

具有噪音的排氣口的輻射指向特性*

張家鑑

(北京礦業學院礦山設備教研組)

概 述

對於聲振動的輻射器的指向性，一般是利用放在無限障板內的硬質活塞發生聲輻射的原理來處理的^[1,2,3]，它的基本公式是

$$p_m = \frac{1}{2\pi} \iint_A \frac{\partial p}{\partial n} \frac{1}{r} dA, \quad (1)$$

其中 p_m 是在空間任意點 M 的聲壓； $\frac{\partial p}{\partial n}$ 是活塞面上聲壓 p 的法向導函數； r 是 M 點與活塞面上任意點的距離； dA 為活塞的面積元素。

公式 (1) 實質上就是在半空間內的點源的表達式。

聲振動的輻射器的指向性現在已經比較成功地在實踐中運用。但是對於一種特殊有噪音發生的排氣口(例如：噴氣式發動機實驗室的排氣口、燃氣輪機的排氣口、大型通風機的出風口等)的聲音輻射指向性的研究還是很少^[4,5,6,7]。其所以有研究的價值，因為它對於這類排氣口的噪音控制起着一定的作用。

威爾斯^[6]等對於燃氣輪機的排氣口的聲音指向性引導出了兩個公式：對於方形排氣口，

$$I_{方} = \frac{u_0^2 \rho c s^2}{2\pi^2 R^2 \sin^2 \theta} \sin^2 \left(k \frac{s}{2} \sin \theta \right);$$

對於圓形排氣口，

$$I_{圓} = \frac{u_0^2 \rho c d^2}{8R^2 \sin^2 \theta} J_1^2 \left(k \frac{d}{2} \sin \theta \right).$$

然而只要經過一些變換之後，就可以變成

$$I_{方} = \frac{k^2 u_0^2 \rho c s^4}{8R^2 \pi^2} \left[\frac{\sin \left(k \frac{s}{2} \sin \theta \right)}{k \frac{s}{2} \sin \theta} \right]^2,$$

* 1957年2月21日收到。

$$I_{\text{側}} = \frac{k^2 u_0^2 \rho c d^4}{128 R^2} \left[\frac{2 J_1 \left(k \frac{d}{2} \sin \theta \right)}{k \frac{d}{2} \sin \theta} \right]^2.$$

實質上,上面兩個公式是活塞處於無限障板內所得到的指向性公式。因為[6]的作者所用基本公式(參考文獻[6]內公式(1))實質上就是處於半空間內的點源公式(1)。用它來處理排氣口的指向性就不太與實際吻合,因為:

第一,排氣口一般是用硬材料的管筒所構成,在它的背面並沒有輻射的影響,這樣就沒有必要使排氣口處於無限障板之內;

第二,排氣口的聲音輻射不僅是點源,而且還具有偶極子的輻射特性。

排氣口的指向特性計算

在整個空間(包括排氣口本身)內,聲振動我們認為滿足波動方程

$$(\nabla^2 + k^2) \varphi = 0. \quad (2)$$

根據格林理論,可以得到空間任意一點 M 的速度位

$$\varphi_m = \frac{1}{4\pi} \iint_A \frac{\partial \varphi}{\partial n} \frac{e^{-ikr}}{r} dA - \frac{1}{4\pi} \iint_A \varphi \frac{\partial}{\partial n} \frac{e^{-ikr}}{r} dA. \quad (3)$$

如果我們認為排氣口的聲波是一平面波,同時已知邊界條件 $\frac{\partial \varphi}{\partial n} = u_0 e^{i\omega t}$ 為排氣口上的法向速度, $\varphi = \frac{1}{ik} u_0 e^{i\omega t}$ 為排氣口上的速度位,則從公式(3)右邊第一項可以看出它是點源,第二項是偶極子。因此排氣口的聲音輻射具有點源和偶極子的特性。

現在我們來處理各種形狀的排氣口。

(一) 矩形排氣口

如果我們使 r 很大時,並把 $\frac{\partial \varphi}{\partial n}$ 和 φ 值代入(3)式,經過一些計算後,就可以得到

$$\varphi_m = \frac{u_0}{4\pi} e^{i\omega t} (1 + \cos \theta) \iint_A \frac{e^{-ikr}}{r} dA. \quad (4)$$

