

(昭和 63 年 11 月 日本造船学会秋季講演会において講演)

振動する長方形平板から放射される 水中音に関する基礎的研究

正員 道 本 順 一* 宗 広 修 興**

Fundamental Study on Underwater Sound Radiated from a Rectangular Panel

by Jun-ichi Michimoto, *Member* Shuukou Munehiro

Summary

In order to investigate the underwater noise radiated from ships, as the first step, the study on the radiated sound from a rectangular panel is carried out.

The vibration of a panel is represented by using the monopole and the dipole, and the sound pressure fluctuation radiated from the panel is calculated. The calculated sound pressure have a good agreement with the measured results. The sound pressure radiated from a panel vibrating with free surface around it is smaller than that covered by the baffle plate. And the radiation efficiency also becomes small when the panel vibrates with free surface around it. Therefore, the measured radiation efficiency of a rectangular panel vibrating with the free surface around it cannot be applied for the shell plate of actual ship.

The natural frequency of the rectangular panel in the water is estimated by Kito's method, and the radiation efficiency of underwater sound of a panel is calculated by applying Maidanik's method. These results correspond with the mean value of the results which are calculated by using the monopole for a panel vibrating in a single mode. Then, it is considered that the radiation efficiency estimated by these procedure can be applied for a actual ship.

1 緒 言

海中での情報伝達手段、物体探査あるいは位置計測などの手段として水中音波は幅広く用いられている。このことより、水中音響は海洋開発における重要な要素技術の1つであると言うことができ、いま以上に海洋開発を進め、開発の場を広げるためには水中音の計測精度を向上させなければならない。船体から放射される水中雑音は水中音計測の妨げになるために水中雑音を低減させるとともに発生している水中雑音の特性を正確に予測することが水中音の計測精度を向上させるうえで重要となる。

船舶が発生する水中雑音は、その発生原因別に機械的雑音、プロペラ雑音、流体力学的雑音に大別される¹⁾。機械的雑音は主機あるいは補機を起振源として発生した船体外板の振動により水中に放射される音であり、プロペラ雑音はプロペラ鳴音あるいはプロペラキャビテーションによる雑音である。また流体力学的雑音は乱流境界

層や剝離流れによる渦により発生した雑音である。このうち、海洋調査船などが水中音計測を行う低速度域で特に問題となるのは機械的雑音である^{2),7)}。

船舶が放射する水中雑音に関する研究も最近いくつか行われている^{2)~6)}。真能ら^{3)~6)}は振動する水上船から放射される水中音の基本的特性を詳細に論じているが、実船の水中音の予測に適用するには、起振力の推定、船体構造のモデル化等まだ解決しなければならない問題がいくつか残されていると考えられる。また、内田ら⁷⁾は機械的雑音の予測に関する基礎的な研究を行っているが、その中で実験的に求めた長方形平板の音響放射率は計算で求めた値と大きく異なっていたので、実験的に求めた音響放射率を用いて実船の放射音を計算している。

本研究では、水中に放射される機械的雑音を対象に、問題の基本的な性質を把握するために、長方形平板が正弦波起振力を受けて接水振動するときに放射される水中音に関する実験ならびに解析を行い、両者を比較検討する。さらに、長方形平板の水中音響放射率に関して考察する。

* 広島大学工学部

** 広島大学大学院工学研究科

2 長方形平板の振動実験

2.1 実験装置

長方形平板から放射される水中音を計測するために、平板の接水振動実験を実施した。実験には、縦・横の寸法が 980×500 (mm) で、板厚が 5.0mm と 8.0mm の2枚のアルミニウムの長方形平板を用いた。Fig.1 に示すように、長方形平板の4辺が単純支持となるように支持し、その片面のみが水に接するようにしてコンクリート製の水槽（長さ 4.1m, 幅 1.6m, 深さ 1.6m）の中央に設置した。そして、長方形平板の上方に固定した起振機により、ピアノ線を介して板を起振し、その固有振動時の板の固有振動モードと板の表面から任意の距離はなれた平面内の音圧変動を計測した。音圧変動の計測に当たっては、小型の無指向性ハイドロホンとチャージ増幅器を用いた。

船体表面から放射される水中音について考えるとき、音を放射する板、すなわち船体外板は連続したものとなっている。したがって、外板を構成する1つの長方形平板から放射される水中音に関して実験をするときには、振動平板の周囲には連続したバッフル板があることが望ましい。そこで、振動平板の周囲の自由表面をバッフル板で覆った実験も試みた。しかし、水は圧縮性が小さいこと、またバッフル板を十分剛にすることが出来なかったことが原因で、長方形平板の振動による水中音圧の影響を受けてバッフル板も振動し、計測した音圧変動には長方形平板からの放射音だけでなくバッフル板からの放射音の影響も含まれていることがわかった。そこで、長方形平板の周囲は自由表面の状態とし、周囲にバッフル板があるときと自由表面があるときの差は計算により調べることにした。

本来、水中音に関する実験は無響水槽において行うのが望ましい。しかし、本研究で行った実験のように低周波数での実験の場合には、水中での音波の波長は非常に長くなり通常の無響水槽で無響効果を得ることは難し

い。そこで、特別な注意を払わずコンクリート製の水槽を用い実験を実施した。したがって、本研究の実験で計測された音圧変動には当然、水槽の底あるいは側壁の影響が含まれている。しかし、振動平板に近いところで音圧変動を計測したこと、また振動平板の周辺に自由表面を設けたことにより、計測された音圧変動に及ぼす水槽の底および側壁の影響は比較的小さくなっているものと考えられる。

