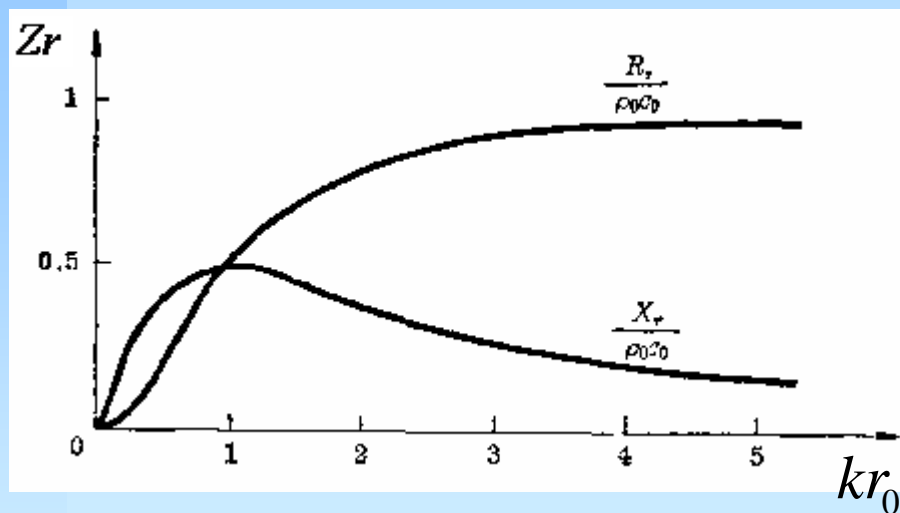
——辐射阻抗

当 $kr_0 \gg 1$ 时, $R_r \approx \rho_0 c_0 S_0, X_r \approx 0$

这说明当球源半径较大或者频率比较高时, 球源的辐射阻达到最大值, 而辐射抗为零, 即同振质量为零。

$$R_r = \rho_0 c_0 \frac{k^2 r_0^2}{1 + k^2 r_0^2} S_0$$

$$X_r = \rho_0 c_0 \frac{kr_0}{1 + k^2 r_0^2} S_0$$



由以上讨论可见:

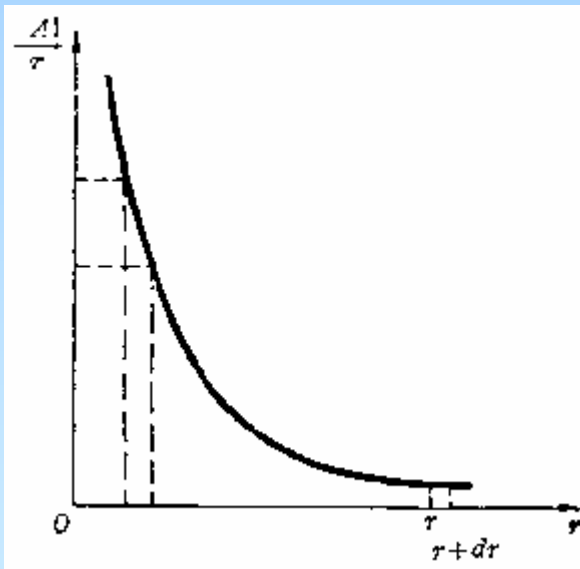
声源平均辐射声功率的大小并不是决定于声源绝对尺寸的大小, 而是决定于声源尺寸与声波波长的相对大小, 脉动球源辐射阻抗随值 kr_0 的变化如图所示。

辐射声场的性质

脉动球源在空间辐射的声压为

$$p = \frac{|A|}{r} e^{j(\omega t - kr + \theta)}$$

声压振幅随径向距离反比地减小，即在球面声场中，离声源愈远的地方声音愈弱，这是球面声场的一个重要特征。



例如，人嘴的讲话，当频率较低时可近似看成是一个球源，所以距离较近时，听起来声音较响，离得愈远，听起来就愈轻，这已是人所共知的事实。

上式是假设空间中不存在反射波的情况下导得的，因此这一结果也常常用来作为自由声场的考核。例如，要鉴定消声室是否符合自由声场条件，则只要测定当传声器离声源的距离变化时，它的声压是否符合随距离反比变化规律就可以了。

◆ 球面波在 r 很大时，波阵面已经很大，在局部范围内，球面已近似可看作为平面了。

单极源的实际应用

- 爆炸；气泡空化
- 活塞式发动机排气管的端口有一个脉动着的质量流，只要声波波长大于该管直径，该声场就非常接近于单极声源
- 对于许多实际机器来说，采用单极源模型是一个十分有用的技术。
- 这种近似所用的一般准则是，所要研究的最高频率的波长 λ 应该远大于声源的物理尺寸 L 。
- 从表面上看，这种近似对发射着高频噪声的大型汽轮机可能是不适用的。然而，发射着高频噪声的转子叶片仍可以采用点源模型，这是因为准则适用于实际声源的物理尺寸，而不是机翼本身的尺寸。例如，紊流流动中的声源尺度是厘米量级。这样，每个相关面积或相关体积就可以被认为是一个小尺寸的孤立声源。于是，大尺寸的机翼或转子叶片可以用沿着叶片展长分布的孤立点源的总和来模拟。