因為 $r \gg b_2$ (長邊),所以可以使

$$r \approx l - x \sin \theta \sin \alpha - y \sin \theta \cos \alpha,$$

在分母內的 r 使 $r \approx l$, 把 r 值代入(4)式,得

$$\varphi_m = \frac{u_0}{4\pi l} e^{i\omega t - ikl} (1 + \cos \theta) \int_{-\frac{b_2}{2}}^{+\frac{b_2}{2}} e^{ikx \sin \theta \sin \alpha} dx \int_{-\frac{b_1}{2}}^{+\frac{b_1}{2}} e^{iky \sin \theta \cos \alpha} dy.$$

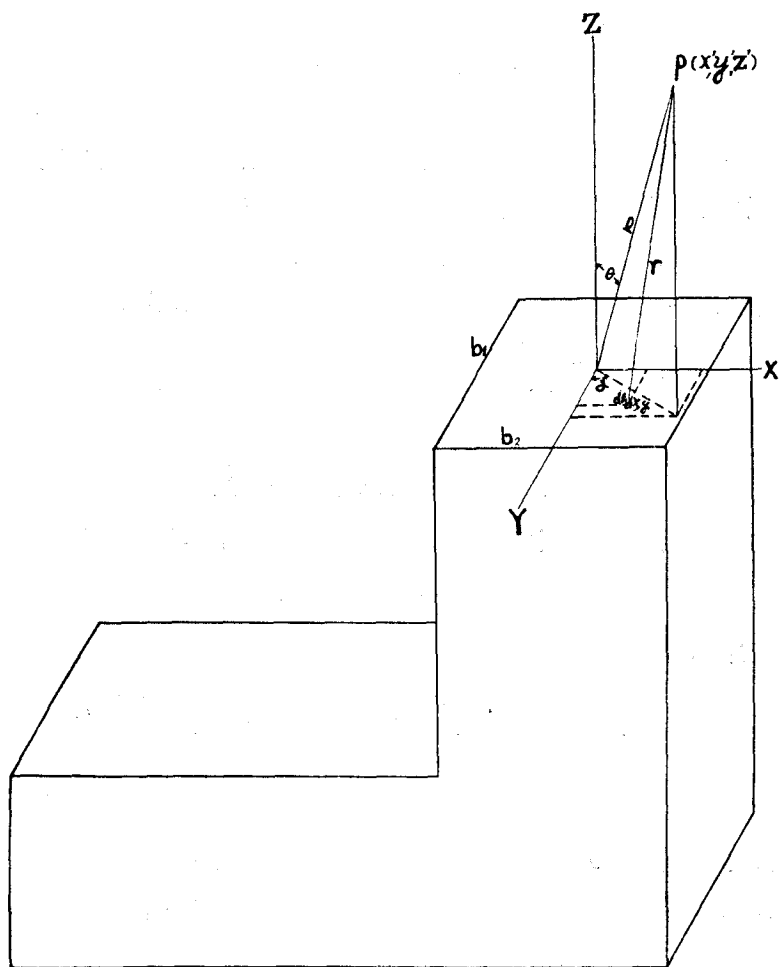


圖 1.

對於上式的積分只取實數部分, 因此

$$\varphi_m = \frac{b_1 b_2 u_0}{4\pi l} e^{i\omega t - ikl} (1 + \cos\theta) \frac{\sin\left(k \frac{b_2}{2} \sin\theta \sin\alpha\right)}{k \frac{b_2}{2} \sin\theta \sin\alpha} \times \frac{\sin\left(k \frac{b_1}{2} \sin\theta \cos\alpha\right)}{k \frac{b_1}{2} \sin\theta \cos\alpha}. \quad (5)$$

M 點的聲壓為

$$|p_m| = \left| \rho_0 \frac{\partial \varphi_m}{\partial t} \right| = \frac{\rho_0 b_1 b_2 \omega u_0}{4\pi l} (1 + \cos\theta) \times \frac{\sin\left(k \frac{b_2}{2} \sin\theta \sin\alpha\right)}{k \frac{b_2}{2} \sin\theta \sin\alpha} \times \frac{\sin\left(k \frac{b_1}{2} \sin\theta \cos\alpha\right)}{k \frac{b_1}{2} \sin\theta \cos\alpha}.$$