2.2 実験結果

長方形平板を正弦波加振し、その固有振動数と固有振動モード、さらに平板の表面から一定の距離 ($z=100$ mm, 200 mm, 300 mm) はなれた面内の水中音圧変動を計測した。実験に用いた平板は有限な大きさであるが、この接水時の固有振動数を鬼頭の無限平板に対する計算法⁹⁾を適用して推定して実験結果と比較した。その結果を Table 1 に示す。表中 m, n は、固有振動モードを (6) 式のように表したときの長辺及び短辺方向の波数である。支持装置の剛性が十分剛でなかったため板厚が 8mm の時には低次の固有振動しか計測できなかった。板厚 8mm の $m=2, n=1$ のときを除き、鬼頭の方法による計算値は実験結果と良く一致している。このことより、有限な平板の低次振動で、しかも板の周囲に自由表面が存在する状態でも鬼頭の無限平板の接水影響の計算法を適用して接水時の固有振動数が比較的精度良く推定できることがわかった。

固有振動モードは起振点近傍で振幅が若干大きくなる傾向はあったものの、(6)式の振動モードに良く一致していた。

音圧変動は、 Pa (N/m^2) で表すが、平板の振動振幅に対応して当然計測される音圧変動も変化するため、振動モードが最大となる点の振動振幅も同時に計測し、その振幅が単位量の ($1mm$) となるときの音圧に変換して計算結果と比較した。すなわち振動モードを (6) 式のように表したときの w_0 が $1mm$ のときの音圧変動 Pa に換算して比較した。

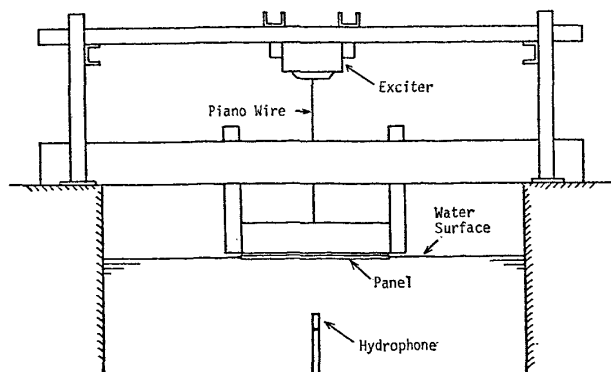


Fig.1 Schematic arrangement of experimental apparatus

Table 1 Comparison between calculated and measured natural frequencies

m	n	(Hz)			
		Thickness 5mm		Thickness 8mm	
		Cal.	Exp.	Cal.	Exp.
1	1	17.1	17.2	33.8	28.7
2	1	31.0	31.0	60.7	45.1
3	1	56.5	54.1	110.0	110.3
4	1	95.8	101.9	185.1	195.0
5	1	150.4	158.5	288.5	—
1	3	193.5	203.0	369.5	—
3	3	246.6	252.5	468.8	—
5	3	357.9	387.5	675.4	—

3 水中音圧変動の計算

3.1 計算法

先にも述べたように、実験を行った長方形平板の周囲には自由表面が存在する。そこで、板の振動を周期的に変動する点音源 (monopole) で表したとき、2重音源 (dipole) で表したときの二つの方法により、このような長方形平板から放射される音圧変動を計算して実験結果と比較した。なお、実験は有限な水槽で行っているため、厳密には、水槽の側壁および底の影響を考慮した計算を行う必要がある。しかし、次のような理由により水槽の側壁、底の影響は小さいと考えて、それらの影響を無視して計算した。すなわち、後述のように、板の周辺に自由表面があるときの速度ポテンシャルとして(7)式を用いた。(7)式において低次振動時に主要となる部分は距離の2乗に比例して小さくなる項であり、そのとき平板の振動の影響は遠くに伝播せず、また、Table 2の結果から自由表面があるときには振動平板からの音響出力も小さくなるために、振動平板の近傍で計測される音圧に及ぼす水槽の側壁、底の影響は小さいと考えたからである。

(1) 点音源を用いた計算

音波の支配方程式は Helmholtz の方程式であり、速度ポテンシャル ϕ は次式を満足する必要がある。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = c^2 \nabla^2 \phi \quad (1)$$

ここで、 c は音波の速度である。いま、単一点音源から放射される対称球面波を考えると、(1)式を満足する速度ポテンシャルは

$$\phi = -\frac{A}{4\pi r} e^{i(\omega t - kr)} \quad (2)$$

と表せる。ここで A は点音源の強さ、 r は点音源と受音点間の距離、 ω は点音源の円振動数、 $k = \omega/c$ は波数、 $i = \sqrt{-1}$ である。

振動する長方形平板の表面にのみ点音源を分布させたのでは、自由表面の条件 (微小振動を仮定したとき、速度ポテンシャルが零) を満足させることは出来ない。そこで、板の周囲の自由表面にも自由表面条件を満足するように点音源を分布させることにした。そのとき、任意点の速度ポテンシャルは次のように得られる

$$\phi = -\int_{S_1} \frac{A}{4\pi r} e^{i(\omega t - kr)} dS_1 \quad (3)$$

ここで、 S_1 は振動平板に、その周囲の自由表面の部分も含めた領域である。

点音源の強さは次のような境界条件を満足するように決める。

(a) 振動平板表面

$$v = \frac{\partial \phi}{\partial n_p} \quad (4)$$

(b) 自由表面

$$\phi = 0 \quad (5)$$

ここで、 n_p は平板表面に垂直な方向を表し、 v は板の振動速度である。

なお、辺の長さが $a \times b$ の長方形平板が4辺単純支持されたときの振動モードは次のように仮定した。

$$w = w_0 \sin \frac{m\pi}{a} x \cdot \sin \frac{n\pi}{b} y \quad (6)$$

ここで、 n, m は正の整数であり、振動モードの波数を表す。

振動平板の表面と自由表面が、同一面内にあるとすると、平板表面上の点音源の強さは容易に決定される。一方、自由表面に分布させる点音源の強さは、自由表面を任意の微小要素に分割し、その要素内では点音源の強さは一定であると離散化し(5)式の境界条件を満足させるようにして求めた。なお、(4)あるいは(5)式により境界条件を考えるのは音源の近傍であり、 $kr \ll 1$ の条件を満たしているものと仮定した。

