

200Hz海洋音響トモグラフィー用音源について

中村 敏明^{*1} 中埜 岩男^{*1} 土屋 利雄^{*2}
中西 俊之^{*1} 吉川 隆^{*3} 海法 宇治^{*3}
鎌田 弘志^{*3}

まず最初に、1000kmスケールの海洋音響トモグラフィーの音源として要求される条件をソナー方程式を用いて計算した結果、周波数200Hz、音圧レベル190dB、 Q は4以下となった。次に、音源の形状を議論し、円筒状の呼吸バレル型が製作上適当であることを示した。数個の駆動ユニットと振動マスから構成される円筒型音源を設計し、直径1m以下で190dB以上の音圧の得られる条件を示した。数種類の磁歪材料の物理量を用いて計算した結果、超磁歪材のみが上述の要求条件を満足した。次いで、深海用均圧化音源の構成を実験的に検討し、円筒内側に空気層と、水深の変化による空気層の圧力変化を補償するコンペンセータを設けた。

開発した音源の海域試験を駿河湾で行い、次の結果を得た。水深の変化による共振周波数の変化は計算値と良く一致し、空気層のスチフネスの変化に対応していることがわかった。また、水深800mから1200m、周波数180Hzから240Hzの範囲内で、音圧190dB以上出ることが示された。さらに、それぞれの深度における共振周波数で、 Q が4以下となることが確認された。

キーワード：海洋音響トモグラフィー，超磁歪材料，トランスデューサ

200Hz Sound Source for Ocean Acoustic Tomography

Toshiaki NAKAMURA^{*4} Iwao NAKANO^{*4}
Toshio TSUCHIYA^{*5} Toshiyuki NAKANISHI^{*4}
Takashi YOSHIKAWA^{*6} Ieharu KAIHO^{*6}
Hiroshi KAMATA^{*6}

At first, required conditions for the source of acoustic tomography of 1000km scale are estimated by the use of the sonar equation. The results obtained are as follows; the frequency is 200Hz, sound pressure level is 190dB and Q is below 4. Next, the shape of the

-
- * 1 海洋観測研究部
 - * 2 深海開発技術部
 - * 3 沖電気工業株式会社
 - * 4 Ocean Research Department
 - * 5 Deep Sea Technology Department
 - * 6 Oki Electric Industry Co., Ltd.

source is discussed. It is shown that a pulsating barrel type is adequate for production. When a cylinder source constructed from several driver units and vibrating mass are designed, conditions for the sound pressure level above 190dB by use of the source within the diameter of 1m are calculated. As a result of an estimation with the physical parameters of several kinds of magneto-strictive materials, it is shown that the super magneto-strictive material is the only material to satisfy the required conditions. Then, construction of the source for pressure balance in deep sea is discussed experimentally. An air cavity is added inside the cylinder source and a pressure compensator is adopted to compensate the pressure changes in the air cavity according to the water depth.

Sea trials with the developed sound source are carried out in Suruga Bay, and obtained results are as follows; the change of the resonant frequency relative to water depth agrees well with the calculated values, and then it is shown that these changes correspond to the change of the stiffness in the air cavity. Next, it is shown that a sound pressure level above 190dB is obtained in the range of a water depth between 800m and 1200m and a frequency between 180Hz and 240Hz. And it is confirmed that the Q of the source is below 4 at the resonant frequency at each depth.

Key words : Ocean acoustic tomography, Super magneto-strictive material, Transducer

1 はじめに

現在、海洋音響トモグラフィプロジェクトチームでは、1000km四方の海洋構造のリアルタイム計測を目指してシステムの開発を行っている。一般に、海水中における音波の吸収減衰は、周波数のほぼ2乗に比例する。したがって、周波数を半分にすれば、伝搬距離はほぼ4倍になる。先年行った400Hzトモグラフィートランシーバを用いた伝搬実験では、250km～300kmの音波伝搬に成功した¹⁾が、この結果から類推すると、1000kmの距離の音波伝搬を実現するためには、200Hz前後の周波数の音波を送受波できるシステムが必要になると考えられ、平成3年度より200Hz低周波音源の開発を進めてきた。

試作した200Hz低周波音源の概要については既に報告している²⁾。本稿では前報を補完する意味で、主に音響的な立場から音源の基本的な設計について述べる。まず最初に、ソーナー方程式を用いて1000kmトモグラフィシステムに必要な、送波音圧および最適周波数の検討を行った。次いで、必要な条件を満足する音源の形状、方式の検討を行い、超磁歪材料を用いた円筒形音源が最適であることを示した。最後に、開発した200Hz超磁歪材音源を、実際の使用水深に下ろして性能確認試験を行った。これらの結果について報告する。

2 1000km伝搬に必要な音響条件

2.1 ソーナー方程式

ソーナー方程式は、もともとソーナーの最大探知距離を算出するために考え出されたものであり、海水中の伝搬損失、雑音レベル、SN比、信号処理利得等を対数量(dB)で表し、ある探知距離を実現するために必要な送波音圧を算出するものであるが、トモグラフィの音波伝搬にも同様の考え方が適用できる。ここでは次式を用いて評価を行い、必要な音波音圧と最適周波数を求める。

$$SL \geq TL + NL - (PG - L) - AG + SNR + CAF \quad (1)$$

ここで、

SL : 送波音圧 (re 1μPa at 1m)

TL : 伝搬損失

NL : 海中雑音レベル (re 1μPa)

PG : 信号処理利得 (re 1s)

L : ピークレベルの劣化分

AG : 受波アレイゲイン

SNR : 受信信号のSN比

CAF : 振幅ゆらぎに対するマージン

である。この中で AG と CAF 以外はすべて周波数の関数である。

以下、(1)式右辺の各項についての考え方を示す。

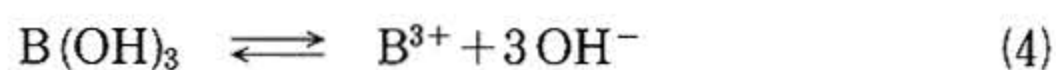
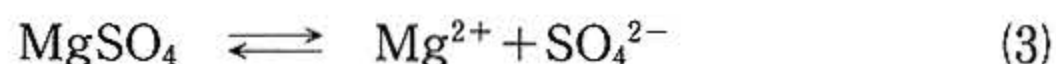
① 伝搬損失 TL

伝搬損失は,

$$TL = 20 \log R + \alpha R \quad (2)$$

で表され, 第1項は球面拡散による拡散減衰, 第2項は海水中の音波吸収による吸収減衰を表す。ここで R は伝搬距離, α は吸収係数である。SOFARチャネル内の音波伝搬については, 上下をバウンドされたダクト内伝搬となるため, 一般的には円筒拡散と考えられるが, これは多重経路を通過してきた音線を一括して取り扱った場合であり, トモグラフィーでは個々の音線を分離して観測するため, 球面拡散としている。

また吸収係数 α の物理的意味は粘性吸収及び分子緩和吸収であり, 海水中では硫酸マグネシウム $MgSO_4$ と硼酸 $B(OH)_3$ の解離, すなわち



が大勢を占める。これらの緩和減衰が粘性と同じように働くことにより音波のエネルギーが吸収されるが, ここでは太平洋の実験データから得られたMellenの式³⁾,

$$\alpha = \frac{Af^2}{1+f^2} + \frac{43.7f^2}{4100+f^2} + 0.000297f^2 \quad (5)$$

$$A = 0.11 \times 10^{(PH-8)}$$

を用いて計算する。図1に1000km伝搬時における吸収量を示す。

② 雑音レベル NL

100Hz~10kHzの周波数における海中雑音は, 主として風浪による波頭のくずれ, キャビテーション, 海面近くの空気の乱流等による。ここでは風力5 (8.5~11.1 m/s) を想定し, 図2に示したWenzの雑音スペクトルグラフ⁴⁾から読み取る。この値に, 受信信号の周波数帯

域 Δf をかけたものが, 雑音レベル NL になる。M系列信号を相関処理した後の帯域幅は,

$$\Delta f = f_0 / N_\lambda \quad (6)$$

となる。ここで, f_0 は音源周波数, N_λ は波M系列信号1デジット当たりの波数であり, 以下の計算では $N_\lambda = 4$ とする。

③ 信号処理利得 PG

受信したM系列信号は, 図3に示すように相関処理することにより2デジット幅をもつ三角波に圧縮される。

今, 送信時間を150秒とした場合, 信号に含まれるデジット数 N は,

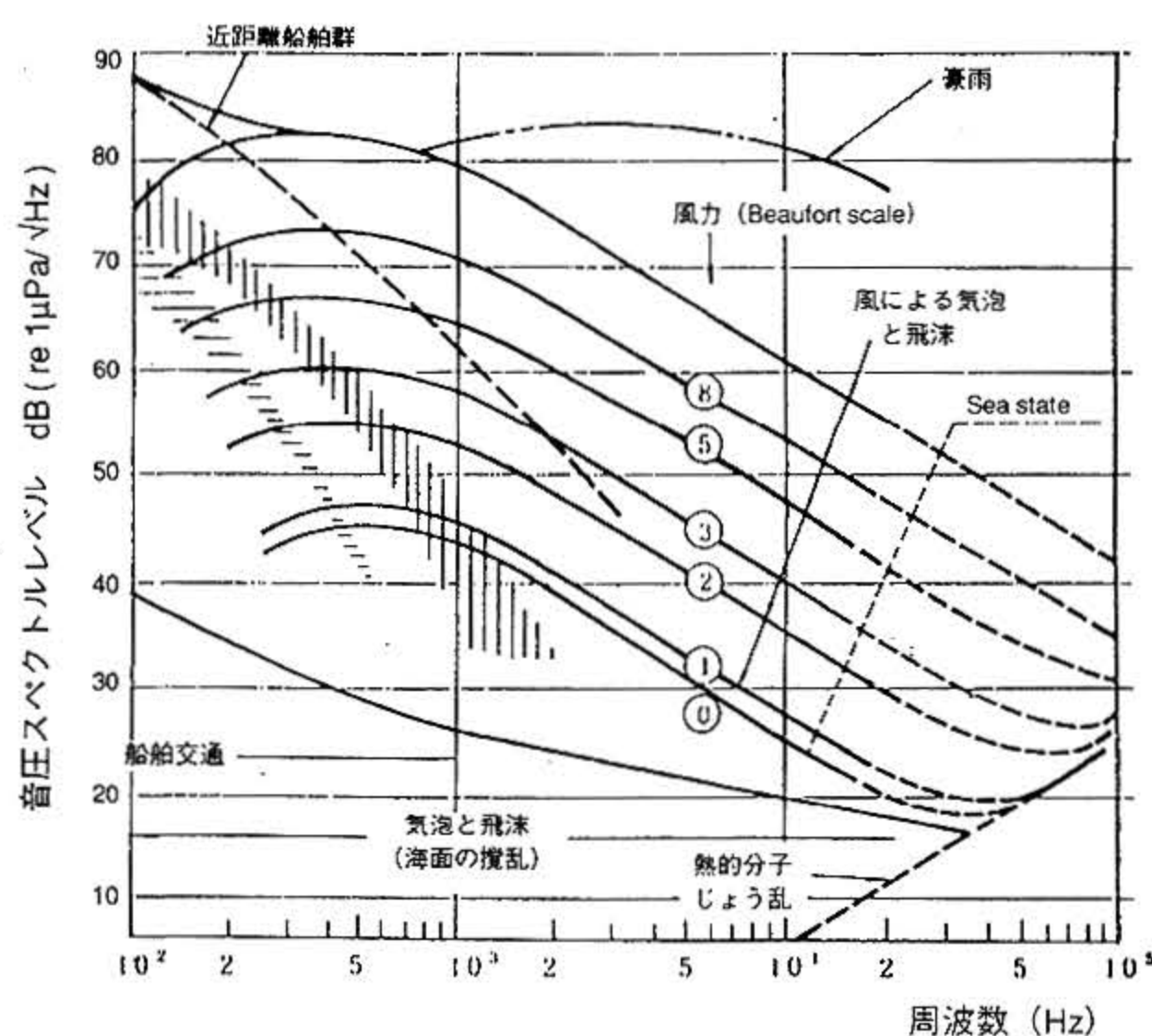


図2 海中雑音のスペクトルレベル (Wenzによる)

Fig. 2 Spectrum level of ambient noise in the sea (by Wenz).

