

水中における聴覚を利用した  
情報伝達に関する基礎的研究

Basic Study on the Transmission of  
Information Using Underwater Hearing

1997

老 松 建 成

Kensei Oimatsu



# 目 次

緒 論	1
第 1 章 水中におけるヒトの聴感特性に関する考察	7
1.1 水中におけるヒトの聴覚に関する従来の研究	8
1.1.1 緒言	8
1.1.2 空気中におけるヒトの聴覚	8
1.1.3 水中におけるヒトの聴覚の心理	10
1.1.4 水中におけるヒトの聴覚の生理	17
1.1.5 結言	21
この節の引用文献	23
1.2 水中における聴覚の等感曲線	26
1.2.1 緒言	26
1.2.2 実験の概要	27
1.2.2-1 等感曲線を得るための実験	27
1.2.2-2 最小可聴値を得るための実験	31
1.2.3 実験結果	32
1.2.4 考察	33
1.2.5 結言	38
この節の引用文献	39
1.3 水中における聴覚の伝達メカニズムに関する考察	40
1.3.1 緒言	40
1.3.2 実験の概要	41
1.3.3 実験結果及び考察	44
1.3.4 結言	48
この節の引用文献	50
1.4 水中における聴覚の深度依存性	51
1.4.1 緒言	51
1.4.2 実験の概要	51
1.4.3 実験結果及び考察	53
1.4.4 結言	55
この節の引用文献	57
第 2 章 水中可聴音の伝搬に関する考察	58
2.1 浅海域における音波の伝搬に関する従来の研究	59
2.1.1 緒言	59
2.1.2 海洋における音波の伝搬	59

2.1.3	障害物による伝搬減衰	66
2.1.4	結言	68
	この節の引用文献	69
2.2	実浅海域における音波の伝搬	71
2.2.1	緒言	71
2.2.2	海中雑音の空間的分布特性	71
2.2.3	海面付近における放射音の距離減衰特性	75
2.2.4	結言	78
	この節の引用文献	80
2.3	水中伝搬音に対する障壁の回折減衰特性	81
2.3.1	緒言	81
2.3.2	水槽実験の概要	81
2.3.3	実験結果及び考察	82
	2.3.3-1 薄い障壁による回折減衰特性	82
	2.3.3-2 厚い障壁による回折減衰特性	86
2.3.4	実海域における測定結果	87
2.3.5	結言	88
	この節の引用文献	90
2.4	水中伝搬音に対する壁体の透過減衰特性	91
2.4.1	緒言	91
2.4.2	水中における純音の一重壁に対する遮音効果の実用的評価法	91
	2.4.2-1 水槽実験の概要	92
	2.4.2-2 実験結果及び考察	93
2.4.3	水中におけるガウス型任意有色雑音に対する一重壁の遮音効果	96
	2.4.3-1 透過音圧変動波に対する確率密度関数表現	96
	2.4.3-2 透過減衰量評価式の導出	100
	2.4.3-3 一重壁の遮音特性に対する具体的表現	101
	2.4.3-4 実験及び考察	107
2.4.4	結言	115
	この節の引用文献	119
第 3 章	水中可聴音場の背景雑音に関する考察	121
3.1	海洋の背景雑音に関する従来の研究	122
3.1.1	緒言	122
3.1.2	深海・大洋における背景雑音の成因	122
3.1.3	浅海域における背景雑音	126
3.1.4	結言	129
	この節の引用文献	130



3.2	実海域における背景雑音の観測	131
3.2.1	緒言	131
3.2.2	実海域における背景雑音の観測方法	131
3.2.3	測定結果及び考察	133
3.2.4	結言	137
	この節の引用文献	139
3.3	船舶雑音の近似的確率分布表現と実験	140
3.3.1	緒言	140
3.3.2	理論的考察	140
3.3.2-1	放射音響パワーに対する近似的確率分布表現	140
3.3.2-2	パワー変動確率分布に関する単純化表現	144
3.3.3	実験的考察	145
3.3.3-1	デジタルシミュレーション	145
3.3.3-2	アナログシミュレーション	148
3.3.4	結言	151
	この節の引用文献	153
3.4	非定常変動を伴う船舶放射雑音の近似的確率分布表現	154
3.4.1	緒言	154
3.4.2	理論的考察	154
3.4.2-1	非定常変動を伴う音響パワーに対する近似的確率分布表現	154
3.4.2-2	有限項数による実用的確率分布表現	158
3.4.3	実験及び考察	162
3.4.3-1	デジタルシミュレーション	162
3.4.3-2	実海域での船舶雑音に対する適用	167
3.4.4	結言	167
	この節の引用文献	170
3.5	水中における情報伝達システムと雑音	171
3.5.1	緒言	171
3.5.2	情報伝達システム	171
3.5.3	検出閾値	172
3.5.4	水中における音声通信システムの評価	173
3.5.5	結言	175
	この節の引用文献	176
	結論	177
	謝辞	180

本研究に関連する発表論文.....181

## 緒 論

人類がいつの頃から海に潜り始めたか定かではないが、世界各地の発掘調査等から、およそ紀元前 3000 年以上前と推定されている。海に潜るという行為は、食糧確保の一つの手段として始められたものと思われるが、時代と共に、目的は軍事・港湾作業等にも広がり、次第に長時間の潜水を試みるようになってくる。そのため、長時間潜水を行うための呼吸器具が種々考案・改良され、18 世紀初頭には現在使用されているヘルメット潜水の原型が完成する。それから自給式潜水器（SCUBA）に至るには小型の圧力容器とデマンドタイプの呼吸装置がなければならないが、18 世紀の後半にはほぼ現在の装置に近いものが完成している。

このように、潜水に伴う技術は、第一に長時間潜水するための呼吸装置の開発から始った。しかし、潜水の深度を増した長時間潜水は、手足が痛んだり、しびれたりする減圧症という新たな問題を引き起こすこととなった。この問題も原因の究明と共に、適切な減圧法の開発や発症時の対策等が研究され、条件さえ整えば誰でも比較的簡単に潜水できるようになった。そのため潜水は、漁業、港湾土木作業、海洋資源開発、海難救助等幅広い分野で活用されるようになった。しかし、それでもなお極最近までは、限られた専門家が特別なマニアの行為であった。一方、経済の発展と共に国民のレジャーが多様化し、より未知への好奇心から海中の世界への関心も大きくなり、職業とは無関係な一般国民にまで潜水は広く普及しだした。平成 7 年度の推定によると、年に数回しかダイビングしないダイバーを含めると、我国のダイビング人口はおよそ 50 万人ともいわれている。

ダイバーに対する安全確保の手段・対策はいろいろ講じられているが、ダイバー数の増加と共に潜水に付随する事故は増加傾向にある。平成 6 年度の海上保安庁の海難統計によると、海上保安庁に届けられた海浜事故の内、スキューバ潜水を原因とする事故者数は 69 名で、内 29 名が死亡又は行方不明であった。潜水事故の特徴は、死亡に至る事故の割合が多いことである。一般に、海上保安庁に届けられる事故は、生命の危機にかかわる重大なものが多いので、届出のない潜在的な事故は相当数に上るものと思われる。最も多い事故例は、連絡手段のないダイバーと支援船が離れすぎて発見できなかつたり、水中のダイバーの突然の事故が支援船に連絡できない場合である。このような事故では、死亡又は行方不明になる例が希ではない。従って、非常事態を知らせる何らかの通信連絡手段があれば、重大な事故につながらなかつたと思われる事故例が毎年多く見られる。

ダイバーと支援船との通信連絡手段は、これまで主としてヘルメット潜水の場合は有線で、束縛されず自由に行動可能なスキューバ潜水の場合は超音波を搬送波とする無線方式が用いられてきた。しかし、搬送波を用いた無線方式は、海面反射等による干渉性フェージングの影響が大きく、明瞭度が良くないなどの理由でほとんど携帯されることはない。そのため、一般ダイバーは、特別な通信装置を携帯していないのが通常であり、安全対策といえば、支援船上の監視人がダイバーの呼吸による気泡を追跡する程度である。このような特別な通信

装置を持たないダイバーに対する最も直接的で簡便に情報を伝達する方法は、ヒトが水中においても有している聴覚を有効に利用し、音声等の可聴音響信号を水中スピーカで直接伝送することであると考えられるが、そのような情報伝達システムを構成するためには、以下に述べるような、検討すべき多くの基礎的な問題が存在する。

一般に、情報伝達システムは、全体を送信、伝搬、受信の3つの領域に分けて考察することが多いが、これまで水中において可聴周波数を直接利用するという観点でシステム全体を考察した例は見当たらない。そのため、水中において可聴音響信号を用いたシステムを構成するには、水中の各領域でこれまで既に得られている成果を整理して足らざるところを補い、また水中以外の分野で既に得られている利用できる成果があれば、それを活用するなどして全体を整理・統括する必要があると思われる。次に、そのようなシステムを構築するための関連領域について、これまで研究されていることと検討を要する問題点を概観する。

本システムの受信機は、水中におけるヒトの聴覚である。空気中においては、これまで聴覚に関するさまざまな特性が詳しく研究されているが、水中におけるヒトの聴覚に関してこれまでなされた研究はあまり多くない。水中の聴感特性に関する定量的な研究は、Sivianが1943年に最小可聴値を測定したものが最初といわれ、1975年頃までは最小可聴値を中心に深度依存性やフードによる減衰特性或は方向定位等が何例か測定されている。しかし、それ以後、ダイビングが極限られた少数の専門家のものであったことや、研究者が限られていたこと及び実験自体が空気中に比べて格段に困難であることなどから、新しい研究はもとより追試等に関する公表された研究はほとんど見当たらない。

これまでの研究の内、最も基本的な特性である最小可聴値については、幾人かの研究者が聴取実験を行い、空気中の最小可聴値との比較を行っている。しかし、水中においては空気中の無響室に相当する設備を得ることが極めて困難であることから、これまで行われた研究は、いずれも実験環境としては条件の悪い海域等の屋外の施設で実験されており、被験者の数及び実験回数等も少ない。そのため、研究者ごとの得られた最小可聴値には30dB以上の大きなばらつきがあり、信頼できる真の最小可聴値がまだ求められているとはいえない。その大きなばらつきの主たる原因は、実験環境の悪さからくる背景雑音によるマスキング効果によるものと考えられている。そのため、できるだけ背景雑音の小さい実験環境で信頼できる最小可聴値を測定し、その上に立脚した“音の大きさ”即ち等ラウドネス特性を求める必要がある。

また、水中においては、音の聴こえ方が空気中と異なるが、その主たる原因は音が内耳に至るまでの伝搬経路の相違と推測される。具体的には、空気中と異なり頭蓋から直接内耳に至る伝搬経路が指摘されている。しかし、これまで伝達経路の特定と役割を明確にする試みがほとんどなされていないため、周波数特性の分析又は遮音のための聴覚モデルが示されていない。その特定と役割を解明することが必要とされている。

一方、通常のスキューバダイビングでの潜水深度は、最大 40m 程度であると思われるが、ダイビング中は空気中と異なり大きな圧力変化を受ける。それがヒトの水中の聴感特性にどのような影響を与えているのかを調べることは、現実の潜水では非常に重要なことである。しかし、これまで飽和潜水における高圧環境下での聴感特性を調べた例は幾つかあるが、水中における高圧環境下での研究例はほとんどなく、幾つかの潜水深度で最小可聴値を測定し、深度による有意差を発見できなかった例がある程度である。しかし、それらの実験は屋外で行われたものであるため、得られた最小可聴値は背景雑音にマスクされて僅かな差異を見逃している可能性がある。そのため、背景雑音に影響されない十分大きい音圧レベルで、聴感特性の深度依存性を明らかにすることが必要と思われる。

伝搬経路に付随する問題であるが、水中における音波の伝搬についてはこれまで低周波数領域ではソナー等の遠距離の伝搬、高い周波数領域では測深器や魚群探知器のように比較的近距离での伝搬が主として研究されてきた。しかし、ダイバー支援のための音声情報の提供という観点からの、可聴周波数領域で且つせいぜい数百メートル程度の距離から発せられた音波の伝搬や島嶼部に囲まれたレジャー海域における背景雑音の時間的・空間的な分布を考察した例はほとんど見当たらない。また、近距离での音声通信システムを実浅海域で用いる場合、音波の伝搬状況の実態から見ると、実用上の具体的な問題は、音源近傍の障壁の回折減衰特性や壁体の透過損失の評価が重要となることは明らかである。従って、これらについては、空気中ではしばしば用いられる実用的な周波数分析的減音評価法である“前川チャート”や“質量則”の水中での有効性と、これまでほとんど研究されていない帯域信号に対する減音評価法等を検討することが、より実際的ではないかと思われる。

情報伝達システムにおける音源の問題で最も重要なことは、受信点において必要な信号電力と信号対雑音比を与えるための送信電力の推定であるが、本システムにおける音波の伝搬経路である海中の背景雑音は、通常用いられる音響信号レベルに比較して小さいものではない。浅海域における背景雑音を構成する要因は、雨・風・潮流等の海象・気象条件によるものと、陸上の工場の作業音や走行自動車の振動及び船舶の航行雑音等の人為的な音に大きく分けられるが、ダイビングの行われるレジャー海域においては特に船舶の放射雑音が重要である。しかも、これらの可聴周波数領域における音圧レベルは、伝搬経路の変動に伴い、受信点では大きなダイナミックレンジで変動する。これまでも、海洋における背景雑音の成因とレベルに関する研究は多いが、そのほとんどは周波数分析的なものであるため、帯域信号である音声情報等の可聴音を直接水中で聴くシステムを構築する場合の評価としては十分なものではない。通信の品質評価には、音声等の不規則な帯域信号を時間領域での統計的な分布として評価することも必要であると考えるが、水中においてはそのよう観点でこれまで考察されたものは見当たらない。

以上のような背景から、本論文は、ダイバーの安全確保或は作業指示のため、水中におけるヒトの聴覚を利用した情報伝達システムを構成するための基礎的な問題点を整理し、これまで未検討であった問題について考察したものである。具体的には、システム全体に生じる問題を次の3つに分類して考察した。

- (1) 水中におけるヒトの聴覚が、どのような特性を有しているのかについて、
- (2) 送信音源と受信点であるダイバー間の音の伝搬経路に付随する問題について、
- (3) ダイバーの主たる活動海域である港湾や沿岸等、極浅海域における音場の特性（特に、背景雑音を構成する主雑音源である航行船舶の放射雑音）について。

以下、本論文に関連したこれまでの研究成果を述べると共に、本論文での考察内容を各章に分けて概説する。

第1章では、音を情報伝達的手段として捉えたとき、聴覚に関する最も重要な基本的特性は最小可聴値と等ラウドネス特性であることから、本研究の出発点として水中におけるヒトの聴感特性を採り上げた。具体的な考察内容は以下のとおりである。

始めの第1.1節では、これまでなされた水中におけるヒトの聴覚に関する研究をまとめて問題点を整理した。

第1.2節では、まず始めに、背景雑音のできるだけ小さい実験環境下で最小可聴値の測定を行った。次いで、水中での音環境において、ヒトの聴感特性を配慮した音の大きさを計測・評価するためには、音の基本的な属性の一つである音の大きさを定量的に定めておく必要があるが、このような検討がこれまで全くなされていないことから、等ラウドネスレベルの測定を行った。得られた最小可聴値・等ラウドネスレベルの実験値と既に良く知られた空気中のデータとの関連を比較考察した結果、水中では空気中と異なり、周波数が低くなると聴こえ易く、周波数が高くなると聴こえ難くなるといった一般的な傾向が発見できた。更に、空気中との関連を調べるため、音圧レベルと周波数を種々変化させて、空気中と水中の音の大きさを直接聴き比べる実験を別途行った。その結果、水中の音と同じ大きさに聴こえる空気中の音圧レベルと周波数の簡単な関係式を得ることができた。最小可聴値・等ラウドネスレベルの実験とは独立に行われたこれらの関係式を用いて、ロビンソン・ダッドソンの空気中の等感曲線を水中の等感曲線に変換した結果、水中の等ラウドネスレベルに関する実験結果を良く説明していることが示された。

第1.2節の考察の結果、水中におけるヒトの聴感特性は、空気中のものとはかなり異なることが分かった。その原因は、主として伝達経路の特性の相違によるものと考え、第1.3節では、水中における聴覚の伝達メカニズムについて実験的に考察した。具体的には、水中における聴覚の伝達経路を頭蓋からの伝達成分と、空気中と同様外耳道からの伝達成分に分離してその貢献度を測定し、それぞれの伝達成分の周波数特性を明らかにすることを試みた。その結果、周波数の高い領域では聴感のほとんどが頭蓋からの骨導によっていることと、周波

数が低い領域では外耳道からの音の伝搬を確認することができた。

第 1.4 節では、背景雑音に影響されない十分大きい音圧レベルで、等ラウドネス特性を圧力環境下で測定し、聴感特性の深度依存性を明らかにすることを試みた。

第 2 章では、本研究の考察対象海域である港湾や沿岸等の浅海域における音波の伝搬に付随する幾つかの問題を考察した。具体的な考察内容は、以下のとおりである。

第 2.1 節では、浅海域における音波伝搬に関して、これまでなされた研究をまとめて問題点を整理した。

第 2.2 節では、第 2.1 節での考察の結果、浅海域においては海域ごとの伝搬条件が大きく異なる場合が多いため、現実の考察対象海域における観測が必要であるとの認識から、瀬戸内海の最も代表的なレジャー海域である広島県の呉湾・広島湾を観測海域に選んで、海中雑音の時間的・空間的な分布及び航行船舶から放射された雑音の伝搬形態の実態調査を実施した。その結果、このようなレジャー海域での主たる雑音源の一つは、船舶の航行雑音であることが分かった。そのため、実際の航路を航行する船舶が放射する雑音及び小型モーターボートの走行により発生させた雑音の観測を行い、海面付近から放射された可聴音響信号の伝搬特性を調べた。その結果、浅海域において放射された音波が、球面拡散から円筒拡散に遷移する概略の距離を明らかにすることができた。

海中工作物内で作業に従事中又は転覆船内で捜索中のダイバーに、外部から水中スピーカで直接音声を放送して作業指示や安全情報を伝達する場合、工作物又は船内の隔壁は音の伝搬経路上に存在する遮蔽物の作用をする。そのため、第 2.3 節では、水中の障壁による回折減衰特性を実験的に考察した。得られたデータを、空気中では良く知られている障壁による回折減衰特性と比較した結果、水中での障壁による回折減衰特性は、大略空気中での回折減衰特性と同様の特性を示すことを明らかにした。

第 2.4 節では、壁体が可聴周波数帯域の音波に対してどのような減衰特性を示すかを考察した。具体的には、まず始めに、純音に対する壁体の透過減衰量を測定し、水中においても空気中でのいわゆる“質量則”が近似的に適用できることを示した。次いで、一般に情報が帯域信号である場合が多いことから、このような信号に対する壁体の透過減衰の評価量として、雑音レベルの評価量として空気中では良く用いられる  $\alpha$ % 時間率雑音レベル  $L\alpha$  に着目した新たな評価法を提案した。本手法を用いて、まず指数型の自己相関関数をもつ有色ガウス分布型不規則変動音が、壁体の最も基本的なモデルである一重壁に入射した場合の透過減衰量を理論的に求めた。さらに、この理論式を入力信号のスペクトル形状を一般化したガウス分布型不規則変動音に適用し、その妥当性と有効性をシミュレーション実験及び水槽実験によって検証した。