偶极源的声辐射

声偶极子是由两个相距很近，并以相同的振幅而相位相反（即相差 180° ）的小脉动球源（即点源）所组成的声源。例如，没有安装在障板上的纸盆扬声器，在低频时就可以近似看作是这种声源。

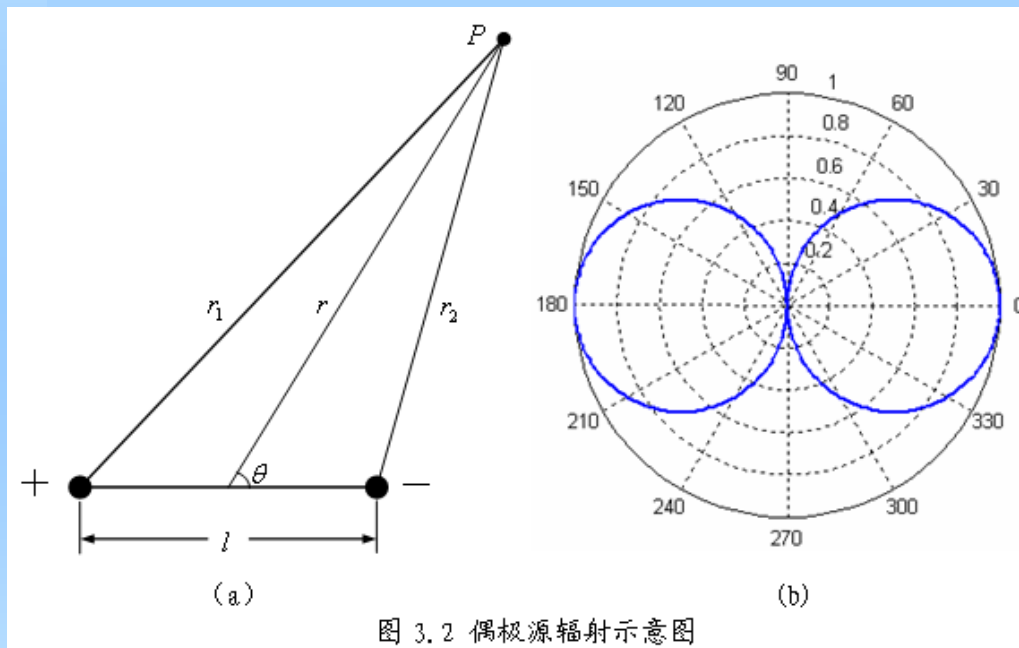


图 3.2 偶极源辐射示意图

$$P = \frac{A}{r_1} e^{i(\omega t - kr_1)} - \frac{A}{r_2} e^{i(\omega t - kr_2)}$$

$$l \ll r$$

$$r_1 \approx r + \frac{l}{2} \cos \theta$$

$$r_2 \approx r - \frac{l}{2} \cos \theta$$

$$P \approx \frac{-A(ikr + 1)}{r^2} l \cos \theta e^{i(\omega t - kr)}$$

偶极源辐射声功率

$$\bar{W} = \frac{2}{3} \pi \rho_0 c_0 (kr_0)^4 l^2 v_a^2$$

- 偶极声源辐射阻与 ω^4 成正比；
- 小脉动球源辐射阻与 ω^2 成正比。
- 在低频时，偶极声源的辐射本领比小脉动球源要差得多。

这是因为组成偶极声源的两个小球源的振动相位相反，其周围分别呈压缩相和稀疏相，低频时的缓慢振动使压缩区的媒质点来得及流向稀疏区，从而低消了压缩和稀疏形变，这样总的声辐射自然就减弱了

- 在现代高音质放声系统中，从改善低频辐射特性着眼，往往把扬声器放在助音箱中，助音箱一般为优质木料做成，有闭箱式或倒箱式等，实际上就是为了在低频时能把扬声器前、后方辐射隔开或者造成两者同相位辐射。从而增加低频辐射声功率。
- 根据上述道理，我们自然就可理解，在测试和评定扬声器单元性能时，为什么常常把扬声器安装在一个具有统一标准尺寸的大障板上进行，而且扬声器测试频率愈低，要求障板的尺寸也愈大。

偶极源的实际应用

- 风吹电线声、空气压缩机、动片和导流片、倾角不为零的螺旋桨是常见的偶极子声源例子。
- 一个没有安装在障板上的纸盆扬声器在振动时，纸盆两边的媒质分别形成压缩相和稀疏相，这就好似一个偶极源，其低频辐射功率较小。如将这扬声器安装在一块很大的障板上，将扬声器前后方的辐射隔开，使低频振动时纸盆前后方媒质的疏、密形变不能相互抵消，这样就可显著提高其低频辐射本领。因此，在现代高音质放声系统中，从改善低频辐射特性考虑，往往把扬声器放在优质木料做成的助音箱中，实际上就是为了在低频时能把扬声器前、后方辐射隔开或者造成两者同相位辐射，从而增加扬声器的低频辐射声功率。同理，在测试和评定扬声器单元性能时，常常把扬声器安装在一个具有统一标准尺寸的大障板上进行，而且扬声器测试频率愈低，要求障板的尺寸也愈大。