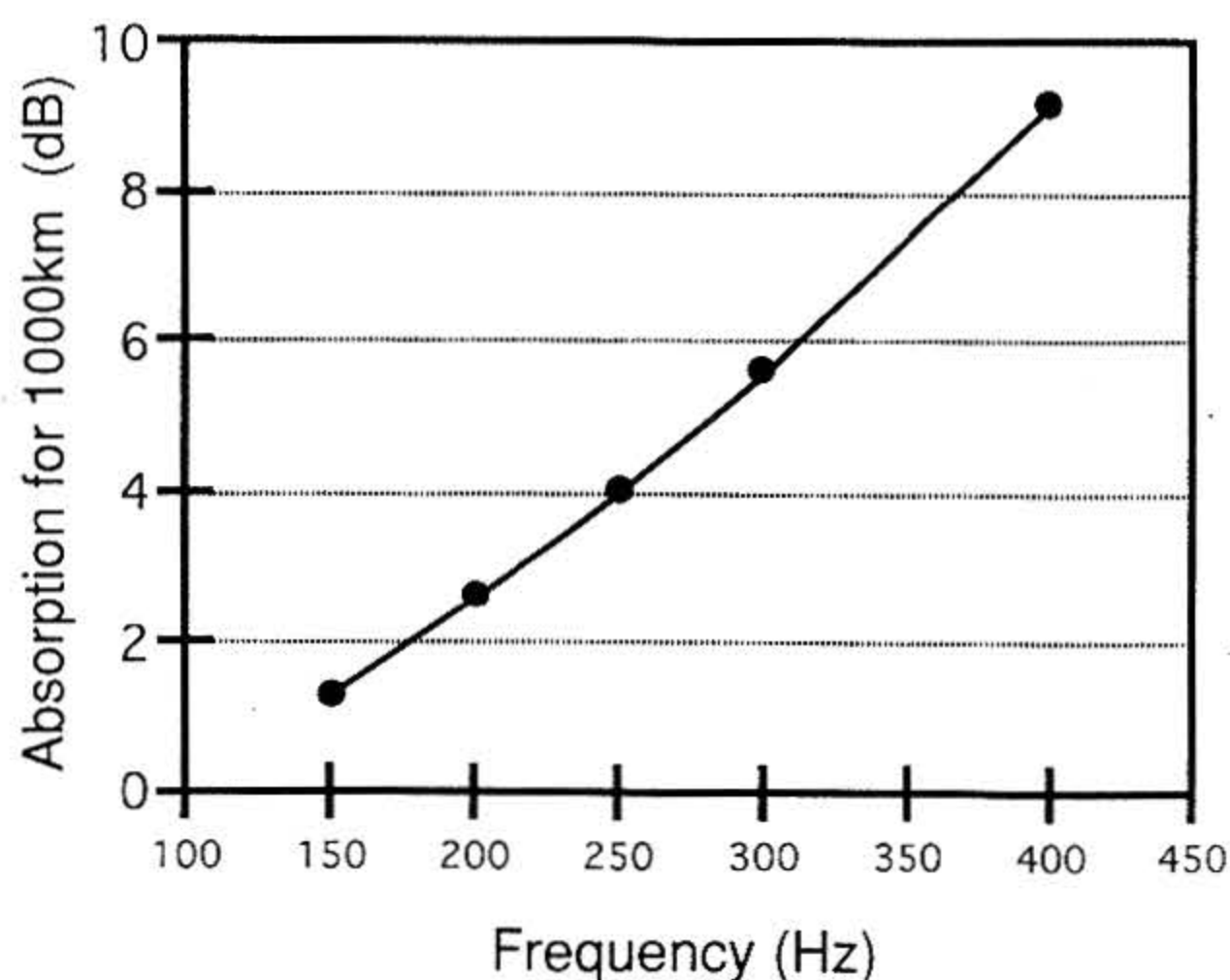


図1 1000km伝搬時の吸収損失

Fig. 1 Absorption loss of 1000km propagation.

M系列信号の相関処理

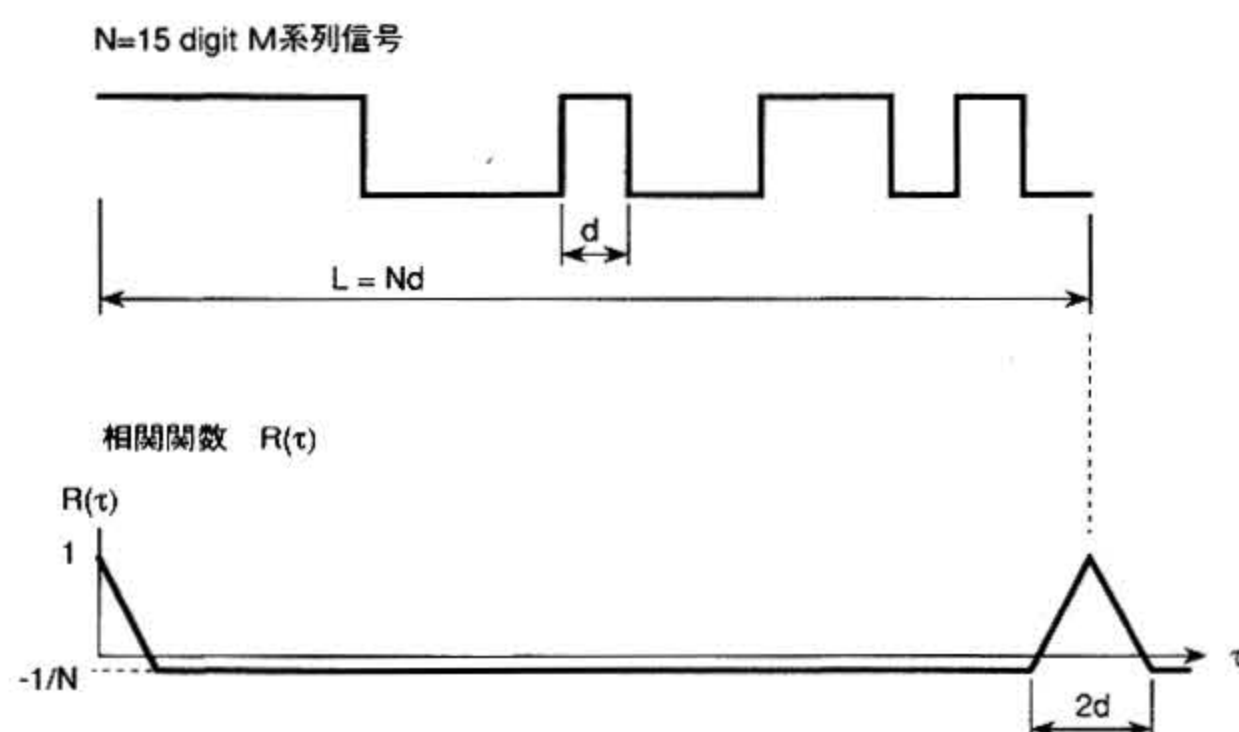


図3 M系列信号の相関処理

Fig. 3 Correlation processing of M-sequence signal.

$$N=150f_0/N_\lambda \quad (7)$$

となり、このM系列信号を相関処理することによって、

$$PG=10\log(N) \quad (8)$$

のSN比が改善され、これが信号処理利得となる。 $f_0=200\text{Hz}$, $N_\lambda=4$ の時、 PG は約39dBになる。

④ ピークレベルの劣化分 L

前述のように、相関処理後の受信波形は三角波となるが、実際の送波器は有限の帯域幅を持っているので、波形がなまることによって、ピークレベルが下がり、パルス幅が伸びる。音源の Q を4および6とした場合の計算結果を図4に示す。

⑤ 受波アレイゲイン AG

ビーム幅 20° の受波ビームを0, $\pm 10^\circ$ の3本形成するために、受波素子数を5とするとアレイゲインは、

$$AG=10\log(5)=7.0\text{dB} \quad (9)$$

となる。

⑥ 受信信号のSN比

伝搬時間計測精度を Δt とすると、この精度を実現するのに必要な受信信号のSN比は、相関処理後のパルス幅を PW に依存する。すなわち、

$$SNR=20\log(S/N)\geq 20\log(PW/\Delta t) \quad (10)$$

となる。以下の計算では $\Delta t=3\text{ms}$ とし、図4から読み取ったパルス幅を用いる。結果を図5に示す。ただし、信号検出に必要なSN比15dB（信号検出確率99%，誤警報確率 10^{-7} ）を下限値としている⁵⁾。

⑦ 振幅ゆらぎに対するマージン CAF

海洋中の微細な水温変動等⁶⁾によって伝搬経路が分散し、位相干渉が生じて振幅のゆらぎが発生することが予想される。このためのマージンをここでは10dB見込む。

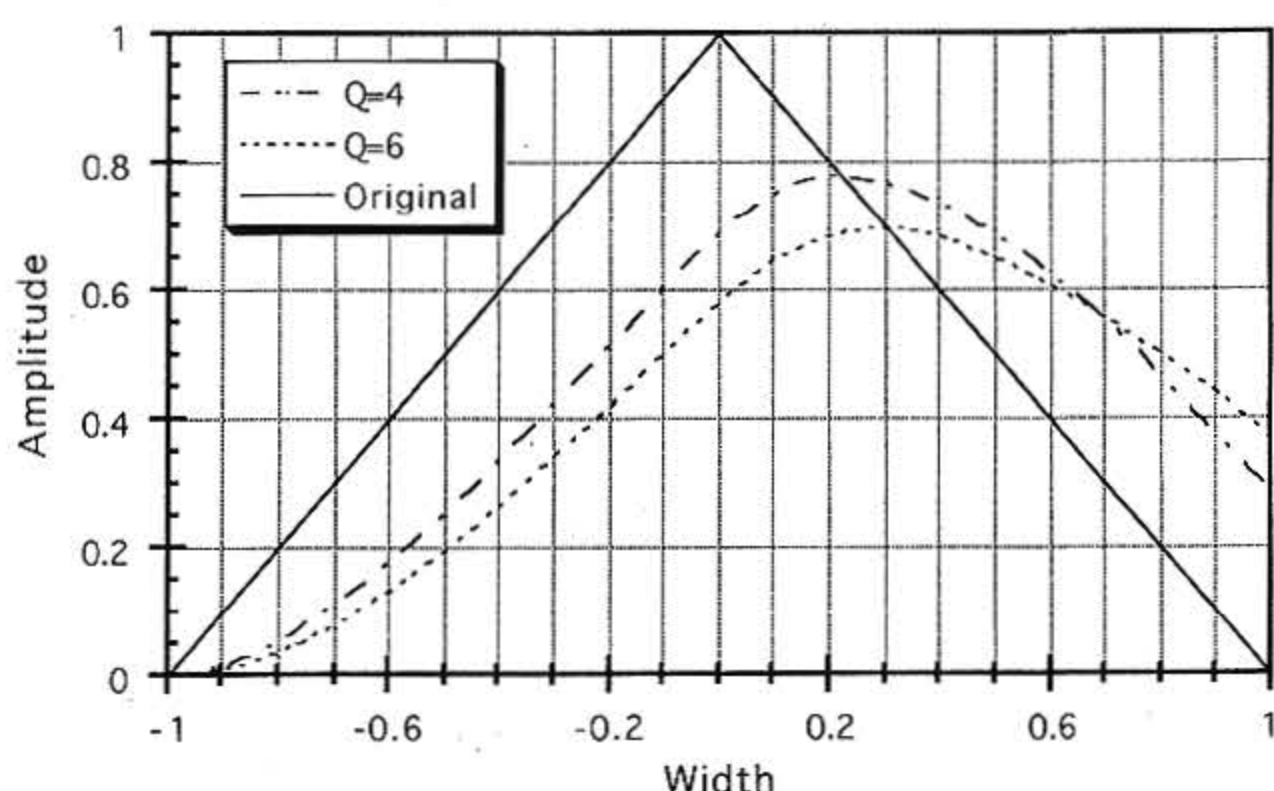


図4 ピークレベルの劣化

Fig. 4 Dullness of the peak level of correlated waveforms.