第 3 章では、浅海域における背景雑音を採り上げ、そのうち特に船舶が航行時に放射する

雑音の統計的な性質と、放射雑音パワーの分布に関する推定法を考察した。本章で具体的に考察した内容は、以下のとおりである。

第3.1節では、浅海域における背景雑音に関して、これまでなされた研究をまとめて問題点を整理した。

第3.1節での考察の結果、レジャーダイバーが潜水する海域は、ボートやフェリー等の小型船舶或は大・中型の貨物船等が頻繁に通航する船舶輻輳海域であることが分かった。通常、ダイバーは荒天時には潜水しないことを考慮すると、このような海域で考慮すべき背景雑音は主として航行船舶の放射する雑音であることから、その構造の分析と評価法を確立することが重要である。そのため、第3.2節では、典型的なレジャー海域での背景雑音と航行船舶の放射する雑音を実態調査し、そのレベル及びスペクトルの形状について特徴を考察した。

第3.3節では、前節での考察に基づき船舶の航行雑音の発生過程に着目した結果、船舶の放射雑音は、プロペラやエンジン等の機械音が発する確定的周期成分（輝線スペクトル）と主としてプロペラの回転により生じたキャビテーションが発する有色ガウス分布型雑音成分（連続スペクトル）からなるものと仮定した。この特徴を基に、定常状態における放射雑音パワーに関する確率分布関数を低次のモーメント関数で表現する方法を理論的に導出した。

一方、通常の音響伝搬経路である海域は、風・潮流等様々な要因で常に変動しているため、船舶からの放射雑音も受音点において非定常な不規則変動特性を示す。そこで、第3.4節では、第3.3節の定常状態での表現を基に、受音点での音圧レベルが伝搬経路の変動に伴い非定常変動する場合に拡張し、ガウス分布関数を初項とする無限級数展開形で表現されるパワー分布推定式をまず導出した。しかし、実用上、変動幅の大きい不規則変動音に対して、この理論式をパワー分布推定に用いようとする、収束性に関して高次の項の打切りが問題となる。第3.4節の後段ではその欠点を解消するため、有限項数による重み付きガウス分布関数でパワー分布推定式を表現し、より実用的な形にした。これらの理論的なパワー分布推定式を、シミュレーション実験によるデータ及び実海域で収録した船舶の航行雑音データに適用し、その有効性と実用性を明らかにした。

最後に、それらのパワー分布の形で評価された航行船舶からの放射雑音が、システム全体の設計の中でどのように利用されるべきであるのかを考察した。



# 第1章 水中におけるヒトの聴感特性に関する考察

これまで一部の特殊な職業者のものであった潜水が、海洋レジャーの多様化により一般国民にまで急速に普及してきたため、ダイビング環境は大きく変化してきている。そのため、緒論で述べたように、一般レジャーダイバーの安全確保のみならず、捜索救難或は水中作業に従事するダイバーに対する作業指示のための簡便な情報伝達手段の必要性が高くなってきている。

通常、ダイバーは、単独行動することは少なく、幾人かのグループでしかも比較的狭い範囲を行動する。このようなダイバーに、特別な装置を介することなく情報を伝達するためには、ヒトが水中でも有している聴覚を利用することが有効であることは、空気中における屋外の拡声器による放送を想像すれば明らかである。また、このような情報伝達システムを構築するためには、何よりもまず第一に、水中におけるヒトの聴感特性を把握することが重要となる。

本章第1節では、まず始めに、水中におけるヒトの聴覚に関するこれまでの研究事例をまとめて整理し、問題点を考察する。第2節では、最小可聴値及び聴覚の最も基本的な心理的屬性である“音の大きさ（ラウドネス）”を測定し、空気中のラウドネス特性との関係を実験的に考察する。第3節では、水中と空気中の聴感特性が大きく異なる主たる原因を、音が内耳に至る伝達経路の相違によるものとの仮説を設定し、伝達メカニズムについて実験的に考察する。最後に、現実のダイビング状況に照らし、高圧力環境下となる深度における聴覚の深度依存性について考察する。

# 1. 1 水中におけるヒトの聴覚に関する従来の研究

## 1.1.1 緒言

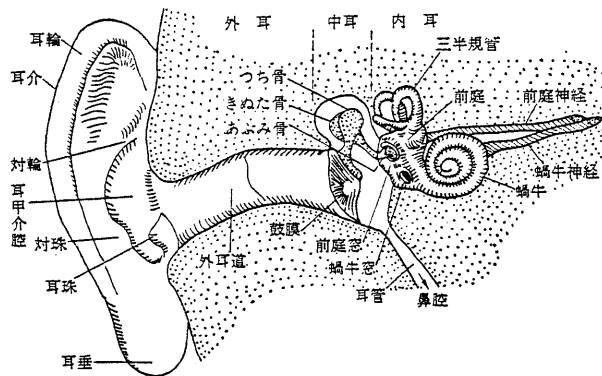
ヒトが水中においても聴覚を有するという事は、古来より知られたことであることは明白であるが、潜水に付随する技術の研究・開発の優先順位の関係で、この特性を定量的に測定しようとした試みはあまり古いことではない。空気中の聴覚のように、多くの研究者による研究がなされてこなかった大きな理由は、水中という特殊な環境であるため対象も限定され、現実的な必要性が少なかったことが考えられる。

最初に水中の聴覚を定量的に評価しようと試みたのは、Sivian (1947: 但し、実験は1943年に行われたもの)<sup>1)</sup> であるといわれている。以来、1970年代の中頃までは、欧米を中心に比較的活発に研究されその成果も公表されている(我国で水中の聴覚を研究した例はほとんど見当たらない)。しかし、それ以降、水中における聴覚の研究はやや停滞気味で、内容においてもまだ十分に研究されているとはいえない。しかしながら、近年のレジャーダイビングの普及とその速度を見ると、安全確保のための情報伝達手段の確立が強く望まれるところである。本節では、水中におけるヒトの聴覚に関するこれまでの研究事例をまとめて整理し、問題点を考察する。

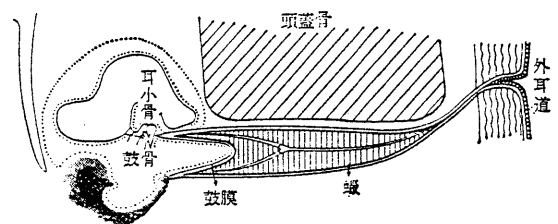
## 1.1.2 空気中におけるヒトの聴覚

第1.1.1図に、ヒトの聴覚器官を示す<sup>2)</sup>。空気中では、外耳道から入射した音は鼓膜に伝わり、つち骨、きぬた骨、あぶみ骨からなるいわゆる耳小骨を通して、蝸牛内のリンパ液中に張られた基底膜に伝わる。空気中の音を蝸牛内の液体であるリンパ液に効率よく伝えるため、空気と水とのインピーダンス変換器としての鼓膜・耳小骨といった聴器ができたものと思われる。空気中の音を効率良く聴くために進化したヒトの耳が水中の音を聴く場合、効率が悪くなることや周波数特性が空気中と異なることは当然推測される。

第1.1.2図は、水中に住むほ乳類である鯨の中耳と外耳道であるが<sup>2)</sup>、外耳道は全く蝟で



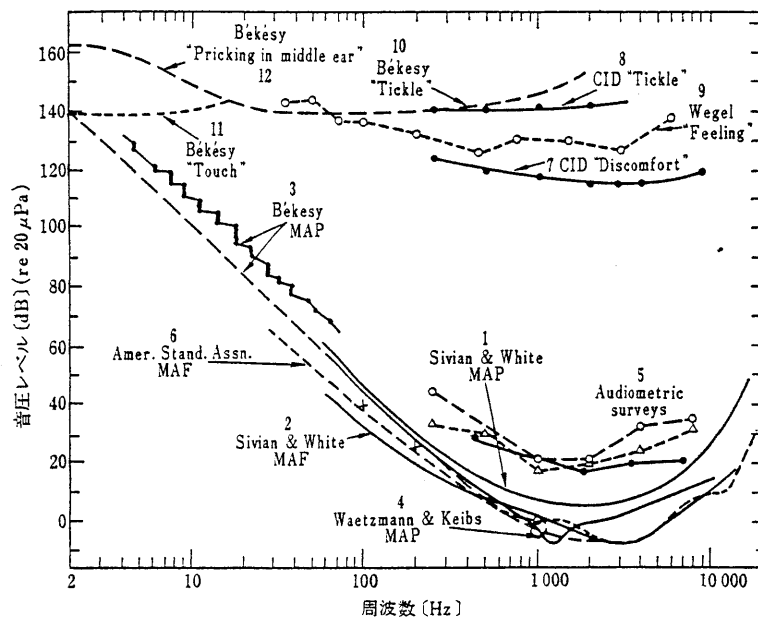
第1.1.1図 ヒトの聴覚器官<sup>2)</sup>



第1.1.2図 鯨の外耳，中耳<sup>2)</sup>

閉ざされており、鼓膜もヒトとは反対に外耳の方向に湾曲している。同じほ乳類でも、陸上と水中というそれぞれの生息領域に適合するという進化の過程でこのようなことが起こっていることは、水中では外耳道が空気中ほど重要な役割を果たしていないことを示唆しているものと思われる。

第 1.1.3 図は、空気中におけるヒトの聴覚の可聴範囲である<sup>3)</sup>。一番下の曲線は、聴くことのできる最も小さな音圧レベル、即ち、最小可聴限を示している。空気中では、1kHz の最小可聴音圧レベルがほぼ 20  $\mu$  Pa であることから、この音圧を 0 dB の基準にしている。上部の曲線は聴くことのできる上限で、それ以上の音圧レベルでは連続した聴取時間によっては一時的聴力損失 (TTS) 或は永久的聴力損失 (PTS) を伴う耳障害を起こす可能性がある。空気中では、第 1.1.3 図に示すレベルと周波数の可聴範囲内で、心理的及び物理的な聴感特性について詳細な研究がなされている。従って、水中における聴覚の場合も、考察の対象となる特性は空気中の聴覚に準じるのが妥当であろう。



第 1.1.3 図 空気中におけるヒトの聴覚の可聴範囲<sup>3)</sup>

一般に聴覚の特性は、心理的な面と生理的な面に大別して考えることができる。即ち、音を情報伝達的手段として聴く場合の諸特性を対象とする心理的特性と、聴覚の構造或は伝音メカニズム等を対象とする生理的特性である。これらの内、空気中で考察される主な項目を挙げると、心理的特性としては、

- (1) 聴くことのできる最低音圧レベル、即ち、最小可聴値、
- (2) 物理的な音の大きさと感覚量としての音の大きさの関係を表す等ラウドネス特性、
- (3) うるさいと感ずる感覚量としての雑音レベル、

- (4) ある音に対する聴感が、他の音によりどの程度低下するのかというマスキング効果、
- (5) 方向定位、
- (6) 物理的な音の強さや周波数の変化の識別能力、

等である。

また、聴覚の生理的な側面では、

- (1) 場の音を認識するまでの伝音メカニズムの問題、
- (2) 大きな音に暴露されることによる聴覚障害の問題、

等がある。以下、これらの考察対象項目の内、これまで既に、水中において得られている研究成果と問題点について概観する。

### 1.1.3 水中におけるヒトの聴覚の心理

#### 最小可聴値

水中の聴感特性で最も良く調べられているのは、最小可聴値と空気中の最小可聴値の関係である。これまでの水中の聴覚の特性に関する研究の多くが、この問題の解明に費やされている。

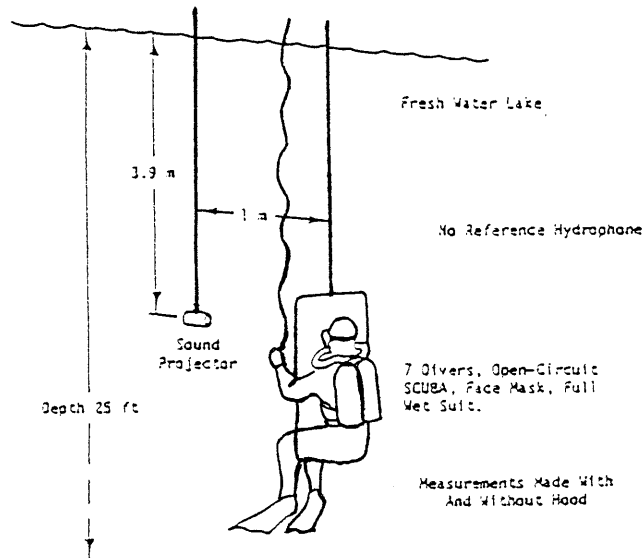
Sivianが行った実験は、始めに、頭部のみを水上に出した状態で体を水に沈め、空気中で放射された音を聴取し、空気中の最小可聴値を求める。次いで、頭部全体をも水没させて、同じく空気中で放射された音を水中で聴き、聴こえ始める音圧レベルを求めるというものである。その音圧レベル差から水中の最小可聴値を求めようとしたものであった（この実験では、水中の音圧レベルは測定していない）。Sivianは、幾つかの仮定を基に、その差を理論的に45-55dB程度と予想した。実測値は、1 kHzで44dB、3kHzで49dBであり、理論と実測が大きく矛盾しない結果が得られたという結論になっている。この研究は実験方法自体にも問題があるが、損失予測理論に幾つもの仮定を入れており、結論は相当推測的なものである。しかしながら、この研究は、具体的に水中の最小可聴値を測定するという最初のアイデアに相当の意味があると同時に、問題点として、次のような項目を挙げていることにより大きな意義がある。即ち、水中の聴感を左右する要因（主として損失要因）として、

- (1) 外耳道と内耳の音圧不均衡によって生じる鼓膜の緊張による感度減少、
- (2) 水中の背景雑音及び被験者自身が発する雑音によるマスキング効果のための感度減少、
- (3) 耳の近傍に頭や体から発生する雑音が存在することの影響、
- (4) 頭蓋からの骨導の可能性、

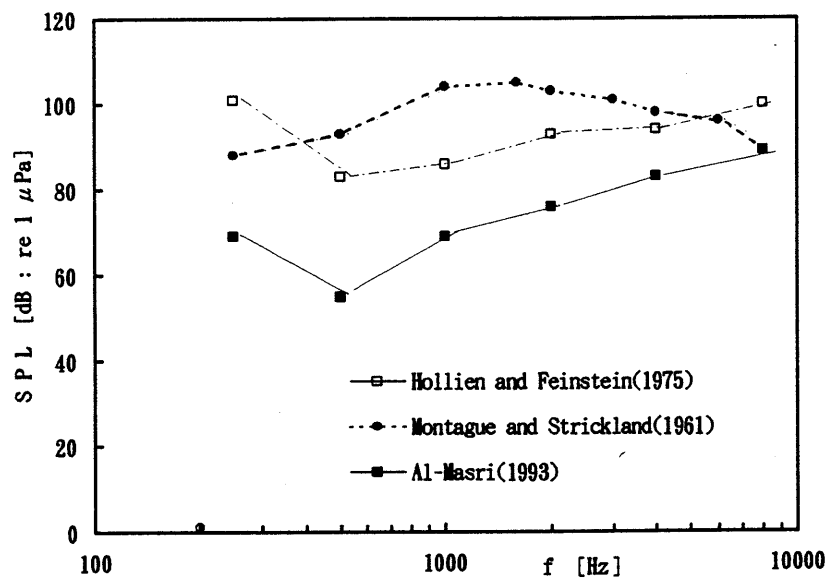
を挙げている。Sivianは、幾つかの実験結果から、これらのいずれも聴感に関係している可能性があり、更に検討が必要であることを述べている。この指摘は、Sivian以後に行われた実験からも概略正しいものと現在でも考えられている。

Sivian以来、1970年代の中頃まで、Hamilton(1957)<sup>4)</sup>、Wainright(1958)<sup>5)</sup>、Montague(1961)<sup>6)</sup>、Brandt(1967)<sup>7)</sup>、Hollien(1969, 1975)<sup>8,9)</sup>等により最小可聴値が測定され

ている。しかし、測定方法は統一されておらず、提示音の形式、深度、被験者の数、被験者の外耳道の状態、実験配置等は実験者によって様々である。但し、全体としては、第 1.1.4 図に示すように被験者の前面に送波器を配置して、ISO 266 に規定された音響測定用標準周波数に近い正弦波の連続音又は断続音を提示し、聴こえ始める音圧レベル又は聴こえなくなる音圧レベルをスイッチ等で合図するという方法である。



第 1.1.4 図 典型的な実験配置例<sup>8)</sup>



第 1.1.5 図 これまで測定された最小可聴値の例

第 1.1.5 図は、最小可聴値に関する従来の実験結果の幾つかをまとめたものである。これらの実験結果を見ると、低い周波数域では 40dB 以上、高い周波数でも 20dB 近い開きがある。

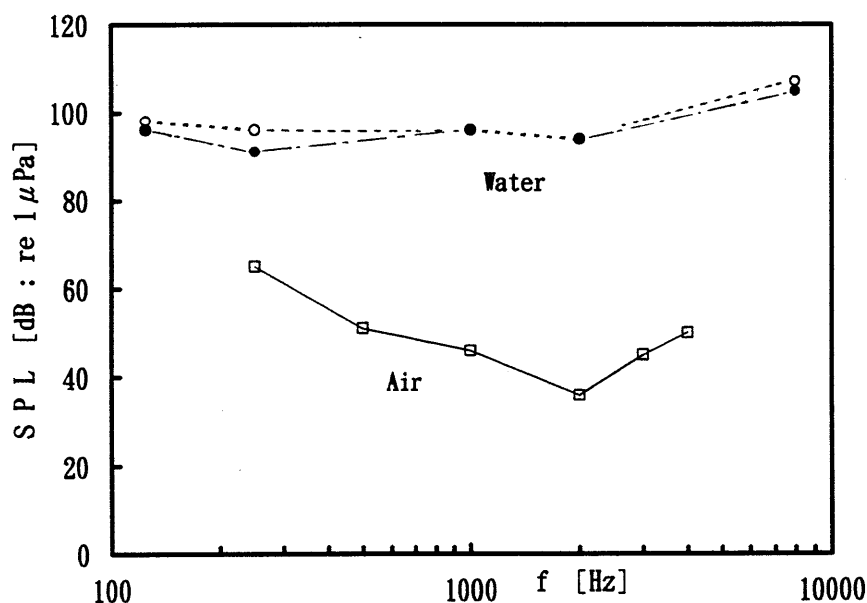
被験者が比較的若く且つ空気中では正常な聴覚を有していることを考慮すると、空気中の実験では見られないほど大きなばらつきがある。しかし、全体の傾向としては、空気中とは異なり水中ではどちらかというとも最小可聴音圧レベルは周波数に対して右上がり、即ち、周波数が高くなると最小可聴値が上昇する傾向のデータが多い。実験者ごとのばらつきが大きい原因は幾つか考えられるが、主なものを挙げると、

- (1) 背景雑音によるマスキング効果、
- (2) 被験者の数が少ない、
- (3) 測定条件が異なる、
- (4) 定在波等のため、実際に聴いている音場の音圧レベルが正確に測定できていない、

等が推測される。

空気中の聴覚の実験結果も被験者によりばらつくが、一般に青年で且つ通常の聴覚が正常であれば、これほど大きなばらつきは示さない。しかし、Anderson等(1969)<sup>10)</sup>は、水中の聴覚は空気中に比較して被験者間のばらつきが大きいことを指摘している。

第1.1.6図は、Hollien等(1969)<sup>8)</sup>が同一被験者について水中と空気中(1  $\mu$  Paを0dBとした)の最小可聴値を比較したものであるが、双方のレベル差は周波数が高くなると大きくなる傾向を示し、水中の方が約30-60dB程最小可聴値の値が大きくなっている。