四极子声源

媒质中如没有质量或热量的注入，也没有障碍物存在，唯有粘滞应力可能辐射声波，这就是四极子声源，它是应力声源。亚声速湍流喷注噪声是最常见的影响最广的四极子噪声。四极子可看作是一对极性相反的偶极子组成的，指向性呈“四瓣”型，辐射声功率应与偶极子相似，只是再乘一个因数 v^2 / c_0^2 ，因而 W_q 满足

$$W_q \sim \rho^2 v^8 D^2 / \rho_0 c_0^5 = \rho^2 v^3 D^2 M^5 / \rho_0$$

式中 v 是喷注速度， D 是喷口直径， M 是流动马赫数， ρ 是喷注密度； ρ_0 是环境媒质密度； c_0 是环境媒质中的声速。



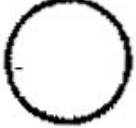






当流体中有障碍物存在时，流体与物体产生的不稳定的反作用力形成偶极子声源。偶极子声源是力声源。风吹电线声、空气压缩机、动片和导流片、倾角不为零的螺旋桨是常见的偶极子声源例子。

媒质中流入的质量或热量不均匀时形成单极子声源。典型的单极子声源如高速气流经喷口周期性排放的脉冲喷气，

三类声源的比较

单极子的声效率与流体的马赫数一次方成正比，偶极子和四极子的声效率则分别比例于 M^3 和 M^5 。

在亚声速， $M < 1$ ，按声效率说，单极子最高，偶极子次之，四极子最低。这说明，降低亚声速湍流喷注四极子噪声是很困难的。因为想引入任何物体来改变湍流的企图都要失败。物体在流动中将产生偶极子场，它是一个更加有效的辐射声源。声效率除了与马赫数有关外，还与发声过程本身有关。

	辐射特性		指向性	辐射声功率比例于	声效率比例于
	180° 相位差				
单极子				$\frac{P^2 v^4 D^2}{\rho_0 c_0}$ $\frac{P^2 v^3 D^2 M}{\rho_0}$	M
偶极子				$\frac{P^2 v^6 D^2}{\rho_0 c_0^3}$ $\frac{P^2 v^3 D^2 M^3}{\rho_0}$	M^3
四极子				$\frac{P^2 v^8 D^2}{\rho_0}$ $\frac{P^2 v^3 D^2 M^5}{\rho_0}$	M^5

另一方面，就声功率而言，情况正相反，单极子、偶极子和四极子的总声功率分别与流速的四方、六方和八方成正比，四极子的声功率可大大超过其余两种。

3.2 旋转声源的辐射

多普勒效应(Doppler Effect)

- 声音音调的高低取决于声源的振动频率的大小
- 在静止均匀的媒质中，如果声源与接受者不运动，则接收到的声音频率与声源频率相等，即听到的声音的音调高低与声源的音调没有区别。
- 当接受者（或声源）相对或向反方向运动时，所听到的声音的音调要比静止时听到的高或低。这种现象称为多普勒效应。

如果在声源与接受者的连线方向上，接受者以速度 u_0 运动，声源以速度 u_s 运动，则接受者测得的声音频率为

$$f = f_s \frac{c \mp u_0}{c \pm u_s}$$

式中， c 为媒质中的声速， f_s 为声源的频率。

当接受者与声源相对运动时， u_0 取正， u_s 取负；相反运动时 u_0 取负， u_s 取正。

当速度的方向不在声源与接受者的连线方向上时，把速度在连线方向上的投影代入上式即可。

旋转点声源的频域精确解

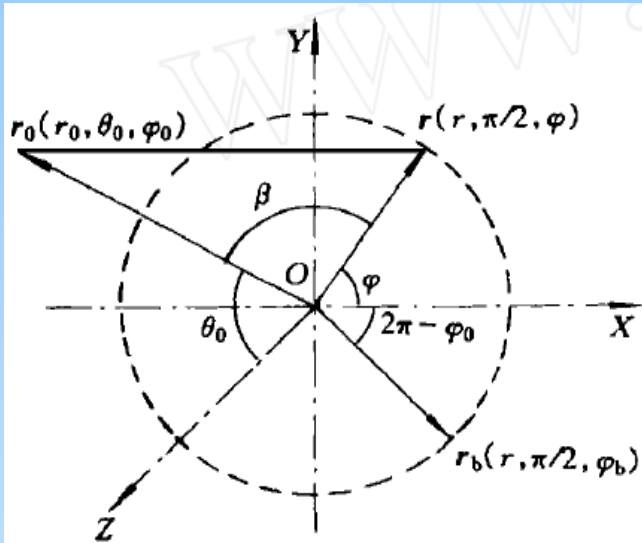


图1 点源旋转运动示意图

任意运动声源声场的频域解为

$$p(X, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} Q(\tau) \frac{e^{i\omega(\tau + r_s/c_0)}}{4\pi r_s} d\tau = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} Q(\tau) \frac{e^{ik_0 r_s}}{4\pi r_s} e^{i\omega\tau} d\tau$$

$$\frac{e^{ik_0 r_s}}{4\pi r_s} = \sum_{m=0}^{\infty} (2m+1) k_0 \cdot P_m(\cos\beta) j_m(k_0 r_{<}) ih_m^{(1)}(k_0 r_{>})$$