(2) 2重音源を用いた計算

水と空気の音響インピーダンスの大きさは非常に異なっており、水面近くにある水中の音源に対しては、逆位相の鏡像により自由表面の影響を考慮することが出来る。そして、音源が水面に近くなると2重音源とみなすことができる。(1)式で表される Helmholtz の方程式を満足する2重音源の速度ポテンシャルは次のように得られる。

$$\phi = -\frac{B \cos \theta}{4\pi r} \left(\frac{1}{r} + ik \right) e^{i(\omega t - kr)} \quad (7)$$

ここで、 B は2重音源の強さであり、 θ は2重音源の軸と音源と受音点を結ぶ直線とのなす角度である。2重音源は振動する平板のところにのみ分布させれば良いので任意点の速度ポテンシャルは次のように得られる。

$$\phi = -\int_{S_0} \frac{B \cos \theta}{4\pi r} \left(\frac{1}{r} + ik \right) e^{i(\omega t - kr)} dS_0 \quad (8)$$

ここで、 S_0 は振動平板の領域である。

(8)式で表される速度ポテンシャルは(5)式の自由表面条件を満足しているため、(4)式に示す振動平板表面の境界条件のみを満足するように2重音源の強さを決めればよい。そのとき、点音源の場合と同様に平板を任意の要素に分割し、その要素内では2重音源の強さは一定であると離散化し、さらに $kr \ll 1$ の仮定を設けて境界条件を満足する2重音源の強さを決定した。

以上示した方法により点音源あるいは2重音源の強さが決定できると、(3)あるいは(8)式により任意点の速度ポテンシャルが得られる。そして圧力変動は、

$$P = -\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (9)$$

により計算される。ここで、 ρ は流体の単位体積当たりの質量である。

3.2 音圧変動の計算結果と実験値の比較

振動する長方形平板の周囲の音場を点音源あるいは2重音源を用いて表したときの音圧変動と、実験により計測した音圧変動を比較した。その結果を Fig. 2~6 に示す。これらは板厚 5mm の板の表面から $z=100\text{mm}$ はなれた面内の圧力分布であり、板の振動モードは短辺方向には1半波 ($n=1$) であるが、長辺方向には1半波から5半波 ($m=1\sim 5$) と変わっている。

図中の実線は2重音源で表して計算した結果を、また点線は点音源を用いて表したときの計算結果を表している。両者は良く一致しておりほぼ同じ値となっている。なお、点音源を用いて音場を表したときには周囲の自由表面にも点音源を分布させる必要があり、どの程度の範囲の自由表面を考慮して計算を実施するかということが問題となる。ここでは、自由表面の領域を変えて音圧変動を計算し、振動平板近傍の圧力変動に差がみられなくなる大きさの自由表面を板の周囲に取ることにした。具体的には、板の長辺あるいは短辺の長さの半分をそれぞれの辺の外側に取り、その範囲に点音源を分布させた。

実験値と計算値を比較すると、両者は非常に良く一致している。これらの図の縦軸は、板が単位振幅 (1mm) で振動したときの音圧変動の振幅を Pa (N/m^2) で表し

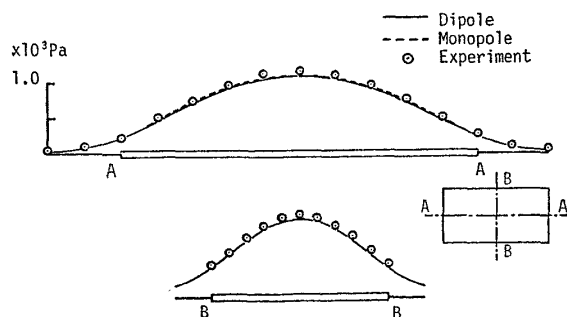


Fig. 2 Comparison between calculated and measured sound pressure (Panel thickness 5 mm, $z=100\text{mm}$, $m=1$, $n=1$)

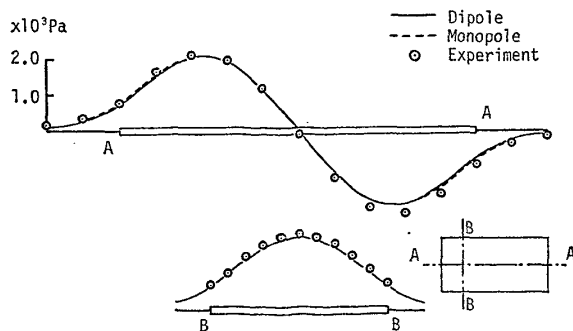


Fig. 3 Comparison between calculated and measured sound pressure (Panel thickness 5 mm, $z=100\text{mm}$, $m=2$, $n=1$)