第1.1.6図 水中と空気中の最小可聴値 (水中の点線は外耳道に水が入っている場合、一点鎖線は入っていない場合)<sup>8)</sup>

一方、これまで示した水中の最小可聴値の実験は、ほとんどが屋外の湖又は湾内の施設で行われたものである。水中では空気中のような可聴周波数帯域での無響室を実現するのは困難であるから、空気中のマスキング効果との対比で考えると、これらの実験結果が背景雑音の影響のない測定結果であるという保証はなく、むしろ背景雑音の影響を受けているのではないかと推測される。そのため、できるだけ背景雑音の小さい実験環境で、水中の最小可聴値を測定する必要があるものと考えられる。

### 等ラウドネス特性

音の最も基本的な心理的属性の一つとして、主観的に感じた音の大きさ、即ち、ラウドネスがある。これは、音の物理的音圧レベル値が同じであっても、感覚量としてヒトが感じる音の大きさは周波数により異なることをいう。一般に、日常我々は、音声や雑音など周波数帯域の広い音から聴覚を介して情報を得る。周波数帯域の広い音を聴取したときの、心理的な“音の大きさ”を評価するためには、物理的な音圧レベル値と感覚量としての音の大きさの関係を明らかにしておくことが必要である。空気中における最初の等ラウドネスレベル曲線は、Kingsbury(1927)<sup>11)</sup>によって電話受聴条件下で求められており、これは1 kHzにおける物理的音圧レベル値と同じ大きさに聴こえる他の周波数の音圧レベル値を結んだものである。その後FletcherとMunson(1933)<sup>12)</sup>により、自由音場における可聴周波数領域全域に亘る等ラウドネスレベル曲線が求められた。現在騒音レベルを求める際に用いられるA特性は、Fletcher・Munson曲線の40 Phonの特性の逆特性である<sup>13)</sup>。更にその後、RobinsonとDadson(1956)<sup>14)</sup>が再測定を行い、それが現在の空気中における等ラウドネス曲線の国際規格として広く知られるISO 226曲線<sup>15)</sup>の基となっている。水中においても空気中と同様、音声情報や雑音のような帯域信号を取り扱う場合、また水中工作機械の発する人工的な高いレベルの雑音に晒される作業員の聴覚の保護といった目的のため、水中における物理的な音の大きさと感覚量としての音の大きさの関係を必要とすることは多い。しかし、これまでのところ、水中における等ラウドネスレベル特性に関連した考察例は見当たらず、今後の検討課題であると共に、本研究の考察対象となっている(本章第2節で考察する)。

### 深度依存性

通常、一般のダイバーは20-30 m、専門のダイバーは40-50 m程度までの深度内で潜水している。水圧は、10 m増加するごとに約1気圧増加するため、潜水中ダイバーは、空気中では経験することのない高圧力環境下にいることとなる。深度の大きい水中での聴覚の問題は、単に聴感特性の問題というよりも、ヘルメット潜水のような高圧環境下での生理学的な問題と同様医学的な問題でもある<sup>16,17)</sup>。非常に高い圧力環境下では、自立神経や感覚・運動神経の変調を招いたり、外耳と中耳間の圧力不平衡によるスクイズ等の高圧障害も発生する。

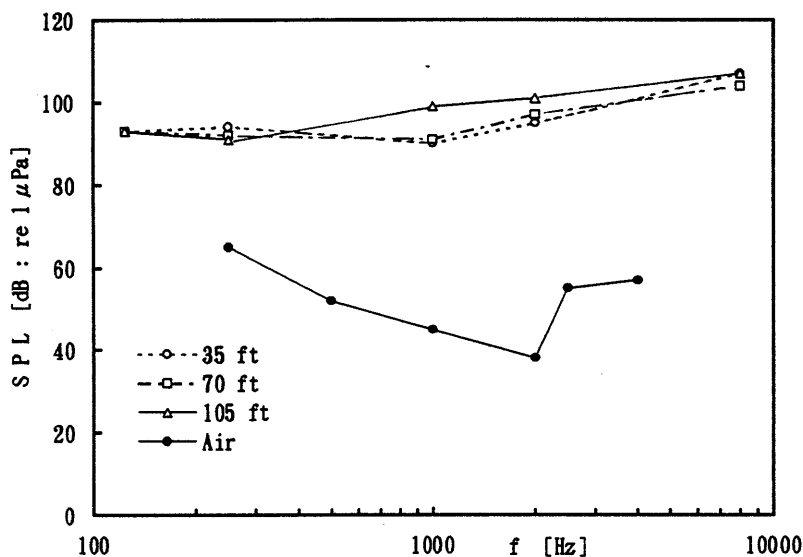
これまでの潜水医学で取り扱う聴覚は、この高圧障害を主として取り扱ってきた<sup>18)</sup>。高圧

空气中（ヘリウム空気環境下を含む）での聴感特性もすべて明らかにされているとはいえないが、北原<sup>16)</sup>は空气中における高圧環境下での聴覚を、

(1) 聴覚を正常に保つためには、鼓膜内外の圧力の平衡が必要である、

(2) しかし、単に鼓膜内外の圧力が等しければ、聴覚は全く正常であるとはいきれない、と述べている。

水中において、組織的に聴覚の深度依存性を調べた例はあまり多くない。第 1.1.7 図は、Brandt 等(1969)<sup>19)</sup>が 6 名の被験者について、35、70、105 ft の深度で測定した結果を整理したものである。深度が大きくなると、若干閾値が上昇しているように見えるが、このデータだけでは有意差があるとは結論できない。経験の豊かな職業ダイバーに聞き取り調査しても、深度が大きくなると背景雑音が少し小さくなって聴こえ易くなったという者や、ほとんど変わらないと答える者もいる。恐らく 20 m 程度までの深度であれば、他のすべての条件を整え、深度のみをパラメータにしたとき、簡単な実験で有意差が見つかるような“大きな差”はないと考えられる。しかし、全く無関係とも思われず、今後の検討課題となっている（本章第 4 節で考察する）。

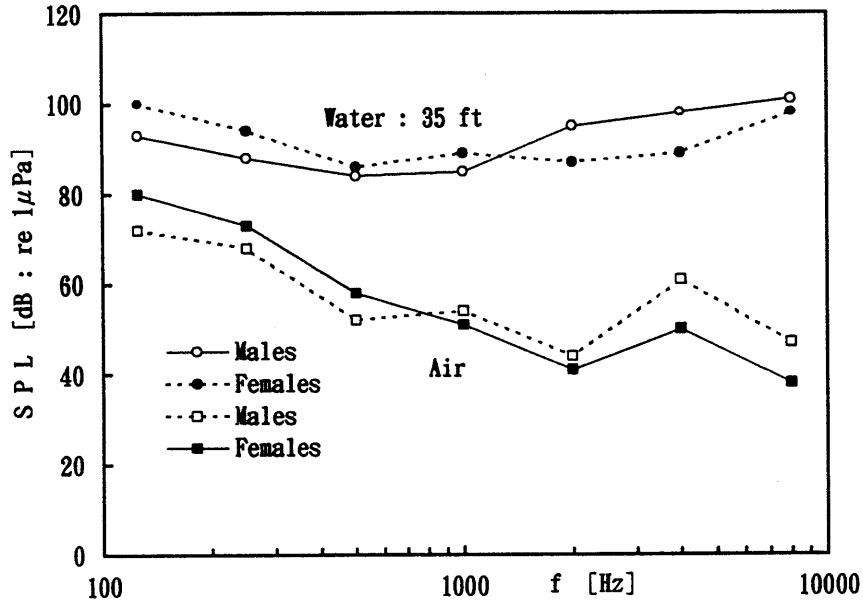


第 1.1.7 図 最小可聴値の深度依存性<sup>19)</sup>

#### 最小可聴値の性差，年齢差

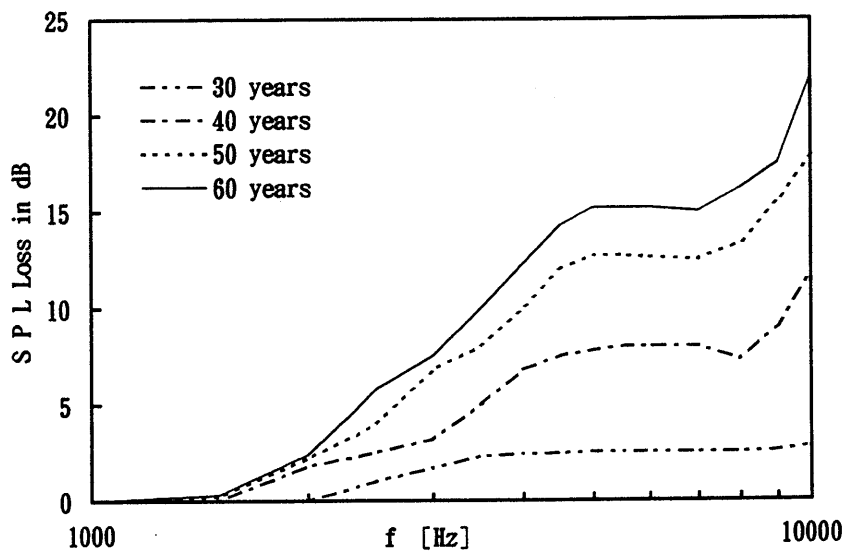
第 1.1.8 図は、Brandt 等<sup>7)</sup>が水中における聴覚の最小可聴値の聴取実験で得た結果を、男性 5 人、女性 3 人について整理したものである。この程度の被験者数で、水中における聴覚の性差を論ずるのは無理であるが、水中の場合、性差による生理的特徴が潜水能力に反映されるとい説<sup>20)</sup>もあることから、今後の検討課題である。





第 1.1.8 図 最小可聴値の性差<sup>1)</sup>

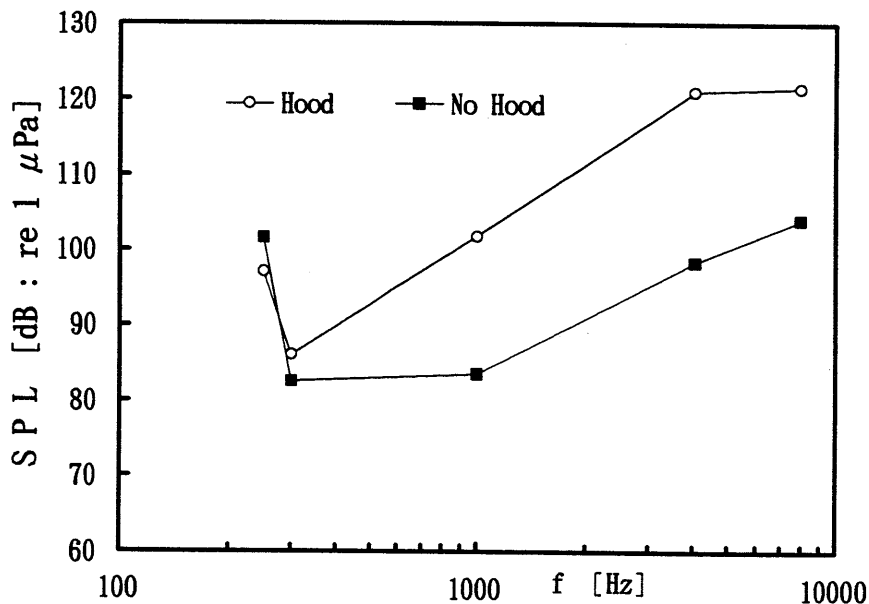
一方、聴覚の年齢依存性であるが、水中における最小可聴値の年齢依存性については、現在のところ報告された例は見当たらない。空気中においては、年齢が高くなると高周波数域の最小可聴値は上昇する（第 1.1.9 図）<sup>2)</sup>。その原因は、鼓膜や耳小骨の関節・筋の硬化、蝸牛基部の細胞の消滅など老化現象によるものであるが、もし水中における音の伝達経路が空気中と異なるのであれば、聴感特性の年齢依存性が空気中と異なる可能性があり、今後の検討課題である。



第 1.1.9 図 空気中の最小可聴値の年齢変化<sup>2)</sup>

### 潜水用フードによる最小可聴値の上昇

通常ダイバーは、潜水用フード及びマスクを着用することが多い。フードは耳介全体を覆うため、着用によりどの程度聴力損失が上昇するのかという問題は、情報伝達の観点からも、水中工作機械等から発する高レベル雑音に暴露されることによる聴覚障害を防止するための遮音の観点からも非常に重要である。第 1.1.10 図は、Hollien 等 (1975)<sup>9)</sup> が厚さ 4.8mm のネオプレン製の通常の潜水用フードを着用し、深度 30ft で測定した最小可聴音圧レベルである。1kHz 以上では約 20dB 程度最小可聴値が上昇しているが、1kHz 以下では周波数の低下と共にフードの遮音効果は減少傾向を示している。桑原等<sup>21)</sup>の実験でもほとんど同様の結果が得られている。従って、水中におけるヒトの聴感特性が、もともと高い周波数で聴き難く、低い周波数で聴き易いことを考えると、フード着用時の聴覚は高い周波数でますます聴き難くなることを示しており、情報伝達の面からは注意を要する。フードの厚さや形状及び深度をパラメータとして、組織的に最小可聴値の上昇を測定したデータはまだ少ないのではないかと思われ、今後の検討課題である。



第 1.1.10 図 潜水用フードによる最小可聴値の上昇<sup>9)</sup>

### 方向定位

過去においては、水中では音の到来方向の識別能力がないと考えられていたこともあるが、現在では、経験豊かなダイバーはおおよそその方向定位能力を有していると考えられている。例えば、マレーシアの漁民の中には、船上から頭部を水中に浸けて魚の方向と距離を発見するため、特別に雇われている者がいるという報告もある<sup>22)</sup>。いずれにしても、水中においても空気中と同様、音の方向定位能力は存在するが、問題はどの程度なのかということである。

これまで何人かの研究者が、水中における方向定位能力について実験している。Hamilton(1957)<sup>4)</sup>、Reysenbach de Haan(1956)<sup>23)</sup>等は実験によって方向定位能力を示すことはできなかったが、Feinstein(1966, 1973)<sup>24, 25)</sup>は、前方からの到来音に対して正答率が75%となるMinimum Audible Angle(MAA, Mills(1958))<sup>26)</sup>を求める実験を行い、周波数の高い音よりも周波数の低い音及び白色雑音の方が高い方向定位能力を有することを示した。また、Hollien等(1969, 1970, 1973)<sup>27-29)</sup>も同様の実験を行い、被験者の正面から0, 45, 90, 270, 315度方向に5個のスピーカを配置し、音の出ているスピーカを判断させる実験を行い、43.8%の正答率を得た(偶然の正答率は20%)。また、周波数については、250 Hz又は白色雑音の方が1 k, 6 kHzに比べて高い正答率を得ている。Andersen等(1969)<sup>10)</sup>も同様な結果を得ている。

水中の方向定位能力は空気中よりも格段に劣ると考えられているが、その原因は音速が空気中の約5倍であるため両耳の時間差(位相差)が小さい、聴覚の伝搬経路が主として頭蓋からの骨導のためである等が推測されている。また、方向定位のような感覚量は、学習効果に影響されることが推測され、判断結果をフィードバックすることにより正答率が上がることも示されている(Hollien, 1970)<sup>28)</sup>。

このように、方向定位に関してはこれまで幾つかの報告はあるが、いずれの研究もまだ確定的な結論を得ている訳ではない。その原因は、恐らく水中における聴覚のメカニズムが明らかになっていないことにあると思われる。方向定位は、ダイバーの安全確保のため、水中音響をホーミング等に用いる場合は重要な要素であり、今後の検討課題である。

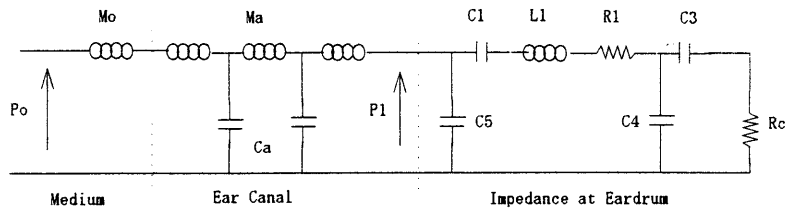
#### 1.1.4 水中におけるヒトの聴覚の生理

##### 水中における聴覚の伝達メカニズム

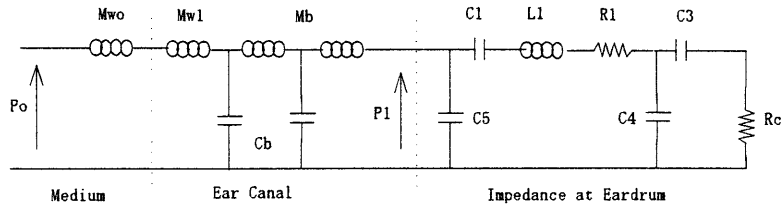
水中における聴覚の伝達機構を明らかにすることは、空気中と水中の聴感特性の関連を明らかにする上でも、また雑音による聴覚障害を防止するための有効な遮音対策を考える上でも重要なことである。

考察の対象は、水中音場のエネルギーが内耳に至るまでの伝達経路の特定である。具体的には、空気中と同様外耳道からの伝導なのか、又はそれ以外即ち頭蓋からの骨導なのか、或はその両方なのか、もし両方ならそれぞれの貢献度はどの程度なのかを明らかにすることである。

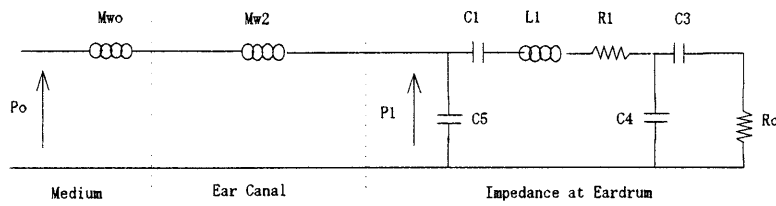
Sivian(1947)<sup>1)</sup>は、最初に水中の聴覚を定量的に測定しようと試みたが、その理論的な背景は水中においても空気中と同様、外耳道を通して音が伝搬するというを想定している。しかし、頭蓋からの骨伝導の可能性を否定している訳ではない。Montague等(1961)<sup>6)</sup>は水中での聴覚の大部分は頭蓋からの骨導であることを指摘しているが、具体的な音の伝搬経路の根拠を示すことはできなかった。もし、水中においても空気中と同様、外耳道を音が伝搬するのであれば、外耳道に水を入れた状態と水を入れない状態では音の伝搬特性が変わり、そ



(a) 空気中のモデル

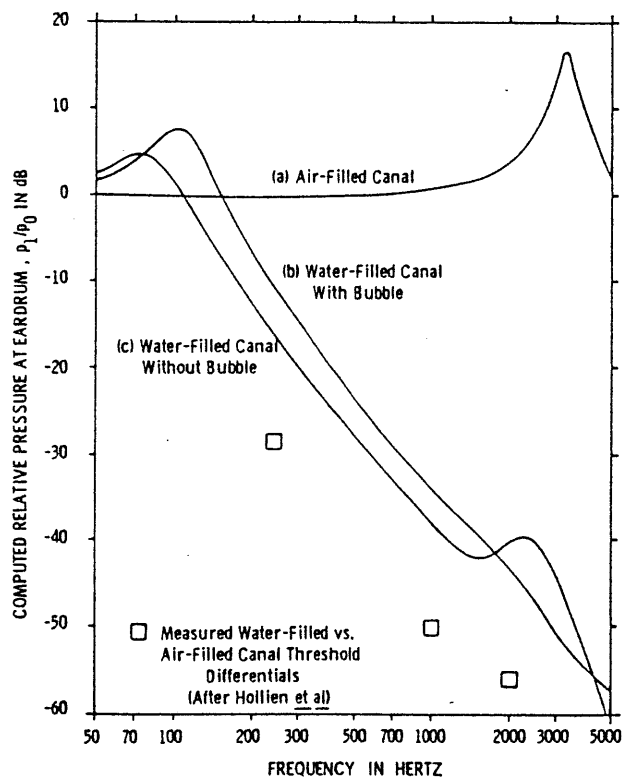


(b) 水中のモデル (外耳道が空気の場合)