$$p(X, \omega) = \sum_{m=0}^{\infty} (2m+1) k_0 \cdot j_m(k_0 r_{<}) \cdot ih_m^{(1)}(k_0 r_{>}) \sum_{n=0}^m \epsilon_n \cdot \frac{(m-n)!}{(m+n)!} P_m^n(0) P_m^n(\cos\theta_0) \cdot Q(e^{in(\phi_b - \phi_0)} \delta(\omega + n\Omega - \omega_t) + e^{-in(\phi_b - \phi_0)} \delta(\omega - n\Omega - \omega_t))$$

$$P_m(\cos\beta) = P_m(\cos\theta) P_m(\cos\theta_0) + 2 \sum_{n=1}^m \frac{(m-n)!}{(m+n)!} \cdot P_m^n(\cos\theta) P_m^n(\cos\theta_0) \cos[n(\phi - \phi_0)]$$

ω_t 为源频率

旋转点声源的频域精确解

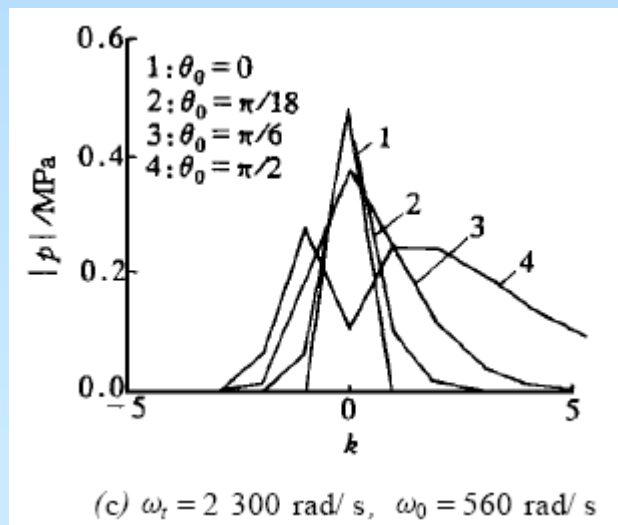
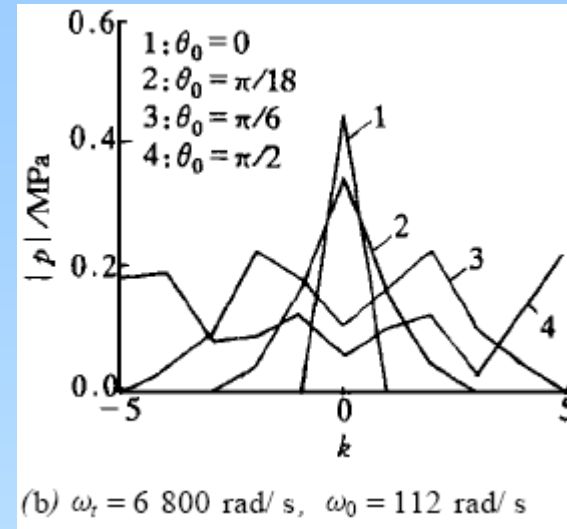
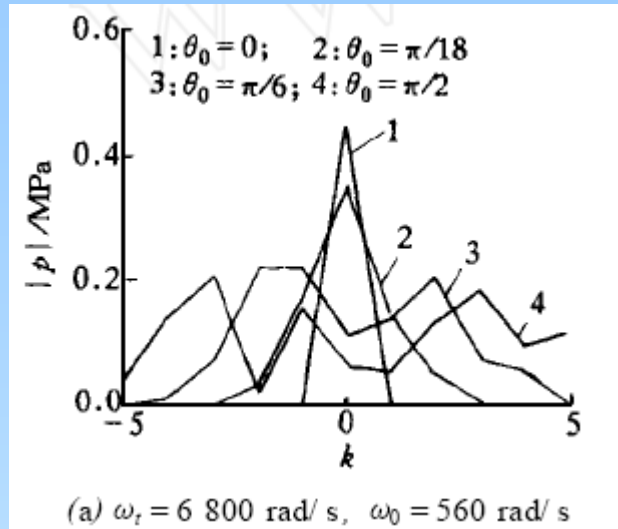


图2 远场声压幅值的谐波分布

$\omega = \omega_t + k\Omega$, 横轴上的数值即为 k 的值.

- 结论:
- ① 无论何种情形, 在旋转轴方向 ($\theta_0 = 0$) 都只能听到基频;
 - ② 随 θ_0 增加, 谐波越来越丰富, 且声压幅值也越来越小;
 - ③ 由图2c 知, 源自身频率的减小会显著地缩小谐波范围;