たものである。

次に Fig. 7 は、板厚が 5mm で、板の振動モードが $m=4$, $n=1$ のときの板中央断面の、板から 100mm, 200mm, 300mm はなれた面内の圧力分布である。板に比較的近い、 $Z=100\text{mm}$ の断面内の圧力分布は板の振動モードに近い形状となっているが、板からはなれるに従い音圧変動の振幅は小さくなるとともに、平均化されて板の中央での音圧変動が小さくなる。計算値はこのような実験結果の傾向を良く表している。

3.3 自由表面の有無による音圧変動の差

(3) 式は点音源を振動する平板と、その周囲の自由

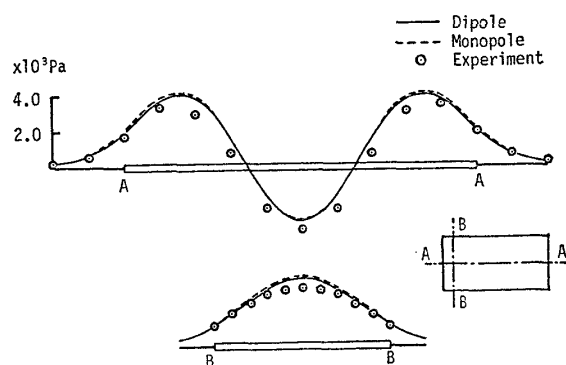


Fig. 4 Comparison between calculated and measured sound pressure (Panel thickness 5 mm, $z=100\text{mm}$, $m=3$, $n=1$)

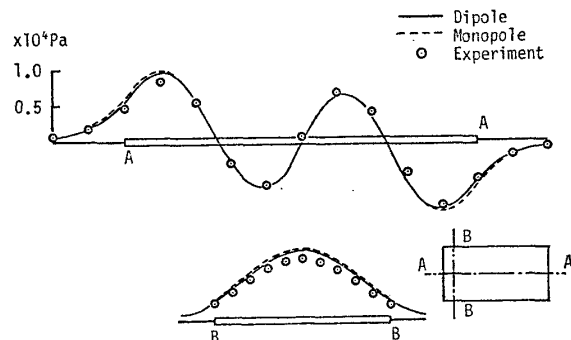


Fig. 5 Comparison between calculated and measured sound pressure (Panel thickness 5 mm, $z=100\text{mm}$, $m=4$, $n=1$)

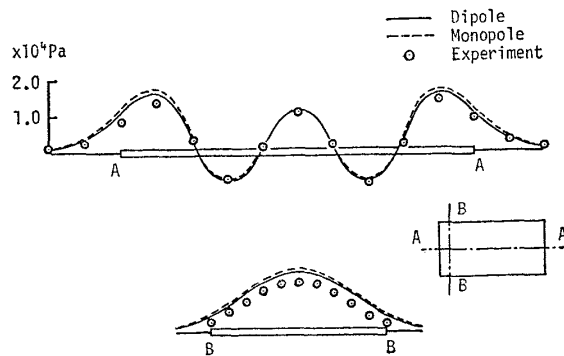


Fig. 6 Comparison between calculated and measured sound pressure (Panel thickness 5 mm, $z=100\text{mm}$, $m=5$, $n=1$)

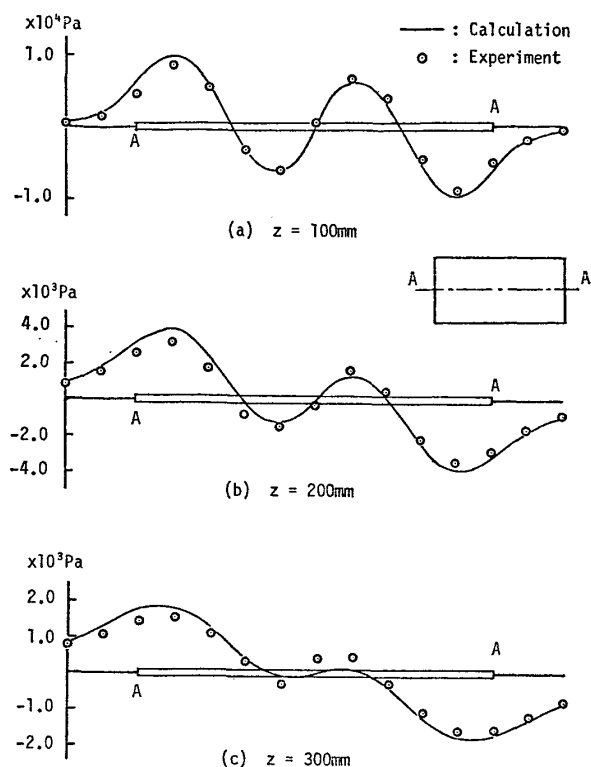


Fig. 7 Sound pressure distribution in center plane (Panel thickness 5 mm, $m=4$, $n=1$)

表面の部分に分布させたときの任意点の速度ポテンシャルを表しているが、点音源を振動する平板の部分のみに分布させると振動平板の周囲がバッフル板で覆われているときの速度ポテンシャルになる。そこで、振動平板の周囲がバッフル板で覆われているときと、周囲に自由表面があるときの音圧変動を計算して比較した。その結果を Fig. 8 に示す。これらは、板厚が 5 mm で、振動モ

ードの短辺方向の波数は $n=1$ で同じであるが、長辺方向の波数が $m=1 \sim 4$ と変わったときの計算結果である。これらの図より、振動平板の周囲がバッフル板で覆われると音圧変動はかなり大きくなることがわかる。したがって、板の周囲に自由表面がある状態で実験した結果から、実船の外板のように連続した板（バッフル板付き）の音響出力を推定することには無理があると言える。