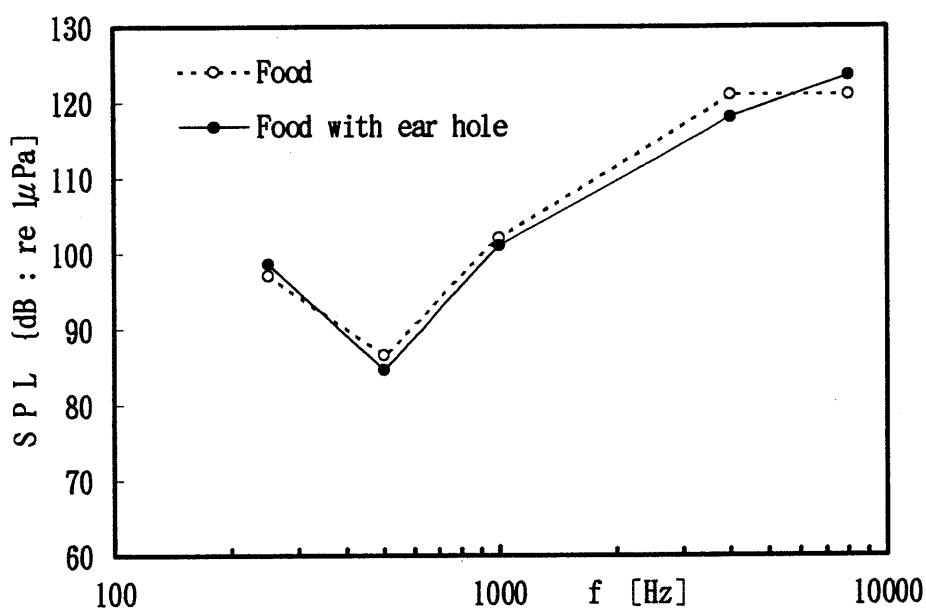
(c) 水中のモデル (外耳道が水の場合)

第 1.1.11 図 Bauer の外耳道モデル<sup>30)</sup>



第 1.1.12 図 外耳道入口と鼓膜前面の音圧比<sup>30)</sup>

れが聴感特性に反映されるはずであるが、Hollien 等(1969)<sup>8)</sup> は実験結果から有意差を発見できなかった。これに対し、Bauer(1970)<sup>30)</sup> は、音響管と Zwislochi(1957)<sup>31)</sup> が提案した内耳のモデルを負荷とする外耳道モデル(第 1.1.11 図参照)を用い、外耳道に水を入れた場合と入れない場合の、外耳道入口と鼓膜の前面の音圧レベルを理論的に計算し、外耳道伝導の可能性を指摘している(1.1.12 図参照)。しかし、Hollien 等(1975)<sup>9)</sup> は再び、外耳道の音響特性を人為的に変えても最小可聴値には差がないことを根拠に(1.1.13 図参照)、水中の聴覚は外耳道の状態にほとんど影響されないと主張している。このほか、Norman 等(1971)<sup>22)</sup> や Feinstein(1973)<sup>25)</sup> はヒトが水中においても方向定位能力が有する理由として、低い周波数領域での外耳道伝搬の可能性を示唆している。その後、この問題を正面から採り上げて研究した報告は見当たらず、本章第 3 節で考察している。



第 1.1.13 図 外耳道の変化したときの最小可聴値<sup>9)</sup>

### 聴覚障害

水中音に対する聴覚障害は、水圧によって生ずる圧力障害と、大きな音に暴露されることによって聴力損失が生ずる雑音障害に分けられる。潜水に付随する聴覚の問題で最も頻繁に起こり、それ故に切実な問題は、静水圧によって生じる聴覚障害である。この問題は、聴覚の問題というより潜水医学或は潜水生理学の問題であるが、聴覚の問題を考える上でも重要である。

静水圧による障害は、深度に応じた水圧が外耳道を経由して鼓膜にかかるとき、その圧力と中耳腔の気圧が平衡しないときに生じる。通常、中耳と気道を接続している耳管は閉じている。12 歳位までの子供では、外耳道と中耳に圧力差ができると自動的に耳管が開いて鼓膜

内外の圧力は平衡する。しかし、成人すると、意識的に生唾をのんだり、鼻を摘まんでいきんだり、いわゆる“耳抜き”をして耳管を開かないと鼓膜内外の圧力が平衡しない。常圧環境では耳管の機能に何の異常を認めない者でも、高圧環境では、耳管経由の中耳腔の調圧がうまくできない例が通常人の約1割程度いるという報告もある<sup>18)</sup>。また、体調によっても“耳抜き”ができない場合もある。深度3メートル位までが“耳抜き”し易いレベルで、この深さまで“耳抜き”ができないと、それ以上の深さで“耳抜き”できる可能性はほとんどなくなる。“耳抜き”ができない状態で潜水を更に続けると、鼓膜が破れたり、鼓膜が破れなければ内耳が損傷を受け、極めて深刻な事態になる。

このような事故例は比較的多く、1986年から約1年半の間に、東京医科歯科大学の耳鼻咽喉科を、潜水が契機で耳障害を起こして訪れた患者は、成人で男性29名、女性20名の計49名という統計がある<sup>18)</sup>。

鼓膜内外の圧力の不均衡は、外傷として聴覚障害が起こる程度でない場合でも、聴覚機能に障害が起こる場合もある。鼓膜内外の静圧が平衡しないと、鼓膜には緊張が起こるので、外耳道を経由する音に対しては大きな聴力損失をもたらす。この鼓膜内外の静圧の不均衡に付随する問題は、スキューバ潜水のみならず、ヘルメット潜水を含む高圧環境下での聴覚障害として、医療の分野では比較的良く研究されている領域である。

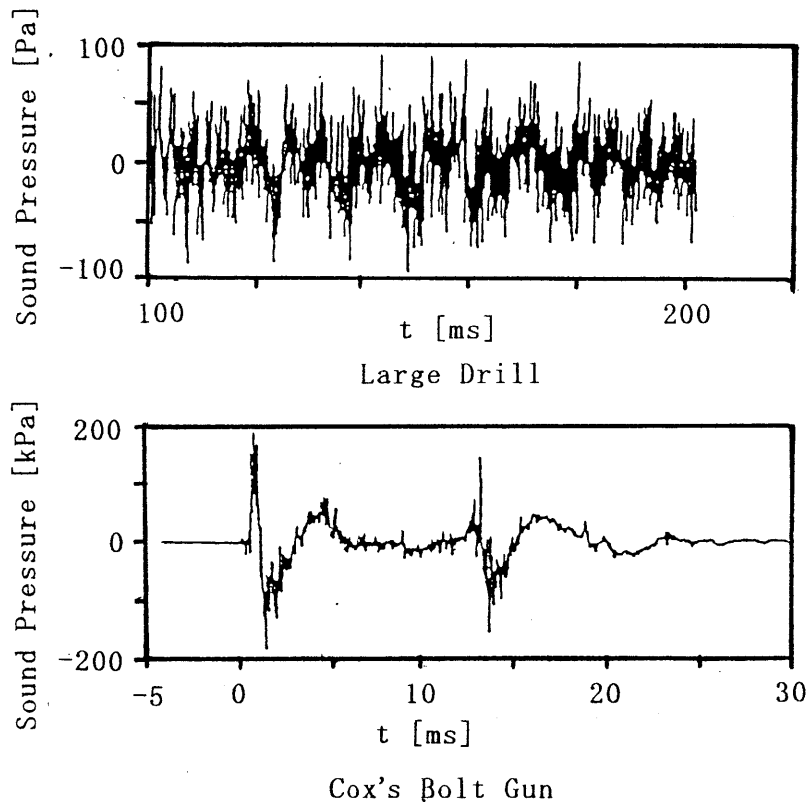
高レベルの音圧に暴露された結果生ずる雑音障害について考えてみる。このような障害は、回復可能な一時的聴力損失(TTS)と、回復が不可能である永久的聴力損失(PTS)に大別される。水中において、最も一般的な高音圧レベルの音源としては、船舶の航行雑音がある。表1.1.1に、Urick<sup>33)</sup>がまとめた航行船舶の発生する雑音の観測例を示す。船舶が発生する音の大きさは、可聴周波数帯域で最大約180 dB (re 1  $\mu$  Pa) 程度である。

表 1.1.1 各種艦船の平均送波音圧レベル<sup>33)</sup> (dB/Hz re 1  $\mu$  Pa at 1yd)

周波数 [kHz]	貨物船	客船	戦艦	巡洋艦	駆逐艦	コルベット艦	速力[knots]
	10	15	20	20	20	15	
0.1	152	162	176	169	163	157	
0.3	142	152	166	159	153	147	
1	131	141	155	148	142	136	
3	121	131	145	138	132	126	
5	117	127	141	134	128	122	
10	111	121	135	128	122	116	

最近、特に、水中工作機械が発生する雑音に暴露されるダイバーの聴覚保護のための安全基準が問題となっている。工作機械の発生する音の大きさは使用する装置によって異なるが、例えば、最近 Nedwell(1993)<sup>34)</sup> は、操作するダイバーの耳の位置で測定した水中工作機械の

発生する雑音の例として、Cox's Bolt Gun の音圧がピーク値で 200 kPa (226dB re 1  $\mu$  Pa) という大きな値になることを報告している (第 1.1.14 図参照)。スキューバ或はヘルメット潜水時の、このような工作機械から放射される雑音に対する聴覚の保護という観点からの実験的研究は幾つか報告されている<sup>35-37)</sup>。Al-Masri 等 (1992, 1993)<sup>38, 39)</sup> は、空気中の安全基準を一つの目安として、水中と空気中の最小可聴値の音圧レベル差から換算した水中における安全基準を提案しているが、現在のところ水中の最小可聴値が信頼できる測定値とはなっておらず、また具体的な障害事例も少ないことから、広く認められた安全基準は定まっていない。今後、水中での作業が多くなることが予想されること、またソナー、トモグラフィー、海洋牧場等の大出力音源が潜水海域の近傍に存在することも考えられることから、この分野の研究が望まれているところである。



第 1.1.14 図 作業用機器の放射音圧レベル測定例<sup>34)</sup>

### 1.1.5 結言

空気中でしばしば考察対象となる聴覚の特性の幾つかについて、水中でのこれまでの研究例を概観した。様々なデータが示されているが、研究例が少ないので広く認められたデータは少ないと思われる。しかし、これらの特性はすべて空気中では重要な特性であることから、当然、水中においても今後詳しく研究が進められるべきである。

しかしながら、水中における聴取実験は、施設・装置・被験者・実験時期等どれ一つを取っても、空気中の聴取実験とは比較にならないほど大きな制約を受けるため、優先順位を付

けて研究せざるを得ない。本章では、最小可聴値の再測定と等ラウドネスレベル曲線の推定ということに最優先順位をおいた（本章第2節で考察する）。その理由は、最小可聴値については、従来の研究が示すように、空気中では考えられないほど大きなばらつきを示しているため、真に聴こえる音の大きさが不明であり、情報伝達を目的とする本研究の根幹を揺るがす問題であるからである。等ラウドネスレベル曲線については、情報や雑音が一般に広帯域の信号であることを考慮すると、その評価に“音の大きさ”を考慮する必要があるが、これまで研究例が全く見当たらないからである。第2の優先順位を、聴覚に対する音の伝達メカニズムにおいた。その理由は、空気中の聴感特性との相違は音の伝達経路の相違によるものと考えられるが、これまで明確なデータが示されていなかったことと、潜水用フードを装着した場合の遮音減衰量推定に欠くことのできない問題であるからである（本章第3節で考察する）。第3の順位として、水中における聴覚の深度依存性を選んだ。その理由は、空気中にはない未知の世界であり、実際海域での応用には欠かせない特性であるからである（本章第4節で考察する）。

他の特性についても、ダイバーの安全確保のための通信には重要な特性であることから、今後の研究が待たれるところである。



## この節の引用文献

- 1) L. J. Sivian, "On Hearing in Water versus Hearing in Air," J. Acoust. Soc. Am., Vol. 19, No. 3, pp. 461-463 (1947).
- 2) 勝木保次他, "聴覚と音声," (コロナ社, 東京, 1975).
- 3) 境 久雄. "聴覚と音響心理," (コロナ社, 東京, 1978).
- 4) P. M. Hamilton, "Underwater Hearing Threshold," J. Acoust. Soc. Am., Vol. 29, No. 7, pp. 792-794 (1957).
- 5) W. N. Wainright, "Comparison of Hearing Threshold in Air and in Water," J. Acoust. Soc. Am., Vol. 30, No. 11, pp. 1025-1029 (1958).
- 6) W. E. Montague and J. F. Strickland, "Sensitivity of the Water-Immersed Ear to High- and Low-Level Tones," J. Acoust. Soc. Am., Vol. 33, No. 10, pp. 1376-1381 (1961).
- 7) J. F. Brandt and H. Hollien, "Underwater Hearing Threshold in Man," J. Acoust. Soc. Am., Vol. 42, No. 5, pp. 966-971 (1967).
- 8) H. Hollien and J. F. Brandt, "Effect of Air Bubbles in the External Auditory Meatus on Underwater Hearing Threshold," J. Acoust. Soc. Am., Vol. 46, No. 2, pp. 384-387 (1969).
- 9) H. Hollien and S. Feinstein, "Contribution of the External Auditory Meatus to Auditory Sensitivity Underwater," J. Acoust. Soc. Am., Vol. 57, No. 6, pp. 1488-1492 (1975).
- 10) S. Anderson and H. T. Christensen, "Underwater Sound Localization in Man," The Journal of Auditory Research, pp. 358-364 (1969. 9).
- 11) B. A. Kingsbury, "A Direct Comparison of the Loudness of Pure Tones," Phys. Rev., Vol. 29, pp. 558-600 (1927).
- 12) H. Fletcher and W. A. Munson, "Loudness Its Definition, Measurement and Calculation," J. Acoust. Soc. Am., Vol. 5, No. 10, pp. 82-108 (1933).
- 13) 北村恒二, "雑音と振動の計測," (コロナ社, 東京, 1986).
- 14) D. W. Robinson and R. S. Dadson, "Threshold of Hearing and Equal-Loudness Relations for Pure Tones, and the Loudness Function," J. Acoust. Soc. Am., Vol. 29, No. 12, pp. 1284-1288 (1957).
- 15) ISO 226-1987, "Normal Equal-Loudness Level Contours," (1987).
- 16) 北原正章, 小澤博史, 伊豆蔵尚夫, 井上秀蔵, 内田 郁, "空気圧変化による聴覚障害の機序," 耳鼻臨床 補 66, pp. 81-86 (1993).
- 17) 五十嵐良和, 渡辺行雄, 水越鉄理, "高圧酸素治療による中耳圧力損傷," 耳鼻臨床, Vol. 84, No. 10, pp. 1393-1398 (1991).
- 18) 大久保仁, "潜水医学," (朝倉書店, 東京, 1992).

- 19) J. F. Brandt and H. Hollien, "Underwater Hearing Threshold in Man as a Function of Water Depth," *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol.46, No.4, pp.893-894 (1969).
- 20) 小林庄一, "人と潜水," (共立出版, 東京, 1975).
- 21) 桑原信也, 老松建成, 山口静馬, 倉本和興, "水中の聴覚に対する潜水用フード及びマスクの影響," *海洋音響学会講演論文集*, pp.20-23 (1996).
- 22) D. A. Norman, R. Phelps and F. Wightman, "Some Observation on Underwater Hearing," *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol.50, No.2, pp.544-548 (1971).
- 23) F. W. Reysenbach de Haan, "Hearing in Whales," *Acta Oto-Laryngol. Suppl.*, p.134 (1956)
- 24) S. H. Feinstein, "Human Hearing Underwater : Are Things as Bad as They Seem?" *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol.40, No.6, pp.1561-1562 (1966).
- 25) S. H. Feinstein, "Acuity of the Human Sound Localization Response Underwater," *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol.53, No.2, pp.393-399 (1973).
- 26) A. W. Mills, "On the Minimum Audible Angle," *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol.30, No.4, pp.237-246 (1958).
- 27) H. Hollien, "Underwater Sound Localization : Preliminary Information," *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol.46, No.1, pp.124-125 (1969).
- 28) H. Hollien, L. J. Lauer and P. Paul, "Additional Data on Underwater Sound Localization," *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol.47, No.1, p.127A (1970).
- 29) H. Hollien, "Underwater Sound Localization in Humans," *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol.53, No.5, pp.1288-1295 (1973).
- 30) B. B. Bauer, "Comments on "Effect of Air Bubbles in the External Auditory Meatus on Underwater Hearing Threshold" [H. Hollien and J. F. Brandt, *J. Acoust. Soc. Amer.* 46, 384-387 (1969)]," *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol.47, No.5, pp.1465-1467 (1969).
- 31) J. Zwislochi, "In Search of the Bone-Conduction Threshold," *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol.29, No.7, pp.795-804 (1957).
- 32) M. B. Gardner, "Network Representation of the External Ear," *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol.52, No.6, pp.1620-1628 (1972).
- 33) R. J. Urick, "Principles of Underwater Sound 3rd ed.," (McGraw-Hill, New York, 1983).
- 34) J. Nedwell, A. Martin and N. Mansfield, "Underwater Tool Noise : Implications for Hearing Loss," *Society for Underwater Technology*, '93, pp.267-275 (1993).
- 35) P. F. Smith, "Hearing and Underwater Noise Exposure," *Naval Submarine Medical Research Laboratory*, 1858, Submarine Base, Groton, Conn. (U. S. Navy Sub. Med. Center Report No.'923) (1985).
- 36) S. J. Parvin, "Sources of Noise Exposure for the Helmeted Diver," *Society for Underwater Technology*, '93, pp.277-287 (1993).

- 37) P. C. Kirkland, and A. P. Elbert Jr., "Underwater Noise and the Conservation of Diver's Hearing, A Review," Vol.1, Applied Physics Laboratory (Washington, 1989).
- 38) M. Al-Masri, A. Martin and J. Nedwell, "Underwater Noise Exposure and Hearing," European Conference on Underwater Acoustics, pp.363-366 (1992).
- 39) M. Al-Masri, A. Martin and J. Nedwell, "Underwater Hearing Threshold and Proposed Noise Exposure Limit," Society for Underwater Technology, Vol.31, Subtech, pp.257-266 (1993).