旋转点声源的频域精确解

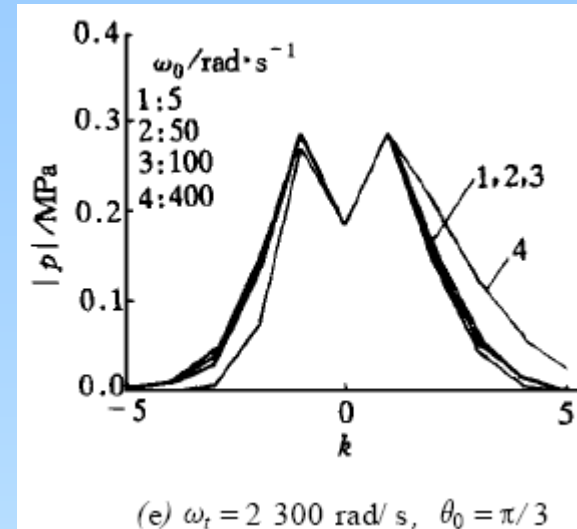
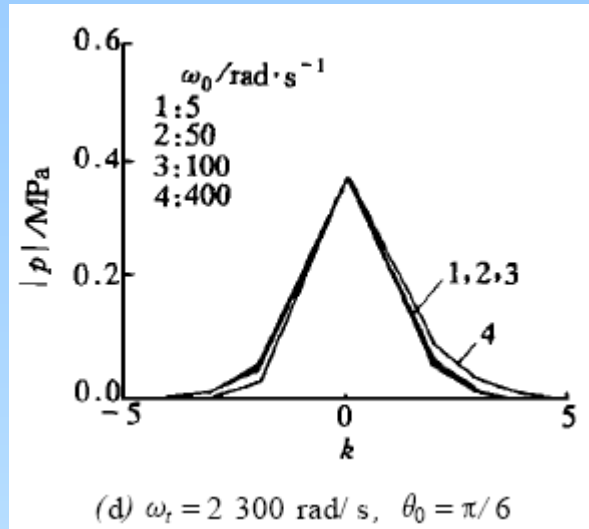
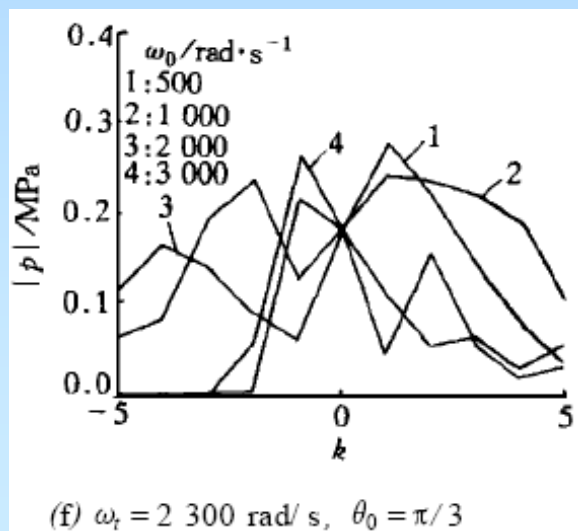