如果以分貝 (db) 來表示指向因素,就得到

$$\begin{aligned}
 L &= 20 \log \frac{p_m(\theta)}{p_m(0)} = \\
 &= 20 \log \left[\frac{1}{2} (1 + \cos \theta) \times \right. \\
 &\quad \times \frac{\sin \left(k \frac{b_2}{2} \sin \theta \sin \alpha \right)}{k \frac{b_2}{2} \sin \theta \sin \alpha} \times \\
 &\quad \left. \times \frac{\sin \left(k \frac{b_1}{2} \sin \theta \cos \alpha \right)}{k \frac{b_1}{2} \sin \theta \cos \alpha} \right]. \quad (6)
 \end{aligned}$$

(二) 方形排氣口

方形排氣口只要利用公式 (6), 使 $b_1 = b_2 = b$ 就可以了. 如果測量在兩側邊的中間進行, 就可以使公式 (6) 中的 $\alpha = 0^\circ$ 或 $\frac{\pi}{2}$, 因此得到方形排氣口在特殊情況下的指向性公式

$$L = 20 \log \left[\frac{1}{2} (1 + \cos \theta) \frac{\sin \left(k \frac{b}{2} \sin \theta \right)}{k \frac{b}{2} \sin \theta} \right]. \quad (7)$$

(三) 圓形排氣口

對於圓形排氣口, 同樣利用 (4) 式和 $r \gg a$ 的條件, 可以得到圓形排氣口的指向性公式

$$L = 20 \log \left[(1 + \cos \theta) \frac{J_1(ka \sin \theta)}{ka \sin \theta} \right]. \quad (8)$$

圖 3 表示 $4,875 \times 4,875$ 米² 的排氣口^[7] 的指向特性圖, 曲線 (1) 是從公式 (7) 用威爾斯^[6] 八度分析原理所計算出來的. 從圖上可以看出理論計算值要比實際測量的小一些, 但是從它們的性質來看, 兩者的一致可以說是令人滿意的. 曲線 (2) 是根據參考文獻 [6] 中公式 (6) 用以上的同樣方法計算出來的, 可以看到在 $0-90^\circ$ 之間的值與實際測量的還要接近一些, 但是 90° 以下就不能再得到數值. 如果還是按該公式計算, 就要得到對稱性的曲線, 這是不符合實際的. 而 90° 以下的數值正是我們所最需要的.

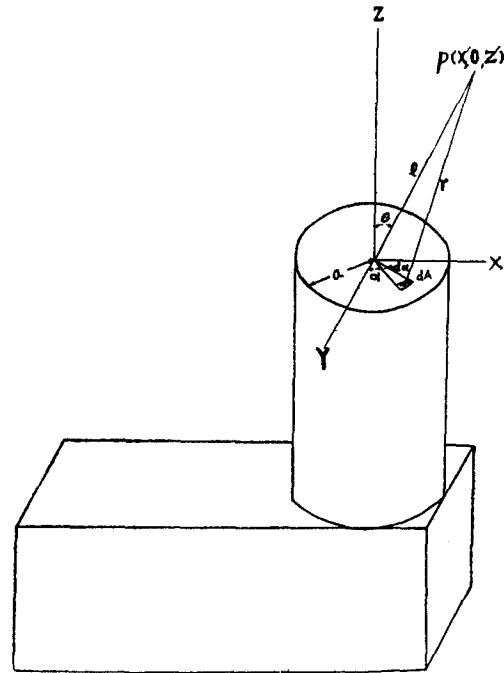


圖 2.