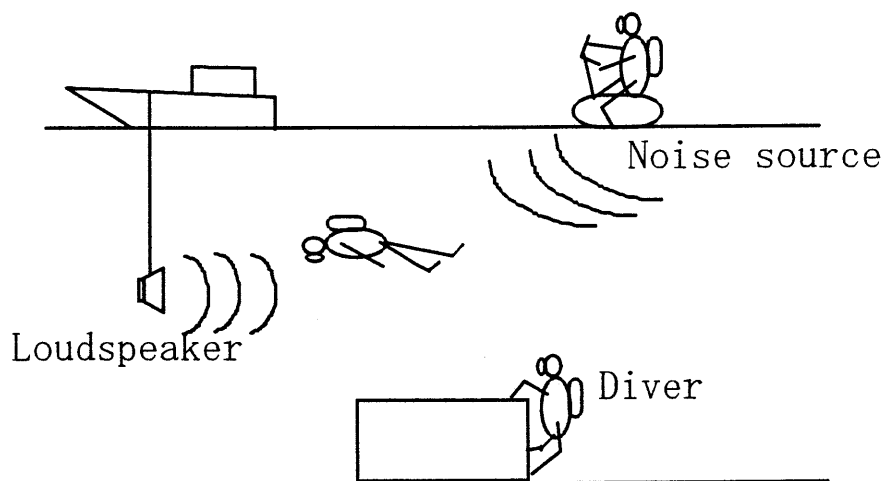
## 1. 2 水中における聴覚の等感曲線<sup>1)</sup>

### 1. 2. 1 緒言

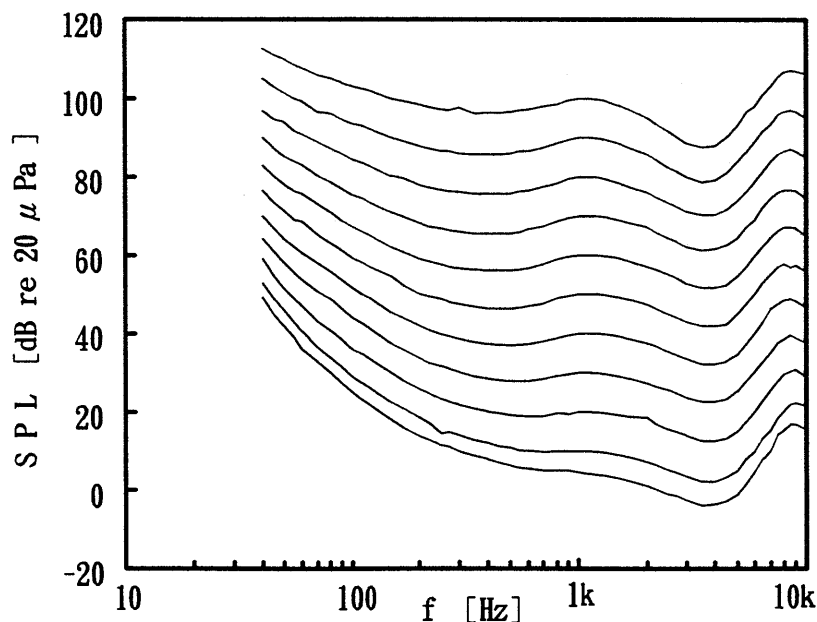
特別な通信装置をもたない一般ダイバー又は水中作業者に対し、安全確保或は作業指示のための情報を伝達する最も単純且つ基本的な方法の一つとして、水中スピーカで可聴音響信号を直接伝達することが考えられる。ヒトが水中でも聴覚を有し、それが水中での音響による情報伝達に有効であることは経験的に良く知られているが、水中におけるヒトの聴感特性を定量的に考察した研究はほとんど見当たらない。例えば、第1.2.1図に示すような水中での音環境において、ヒトの聴感特性を配慮した“音の大きさ”を計測したり評価するためには、音の基本的な心理的属性の一つである水中の音の大きさを定量的に定めておくことが必要となるが、現在のところそのような検討はほとんど行われていないように思われる。

一方、空気中では周知のように、音の大きさ (loudness) の定義として、“ある音について、正常な聴覚をもつ人が、その音と同じ大きさに聞こえると判断した 1000Hz の純音の音圧レベルの数値”をいい<sup>2)</sup>、その単位として phon を用いている。各周波数について等ラウドネスレベルをまとめたものとして、現在では、ロビンソン・ダッドソンの等感曲線 (第1.2.2図)<sup>3)</sup> が国際規格 ISO 226<sup>4)</sup> として採用されている。水中においても空気中の phon に対応する音の大きさが計測されれば、水中におけるヒトの聴感特性を配慮した音の大きさをより定量的に考察することが可能となる。

本節の研究は、以上のような観点から、水中での聴覚の等感曲線及び最小可聴値を実験的立場から算定し、次いで、既に良く知られた空気中の等感曲線との関連性について考察する。



第1.2.1図 研究目的の概念図



第 1.2.2 図 ロビンソン・ダッドソンの等感曲線<sup>3)</sup>

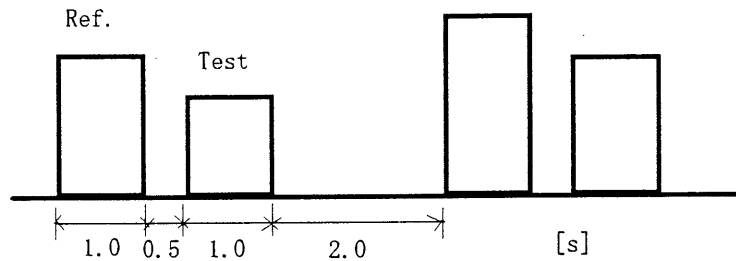
### 1.2.2 実験の概要

実験の構成は、(1) 等感曲線を得るための聴取実験、(2) 最小可聴値を得るための聴取実験、(3) 空気中の等感曲線との関連を考察するための 2 つの追加実験、から成り立っている。本節の研究は、水中の等感曲線と空気中の等感曲線を比較して考察することを目的としているため、水中の等感曲線を得るための聴取実験は、空気中のそれとできるだけ同じ実験方法となるように心掛けた。そのため、実験方法は、ISO TC43/WG1 に提案された、ロビンソン・ダッドソン曲線を再測定するための実験指針<sup>5)</sup>を準用した。それによると、(1) 実験は恒常法で行うこと、(2) 刺激音の継続時間は 1 秒を標準とすること、(3) 刺激音の周波数は ISO 266 (音響測定用標準周波数) に示されている 1/3 オクターブごとの周波数の内から適当に選ぶこと、その他許容できる歪みの範囲などについての目安が定められている。

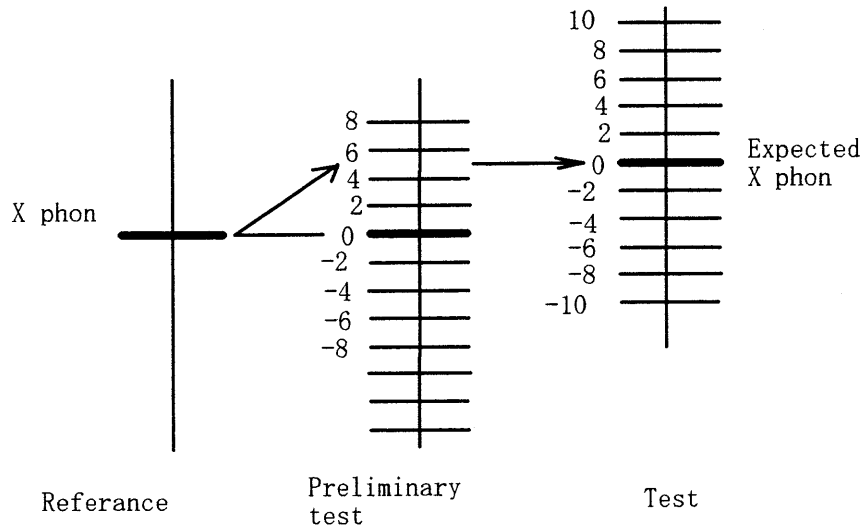
#### 1.2.2-1 等感曲線を得るための実験

##### (1) 刺激音

第 1.2.3 図は、提示する刺激信号のタイムパターンである。一定レベルの基準信号とランダムなレベルで出現する試験信号は、それぞれ 1 秒の継続時間をもち 0.5 秒の間隔を空けて対で提示される。これを一对の提示信号とし、次の対とは 2 秒の間隔がある。それぞれの対での基準信号と試験信号の提示の順序はランダムとする。試験信号レベルの設定手順を、第 1.2.4 図に示す。即ち、予め予備試験で、対で提示される基準音とほぼ等しく聴こえる等感レベルの概略値をまず求め、このレベル値を中心とする  $\pm 10$  dB の区間を 2 dB 間隔に区切って 11 水準のレベルを設定したものからランダムに選択した。11 水準がランダムに各 1 回出現す



第 1.2.3 図 刺激信号対のタイムパターン



第 1.2.4 図 試験信号レベルの設定手順

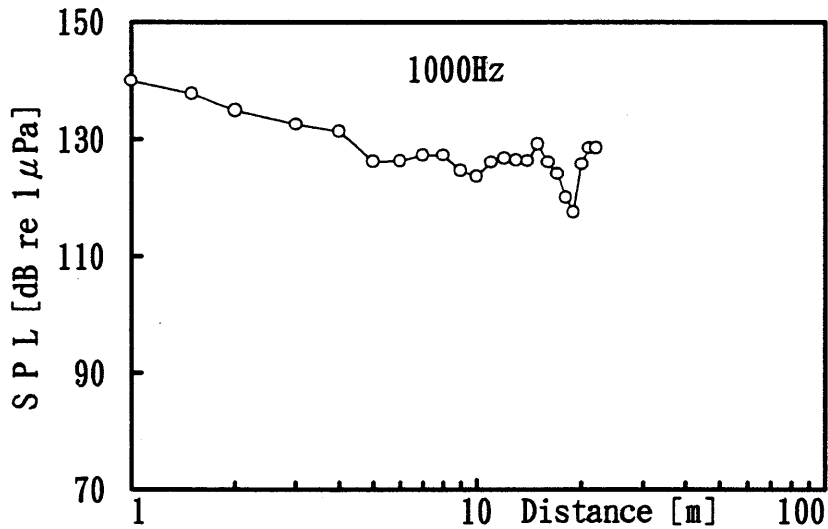
る 11 対の音響刺激系列を 1 セッションとし、計 10 セッションの刺激系列を連続的に提示した。

## (2) 実験場所

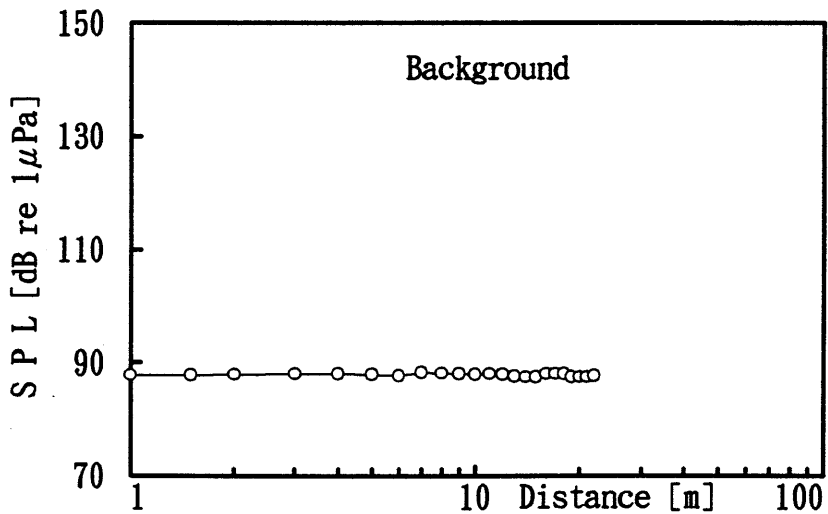
可聴周波数帯域で空気中の無響室に相当するものを、水中において実現することは極めて困難であることから、等ラウドネスレベル値の聴取実験は、大学構内の施設である縦横が  $25 \times 15\text{m}^2$ （水深は、1.5m から 5m までの不連続になっている）の潜水訓練用プールで行った。プールの基礎的な音響特性として、プールの縦中央線の一端に 1kHz, 142dB [re  $1 \mu\text{Pa}$ ] の音源を置いたときの中央線上の深度 0.3m における音圧レベル分布と、特別な音源が存在しないときのプール内の背景雑音（20Hz-20kHz）レベルの空間分布を第 1.2.5 図 (a), (b) に示す。同図から、音源の近傍では自由音場（球面拡散）に比較的近い減衰特性となっていること及び可聴周波数帯域内の背景雑音は約 87dB であることが分かる。

## (3) 聴取実験法

水中での等感曲線を得るための聴取実験を実施するに先立って、実験手続の妥当性と被験者に実験の要領を会得させるため、水中実験で予定している被験者 2 名に対して、実験室において前述の刺激音を提示し、空気中での聴取実験を行った。1kHz, 70dB (re  $20 \mu\text{Pa}$ ) の音



(a) プール中央線上での音圧レベル分布

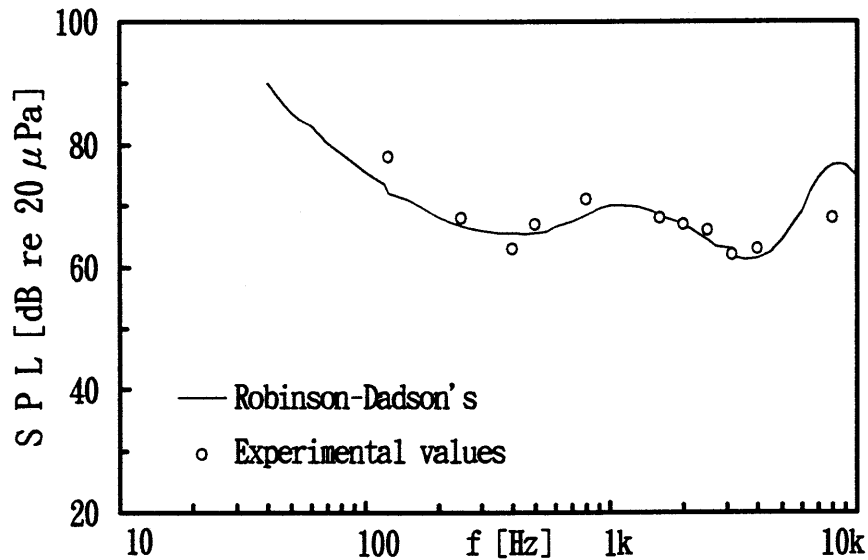


(b) 可聴周波数帯域内での背景雑音分布

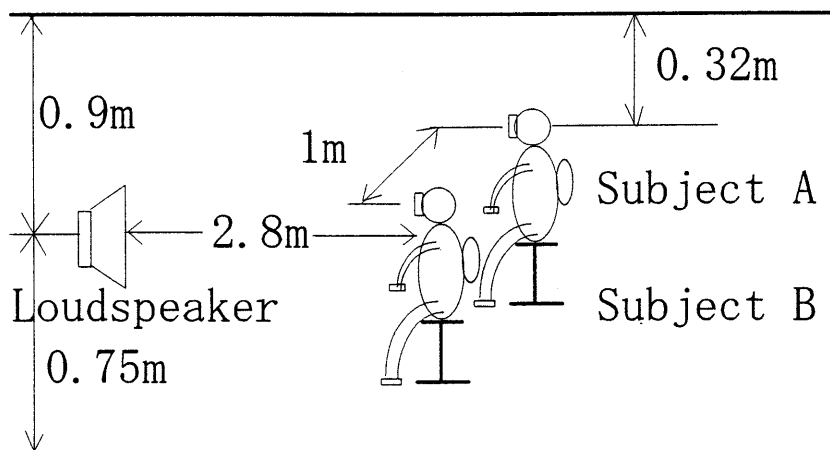
第 1.2.5 図 プール内での音圧分布

と同じ大きさに聞こえる各周波数ごとの音圧レベルを求め、最ゆう推定法により処理した。その結果を、この音圧レベル値に対応するロビンソン・ダッドソンの等感曲線と併せて示したものが第 1.2.6 図である。両者の間にはほぼ良い一致が認められることから、本実験手続は妥当なものであると判断し、水中での等感曲線を得るための実験も同一手順で行った。

水中における聴取実験配置を第 1.2.7 図に示す。空気中の聴覚が正常な 2 名のダイバー (29 歳, 26 歳) に自給式潜水具を装着させて、2 名同時に提示音を聴取させた。このとき、被験者の間隔は 1m, 音源と被験者の距離は 2.8m, 耳の位置は深度 0.32m である。定在波に起因した耳の位置による聴取音圧レベルの変動をできる限り避けるため、頭の位置を固定した聴取状態で耳の極近傍にマイクロホンを置き、提示音圧レベルを同時に測定して、その値を聴取



第 1.2.6 図 空気中の等感曲線(70 phon)と実測値 (予備実験)



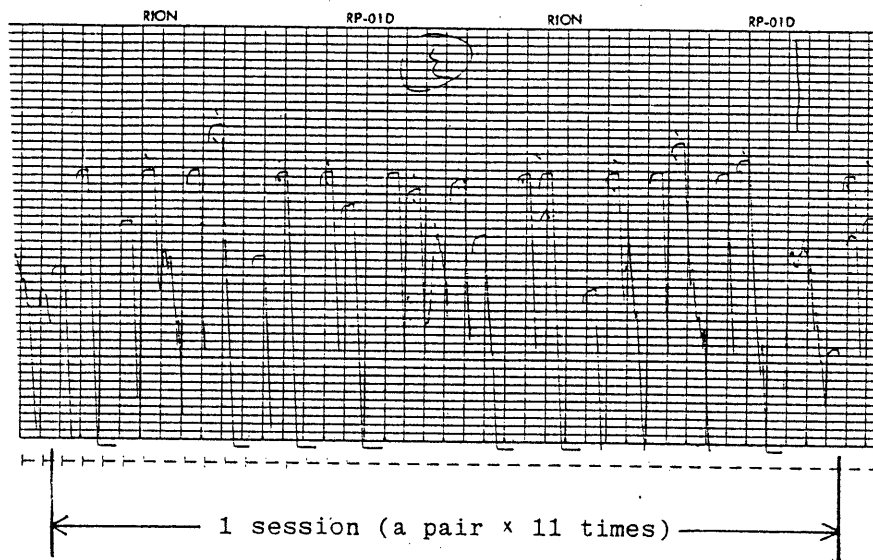
第 1.2.7 図 プールにおける聴取実験概念図

音圧レベル値とした。

前述の刺激音の対を連続提示し、いずれが大きく聴こえたかを押しボタンによって判断させ、判断不能は許さないとした。被験者の判断は、第 1.2.8 図に示すモニター用レベルレコーダの出力シート上に逐次記録した。設定したレベル値が各一回出現する 11 組の判断結果を最ゆう推定法で処理し、この実験を 10 回繰り返して平均した値を 1 つの周波数に対する被験者 1 名の判断とした。即ち、1 つの周波数に対する判断を下すための刺激の組合せは 11×10 組である。測定周波数範囲は 200Hz から 4kHz までの 1/3 オクターブバンドの中心周波数で、測定対象は 1kHz の 142dB と 122dB に対する等ラウドネスレベルである。



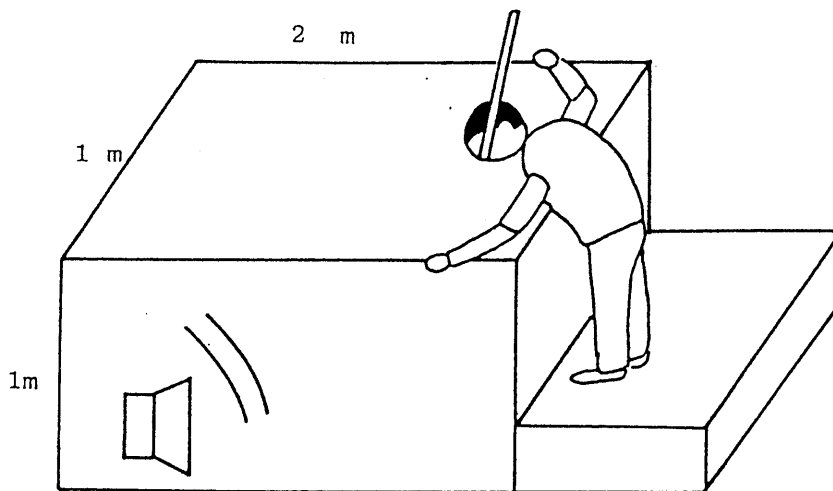
Frequency : 2kHz  
 SPL in water : 142 dB