2.2 送波音圧と最適周波数

150~400Hzの周波数について、1000kmの伝搬に必要な送波音圧を(1)式を用いて計算すると、図6のようになった。これ以下の周波数域では、船舶の航行雑音の影響が風浪の影響を上回るようになる⁷⁾ので、これらを考え合わせると最適周波数は200Hz前後に存在すると考えられる。また送波器の帯域が広い、すなわち Q が低いほうが送波音圧は低くてすみ、 $Q=4$ のとき、必要送波音圧は約190dBとなる。

3 音源の設計

3.1 音源形状の選択

音源の形状としては、球、円筒、円形ピストン等が考えられるが、ここでは放射インピーダンスの比較を行い、形状による放射効率の違いについて検討を行う⁸⁾。

今、任意形状の音源の放射インピーダンス Z_a を、

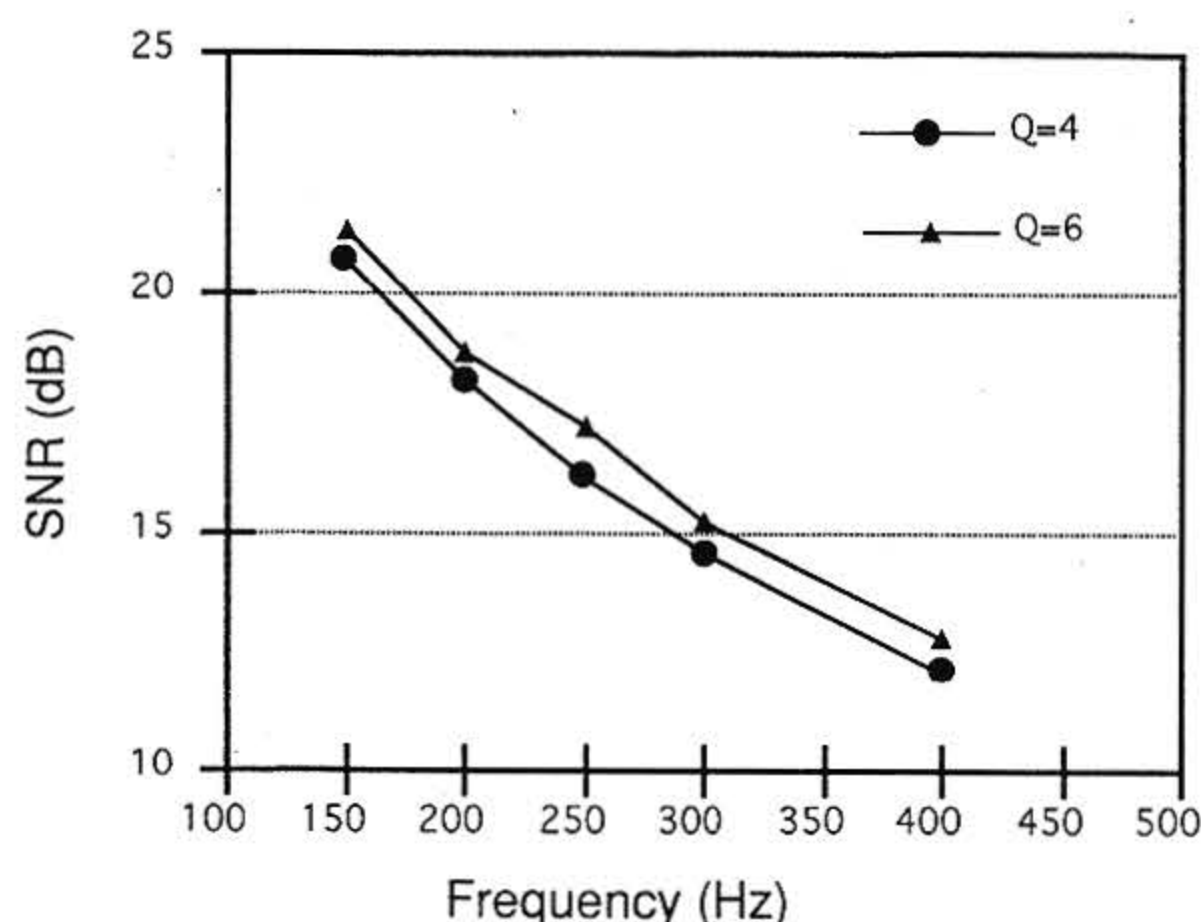


図5 受信信号の必要SN比

Fig. 5 Required SN ratio of the receiving signal.

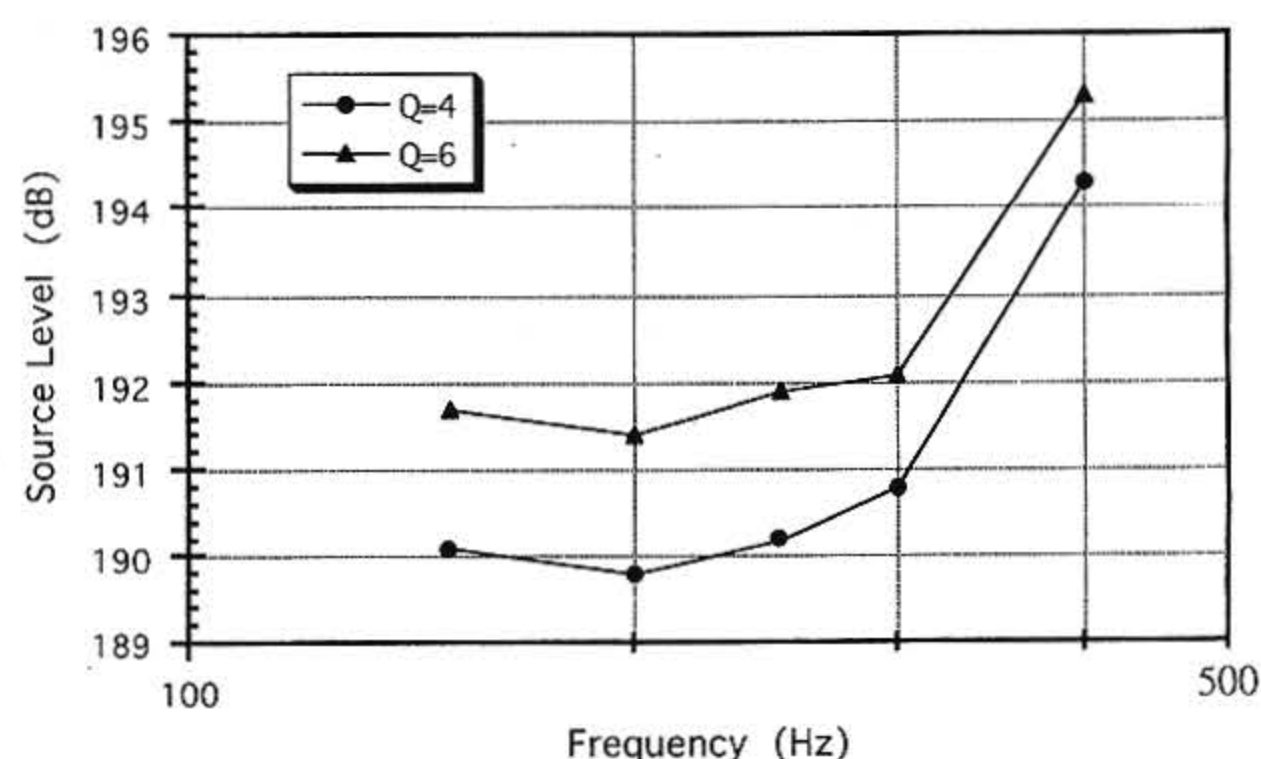


図6 送波音圧と最適周波数

Fig. 6 Transmitting sound pressure level and the most suitable frequency.

$$Z_a = R_a + j\omega M_a \quad (11)$$

とおく。ここで、 R_a は音源の放射抵抗であり、 M_a は音源に対する付加マスとして働く。放射されるパワーを P_t としたとき、放射面の振動速度を v とすると、

$$P_t = P_r + jP_m \quad (12)$$

$$\text{ここで、} P_r = R_a v^2 / 2$$

$$P_m = \omega M_a v^2 / 2$$

であるので、放射効率 η は全放射パワーと実部との比、

$$\eta = P_r / P_t \quad (13)$$

$$= 1 / \sqrt{1 + Q_a^2}$$

として表される。ここで、 $Q_a = \omega M_a / R_a$ 、と置いた。式(13)からわかるように、放射効率を上げるためには、 Q_a を小さく、すなわち放射マス M_a を小さくする必要があり、帯域を広くするためにも、 Q_a を小さくする必要がある。

また、音源を軽量化するため、すなわち静的なマスを小さくするためには、放射マス M_a の大きな領域で音源の設計をすべきであるが、放射マスの大きな領域では放射効率が下がってしまう。このように、放射効率 η と放射マス M_a は、相反するパラメータであるが、今、両者の積 ηM_a を考えると、この値が極大になるところが音源の重量、効率の点でバランスのとれたところであると考えられる。