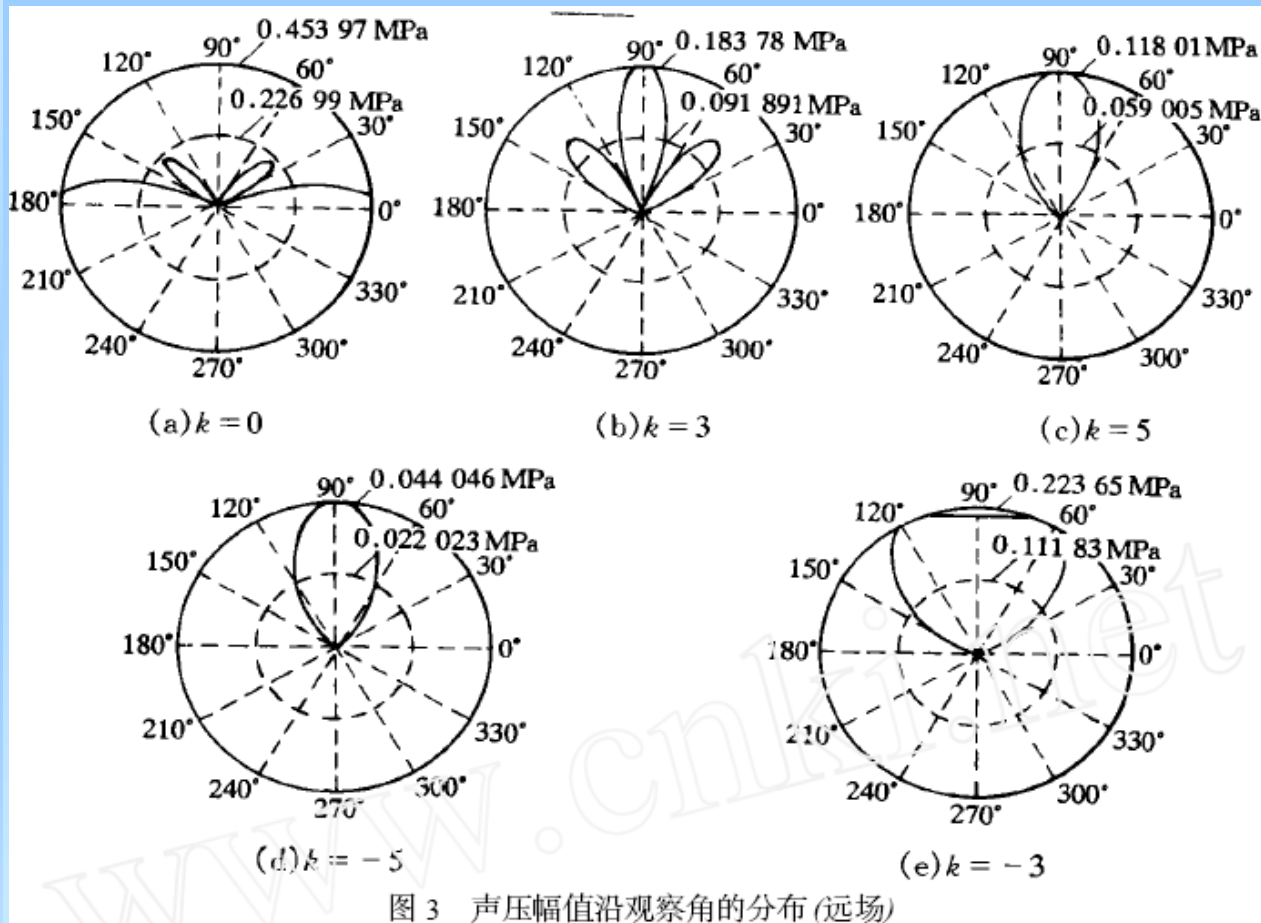
图2 远场声压幅值的谐波分布



结论：④由图2d、图2e知,在旋转频率较低时,旋转频率的变化对谐波分布并无多大影响,但在 θ_0 较大时会出现频率偏移;

⑤由图2f知,在旋转频率较高时,旋转频率的变化对谐波分布影响很大,且出现明显的多普勒效应,即接收频率相对声源频率发生偏移;

旋转点声源的频域精确解



- 结论:
- ⑥ k 由负值增加时叶瓣数目增多,至 $k = 0$ 时叶瓣数最多,随后又开始减少;
 - ⑦ 在指向性方面,偏离基频的谐波更多地发生于旋转平面 ($\theta = \pi/2$) 附近,在基频附近趋于轴向, $k = 0$ 时则强烈地指向轴向位置.

旋转点声源的频域精确解

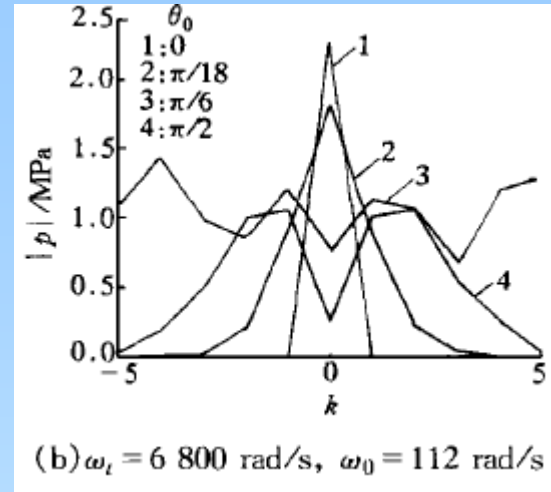
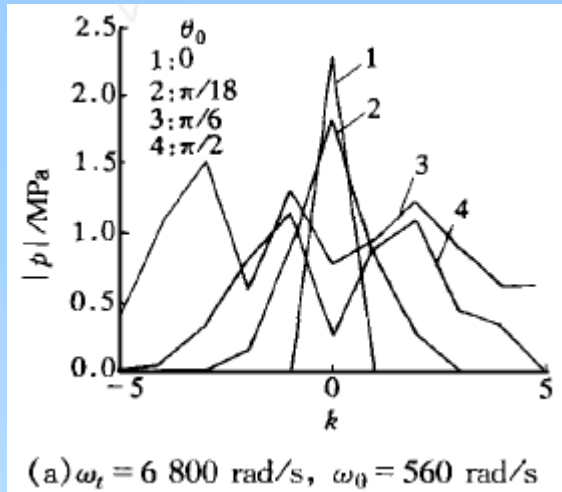
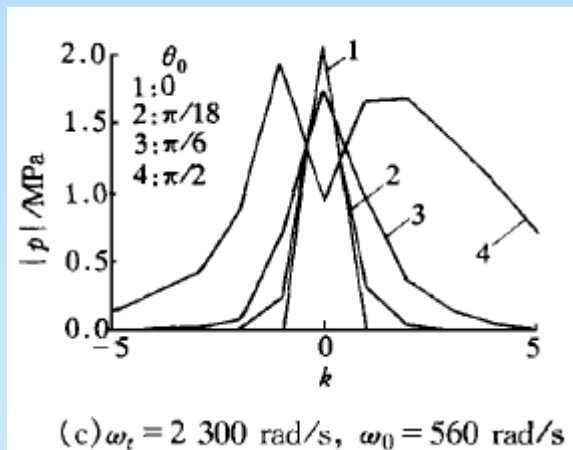


图4 近场声压幅值的谐波分布



从图4a~图4c可以看出, 近场对小 θ_0 情况下声压幅值的谐波分布影响不大, 但对 θ_0 接近 $\pi/2$ 的情况影响很大. 随 θ_0 增加, 声压幅值越来越大, 而且使谐波分布范围加宽.