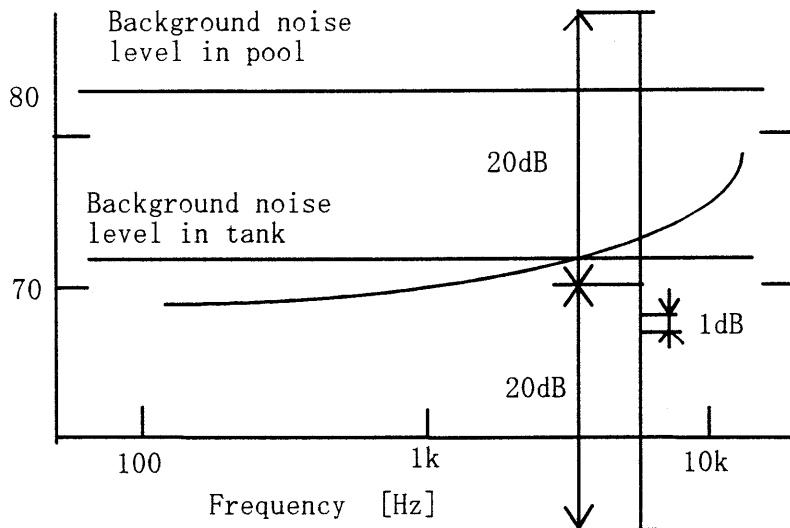
第 1.2.8 図 データ採取用シート例

1.2.2-2 最小可聴値を得るための実験

これまで報告された最小可聴値は<sup>6-10)</sup>、すべて屋外の施設で行われた実験結果によるものであるが、背景雑音のレベルを明示したものは少ない。本研究で使用したプールは、市街から離れた比較的閑静な位置にあるが、背景雑音レベルは最小可聴値の予想値(70dB付近)よりかなり大きな値(約87dB)を示した。このことから分かるように、これまで報告された最小可聴値の測定もかなり大きな背景雑音の中で行われたことが予想され、これが大きなばらつきの原因となっていると思われる<sup>11)</sup>。そのため、最小可聴値の聴取実験は、できるだけ背景雑音の影響を避けるため、実験棟4階の実験室内の木材の上に設置してある水槽(1×1×2 m<sup>3</sup>; 可聴周波数帯域内の背景雑音は約73dB)で極限法により行った。具体的には、水槽



第 1.2.9 図 水槽実験の概念図



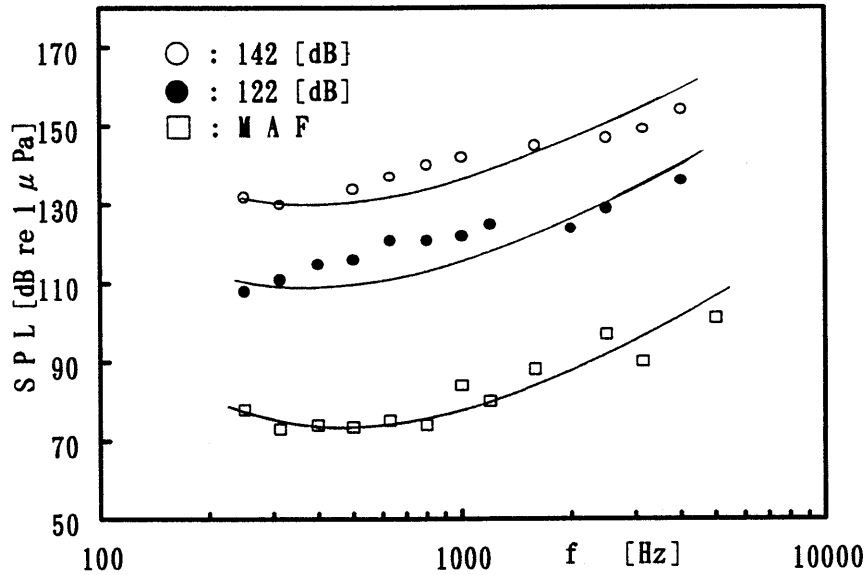
第 1.2.10 図 予測された最小可聴値と提示レベル

の上から、シュノーケルを装着して頭を約 20cm 水中に入れた状態で提示音を聴かせた。実験の概念図を第 1.2.9 図に示す。被験者の聴取音圧レベルは、耳の極近傍にマイクロホンを設置して計測した。提示音は、第 1.2.10 図に示すように、予め予備実験で予測された最小可聴値の 20dB 上又は下から、1dB をステップとする上昇系列と下降系列のバーストーンである。各系列共 5 回ずつ計 10 回判断させ、その結果を平均して最小可聴値とした。

### 1.2.3 実験結果

第 1.2.11 図は、周波数が 1kHz で音圧レベルが 142dB と 122dB の 2 種類の水音に対して測定した各周波数の等ラウドネスレベル値を示したものである。同図には、各周波数において測定した最小可聴値も併せて示している。これらの結果から、次の事柄を読みとることができる。周波数 1kHz、音圧レベル 142dB の音は、4kHz で約 153dB、250Hz では約 132dB の音と同じ大きさに聴こえている。また、周波数 1kHz、音圧レベル 122dB の音は、4kHz で約 137dB、250Hz では 108dB の音と同じ大きさに聴こえている。即ち、いずれの音圧レベルにおいても、1kHz に対して 4kHz では 10 数 dB 大きい音が、250Hz では約 10dB 小さい音が感覚量として同じ大きさに聴こえていることが分かる。

実験値のほぼ中央を結んだコンターを水中での等感曲線と呼ぶことにすると、第 1.2.2 図に示す空気中のロビンソン・ダッドソンの等感曲線とは明らかに異なっており、右上がりの特徴的傾向が明確に認められる。即ち、水中においては、周波数が高くなるほど聴こえ難く、周波数が低いほど聴こえ易くなっていることが分かる。他方、水中における最小可聴値は 1kHz で約 84dB であり、また 5kHz では約 101dB である。全体的には、等感曲線と同様の傾向が見られ、周波数が大きくなるに従って最小可聴値も上昇している。但し、既に述べたように、



1.2.11 図 水中における等ラウドネスレベルの実験値と等感曲線  
 (○ : 142dB, ● : 122dB, □ ; 最小可聴値)

かなり静かだと判断される場所に設置した水槽においても、なお約 73dB 程度の背景雑音が存在している。このため、1kHz 以下の周波数については、更に背景雑音の少ない音環境での再測定が必要であると考えられる。

#### 1.2.4 考察

##### 水中と空気中の等感曲線の関係

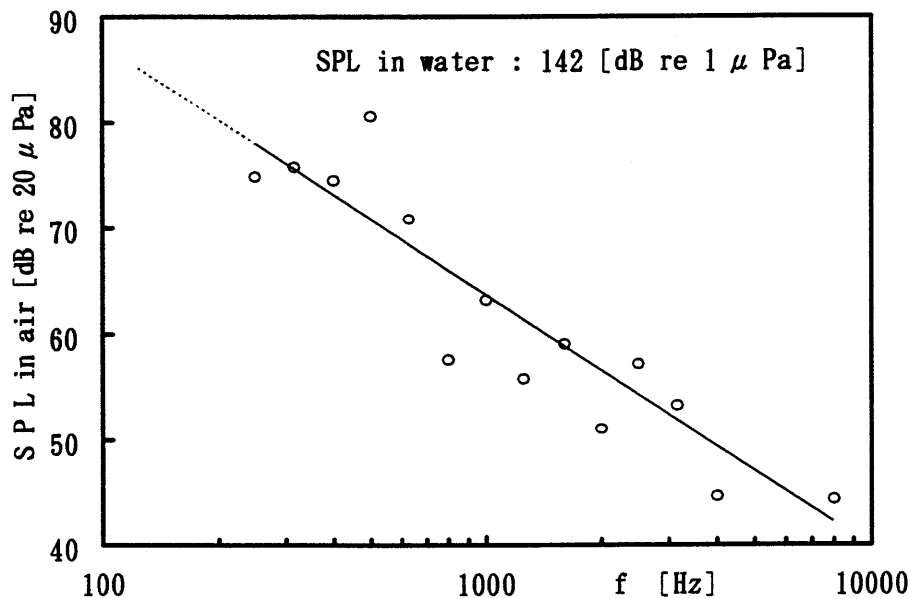
空気中におけるロビンソン・ダッドソンの等感曲線（第 1.2.2 図）と今回得られた水中の等感曲線（第 1.2.11 図）を比較すると、全体としては水中の等感曲線が右上がりの傾向を示している。このように空気中と水中では特徴的な差異が明らかに認められるので、以下、これらの関係について考察する。空気中[dB re 20 μ Pa]と水中[dB re 1 μ Pa]とでは異なった基準で音圧レベルを表現していること、音場の音響インピーダンスが異なること、音場のエネルギーが内耳に至るまでの伝達経路が異なること等から、水中と空気中の等感曲線の関係を明らかにするためには、少なくとも次の 2 つの関係を明らかにする必要があると考え、追加実験を行った。

- (1) 各周波数において、水中の音圧レベル（一定値：本実験では 142dB）と同じ大きさに聞こえる空気中の音圧レベルとの関係（追加実験 1），
- (2) 周波数を一定（本実験では 1kHz）としたとき、水中の各種音圧レベルと同じ大きさに聞こえる空気中の音圧レベルとの関係（追加実験 2）。

### 追加実験

追加実験(1)では、各周波数において水中の音圧レベル 142dB の純音が、同じ周波数の空気中のいかなる音圧レベルの音と同じ大きさに聴こえるかを実験的に考察した。聴取実験は、水中の等感曲線を求めるための被験者とは異なる、空気中での聴覚が正常な 22 歳の男子学生 2 名を被験者とし、室内に設置してある  $1 \times 1 \times 2 \text{ m}^3$  の水槽で自己調整法により行った。

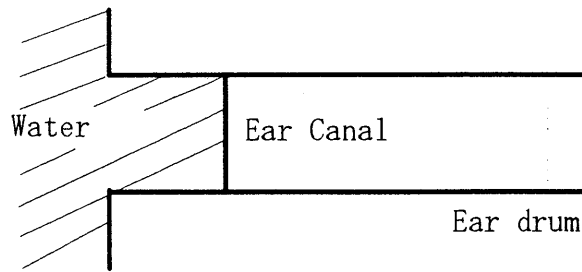
実験状況は第 1.2.9 図と同じである。即ち、水槽の上から頭を約 20cm 水中に入れ、いわゆる耳抜き（中耳と外耳の圧力を平衡させる行為）を行い、水中音（142dB）を聴いてその大きさを記憶した後、頭を空気中に出して空気中の音を聴き、水中音と同じ大きさになるように空気中の音量を自己調整し、そのときの音圧レベルを測定した。この聴取実験を連続 10 回繰り返して平均したものを被験者 1 名の測定結果とし、それを 2 名について平均したものが第 1.2.12 図である。



第 1.2.12 図 水中の音と同じ大きさに聴こえる空気中の音圧レベル（周波数依存性）

実験結果は、1kHz では 142dB の水中の音が空気中では約 63dB の音と同じ大きさに聴こえるが、2kHz では 142dB の水中の音が空気中では約 57dB の音と同じ大きさにしか聴こえないことを示している。

水中における音場のエネルギーが外耳道を経由して内耳へ至る音響伝達経路のモデルを、第 1.2.13 図に示すように（水－外耳道の空気－鼓膜）と単純化すると、水－空気間の垂直入射に対するエネルギーの透過損失は約 30dB である<sup>6)</sup>。また、空気中と水中における音圧レベルの基準値はそれぞれ  $20 \mu \text{ Pa}$  ( $10^{-12} \text{ W/m}^2$ ) 及び  $1 \mu \text{ Pa}$  ( $0.64 \times 10^{-18} \text{ W/m}^2$ ) であるから、水中と空気中の音響エネルギーが同じ場合、水中での音圧レベル値から約 62dB 減じた値が空気中



第 1.2.13 図 水中における音響伝達経路の単純化モデル

での音圧レベル値に相当する。

従って、水中の音波が外耳道内の空気中へ伝搬するとき、透過損失とレベル値の定義の違いを考慮すると、物理的には水中の音圧レベル[dB]から約 92dB 減じた値が空気中の音圧レベル[dB]となる。しかし、実験結果では、水中の 1kHz, 142dB の音は、79dB 減じた 63dB の空気中の音と同じ大きさに聴こえたことを示している。更に、第 1.2.12 図は、水中では周波数が高くなるほど聴こえ難く、周波数が低い領域では聴こえ易いことを示している。同図から、多少のばらつきが認められるが、水中の音圧レベル値  $W$  (142dB) に対して、空気中でこれと同じ大きさに聴こえる音圧レベル値  $A$  [dB] と周波数  $f$  [Hz] との間には、

$$A = -24.6 \log(f / 1000) + 63.0 \quad (W = 142 \text{ dB}) \quad (1.2.1)$$

なる回帰関係にあることが推測される（第 1.2.12 図中の実線）。

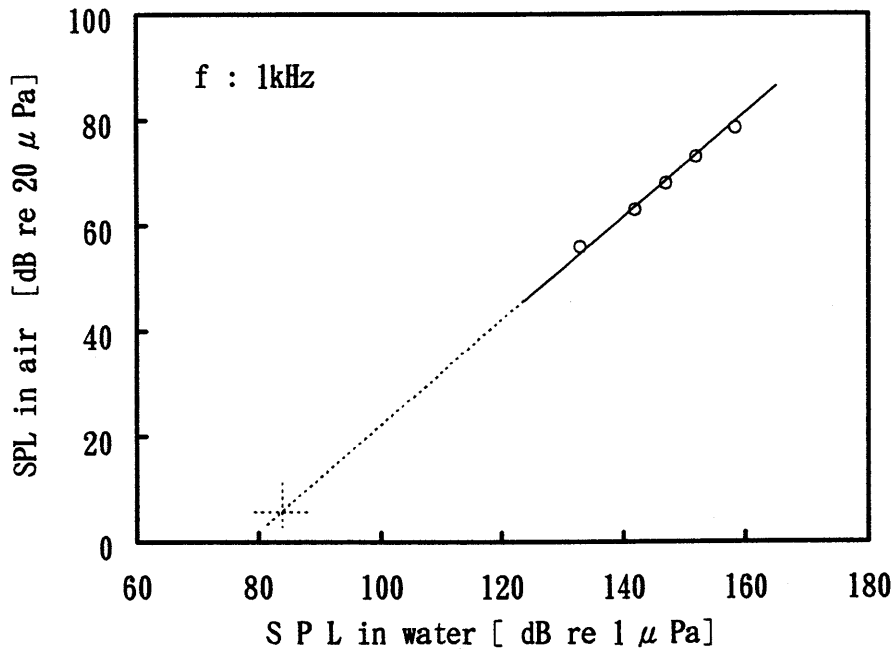
追加実験 (1) から、1kHz の周波数では、水中の音圧レベル 142dB の音は、基準値の換算と透過損失を考慮して 92dB 減じたレベル値 50dB より、13dB 程度大きい空気中の音圧レベル 63dB の音と同じ大きさに聴こえることが明らかになった。この 13dB 程度の差（周波数によって異なる）は、音波が水中から内耳に至る音響伝達経路の特性（例えば骨伝導による利得や外耳道の共振特性の変化）に起因するものと思われる。

追加実験 (2) の目的は、上記のレベル差 13dB が他の音圧レベルに対してどの程度不変に保たれるかを考察することである。追加実験 (1) と同じ被験者・実験配置で周波数を 1kHz（一定）としたとき、各レベルの水中の音と同じ大きさに聴こえる空気中の音圧レベル値を自己調整法で求めた。実験室の空気中の背景雑音が約 50dB(F) 程度あること及び水中スピーカの最大出力に制限があることから、水中の音圧レベルが 132dB から 159dB までの 5 点について聴取実験を行った。被験者 2 名について、各点 10 回の判断を平均して得た値を第 1.2.14 図に示す。同図から、同じ大きさに聴こえる水中の音圧レベル  $W$  [dB] と空気中の音圧レベル  $A$  [dB] の関係は、大略次の回帰直線で表すことができる。

$$W = A + 79.0$$

(1.2.2)

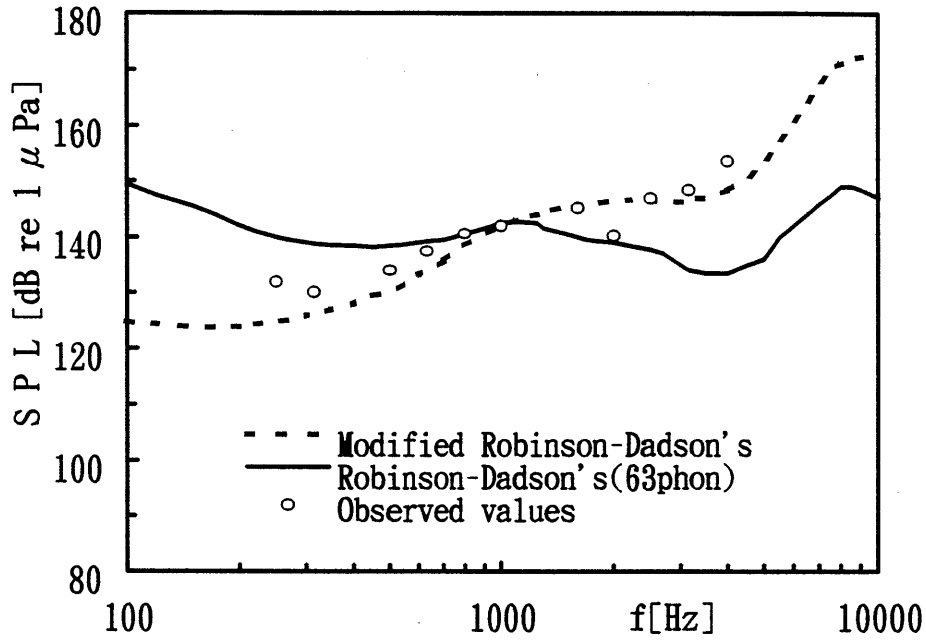
この事実は、あるレベルの水中の音と同じ大きさに聴こえる空気中の音とのレベル差は、水中音の音圧レベルには依存しないことを示している。また、第 1.2.14 図の回帰直線を延長すると空気中の最小可聴値である 4dB は水中の約 83dB に相当し、本節の聴取実験で得られた水中の最小可聴値 84dB と、大略一致することが示される。この事実は重要な意味をもっているものと思われる。