そこで、 Q_a 、 M_a 、 η 、および ηM_a の、 ka に対する変化を球、円筒、円形ピストンの3種類の音源形状について比較する。

(1) 球音源

半径 a の球音源の場合の放射抵抗 R_a 、放射マス M_a は、

$$R_a = \rho c (4\pi a^2) (ka)^2 / \{1 + (ka)^2\} \quad (14)$$

$$M_a = 3\rho (4\pi a^3) / \{1 + (ka)^2\} \quad (15)$$

と表され、 Q_a と η は、

$$Q_a = 1 / (ka) \quad (16)$$

$$\eta = 1 / \sqrt{1 + 1 / (ka)^2} \quad (17)$$

となる。ここで c は音速である。

(2) 円筒音源

半径 a の無限に長い剛体円筒中に、高さ h の同一半径の円筒音源を考えた場合、放射インピーダンス Z_a は、

$$\frac{Z_a}{\rho c} =$$

$$j \frac{ka \cdot kh}{\pi} \left(\int_0^1 \frac{\sin^2\left(\frac{kh}{2}\xi\right)}{\left(\frac{kh}{2}\xi\right)^2} \cdot \frac{H_0^{(2)}(ka\sqrt{1-\xi^2})}{ka\sqrt{1-\xi^2} H_1^{(2)}(ka\sqrt{1-\xi^2})} d\xi \right)$$

$$+ \int_0^\infty \frac{\sin^2\left(\frac{kh}{2}\xi\right)}{\left(\frac{kh}{2}\xi\right)^2} \cdot \frac{I_0^{(2)}(ka\sqrt{\xi^2-1})}{ka\sqrt{\xi^2-1} I_1^{(2)}(ka\sqrt{\xi^2-1})} d\xi \quad (18)$$

と表される⁹⁾。ここで、 $H_0^{(2)}$ 、 $H_1^{(2)}$ はそれぞれ0次、1次のHankel第2種関数、 I_0 、 I_1 は変形Bessel関数である。また、 M_a を評価するため、音源の高さを $h = 0.5\pi a$ とおく。

(3) 円形ピストン音源

無限大の剛体バツフル中に置かれた円形ピストン音源の放射インピーダンス Z_a は、

$$Z_a = \pi a^2 \rho c \left[\left\{ 1 + \frac{J_1(2ka)}{ka} \right\} + j \frac{S_1(2ka)}{ka} \right] \quad (19)$$

である¹⁰⁾。ここで、 J_1 は1次のBessel関数、 S_1 は1次のStruve関数である。ピストン音源の場合は、体積が決まらないので、 M_a の比較ができない。そこで、円形ピストンと同一直径の球の体積で考える。

以上の3種類の音源形状における、 Q_a 、 M_a 、 η 、および ηM_a の、 ka に対する変化を計算した結果を図7a～dに示す。これらの図から、球、円筒、円形ピストンの順に望ましいことがわかるが、実際の製作上からは円筒形が実用的であると考えられる。

3.2 円筒型音源の基本設計

前節で述べたように、円筒形の音源を用いる場合、 $ka = 0.5 \sim 1$ 程度が望ましい。周波数を200Hzとした時に、半径は約0.6～1.2mとなる。出力音圧は余裕を見て

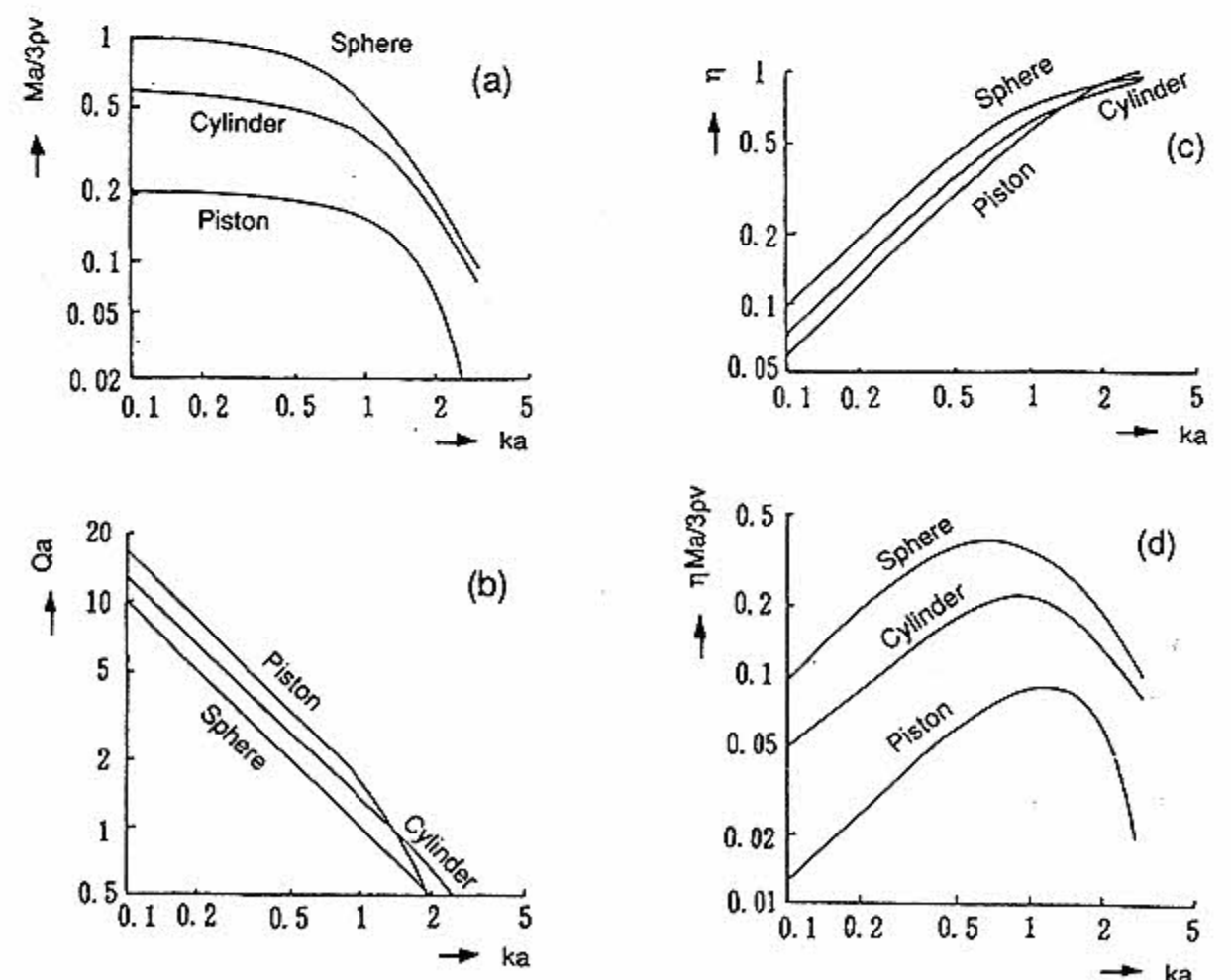


図7 音源形状による (a) M_a , (b) Q_a , (c) η , (d) ηM_a の変化
Fig. 7 Variation of (a) M_a , (b) Q_a , (c) η and (d) ηM_a due to the shape of the source.

193dBとする。半径 r 、高さ h の円筒呼吸振動の振動板変位 Δr と、音源からの距離1 mにおける音圧 p の関係は、音源の大きさが波長より十分小さいと仮定すると、

$$p = \pi \rho f^2 X \quad (20)$$

となる。ここで $X = \Delta r(2\pi rh)$ は媒質排除量であり、この量が多い程、大きな音圧が出せることになる。

今、図8に示すように、駆動ユニットを正多角形に配置するものとし、駆動ユニットの変位 $\Delta(l/2)$ を放射板変位 Δr に変換することを考えると、両者の関係はユニット数 N の時、

$$\Delta r \sin(\pi/N) = \Delta(l/2) \quad (21)$$

となる¹⁾。ここで、現実的な音源の大きさとして $r = 400$ mm、 $h = 300$ mmとし、先に述べたように、 $f = 200$ Hz、 $p = 193$ dB($= 4466$ N/m²)とすると、式(20)より、放射板変位 Δr は $47.1 \mu\text{m}$ 必要となり、1ユニット当たりの変位 $\Delta(l/2)$ は、 $N = 8$ 角形とすると、約 $18 \mu\text{m}$ と計算される。ここで、1ユニットに使用される磁歪材料のロッド長さは $l = 120$ mmとして計算している。この変位量を発生できる磁歪材料を次節で検討する。

3.3 磁歪材音源の比較

前節で設計した円筒形音源に対し、3種類の磁歪材料を用いた場合の、共振周波数、出力音圧の差異について検討を行う。

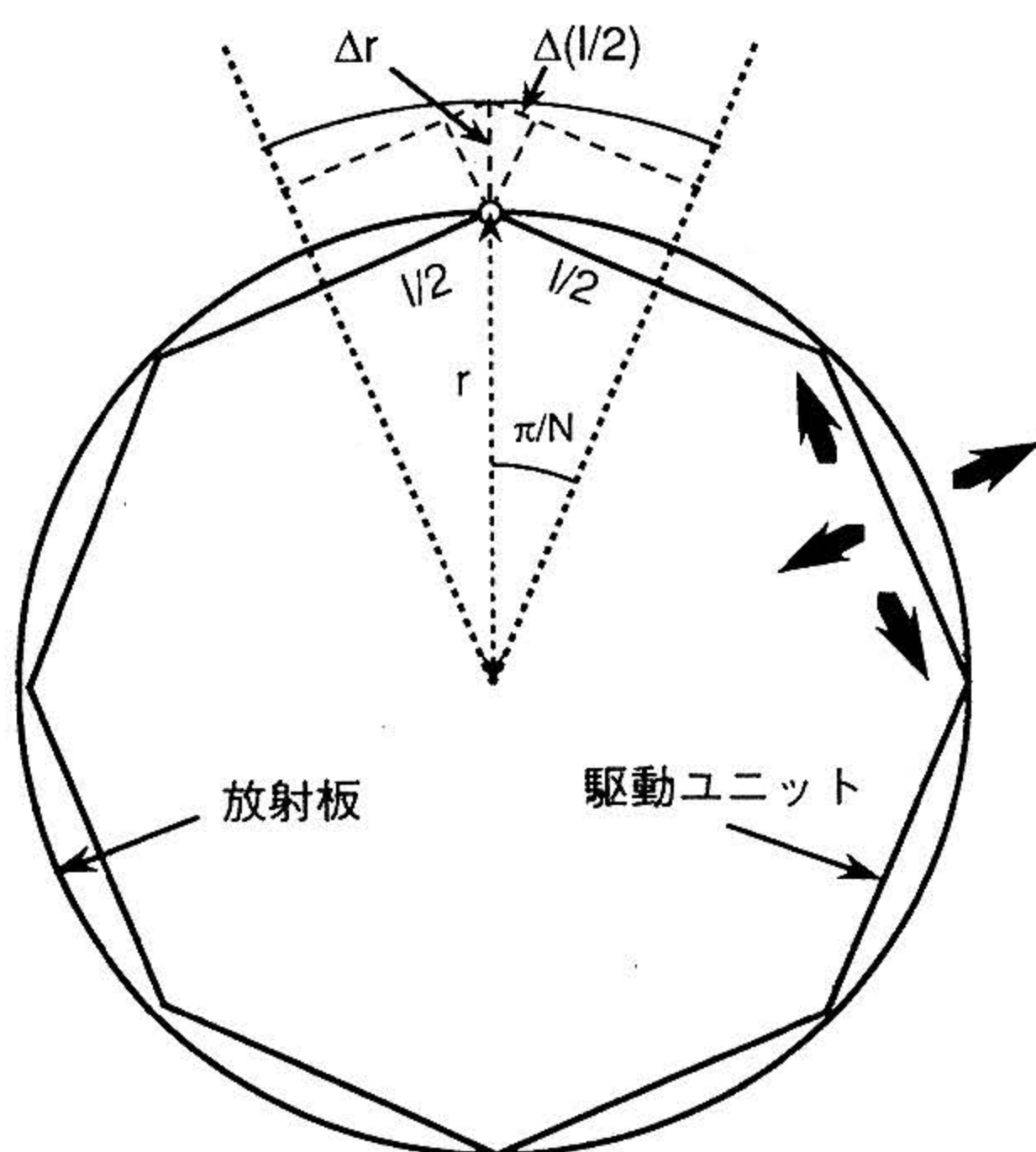


図8 駆動力の方向変換

Fig. 8 Change of direction of the driving force.