また、Fig. 9, 10 は長方形平板の中央から 1 m と 5 m はなれた円周上 ($R=1 \text{ m}$, 5 m) での音圧分布を dB 表示したもので、Fig. 9 は振動モードが $m=1$, $n=1$, また Fig. 10 は $m=2$, $n=1$ の場合の結果である。音波の波長に比べて板の曲げ波の波長が小さいとき、板の振動形が対称モードのときの音圧分布は Fig. 9 のように、また逆対称モードのときには Fig. 10 のような音圧分布になる。長方形平板の周囲に自由表面があるときには自由表面上では圧力が零になるが、バッフル板で覆われているときにはバッフル板の所での音圧変動の低下は見られないので、この付近で両計算結果の差が大きくなる。また、板の周囲に自由表面があるときには板からの距離が大きくなると音圧変動は急激に小さくなり、周囲がバッフル板で覆われているときとの差が大きくなる。

4 長方形平板の水中音響放射率

板の曲げ波の波数と音波の波数が等しくなる振動数を限界振動数とすると、無限平板でその振動モードが規則的である場合、限界振動数以下の振動数で振動しているときには音響放射は零になる¹⁰⁾。しかし、空気中における有限平板で、その周囲がバッフル板で覆われていると

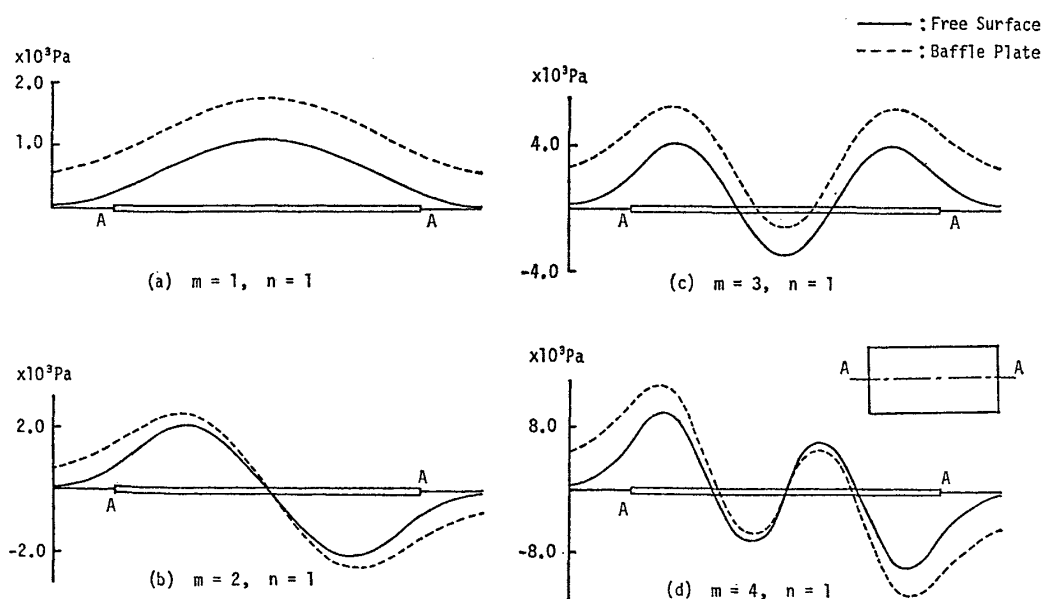


Fig. 8 Comparison between sound pressure being free surface around panel and that being covered by baffle plate (Panel thickness 5 mm)

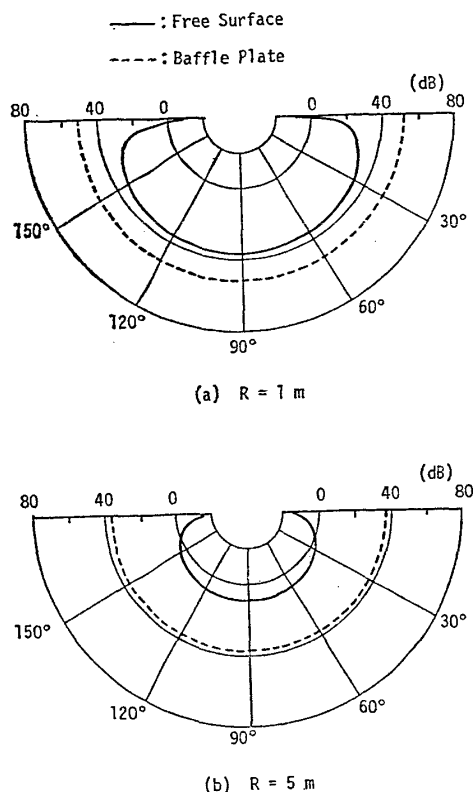


Fig. 9 Sound radiation pattern on radius of 1m and 5m (Panel thickness 5mm, $m=1$, $n=1$)