第 1.2.14 図 水中の音と同じ大きさに聴こえる空気中の音圧レベル（レベル依存性）

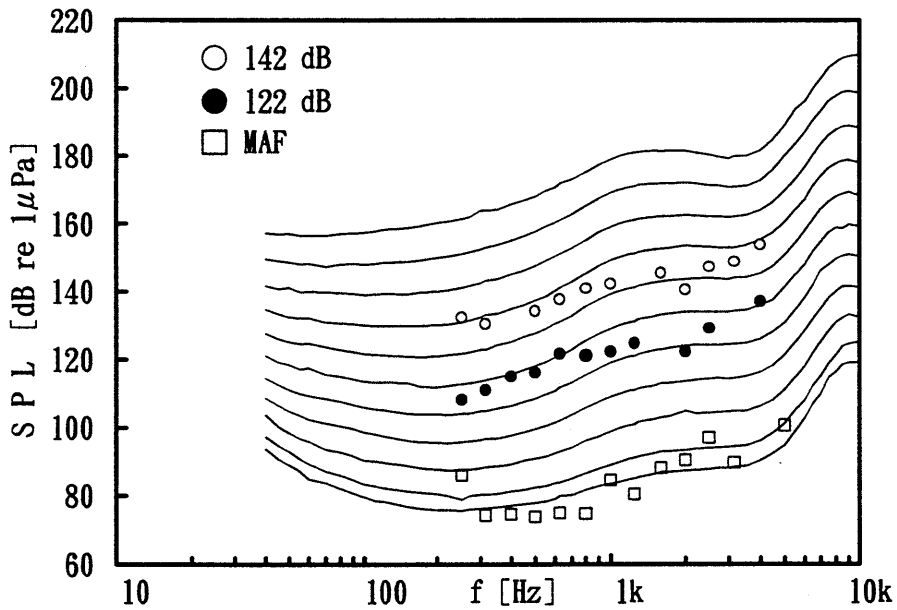
以上 2 つの追加実験で得られた結果を基に、水中の等感曲線と空気中の等感曲線の関係について考察する。水中から内耳に至る音の伝搬が水と外耳道の透過損失のみでは説明できないこと、また現在のところ、外耳道のモデルも正確に設定できていないことから、音響伝搬に関する内的物理メカニズムに立脚した考察は今後の検討課題として残し、本節では実験結果からの外見的手法によって検討を加えることにする。

水中の音圧レベル 142dB をパラメータにしたとき、これと同じ大きさに聴こえる空気中の音圧レベルと周波数には(1.2.1)式の関係があり、しかも、周波数 1kHz をパラメータとしたとき、水中と空気中の同じ大きさに聴こえる音圧レベルの関係は、(1.2.2)式の直線関係で与えられることが分かった。従って、63 phon のロビンソン・ダッドソンの等感曲線（第 1.2.15 図の実線）に(1.2.2)式の結果を用いて 79dB を加え、(1.2.1)式の回帰直線の傾きが 0 になるように回転すると、水中における 142dB の等感曲線が作図できる。これが第 1.2.15 図 の点



第 1. 2. 15 図 (1. 2. 1) 及び(1. 2. 2) 式により修正された 63 phon の  
ロビンソン・ダッドソンの等感曲線と実験値と比較

線である。同図には、本実験で得られた各周波数における 142dB の等ラウドネスレベル値を併せて示してある。両者の間には、かなり良い一致が認められる。



第 1. 2. 16 図 (1. 2. 1) 及び(1. 2. 2) 式により修正されたロビンソン・  
ダッドソンの等感曲線と実験値との比較

同様の手順で、ロビンソン・ダッドソンの等感曲線(0-100 phon)を水中の等感曲線に変換たものが、第 1.2.16 図である。同図には、本実験で得られた 142dB の等ラウドネスレベル値に併せ、122dB の等ラウドネスレベル値と最小可聴値を示している。全体の傾向を良く予測していることが示されている。このことは、本節での検討結果の妥当性の一端を裏付けているものと思われる。

#### 1.2.5 結言

水中でのヒトの聴感を考慮した音の大きさを計測・評価するための基礎的な考察として、まずヒトの聴感特性に関する最も基本的な心理的屬性である等ラウドネスレベル値と、できるだけ背景雑音に影響されない実験環境として選んだ実験棟に設置された水槽で、最小可聴値を実験的に求めた。次いで、これらの結果と、既に良く知られた空気中のロビンソン・ダッドソンの等感曲線との関連について考察した。

その結果、次のことが明らかになった。

- (1) 水中では周波数が高くなるほど聴こえ難く、周波数が低くなると聴こえ易くなる。また、音圧をパラメータとしたとき、同じ大きさに聴こえる空気中の音圧レベル A [dB] と周波数  $f$  [Hz] の関係は線形である。
- (2) あるレベル値を示す水中の音と同じ大きさに聴こえる空気中の音のレベル差は、水中音のレベル値に依存しない。

これらの関係を用いて空気中の等感曲線を補正すると、水中の実験値とかなり良い一致がみられた。

本節での研究は、まだ水中における聴覚の研究の初期的な段階にあり、従って、今後検討すべき問題点も数多く残されている。その主なものを列挙すると次のようになる。

- (1) 聴覚は一般に個人差が大きく、実験データにはかなりばらつきがあるため、同一実験を数多く繰り返し、データを蓄積して精度を上げること。
- (2) 水圧（深度）によって等感曲線がどのように変化するかを調べること（第 1.4 節で考察する）。
- (3) 水中と空気中では、聴感が異なる周波数特性をもつ原因を調べること。
- (4) 水中音が、内耳に至るまでの伝達経路の特定と役割を明らかにすること。



## この節の引用論文

- 1) 老松建成, 倉本和興, 桑原信也, 山口静馬, “水中における聴覚の等感曲線,” 海洋音響学会誌, 第21巻第2号, pp.103-109 (1994).
- 2) 境 久雄, “聴覚と音響心理,” (コロナ社, 東京, 1978).
- 3) D. W. Robinson and R. S. Dadson, “Threshold of Hearing and Equal-Loudness Relations for Pure Tones, and the Loudness Function,” J. Acoust. Soc. Am., Vol.29, No.12, pp.1284-1288 (1957).
- 4) ISO 226-1987, “Normal Equal-Loudness Level Contours,” (1987).
- 5) 鈴木陽一, 曾根敏夫, 竹島久志, 熊谷正純, 三浦 甫, “等ラウドネス曲線の見直しについて,” 日本音響学会誌, 46巻5号, pp.420-426 (1990).
- 6) P. M. Hamilton, “Underwater Hearing Threshold,” J. Acoust. Soc. Am., Vol.29, No.7, pp.792-794 (1957).
- 7) W. N. Wainright, “Comparison of Hearing Threshold in Air and in Water,” J. Acoust. Soc. Am., Vol.30, No.11, pp.1025-1029 (1958).
- 8) W. E. Montague and J. F. Strickland, “Sensitivity of the Water-Immersed Ear to High- and Low-Level Tones,” J. Acoust. Soc. Am., Vol.33, No.10, pp.1376-1381 (1961).
- 9) J. F. Brandt and H. Hollien, “Underwater Hearing Threshold in Man,” J. Acoust. Soc. Am., Vol.42, No.5, pp.966-971 (1967).
- 10) H. Hollien and J. F. Brandt, “Effect of Air Bubbles in the External Auditory Meatus on Underwater Hearing Threshold,” J. Acoust. Soc. Am., Vol.46, No.2, pp.384-387 (1969).
- 11) 勝木保次他, “聴覚と音声,” (コロナ社, 東京, 1966).

## 1. 3 水中における聴覚の伝達メカニズムに関する考察<sup>1,2)</sup>

### 1.3.1 緒言

前節での最小可聴値及び等ラウドネスレベル特性に関する考察の結果、水中で得られた可聴音圧レベル及び周波数特性が共に空気中のものと大きく異なることが分かった。その主な原因として、水中における聴覚の伝達経路が空気中と異なる可能性が考えられる。

Hollien等(1969)<sup>3)</sup>は、最小可聴値の大きさが外耳道に残留する空気泡の有無にかかわらずほとんど変化しないという実験結果から、水中における聴覚は主として頭蓋からの骨導によると結論した。一方、Bauer(1969)<sup>4)</sup>は、水中においてヒトが聴覚の方向識別感覚を有するというHamilton(1957)<sup>5)</sup>、Bauer(1965)<sup>6)</sup>、Feinstein等(1966)<sup>7)</sup>の実験結果及び水中における外耳道の音響管モデルによる理論的な検討から、水中における聴覚の外耳道伝搬の可能性を指摘した。これに対し、Hollien等(1975)<sup>8)</sup>は、外耳道の共振特性を変化させても最小可聴値がほとんど変化しないという再実験から、外耳道伝搬の聴覚に対する貢献度がほとんどないことを再び主張している。

しかしながら、Hollien等の主張の根拠となった最小可聴値の聴取実験は、すべて屋外の湾内等の施設で行われたものであることから、背景雑音によるマスキング効果の存在が否定できず、最小可聴値のレベルもAl-Masri等(1993)<sup>9)</sup>が防振対策を施した水槽で、できるだけ背景雑音の影響を排除して測定した最小可聴値のレベルとは最大で20dB以上の開きがある。従って、このように大きなばらつきのある最小可聴値の測定結果から、外耳道に残留する空気泡の有無による僅かな有意差を発見できないことを理由に、頭蓋からの骨導以外の伝達経路の可能性までを否定するのは妥当ではない。Hollien等(1975)<sup>8)</sup>以降、水中における聴覚の伝達経路に関する問題を正面から採り上げた研究はほとんど見当たらないが、最近のレジャーダイバーや水中作業に従事するダイバーの増加を考えると、安全確保のための効率的な情報伝達という面からのみでなく、水中工作機械から発する雑音に対する聴覚の保護といった面からも、水中における聴覚の伝達経路の解明が必要とされている。

本節では、前述の歴史的背景を踏まえ、主に最小可聴値から見た水中における聴覚の伝達経路について（特に外耳道に残留する空気泡の有無による特性の差異に着目して）考察を行った。具体的には、実験室内に設置してあるできるだけ背景雑音の小さな水槽において、外耳道の状態と水没した頭部の面積を変えた幾つかの実験条件で、詳細な最小可聴値の測定を行った。次いで、外耳道に残留する空気泡の有無が水中の聴感特性に与える影響を、背景雑音にマスクされない高い音圧レベルで確認のための追加実験を行い、水中における聴覚の伝達メカニズムを実験的に考察している。

### 1.3.2 実験の概要

従来の実験結果を踏まえ、水中における聴覚の伝達経路を頭蓋から直接内耳に至る骨導と、外耳道から鼓膜を経由して内耳に至る外耳道伝導の2通り存在するという仮説を設定し、これらを分離・抽出するため、第1.3.1図に示す4種類の異なった条件で最小可聴値を求める聴取実験を行った。実験条件を以下に示し、以後EX1, EX2, EX3及びEX4とする。

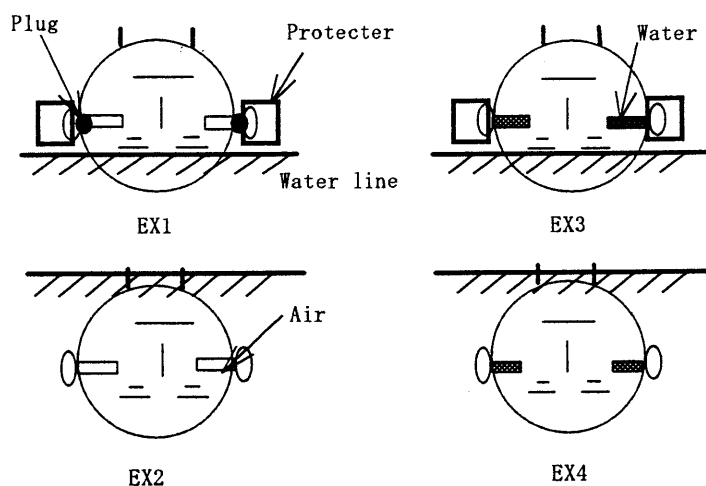
#### (1) 実験条件

EX1：外耳道に水を入れない状態で頭を約1/3水没させる。実験室の空気中の音を遮断するため耳栓（コーケン式60型耳栓）及びヘッドホン型防音具（サウンド・オフ、モデル28-45-00：クレトイシ）を2重に使用した。全体（耳栓と防音具）の遮音量は、125Hzで34dB（17+17dB：公称値）、他の周波数ではそれ以上である。

EX2：外耳道に水を入れない状態で頭を全部水没させる。このとき外耳道に水が入らないようにするための耳栓は使用しない。

EX3：外耳道に水を満たした状態で頭を約1/3水没させる。被験者は、予めシールされた耳介からスポイトで内部に空気が残らないように外耳道に水を満たし、その上から実験室の音を遮音するため、EX1で使用したヘッドホン型防音具を装着する。実験条件は、外耳道が水で満たされ、その水が鼓膜に接していること以外はEX1と同じである。

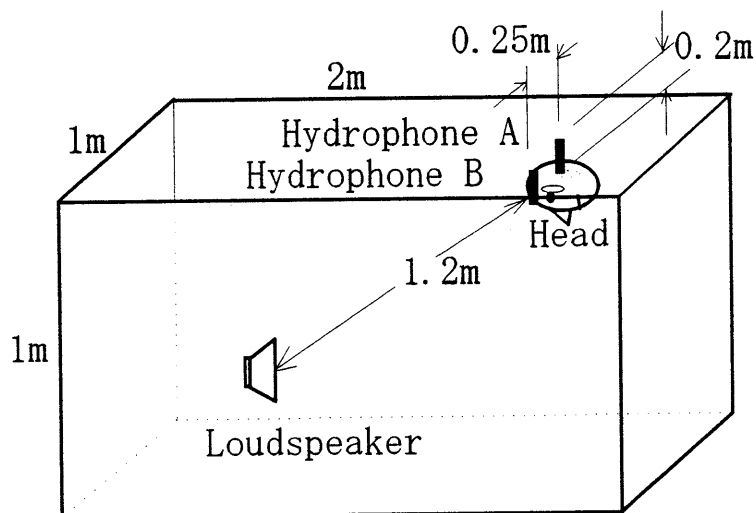
EX4：外耳道に水を満たした状態で頭を全部水没させる。被験者は測定に先立って、頭を水中に入れ左右に振って外耳道の水を満した状態とする（通常の潜水は、この状態であると考えられる）。実験条件は、外耳道が水で満たされて鼓膜に接していること以外はEX2と同じである。



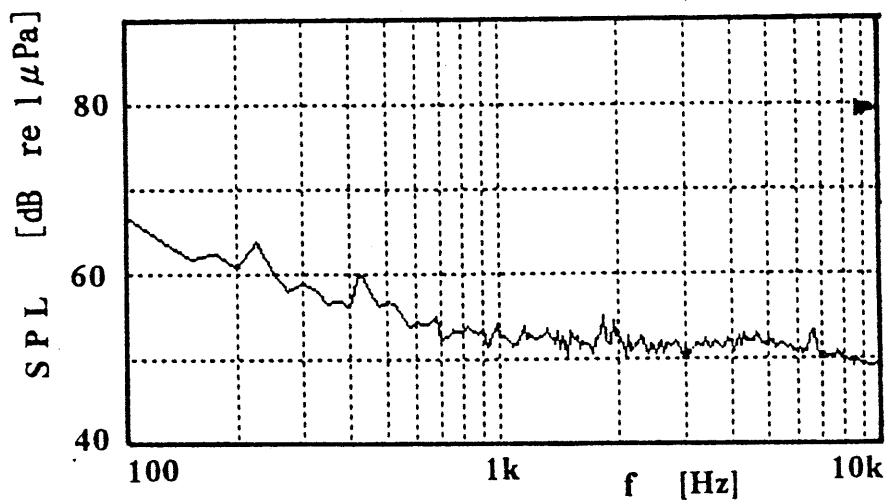
第1.3.1図 聴取実験条件の模式図

## (2) 実験場所

実験は、実験棟4階の木材の上に設置してある $1 \times 1 \times 2 \text{ m}^3$ のステンレス鋼製の水槽を使用して行った。水槽内の水中スピーカ、ハイドロホン及び被験者の配置は第1.3.2図、また背景雑音スペクトルは第1.3.3図（この雑音レベルは、屋外の施設に比べオーバーオール値で約15-20dB低い値である）に示すとおりである。



第1.3.2 図 水槽内の測定実験配置図



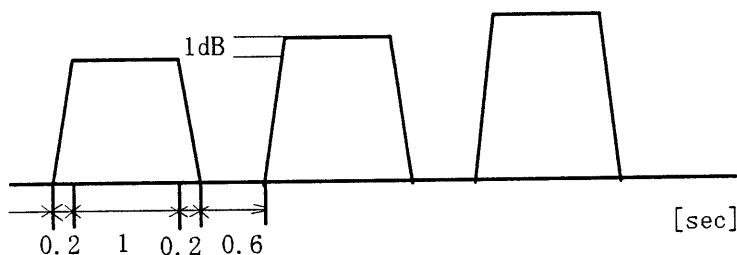
第1.3.3 図 水槽内の背景雑音スペクトル

(3) 被験者

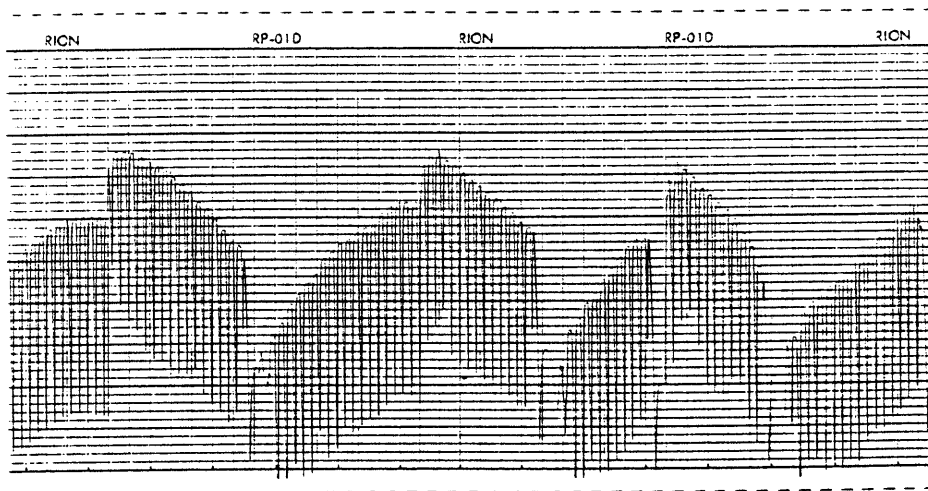
被験者は、空気中の聴覚が正常である 40 歳代の男性 2 名である。

(4) 測定法

最小可聴値の測定は、試験者が提示音のレベルを約 1 dB ずつ上昇又は下降させる極限法で行った。提示音は、第 1.3.4 図に示すように信号の立上がり及び立下りのクリック音の影響を避けるため台形信号で振幅変調されたデューティ比 70%，周期 2 秒のバースト信号である。実験で用いた水中スピーカ（FC-123B：島田理化工業株式会社製）は、200Hz 付近に 1 つ、及び 2kHz 以上に複数の大きなピークと 300Hz から 2kHz の間にも幾つか大小のピークをもつ送波特性をもっている。提示信号の歪みをできるだけ小さくするため、測定周波数は、1/3 オクターブバンドの中心周波数、又はそれに近い水中スピーカの共振点付近を選んだ。また、聴取音圧レベルの測定は、水槽内の定在波の影響をできる限り少なくするために、被験者の頭部を耳の位置で挟む形でハイドロホンを 2 本配置してレベルレコーダの出力シート上に記録し、その結果を平均して求めた。測定例を第 1.3.5 図に示す。聴取実験は、測定周波数 1 つについて上昇系列 5 回、下降系列 5 回の計 10 回である。