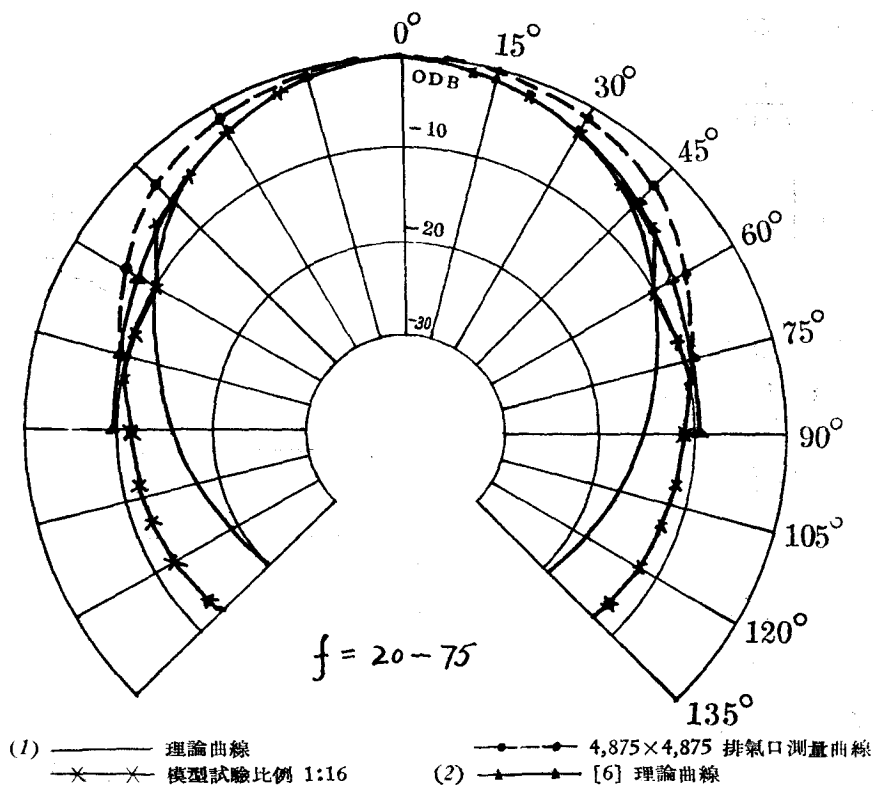


圖 3. 排氣口指向特性圖

參 考 文 獻

- [1] Molloy, C. T., *J. Acoust. Soc. Am.* **20** (1948), 387.
- [2] Foldy, L., *J. Acoust. Soc. Am.* **17** (1945), 109.
- [3] Генцель, Г. С. и Заецкий, А. М., *Основы акустики*, 1952.
- [4] A. T. C. Report, No. 2 (1952), 21.
- [5] Peistrup, C. F. and Wesler, J. E., *J. Acoust. Soc. Am.* **25** (1953), 322.
- [6] Wells, R. and Crocker, B. E., *J. Acoust. Soc. Am.* **25** (1953), 433.
- [7] Watter, B. G., Labate, S. and Beranek, L. L., *J. Acoust. Soc. Am.* **27** (1955), 449.

DIRECTIVITY CHARACTERISTICS OF NOISE GENERATING STACKS

CHANG CHIA-CHIEN
(Peking College of Mineral Industry)

ABSTRACT

The paper discusses radiation directivity patterns of noise generating stacks of various simple shapes (rectangular, square, circular). Earlier computation of Wells, R. and Crocker, B. E. is improved with regard to the assumption of baffles^[6]. The new formulae predict patterns for a wider region than the half space covered by the earlier computation and agree favorably with published experimental data.

無限長黑圓柱情形下密恩 (Milne) 問題的近似解 (球諧函數展開法)*

黃 祖 洽

(中國科學院物理研究所)

提 要

本文探討當一無限長黑圓柱放在一滿足密恩問題中諸條件的無限介質中時，介質中的中子分佈。

計算採用球諧函數展開法，把中子分佈函數對球諧函數展開，保留展開式的起首若干項，從而求得近似解。具體計算作到 P_5 近似為止。

表 2 及附圖示各次近似中對於圓柱半徑 a 的不同值求出的外推長度 λ 之值。作為長度單位的是中子在介質中的平均自由路程 l 。

為比較起見，我們在圖中也畫出了達維遜 (Davison) 給出的曲線 (曲線 D)。他的曲線是根據 $a \ll 1$ 及 $a \gg 1$ 二極限情形下派耳斯 (Peierls) 積分方程的近似解，中間參照 P_3 近似的結果畫出的。由圖可見， a 大時 P_5 近似的結果已很接近於曲線 D ，而在 $a = 1$ 附近，則曲線 D 似乎還應該略低一些，才更符合曲線 P_5 的趨勢 (例如，像圖中虛線所表示的那樣)。

一. 引 言

本文考慮當一無限長黑圓柱放在一滿足密恩問題中諸條件的無限介質中時，介質中的中子分佈。這些條件是：

- (1) 介質中在有限遠處沒有中子源，但在無限遠處有一定的中子流沿着徑向向黑圓柱流來；
- (2) 中子在介質中的吸收截面為零，散射截面與能量無關，且為各向同性；
- (3) 中子在散射時不損耗能量。

* 1957年2月23日收到。

本文基本上於 1955 年 6 月已完成。同年 8 月，在日內瓦和平利用原子能國際會議上，捷克的物理學家 Ладислав Трлифай^[1] 發表了同樣題目的文章；但該文只算出 P_3 近似，故本文仍發表——作者。