旋转点声源的频域精确解

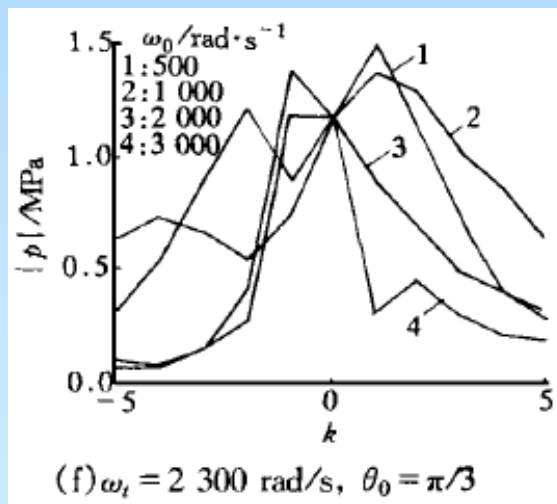
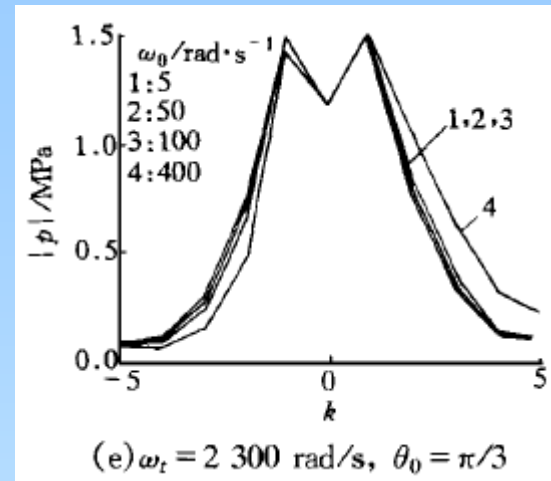
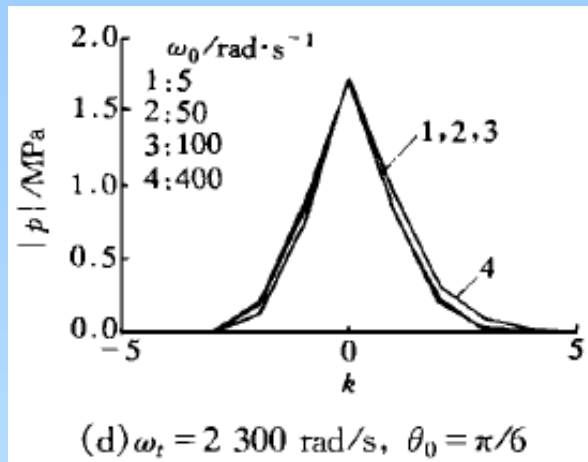
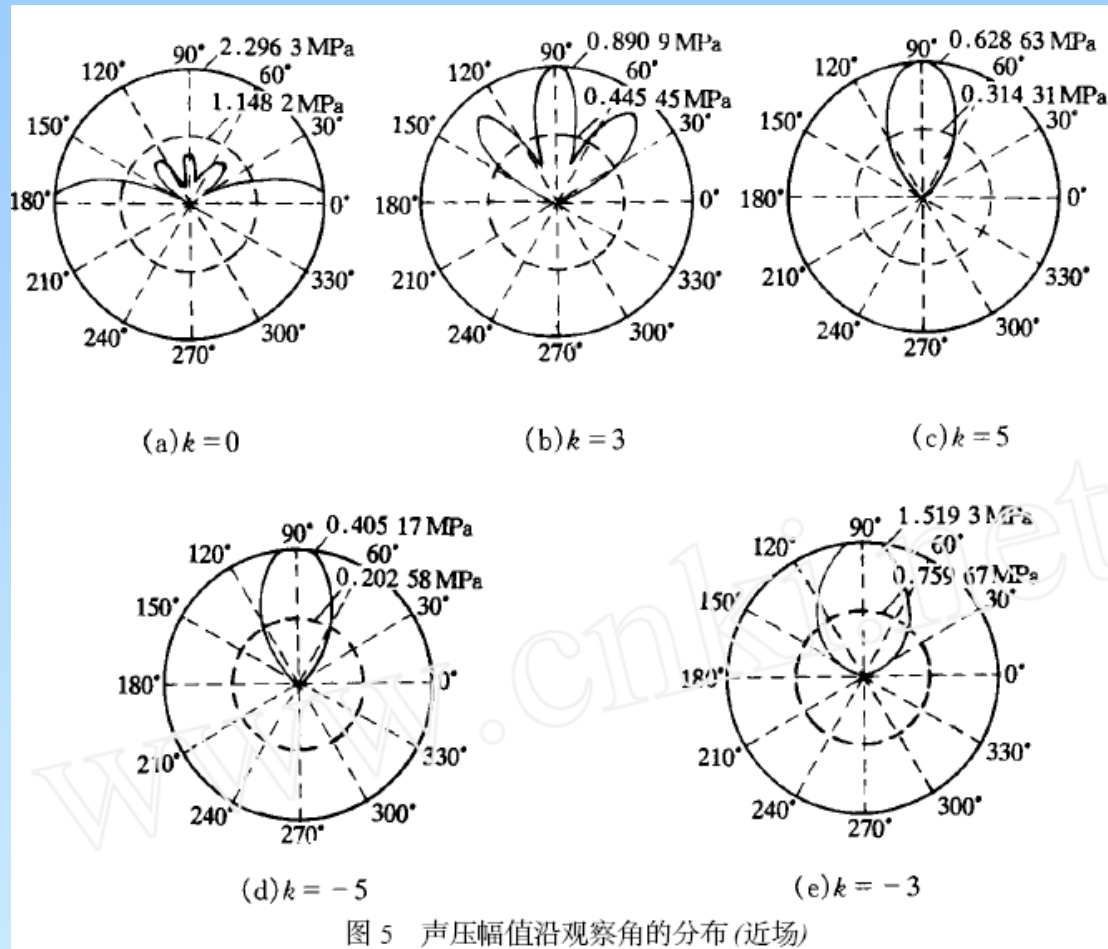