今磁歪材料として表1に示す4種類を考える。

まず、前節で検討した、複数の駆動ユニットと振動板から成る円筒形音源の共振周波数は次式で表される。

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{S_0 + S_E}{(m_U + m_M) \times N + m_E + m_W}} \quad (22)$$

$$S_0 = 2N \cdot EA / (l/2) \cdot \sin^2(\pi/N) \quad (23)$$

ここで、 S_0 : 駆動部スチフネス、 S_E : 音源構造物スチフネス、 m_W : 水中放射マス、 m_U : ユニットマス、 m_M : 振動板マス、 m_E : その他のマス、 E : ロッドヤング率、 A : ロッド断面積である。前節で検討した音源の構造物スチフネス S_E は、

$$S_E = S_A + 2.7 \times 10^7 \quad (24)$$

S_A は空気層のスチフネスで水深により変化し、水深1500 mでは、 4.28×10^8 である。マスは材料によらずほぼ等しいので、共振周波数はスチフネスによって変化し、

$$f_0 \propto \sqrt{2N \sin^2(\pi/N) 2AE / l + S_A + 2.7 \times 10^7} \quad (25)$$

となる。水深1500 mにおける共振周波数を計算した。また、前節の式(20)を用いて出力音圧を計算した。結果を表2に示す。

以上の考察より、取扱い可能な大きさの音源で、2章で述べた1,000 km伝搬に必要な音響条件を満たすことは、超磁歪材以外の材料では不可能であることがわかる。

3.4 耐圧構造の検討

前節までの検討において、超磁歪材料を用いた円筒形

表1 磁歪材料の諸特性

Table 1 Characteristics of various magnetostrictive materials.

磁歪材料	飽和磁歪量(ppm)	ヤング率($\times 10^{10}$ N/m ²)
純ニッケル	-40	20.1
アルフェロ	40	15.4
40%パーマロイ	25	13.1
超磁歪材	1000	3.0

表2 共振周波数と出力音圧

Table 2 Resonance frequencies and sound pressure levels.

磁歪材料	共振周波数	出力音圧
純ニッケル	447 Hz	165 dB
アルフェロ	400 Hz	165 dB
40%パーマロイ	375 Hz	161 dB
超磁歪材	230 Hz	193 dB

音源を採択することが最適であると考えられるが、耐圧構造の音源を実現するためには、なおいくつかの問題が存在する。

通常、耐圧をもたせるためには音源全体を油漬けにし、均圧構造にするのが一般的である。その際、円筒内側は周りと同じ媒質、海水で満たすのが構造上簡単である。ところが、円筒形音源では図8に示したように、円筒内側にも音波が放射されるが、この音波は円筒外側から放射される音波と逆相であるため、お互いに打ち消し合い、出力音圧が下がってしまう。このため、円筒の内側に空気層を設け、内側に放射される音波を遮断することを考えた。

空気層の効果を確認するため、図9 a, bに示すような音源を試作し、実験を行った。図9 aが空気層を設けた場合、図9 bが円筒内側を水で満たした場合である。送波電流感度の周波数特性の測定結果を図10a, bに示す。図10bの円筒内側を水で満たした場合は共振周波数が約400Hzで、送波感度が約170dBであるのに対し、図10aに示す空気層を設けた場合は共振周波数は約240Hz、送波感度は約185dBとなり、送波感度に関して約15dBの改善が見られ、空気層の効果が確認できた。

この実験で得られたもう一つの問題は、共振周波数の変化である。水で満たした方が空気層の場合より共振周波数が高くなったが、これは音源内側のスチフネスが高くなった結果として理解できる。したがって、何らかの方法で音源内側のスチフネスを下げることであれば、空気層を設けることなく共振周波数を下げることができると考えられる。一つの方法として、音源に隣接してHelmholtzのキャビティを設ける方法がある¹²⁾。図9 cに示すように、音源の下に音源と同程度の大きさにキャビティを設け、音源との間仕切り板に穴を開けることにより、Helmholtz共振器を形成する。穴の大きさを調整して、音源の共振周波数とHelmholtz共振器の周波数を整合させることにより、音源から見た内側スチフネスを小さくできると考えられる。結果を図10cに示す。共振周波数は約240Hzに下がり、Helmholtz共振器の効果が確認できたが、送波感度は約172dBとなり、Helmholtz共振器を付加しない状態よりも悪くなった。この方式を実用化するためには、Helmholtz共振器を構成する材料の振動の問題、音源内側のキャビティとHelmholtz共振器との連成振動の問題等クリアすべき問題が多々あり、今回は採用を見送った。

以上の実験的検討から、音源内側に空気層を設ける方式が実用化への近道であるとの結論に達したが、空気層

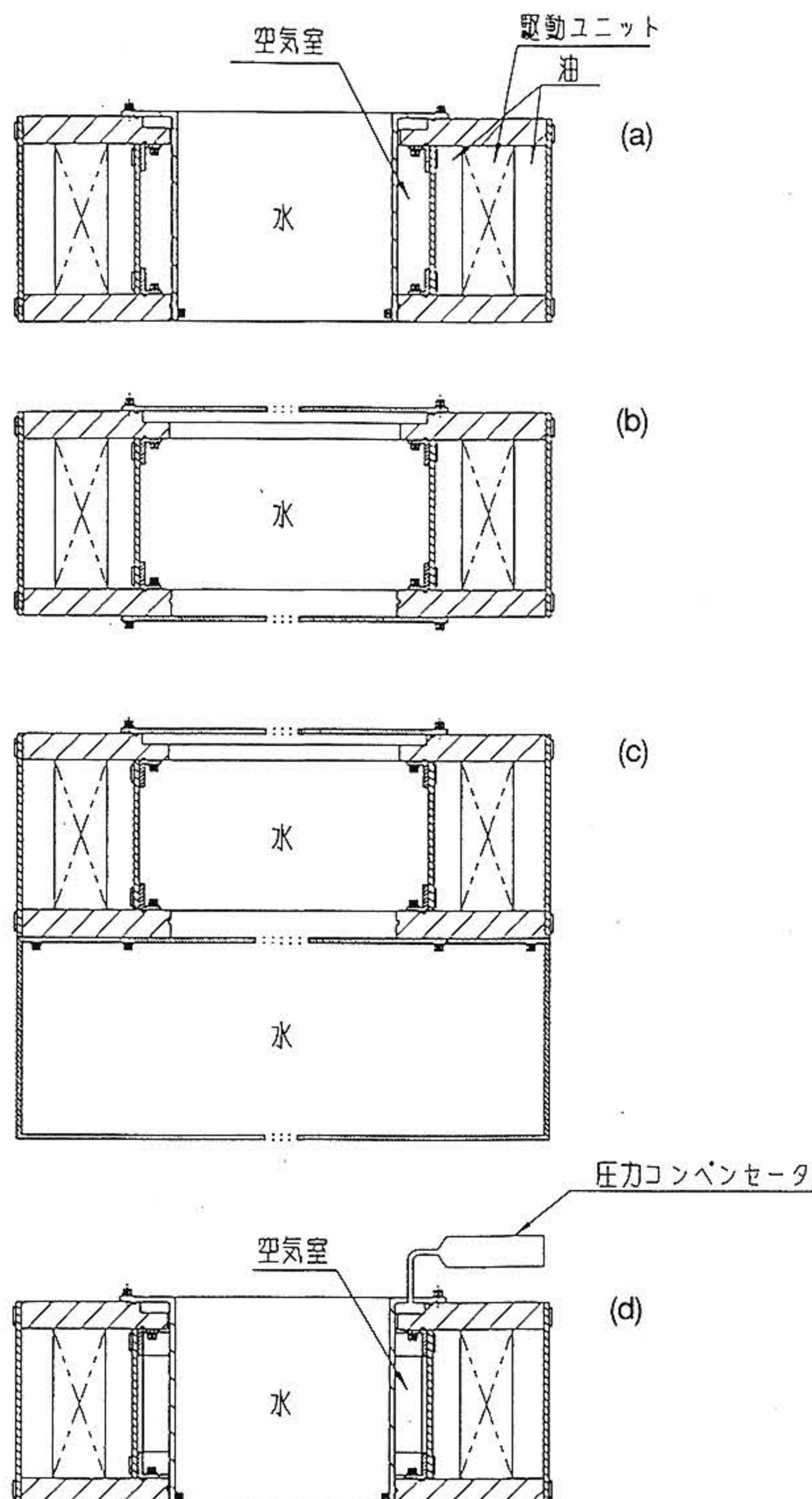


図9 耐圧構造の実験的検討, (a) 空気層付き, (b) 空気層なし, (c) ヘルムホルツ共振器付き, (d) 空気層+圧力コンペンセータ

Fig. 9 Experimental study of pressure balance construction, (a) with air cavity, (b) without air cavity, (c) with Helmholtz resonator, (d) with air cavity + pressure compensater.

方式にもなお一つの問題が残っている。図9 aに示すように、空気層の音源側の材料は、音響的に透明な材料でなくてはならず、ゴムブーツが一般的である。その場合、音源を設置する深度で適正な容積を維持できるように、空気層内部の圧力を調整する機構が必要になる。詳細は前報にゆずるが、図9 dに示す圧力コンペンセータを新たに付加した構造が最終的な音源の姿となった。このため、設置深度の変化、すなわち圧力の増減による空気層のスチフネスの変化によって、共振周波数が変化す