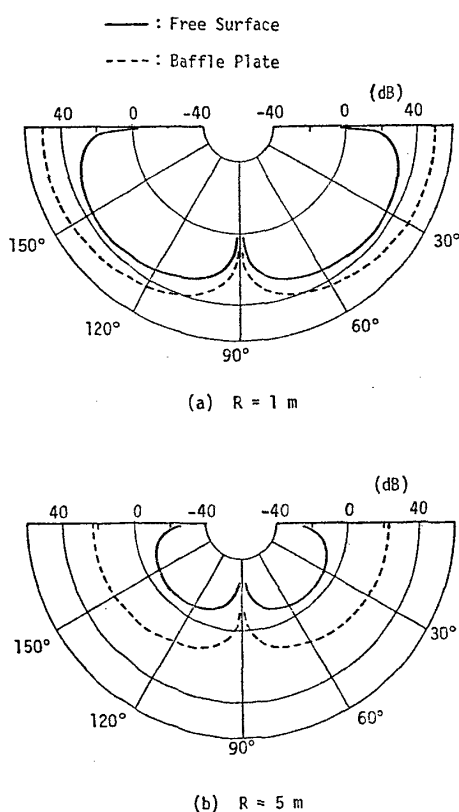


Fig. 10 Sound radiation pattern on radius of 1m and 5m (Panel thickness 5mm, $m=2$, $n=1$)

きには限界振動数以下でも音響放射が零にならないことがわかっている¹¹⁾。一般に、空气中に比べ水中では音速も早くなり、また付加水質量効果で同一の振動モードでも振動数は低くなるので、水中では限界振動数以下の固有振動が増加する。したがって、長方形平板から放射される水中音の特性を知るためには、限界振動数以上はもちろんのこと限界振動数以下での音響放射についても検討する必要がある。なお、本研究における実験、計算は全て限界振動数以下の振動数領域におけるものである。

4.1 自由表面の有無による水中音響放射率の違い

音源の音響出力は音源を取り囲む面に垂直な方向の音の強さをその面で積分して得られる。いま、(3)式あるいは(8)式を(9)式に代入して得られる任意点の音圧を次のように表す。

$$P = (P_R + iP_I)e^{i\omega t} \quad (10)$$

また、(4)式の関係を用い積分面に垂直な方向の粒子速度成分を求め、それを

$$u = (u_R + iu_I)e^{i\omega t} \quad (11)$$

と表す。ここで、 P_R , P_I , u_R , u_I はそれぞれ時間変動の項を除いた部分の実部および虚部である。音の強さは音圧と粒子速度の実部の積の時間平均で得られ、また、音響出力 W は音の強さを音源をとりかこむ面 Ω にわたり積分して得られるので次のように表される。

$$W = \frac{1}{2} \int_{\Omega} (P_R u_R + P_I u_I) d\Omega \quad (12)$$

音響出力を計算する積分面が音源から離れると、そこでは平面波に近い状態となっている。そのようなときには、平面波の音響インピーダンスが ρc であることを考慮すると、(12)式の音響出力は次式で計算できる。

$$W = \frac{1}{2} \int_{\Omega} \frac{|P|^2}{\rho c} d\Omega \quad (13)$$

(12)式あるいは(13)式で計算された音響出力を用いて音響放射率は次式で計算される。

$$\sigma = \frac{W}{\rho c \langle v^2 \rangle S_0} \quad (14)$$

ここで、 $\langle v^2 \rangle$ は平板の振動速度の時間と空間に対する2乗平均値、 S_0 は板の面積である。以下に示す音響放射率は、(14)式を

$$\sigma_{dB} = 10 \log \sigma \quad (15)$$

により dB 表示した結果である。

実験に用いた板厚 5mm の長方形平板の音響放射率を計算した結果を Table 2 に示す。この表に示されているのは振動平板の周囲に自由表面がある場合と、これがバッフル板で覆われているときの両者に対して、音響出力の計算に(12)式あるいは(13)式を用い、さらに音響出力を計算する積分面を平板に平行で 100mm はなれた平面としたとき、振動平板から十分はなれた所

Table 2 Radiation efficiency of rectangular panel (Panel thickness 5 mm)

m	n	free surface				baffle plate			
		eq.(12)		eq.(13)		eq.(12)		eq.(13)	
		z=100mm	far field	z=100mm	far field	z=100mm	far field	z=100mm	far field
1	1	-77.8	-77.7	-41.9	-77.7	-36.8	-35.7	-34.5	-35.7
2	1	-107.2	-107.3	-41.6	-107.3	-66.7	-65.3	-38.1	-65.3
3	1	-70.9	-70.8	-41.1	-70.8	-36.5	-35.2	-34.3	-35.2
4	1	-85.4	-85.4	-39.8	-85.4	-52.2	-50.6	-35.1	-50.6
5	1	-53.7	-58.6	-39.2	-58.6	-31.7	-30.4	-30.0	-30.4

(far field) の半球面としたときのものである。なお、積分面を平板から 100 mm はなれた平面としたときの積分面の大きさは Fig. 2~6 を考慮して、長辺あるいは短辺の 1.4 倍の長さの辺でかこまれる矩形領域とした。したがって、このときには閉じた面とはなっていない。

Table 2 より、(12) 式を用いて計算した場合には振動平板に近い面で積分した値と平板からはなれた半球面で積分した値にほとんど差がみられない。一方、平面波の仮定を設け (13) 式により計算したときには、平板からはなれた半球面で積分した値は (12) 式により計算した値とほぼ同じになっているが、平板から 100 mm はなれた面で積分して得た結果は他の値とはかなり違っている。特に、振動平板の周囲に自由表面が存在する状態のときに (13) 式を適用して板からある距離はなれた面で音響出力を求めると、板と積分面の距離が変わると得られる音響出力も変化するものと考えられる。周囲にバッフル板があるときには、振動モードの波数が偶数 (逆対称モード) になると放射される音圧の正負が打ち消しあい音響出力は小さくなるが、奇数 (対称モード) のときには打ち消しあわない部分が残るため音響放射率は大きくなっている。そして、振動モードの波数が奇数のときには、平面波の仮定を設け (13) 式により求めた値も (12) 式の値とほぼ同じになっている。