图4 近场声压幅值的谐波分布

从图4d~图4f可看出,对于近场情况:

- ①在旋转频率较低时,旋转频率的变化对谐波分布并无多大影响,但在 θ_0 较大时会出现频率偏移;
- ②在旋转频率较高时,旋转频率的变化对谐波分布影响很大,且出现明显的多普勒效应.

旋转点声源的频域精确解



对某一谐波, 叶瓣数目和分布与远场基本相同; 在 $\theta_0 = 0$ 方向上仍然只有基频, 在 $\theta_0 = \pi/2$ 方向上声压有所加强.

旋转点声源的频域精确解

根据旋转运动声源空间声压计算的频域精确解，讨论了声源旋转导致的一些声场特性。研究表明：

- (1) 声场分布具有强的空间指向性，在轴线方向只有基频，而在旋转平面附近谐波越来越丰富；
- (2) 在旋转频率较低时，旋转频率的变化对谐波分布并无多大影响，但在 θ_0 较大时会出现多普勒效应；
- (3) 在旋转频率较高时，旋转频率的变化对谐波分布影响很大，且出现明显的多普勒效应；
- (4) 不论远场或近场，源自身频率的减小在小 θ_0 时会显著地缩小谐波范围，但对于近场，在大 θ_0 时谐波范围会有所增加。

风扇噪声

风扇噪声由旋转噪声和涡流噪声组成：

1 旋转噪声

旋转噪声是由旋转的叶片周期性地打击空气质点，引起空气的压力脉动而产生噪声。

旋转噪声的频率等于每分钟内叶片打击空气质点的次数。设风扇有Z个对称排列的叶片，叶轮转速为n转/分，则旋转噪声的频率为：

$$f_m = \frac{nZ}{60} m \quad (m = 1, 2, \dots)$$

2 涡流噪声

风扇旋转时，使叶片周围的空气产生涡流，而这些涡流由于粘滞力的作用分裂成一系列小涡流，这些现象使空气发生扰动，形成压缩与稀疏的过程，从而产生噪声。涡流噪声亦称紊流噪声，它的频率为

$$f_m = S_h \frac{u}{D} m \quad (m = 1, 2, 3, \dots)$$

式中：u是气体与物体的相对速度；D是物体的正表面宽度在垂直于速度平面上的投影； S_h 称为斯特劳哈耳数，其值在0.14-0.20之间，一般取0.185。

风扇噪声

当风扇旋转时，涡流噪声的频率取决于叶片与气体的相对速度，旋转叶片的圆周速度随着离圆心的距离而变化。由于从圆心到最大圆周速度连续变化，所以风扇旋转所产生的涡流噪声呈宽频带的连续谱。

当机械的功率大和圆周速度高时，风扇噪声中旋转噪声占优势，反之则涡流噪声占优势。风机，或者利用风扇制成的其它空气动力设备，以风扇噪声为主要成分；而对于导风板、弯头、局部障碍物等也会产生不小的涡流噪声。风吹电线发出的声音，就是涡流噪声的一个例子。

从声源的特性来说，风机噪声属于偶极子源，其声功率与速度的6次方成正比。

此外，风扇噪声的声功率还与风扇直径的平方成正比，也与风扇的阻力系数、形状有关，可表示为：

$$W \propto \rho \xi^2 D^2 \frac{u^6}{C^3}$$

式中， ξ 是正面阻力系数； u 是圆周速度， D 是风扇直径， C 为声速。

风扇噪声

尤金给出了表面光滑的风机叶片的声功率为:

$$W = K \frac{\rho}{C^5} (\xi S_h)^2 u^6 l D$$

式中, $K=0.04$ 为比例系数, u 是圆周速度, l 是叶片长度, D 是叶片横向长度

对表面粗糙的旋转体, 其声功率为:

$$W = \frac{K}{7} \frac{\rho}{C^3} (S_h \xi)^2 (1 - K_n)^6 u_R^6 D R (1 - \bar{d}^7) Z$$

式中, u_R 是旋转叶片末端圆周速度, D 是旋转叶片在垂直于冲击流方向上的横向尺寸, R 是旋转叶片半径, \bar{d} 是旋转体上的套管半径与 R 之比, Z 是旋转叶片数, $K_n=0.05$