るというデメリットを抱えることになる。

4 超磁歪材音源

4.1 構造

前章での検討に基づき開発した超磁歪材音源の構造図を図11に示す。8分割した振動マスに8台の駆動ユニットを連結し、駆動ユニットの伸縮運動を振動マスの呼吸

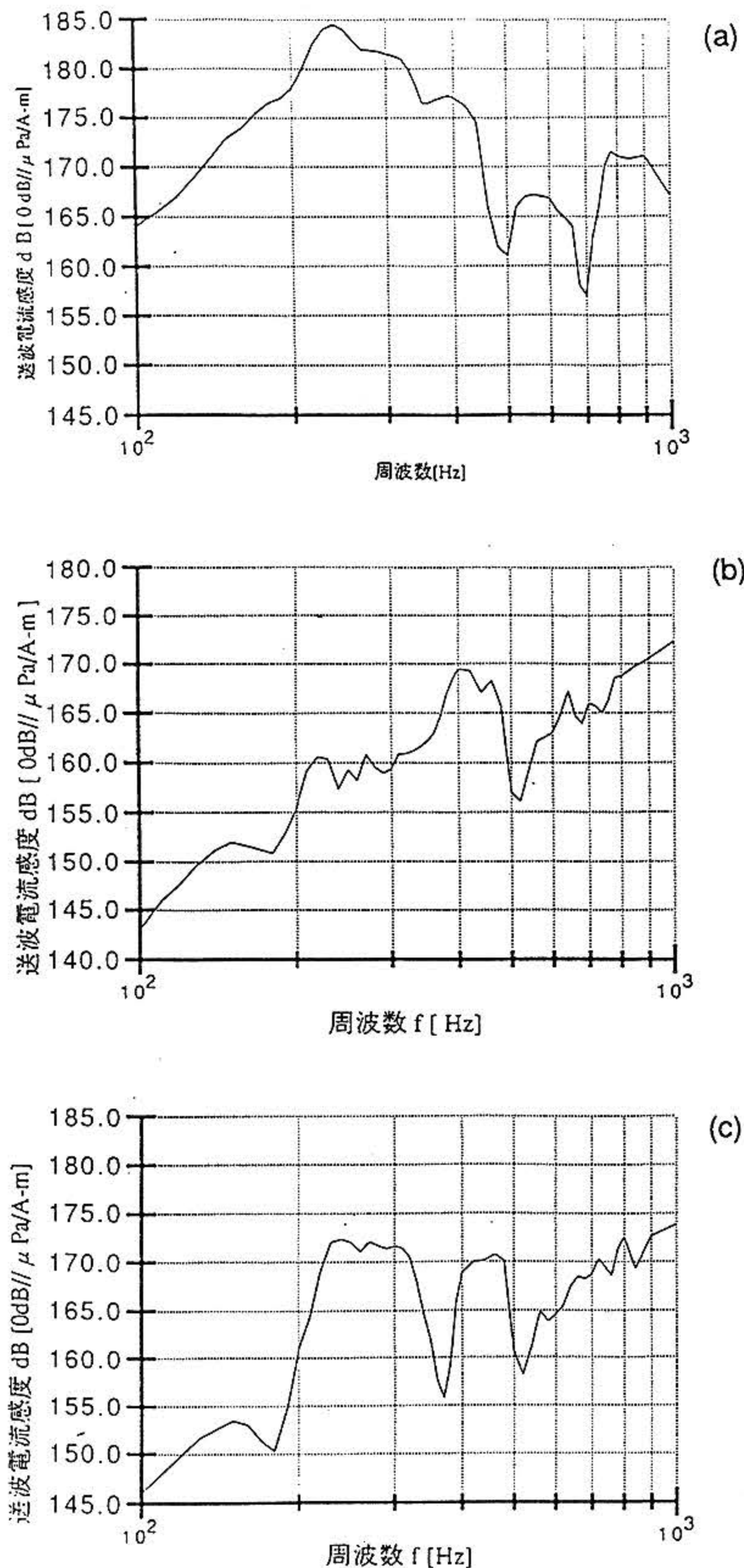


図10 送波電流感度の周波数特性, (a) 空気層付き, (b) 空気層なし, (c) ヘルムホルツ共振器付き

Fig. 10 Frequency characteristics of transmitting current sensitivity, (a) with air cavity, (b) without air cavity, (c) with Helmholtz resonator.

振動に変換している。内側と外側は、ゴムブーツで覆い、内部をシリコンオイルで満たした。

音源の高さは370mmであり、外ブーツと内ブーツの直径はそれぞれ940mm, 560mmである。内ブーツのさらに内側には、スチフネスの減少と同時に、外側に放射される音波と逆相で放射される音波を遮断する目的で厚さ50mmの空気層を設けた。このため、水深によって空気層の容積が変化しないようにするための圧力コンペンセータを必要とする。音源だけの重量は410kg, 圧力コンペンセータは約280kgである。

音源の基本性能を、水深10mで、ハイドロホンを音源から3mの位置において測定した入出力特性を図12に示す。約900Wに電気入力で、約190dBの音圧がでることが確認できた。また、それまでの電気入力に対する音圧のリニアリティは良好で、音源が飽和領域以下で動作していることを示している。

4.2 実海域試験

浅海実験において、音源の基本性能は確認できたが、実際の音源には、最大水深2000mまでの空気層の圧力補償を行うための圧力コンペンセータ、すなわち高圧ガス

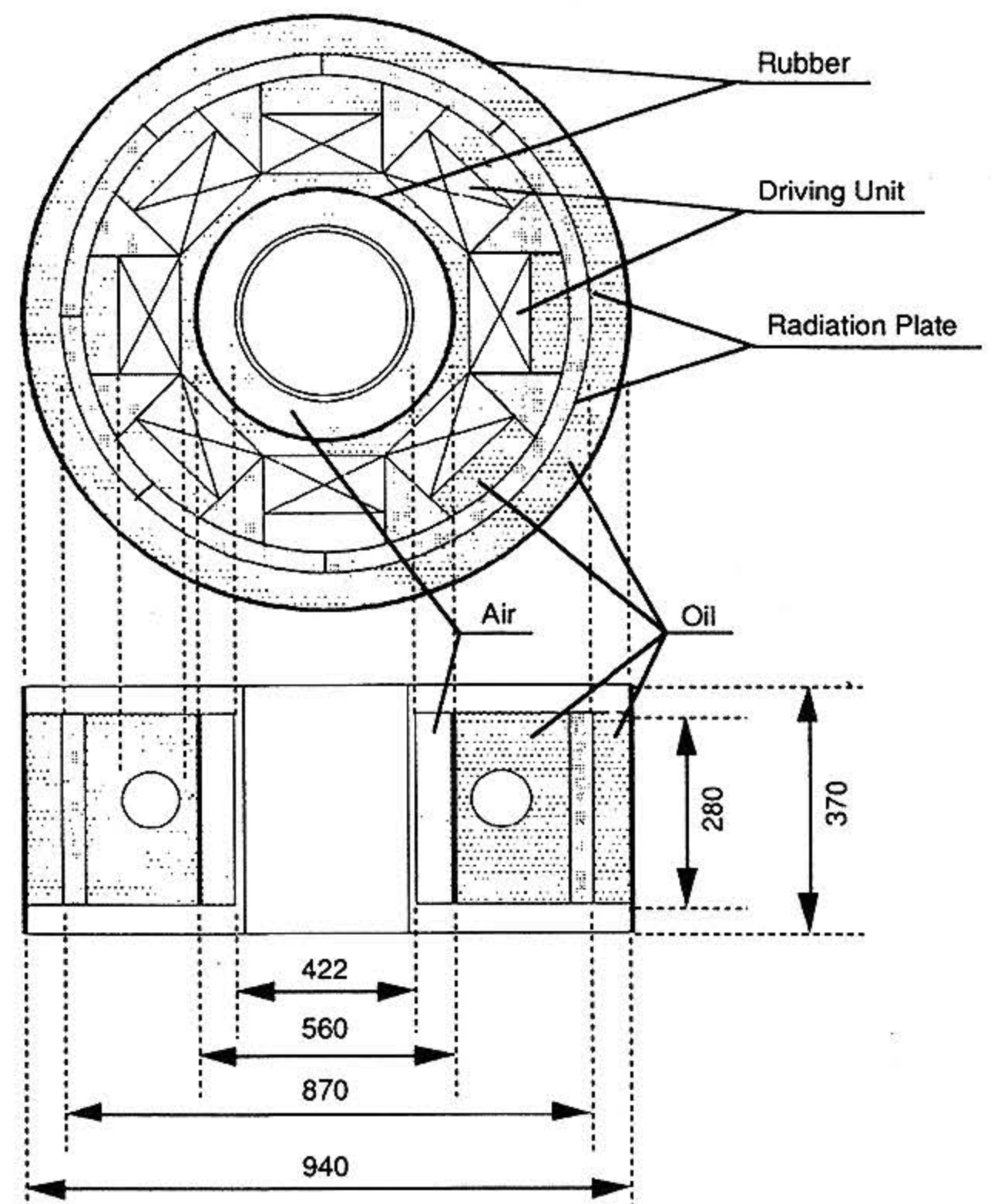


図11 超磁歪材音源の構造図

Fig. 11 Schematic diagram of the super magnetostrictive sound source.

ボンベといくつかの弁、ゴムベローズ等からなる装置が付加され、設置・回収時また、係留時における音源の深度変化に対応する仕組みになっている。これは水深によって、空気層のスチフネスが変化し、その結果、共振周波数が増加することを示唆している。この現象を確認すること、ならびに実際の音源設置深度における性能を測定する目的で、駿河湾、松崎沖において、実海域試験を行った。

実験は図13に示すように、実験船から、音源、圧力コンペンセータ、送信回路、電池等からなる送信部と、ハイドロホン、受信回路、記録装置等からなる受信部を一体のフレームに収納したものを、ワイヤーウインチでつり下げ、所定深度で測定を行った。音源、ハイドロホン間の距離は3mである。

まず、共振周波数の深度変化を図14に示す。500, 1000, 1500mと順に周波数が高くなっており、いずれも式(22)による予測値に良く乗っていることがわかる。これは空気層スチフネスの増加の考え方が正しいことを示している。次に、送波音圧の周波数特性を図15に示す。これは220Hzの周波数、1000mの深度でインピーダンス・マッチングを取り、900Wの電気入力で、周波数を変化させて測定したものである。最大出力音圧は約192dBとなった。このデータから深度と周波数をそれぞれ縦軸と横軸に取った時に得られた音圧マップを図16に示す。この図から190dB以上の音圧の得られる深度と周波数の範囲を読み取ることができる。

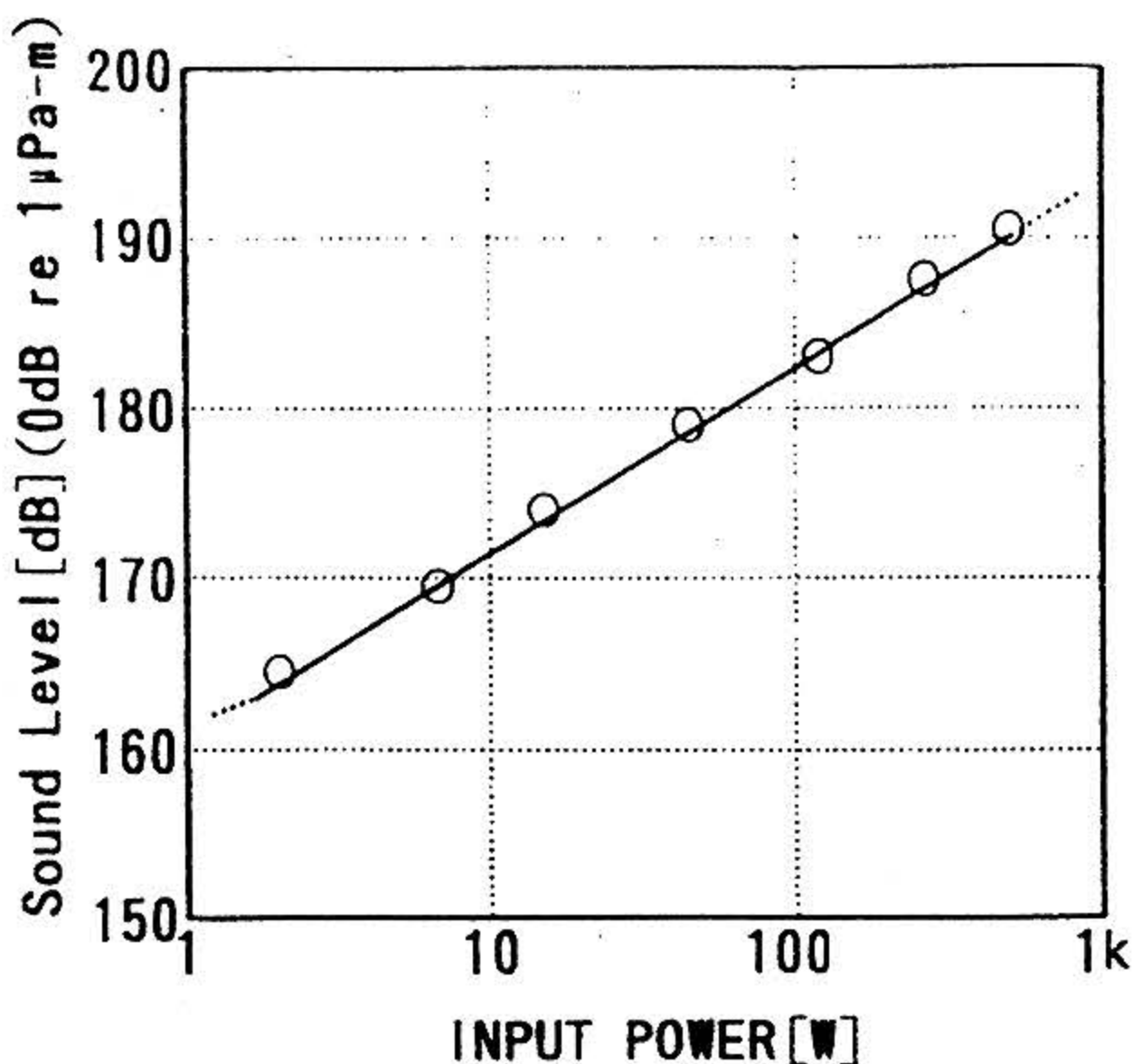


図12 音源の入出力特性 (水深10m)

Fig. 12 Linearity the sound source (water depth of 10m).