以上の結果により、振動平板の周囲に自由表面があるときには、これがバッフル板で覆われている場合に比較して音響出力は非常に小さくなることがわかる。このことから、平板の周囲に自由表面が存在する状態で行った実験で得られた音響放射率を実船の外板のように連続した板に適用することには問題があると考えられる。また、平面波の仮定が成り立たない領域で実験により音圧変動のみ計測して、(13) 式を適用して音響出力を計算すると、音響出力を過大評価する場合が生じる。したがって、平面波の仮定が成り立たない領域で実験的に音響出力を求めるときには、音響インテンシティの考えに基づき (12) 式で音響出力を求める必要があると考えられる。

4.2 バッフル板付きの長方形平板の水中音響放射率

空気中の残響音場におけるバッフル板付き長方形平板の平均的な音響放射率を計算する方法を Maidanik¹²⁾ が提案しており、その結果は実験値とよく一致することが確かめられている。Maidanik の方法は、ある周波数バンド内で振動している多数のモードの平均的な音響放射率を計算する方法であるので、その値は当然単一モードで計算した音響放射率の平均的な値を示さなければならない。そこで、水中での音響放射率を Maidanik の方法を適用して計算して、単一モードで計算した結果と比較検討した。

Maidanik の方法によると、音響放射率は次式で計算できる。

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{av} &= \sigma_1 + \sigma_2 \\ \sigma_1 &= \frac{1}{2\pi} \frac{k}{k_p^2} \frac{2(a+b)}{ab} \\ &\quad \times \frac{(1-\alpha^2) \ln \{ (1+\alpha)/(1-\alpha) \} + 2\alpha}{(1-\alpha^2)^{1.5}} \\ \sigma_2 &= \frac{32}{\pi^2} \frac{k^2}{k_p^4} \frac{1}{ab} \frac{1-2\alpha^2}{\alpha(1-\alpha^2)^{0.5}} \quad k_p > \sqrt{2}k \\ &= 0 \quad k_p < \sqrt{2}k \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

ここで、 k_p は板の曲げ波の波数、 $k = \omega/c$ での音波の波数、 $\alpha = k/k_p$ 、4 辺単純支持の長方形平板が (6) 式で表される振動モードで振動しているときの曲げ波の波数は

$$k_p^2 = \left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2 \quad (17)$$

で得られる。また、良く知られているように空気中で振動しているときの固有円振動数は

$$\omega = k_p^2 \sqrt{\frac{D}{\mu}} \quad (18)$$

ここで、 D は板の曲げ剛性、 μ は板の単位面積当たりの質量である。空気中で振動している場合には振動数を与えれば (18) 式より、それに対応した曲げ波の波数 k_p が得られ、また音波の波数は $k = \omega/c$ より得られるので、(16) 式より音響放射率を計算することができる。

しかし、水中で振動するときには接水による振動数の変化を知る必要がある。Table 1 に示したように、鬼頭

の方法⁹⁾を適用して求めた接水時の固有振動数は実験結果とよく一致することが確かめられている。そこで、その方法を適用して接水影響を求める。鬼頭によると接水時の固有振動数は次のように表せる。

$$f_w = \frac{f_a}{\sqrt{1+\varepsilon}} \quad (19)$$

$$\varepsilon = \beta \frac{\rho \bar{a}}{\mu} \quad (20)$$

ここで、 f_a, f_w は空气中及び接水時の振動数、 $\bar{a} = a/m$, $\bar{b} = b/n$ で振動波形の半波長、 β は接水影響を表す無次元パラメーターで片面接水のときには

$$\beta = \frac{1}{\pi} \frac{1}{\sqrt{1+(\bar{a}/\bar{b})^2}} \quad (21)$$

で表せる。いま、(21)、(20) 式を (19) 式に代入し、(18) 式の関係を用いると

$$\frac{D}{\mu} k_p^5 - (2\pi f_w)^2 k_p - (2\pi f_w)^2 \frac{\rho}{\mu} = 0 \quad (22)$$

の関係が得られる。接水時の振動数 f_w を与えて上式を解くことにより、その振動数のときの曲げ波の波数 k_p が得られ、その結果を用いて (16) 式により音響放射率が計算できる。なお、内田ら⁷⁾ は上記の方法とは少し違

う方法で接水時の音響放射率を求めている。

実験に用いた板厚 5mm と 8mm の長方形平板の音響放射率を計算した結果を Fig. 11, 12 に示す。図中には空气中の音響放射率も同時に示しているが、水中の方が約 15dB 程度小さくなっている。同図には振動平板を点音源で表したときのバッフル板付きの長方形板の単一モードの音響放射率の計算結果も示している。Table 2 の結果と同様に振動モードが逆対称モード（波数が偶数）になると放射率は小さくなるが、対称モード（波数が奇数）のときは大きくなり、Maidanik の方法による結果は、それらのほぼ平均的な値を示している。

実験的な検証も必要と考えられるが、ここに示した方法により接水時の振動特性を推定し Maidanik の方法を適用して求めた長方形平板の水中音響放射率は実用上特に問題にならないと考えられる。

5 結 言

船舶から水中に放射される機械的雑音の基本的な性質を把握するために、長方形平板が正弦波起振力を受けて接水振動しているときに放射される水中音に関する実験並びに解析を行った。得られた結果を要約すると次のようになる。

(1) 振動平板およびその周囲の自由表面を点音源で表したとき、振動平板を2重音源で表したときの音圧変動を計算した実験結果と比較した。その結果、両計算結果とも実験結果とよく一致した。

(2) 長方形平板の周囲に自由表面があるときは、これがバッフル板で覆われているときに比べて音圧変動はかなり小さくなる。したがって、板の周囲に自由表面がある状態で実験した結果を適用して、実船の外板の音響出力を推定することは不適当である。

(3) 音源から十分離れておらず平面波の仮定が成り立たないところで音響出力を求めるときには、音圧と粒子速度の実数部の積である厳密な音響インテンシティを積分しなければならない。

(4) 音圧変動の場合と同様に、振動平板の周囲に自由表面があるときは、これがバッフル板で覆われているときに比べて音響放射率は小さくなる。

(5) 鬼頭の方法により接水時の振動特性を推定し、Maidanik の方法を適用して長方形平板の水中音響放射率を求めた。この結果は、単一モードの音響放射率の平均値を示しており、水中音の場合においても実用上特に問題なく Maidanik の方法を適用することができると考えられる。

最後に、本研究に行うに際し、有益な討論、助言を賜った九州大学工学部大高勝夫教授に深甚の謝意を表しま

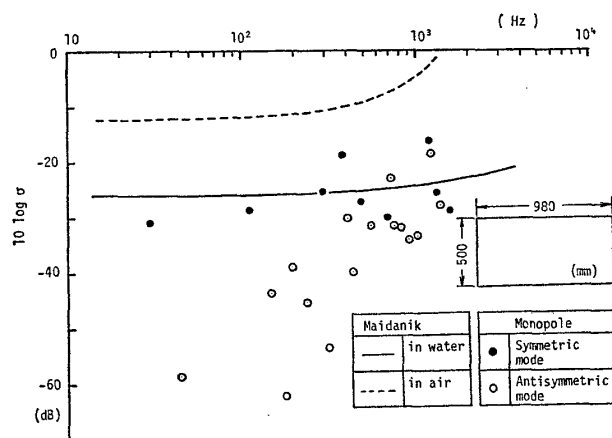


Fig. 11 Radiation efficiency of rectangular panel (Panel thickness 5 mm)

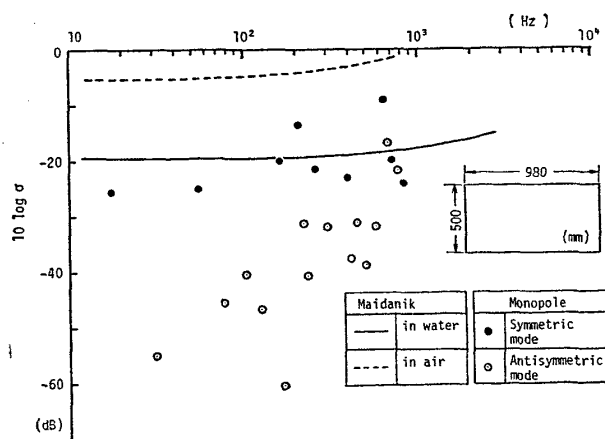


Fig. 12 Radiation efficiency of rectangular panel (Panel thickness 8 mm)

す。また、卒業研究の一環として本研究に協力して頂いた永田克成氏（現 豊国工業(株)）に感謝致します。

本研究の数値計算には、広島大学総合情報処理センターの HITAC M-680 H を使用したことを付記する。

参 考 文 献

- 1) Urick, R. J.: 水中音響の原理, 共立出版 (1978).
- 2) 三橋邦宏, 上牟田千尋, 大橋弘隆, 田淵一郎, 野尻武生, 三浦俊樹, 末 芳樹: 半波水型双胴船の水中雑音特性について, 三井造船技報, 第114号 (1982), p. 35~43.
- 3) 真能 創, 別所正利, 河辺 寛, 岩崎洋一: 船体振動による水中放射音の基礎的研究 (第1報 半没円筒殻), 日本造船学会論文集, 第159号 (1986), p. 184~192.
- 4) 真能 創, 別所正利, 河辺 寛, 岩崎洋一: 船体振動による水中放射音の基礎的研究 (第2報 断面形状の影響), 日本造船学会論文集, 第160号 (1986), p. 129~139.
- 5) 岩崎洋一, 真能 創, 別所正利, 河辺 寛: 船体振動による水中放射音の基礎的研究 (第3報 散乱問題と可逆定理), 日本造船学会論文集, 第161号 (1987), p. 215~225.
- 6) 岩崎洋一, 真能 創, 別所正利, 河辺 寛: 船体振動による水中放射音の基礎的研究 (第4報 3次元問題), 日本造船学会論文集, 第162号 (1987), p. 50~60.
- 7) 内田洲治, 山中義夫, 池内蛟隆, 服部一男, 中町華都雄: 船舶から水中に放射される機械雑音の予測, 日本造船学会誌, 第686号 (1986), p. 36~45.
- 8) 服部一男, 中町華都雄: 長方形平板から放射される水中音, 日本騒音制御工学会技術発表会講演論文集, (1986), p. 97~100.
- 9) 鬼頭史城: 水中において振動する平板の付加質量について, 日本造船協会雑纂, 第266号 (1944), p. 1~10.
- 10) Cremer, L., Heckl, M., Unger, E. E.: Structure-Borne Sound, Springer-Verlag, p. 468.
- 11) Wallace, C. E.: Radiation Resistance of a Rectangular Panel, Journal of Acoustic Society of America, Vol. 51, No. 3, (1972), p. 946-952.
- 12) Maidanik, G.: Response of Ribbed Panels to Reverberant Acoustic Fields, Journal of Acoustic Society of America, Vol. 34, No. 6, (1962), p. 809-826.