また、それぞれの深度における共振周波数において、音源のQは表3に示す結果となり、2章で示した1000km伝搬に必要なQが4以下の条件は満足された。

5 まとめ

1000kmのトモグラフィー用の音源として必要な条件をソナー方程式を用いて計算した結果、周波数200 Hz, 送波音圧190dB, Qが4以下の条件を得た。この条件を満たす音源として、まず形状の検討を行い、円筒形が実用的であることを示した。次に駆動ユニットを複数

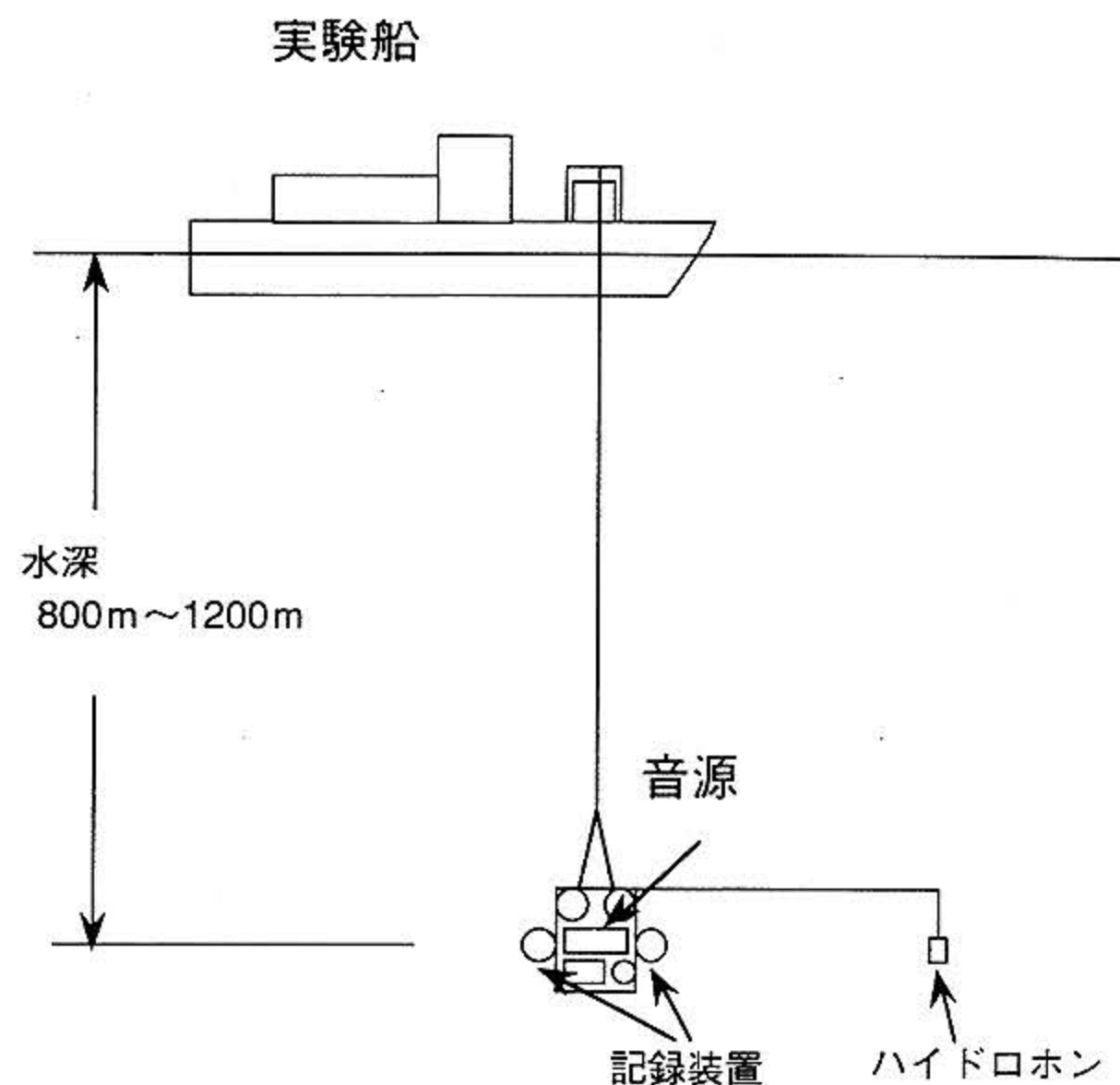


図13 海域試験概念図 (駿河湾, 松崎沖)

Fig. 13 Concept of the sea trial of the source (Matsuzaki, Surugsa Bay).

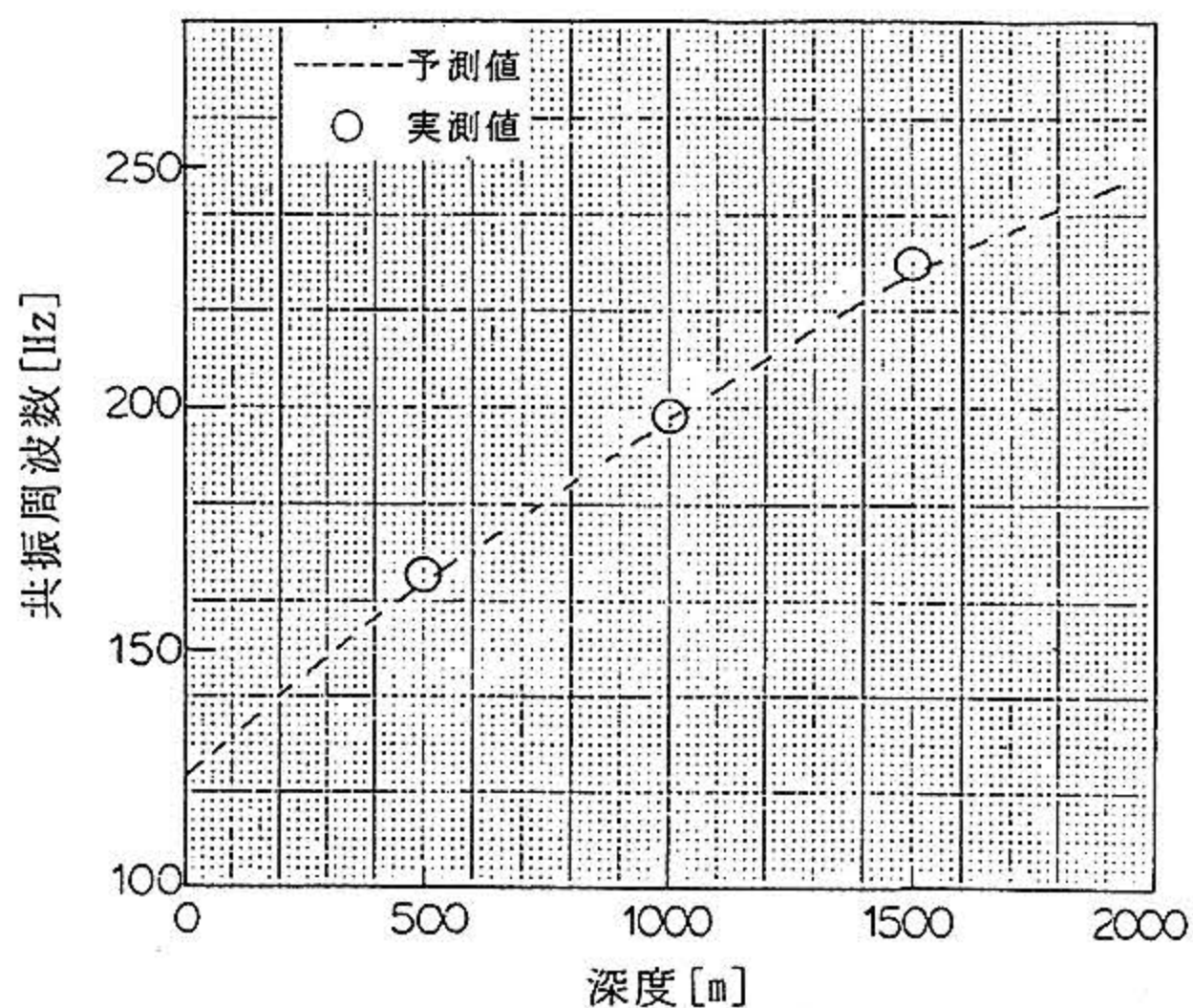


図14 共振周波数の深度変化

Fig. 14 Depth dependence of the resonance frequency.

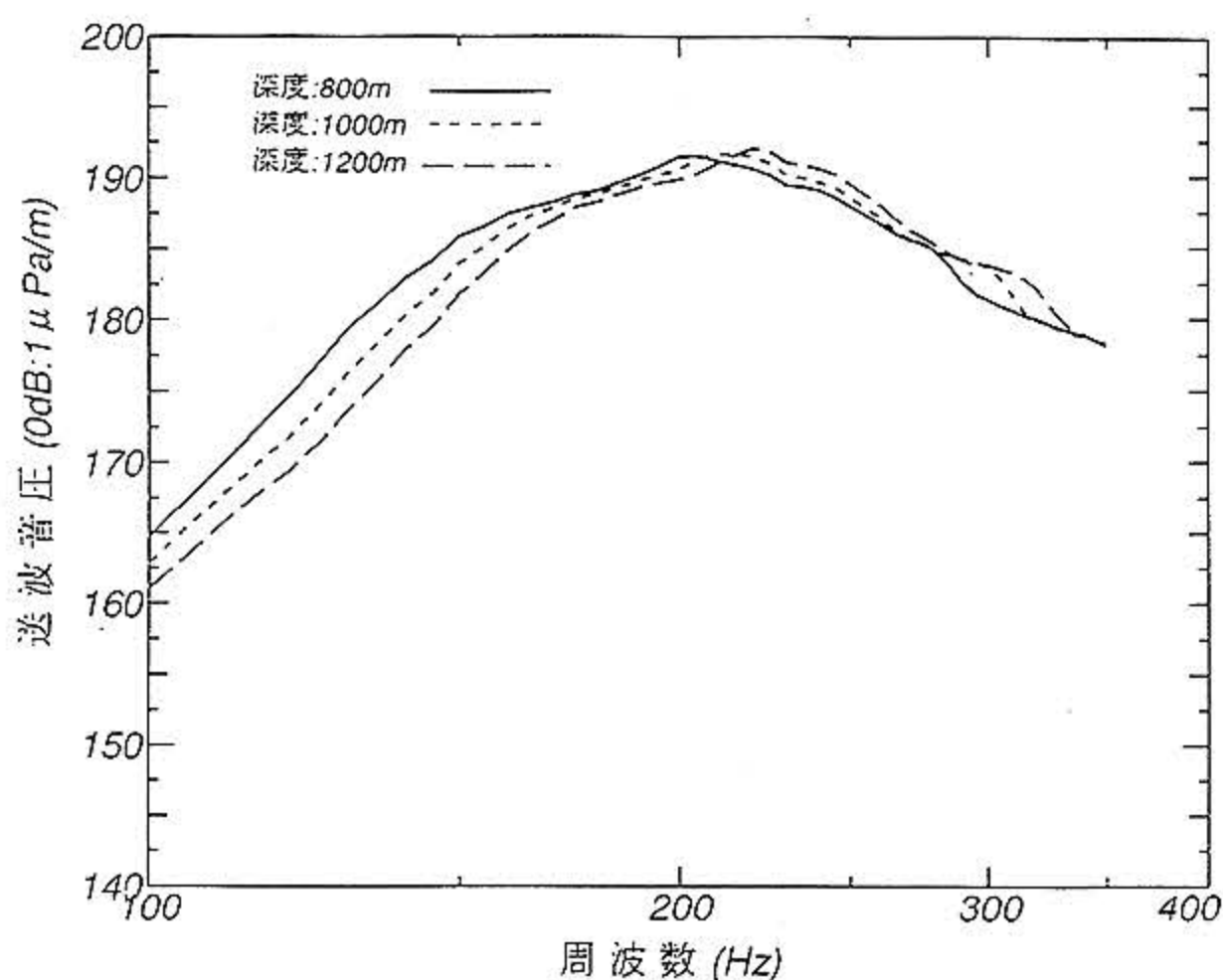


図15 送波音圧の周波数特性
Fig. 15 Frequency characteristics of the transmitting sound pressure level.

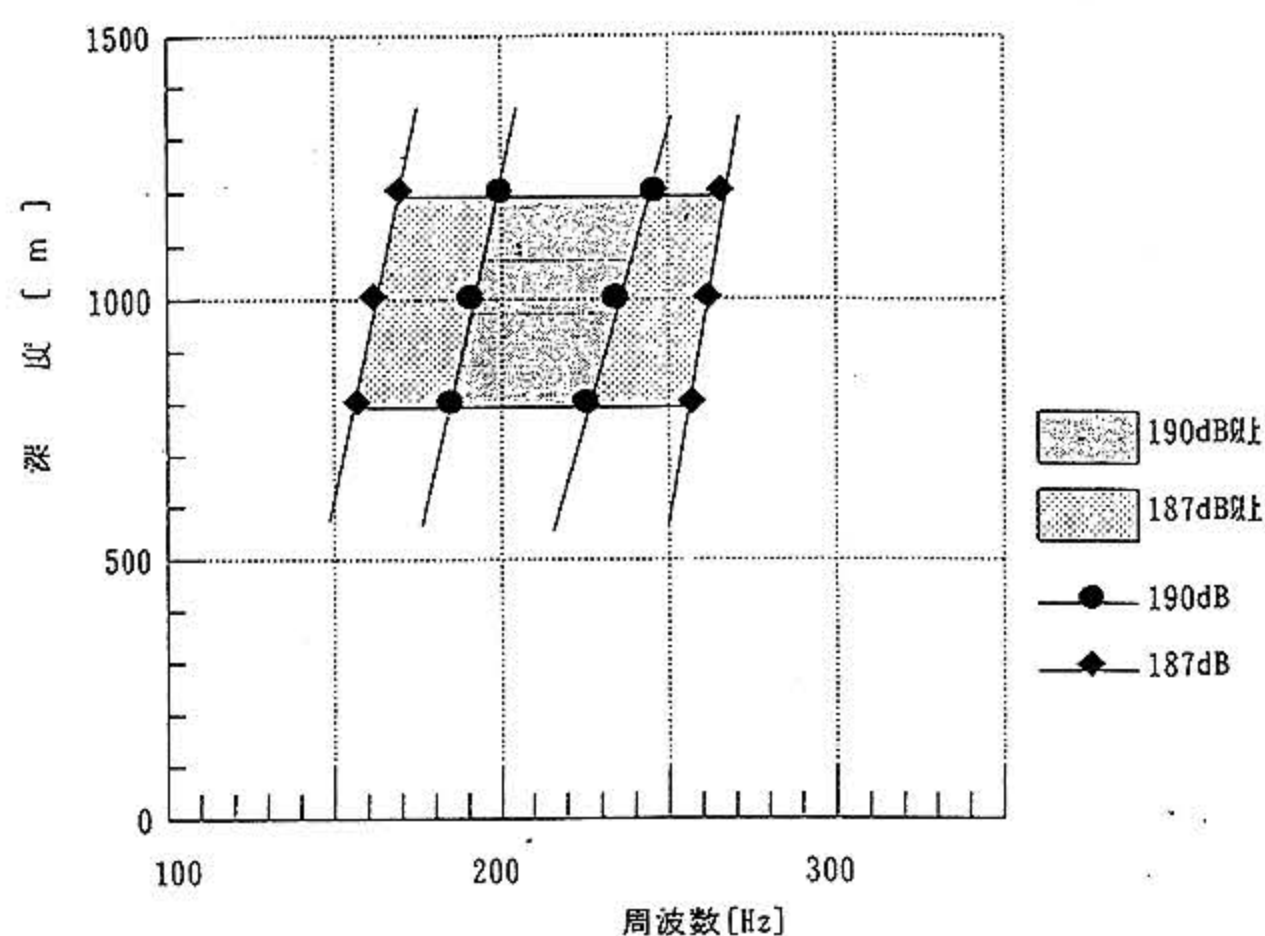


図16 深度と周波数による音圧マップ
Fig. 16 Contour map of the sound pressure relative to depth and frequency.

表3 音源のQ
Table 3 Q values of the source relative to the depth.

深 度	Q値
800m	2.9
1000m	3.2
1200m	3.5

個用いた円筒形音源の基本設計を行い、音源の直径が1m以下で、音圧を190dB以上出すための必要条件を示した。数種類の磁歪材料の諸定数を用いて計算した結果、超磁歪材料以外に必要条件を満足する材料は存在しないことを明らかにした。また、耐圧構造を持たせるために、種々の実験的検討を行った結果、円筒内側に空気層

を設けること、および水深による空気層内部の圧力変動を補償するための圧力コンペンセータを設ける構造に決定した。

開発した超磁歪材音源を用いて、実海域試験を行った結果、音源深度による共振周波数の変化は計算値とよく一致し、空気層のスチフネスの変化に対応していることが示された。また送波音圧に関しては、900Wの電気入力で行った試験を行い、水深800mから1200mと、周波数180Hzから240Hzに囲まれる範囲で、190dB以上の音圧が得られることが示された。またQは、それぞれの深度における共振周波数において4以下であることが確認できた。

今後の課題としては、長期の信頼性を上げるために、メカニカルな部分を持つ圧力コンペンセータを無くす方向で改善をして行くことが挙げられる。このためには、圧力コンペンセータが必要となった原因である、空気層を用いない音源構造を考える必要がある。空気層の働きは音源のスチフネスを下げることで、内側から放射される逆層の音波の遮音であり、これと同じ効果が得られる他の手法を見いだすことが今後検討すべき課題として残っている。一つの方法が3章で取り上げたHelmholtz共振器を使う方法であり、今回の実験ではスチフネス低下には効果があったが、逆相音波の遮音には効果がなかった。これは共振を使うという考え方は正しいものの、方法論としてまだ検討の余地があるということで、他の共振器を用いることも検討する必要があるだろう。例えば、耐圧容器を円筒の内側に設置し、耐圧容器の円周方向の共振、および長さ方向の共振を利用する。両者の共振がある条件を満たした場合には、それらより低い周波数に新たな共振が現れるという報告もあり¹³⁾、有望な手段であると考えられる。

あるいは、これは共振器より導波管とでも称すべきであろうが、浮力材のシンタクチックフォームを棒状にして円筒内側に差し込み、海水とシンタクチックフォームの音速の差を利用して、内側から出る音波と外側から出る音波の位相をそろえるという方法も考えられ、高周波数ではある程度の実績が得られている¹⁴⁾。いずれも今後の研究に待つところが多い。

最後に、本稿をまとめるに当たっては、海洋科学技術センターおよび沖電気工業株式会社関係各位に多大のご教示を得た。ここに深甚なる謝意を表する次第である。

参考文献

- 1) 中埜岩男・中西俊之・緑川弘毅・土屋利雄・網谷

- 泰孝・越智 寛・星野一郎・許 正憲・米山邦夫・早川向海・高橋秀幸・嶋津俊介・江本博俊：“海洋音響トモグラフィ技術による音速・水温分布の推定”，第17回研究発表会要旨集，(1992)，42.
- 2) 新家富雄・土屋利雄・網谷泰孝・中埜岩男・中西俊之・吉川 隆・鎌田弘志：“200Hz低周波音源の開発”，海洋科学技術センター試験研究報告 JAMSTECR, 29.
- 3) R.H. Mellen, V.P. Simmons and D.G. Broning, “Sound absorption in sea water: a third chemical relaxation”, J. Acoust. Soc. Am., **65**, (1979), 923.
- 4) G.M. Wenz: “Acoustic ambient noise in the ocean, spectra and sources”, J. Acoust. Soc. Am., **34**, (1962), 1936.
- 5) Merrill I. Skolnik: “Introduction to radar systems, second ed.”, (McGraw Hill International, 1988) 28.
- 6) R.J. Urick, “Sound propagation in the sea”, (Defense Advanced Research Agency, 1979), 11-10.
- 7) A.J. Perrone, “Deep-ocean ambient-noise spectra in the northwest Atlantic”, J. Acoust. Soc. Am., **46**, (1969), 762.
- 8) 鎌田弘志・中西俊之：“低周波音源の大きさに関する波動論的一考察”，日本音響学会講論集 (1992/10), 1153-1154.
- 9) 菊池喜充：“磁歪振動と超音波”，(コロナ社, 1960) 297-298.
- 10) 同上, 294-295.
- 11) 河森章好・吉川 隆・宮田哲治・鎌田弘志・中埜岩男・土屋利雄・網谷泰孝・中西俊之：“超磁歪材料を用いた低周波音源”，信学技報, US93-40 (1993), 57-64.
- 12) J. Oswin and G.A. Steel: “Flexentional transducers with unlimited depth capability”, Proc. of Institute of Acoustics, Vol. **12** Part **4** (1990) 13-20.
- 13) Miguel C. Junger and David Feit, “Sound, structures and their interaction, second ed.”, (MIT Press) 225.
- 14) Motoyoshi Okujima, Shigeo Ohtsuki and Hiroyuki Hachiya: “Ommni directional transducer attached with high sound-velocity material for use in deep seas”, Jpn. J. Appl. Phys., **22**, Suppl. **22-3**. (1983) 39.

(原稿受理：1993年10月18日)