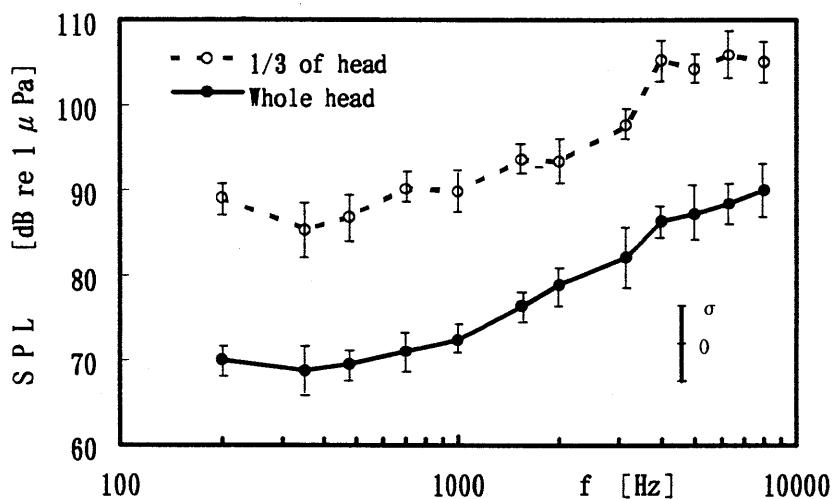
第 1.3.4 図 最小可聴値測定実験に用いた音響刺激のタイムパターン



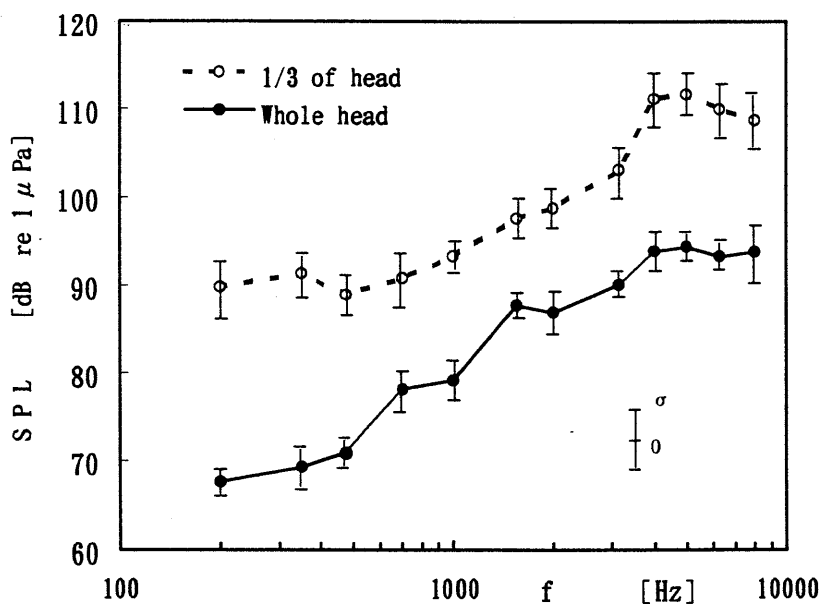
第 1.3.5 図 データシートと測定記録例

### 1.3.3 実験結果及び考察

EX1からEX4までの実験条件に対する最小可聴値の測定結果を、第1.3.6図及び第1.3.7図に示す。水没した頭部の面積の大小及び外耳道内の水の有無にかかわらず、全体としては前述の従来の最小可聴値の測定例と同様、いずれも周波数に対して右上がりの特性、即ち、高い周波数ほど聴き難い特性を示している。EX1の最小可聴値（第1.3.6図の破線）は、外耳道に水が入っていないときの頭蓋による骨導成分のみを測定しようとしたものであるが、結果は1kHz、90dBを中心にはぼ右上がりの傾向を示している。このEX1の最小可聴値を4つの実験群の基準値として $L_0$ で表すことにする。

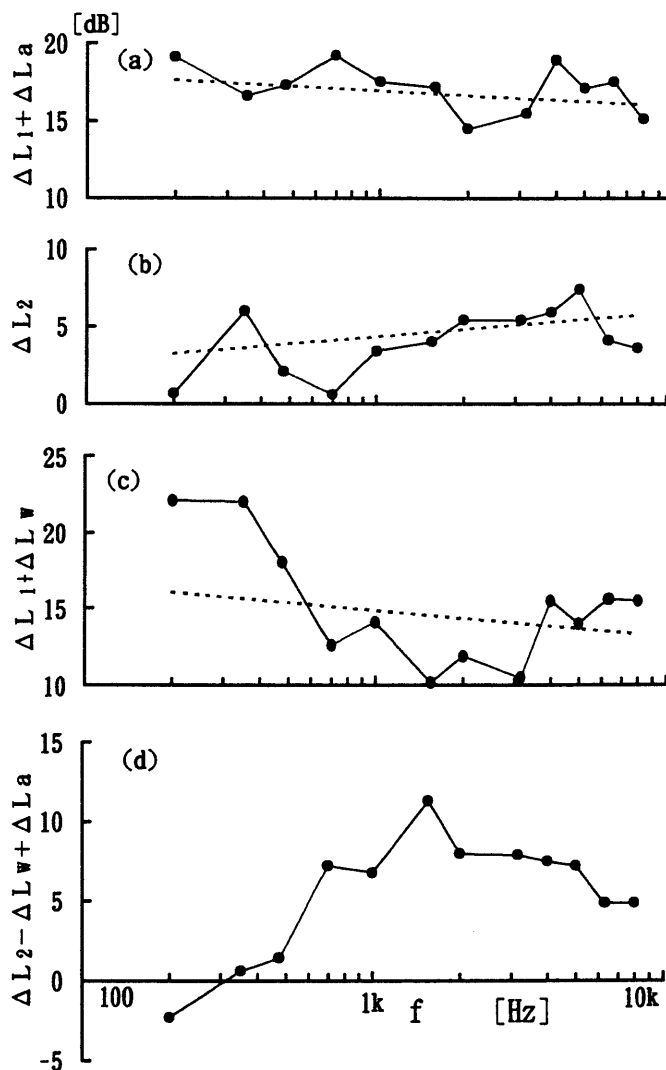


第1.3.6図 EX1 (○) 及び EX2 (●) の最小可聴値 (外耳道内空気)



第1.3.7図 EX3 (○) 及び EX4 (●) の最小可聴値 (外耳道内水)

EX 2 の最小可聴値（第1.3.6図の実線）は、外耳道に空気泡が残っている状態で頭部全体を水没させたときの最小可聴値であるが、1kHzで72.4dBを中心にEX 1と同様右上がりの傾向を示している。また、EX 2の最小可聴値はEX 1と比較して、水中に没した頭部の面積が増加したことに伴う感度の増大分  $\Delta L_1$  と、水中において空気が残留している外耳道を伝搬する音の聴覚に対する寄与分  $\Delta L_a$  の、計  $\Delta L_1 + \Delta L_a$  だけ減少することが期待される。しかし、実験では、両者の間には第1.3.8図(a)に示すように、15dB から18dB の差が観測された。両者の実験条件の差異が水没した頭部の面積のみとした場合、面積によるレベル差は約5dB ( $\approx 10 \log 3$ ) であるが、実際にはかなり大きな値になっていることから、骨導成分は頭の先端より耳の周辺の方がより感度の高いことが推測できる。また、同図の破線は最小2乗法による近似直線であるが、やや右



第1.3.8図 聴取実験条件による最小可聴値のレベル差: (a) EX 1 - EX 2, (b) EX 3 - EX 1, (c) EX 3 - EX 4, (d) EX 4 - EX 2 ; (a) ~ (c) の点線は、最小2乗法による回帰直線

下がりの直線となっている。このことは、もし頭蓋による骨導が部位によって著しい周波数特性の相違がないとするならば、低い周波数領域では、外耳道に空気泡が残留していても音の伝達経路となっている可能性を窺わせる。

第1.3.7図の破線は、外耳道を水で満たした状態で頭を約1/3水没させたEX3の最小可聴値である。もし、Hollien等(1975)<sup>8)</sup>の主張のように、頭蓋からの骨伝導が全く外耳道・鼓膜と無関係であるならばEX1と同じ結果となるはずであるが、Hollien等の主張に反し、EX1とEX3の間には、第1.3.8図(b)に示すように、約5dB程度のレベル差が観測された。外耳道が水で満たされ且つ鼓膜に接している水が、耳小骨・前庭窓を通して聴覚に対し何らかの負荷になっていると仮定すると、聴覚に対し損失を引き起す。この損失分を $\Delta L_2$ とすると、EX3の最小可聴値の予測値は $L_0 + \Delta L_2$ となる。この実験結果は、外耳道の水が水中における骨伝導の聴覚に対して抵抗として作用したため、最小可聴値がEX1よりも増大したものと考えられる。また、同図の破線は最小2乗法による近似直線であるが、やや右上がりの直線となっている。このことは、外耳道に満たされた水は、周波数が高くなるにつれ聴覚に対し損失を増大させる作用をしていることを示しているものと考えられる。

第1.3.7図の実線は、外耳道を水で満たし頭部全体を水没させたEX4の最小可聴値である。水で満たされた外耳道を音波が伝搬すると仮定したときの聴覚に対する貢献度の予測値を $\Delta L_w$ とし、EX2及びEX3で仮定した頭部の水没部分の増大による利得及び外耳道に満たされた水が聴覚に与える損失を考慮すると、EX4の最小可聴値の予測値は $L_0 - \Delta L_1 + \Delta L_2 - \Delta L_w$ となる。EX3とEX4の最小可聴値の間には、第1.3.8図(c)に示すように、1kHzで約15dBを中心にやや右下がりの傾向を示す差が観測された。水没した部分の面積比以上の差がでていることは、同図(a)と同様、頭頂部より耳の周辺の方が感度が良いことを示しており、右下がりの特性は、水の入った外耳道もやはり空気泡の残留している外耳道と同様音の伝達経路となっていることを窺わせる。

第1.3.8図(d)は、EX2とEX4との間のレベル差、即ち頭部全部を水没させたとき、外耳道に水が満たされている場合と空気泡が残留している場合の最小可聴値の差を示したものである。1kHz以上では、水で満たされた外耳道の方が7-8dB程度最小可聴値が大きくなるが、1kHz以下では周波数が減少すると共に差は次第に減少し、300Hz付近で符号を変えているのが特徴的である。このことは、約300Hz以下では、外耳道に水を満たした方が空気泡が残留している場合よりも良く聴こえていることを示しており、低周波領域では、外耳道・鼓膜を通して伝搬する音が水中における全体の聴覚の特性に大きな影響を与えていることを示している。

#### 外耳道内の空気泡の影響について

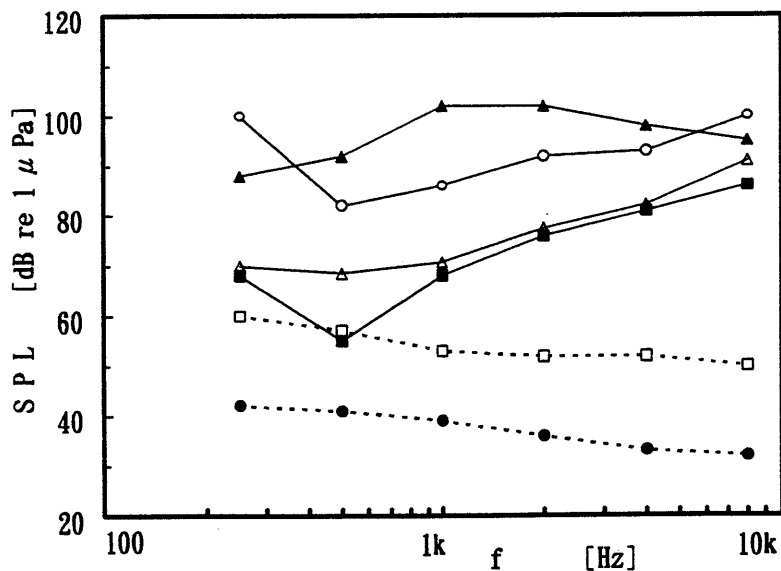
外耳道内の空気泡の有無が、水中における聴覚に及ぼす影響に着目する。前述のように、Hollien等(1969, 1975)<sup>3, 8)</sup>は、外耳道における空気泡の有無は水中の聴覚に対して有意差を生じさせないとしたが、実験結果の第1.3.8図(d)はその主張と異なるものとなった。しかしなが



ら、本節の考察もHollien等の実験と同様すべて最小可聴値の実験結果に基づくものであり、背景雑音によるマスキング効果の影響<sup>10)</sup>を考慮したものではない。

前述のように、これまで、多くの研究者により水中における聴覚の最小可聴値が実験的に求められているが、報告されたそれらの値は大きくばらついた値となっている。最も新しく報告されたものは、恐らくAl-Masri等 (1993)<sup>9)</sup>のものであると思われるが、彼らが報告した最小可聴値は、過去に報告されたいずれの値よりも20-35dB程度小さな値になっている。第1.3.9図に、過去の代表的な背景雑音と最小可聴値の測定例及び本研究の実験結果を示す。本節の実験で用いた水槽の背景雑音の音圧スペクトルレベルは、Al-Masri等のものより周波数全域で約15dB程度高く、最小可聴値もすべての周波数で数dB高い値になっている。実験結果が大きくばらついている大きな原因の1つは、最小可聴値に対する背景雑音のマスキング効果にあると思われる。

Hollien等の実験はすべて屋外の施設で行われているが、背景雑音に関する重要な報告が示されていない。本研究で行った屋外のプール実験から推測すると、どのような屋外の施設であっても、室内の水槽よりオーバーオール値で約15dB以上背景雑音が大きくなるものと考えられる。もしそうであれば、彼らの実験で得た最小可聴値は恐らくマスキングされており、その結果は外耳道の効果を正しく説明していない可能性がある。

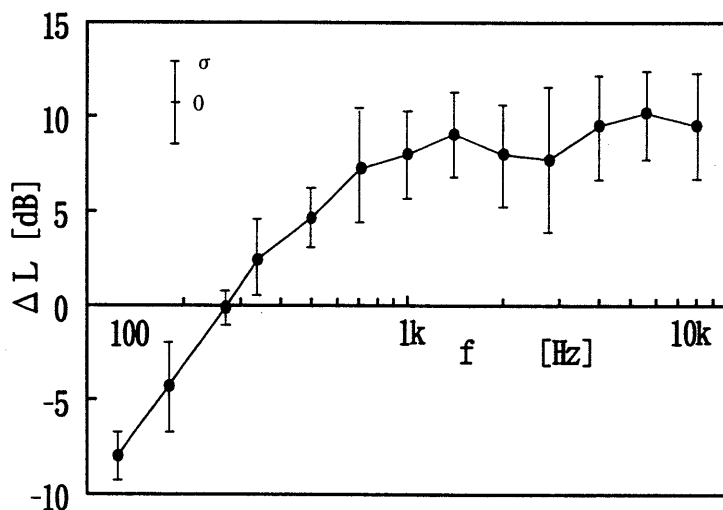


第1.3.9図 最小可聴値と背景雑音に関する過去及び本研究における測定例（最小可聴値，▲：Montague等<sup>11)</sup>，○：Hollien等<sup>3)</sup>，■：Al-Masri等<sup>9)</sup>，△：本研究）；(背景雑音，●：Al-Masri等<sup>9)</sup>，□：本研究)。

一方、本実験においてもAl-Masri等の背景雑音より約15dB程度大きいので、得られた最小可聴値は僅かな差異を無意味にするほどマスキングされている可能性がある。そこで、外耳道内の空気泡の有無の影響を、周囲雑音によるマスキング効果に影響されない信頼できる実験とす

るために、周囲雑音より十分高い聴取音圧レベルを用いた一つの追加実験を行った。この実験は、外耳道内の空気泡の有無が、等ラウドネスレベルに影響を与えるかどうかを明らかにすることのみを意図している。実験方法は以下のとおりである。

被験者は、外耳道内に水が入らないようにして頭を水槽の中に入れ、音圧レベル122dBの提示音（背景雑音より50dB以上高い）を聴き、この音の大きさを記憶する。記憶した後、頭を左右に振って外耳道を完全に水で満たす。この状態で、改めて提示された音が、記憶している先の提示音と同じ大きさになったと判断される音圧レベルを求める。この聴取実験を同一周波数で上昇系列及び下降系列とも各5回の計10回繰り返し、平均してレベル差を求めた。第1.3.10図は、外耳道に空気が残留しているときの提示音122dBの音と、同じ大きさに聴こえる外耳道が水で満たされているときの提示音とのレベル差を、被験者2名について平均したものである。



第1.3.10図 外耳道内の空気泡の有無による、同じ音に聴こえる音圧レベル差

約1kHz以上の周波数では、外耳道に空気が残留しているときの音の大きさに対し、水で満たされているときは7-10dB程度大きくしないと同一大きさに聴こえないことを示している。即ち、外耳道に水が満たされている方が聴こえ難いことを示しており、外耳道内の水は聴覚に対し損失として作用していると考えられる。また、約1kHz以下の周波数では、このレベル差が周波数の低下と共にほぼ6dB/octで減少し、約300Hz付近で損失の差が負になることは特に注目すべきである。負の値は、外耳道に水が満たされているときの方が聴こえ易いことを示しており、外耳道内の水は音の伝搬経路として作用していると考えられる。以上のことは、EX 2とEX 4から得られた最小可聴値の差である第1.3.8図(d)が、同じ周波数近傍で符号を変えることと一致している。

#### 1.3.4 結言

最小可聴値を求める4通りの実験と、外耳道の空気泡の有無が聴覚に与える影響を調べるた

めの追加実験から、以下のことが明らかになった。

- (1) 頭蓋からの骨伝導の感度は、頭の部位によって異なり、耳の周辺でより感度が高くなる。
- (2) 外耳道に残留する空気泡の有無は、水中における聴覚と無関係ではなく、外耳道内の水の存在は、約1kHzを中心として、高い周波数領域では頭蓋による骨導に対し損失として、また低い周波数領域では音の伝搬経路として作用するものと考えられる。
- (3) 水中における聴覚は、約1kHz以上の周波数では主として頭蓋からの骨導により、またそれ以下の周波数では、周波数の低下と共に、外耳道・鼓膜を伝達経路とする伝搬音がかなり影響しているものと考えられる。

## この節の引用文献

- 1) 老松建成, 倉本和興, 桑原信也, 山口静馬, “水中における聴覚の伝達メカニズムに関する実験的考察,” 海洋音響学会誌, 第23巻第2号, pp.44-50 (1996).
- 2) K. Oimatsu, K. Kuramoto, S. Yamaguchi and S. Kuwahara, “Mechanism of Propagation Process for Underwater Auditory Sensation,” Proceeding of 15th ICA, Trondheim (Norway), Vol.I, pp.297-300 (1995).
- 3) H. Hollien and J. F. Brandt, “Effect of Air Bubbles in the External Auditory Meatus on Underwater Hearing Thresholds,” J. Acoust. Soc. Am., Vol.46, No.2, pp.384-387 (1969).
- 4) B. B. Bauer, “Comments on Effect of Air Bubbles in the External Auditory Meatus on Underwater Hearing Thresholds, [H. Hollien and J. F. Brandt, J. Acoust. Soc. Am. 46, 384-387 (1969)],” J. Acoust. Soc. Am., Vol.47, No.5, pp.1465-1469 (1970).
- 5) P. M. Hamilton, “Underwater Hearing Threshold,” J. Acoust. Soc. Am., Vol.29, No.7, pp.792-794 (1957).
- 6) B. B. Bauer and E. L. Torick, “Experimental Studies in Underwater Directional Communication,” J. Acoust. Soc. Am., Vol.39, pp.25-34 (1965).
- 7) S. H. Feinstein, “Acuity of the Human Sound Localization Response Underwater,” J. Acoust. Soc. Am., Vol.53, No.2, pp.393-399 (1973).
- 8) H. Hollien and S. Feinstein, “Contribution of the External Auditory Meatus to Auditory Sensitivity Underwater,” J. Acoust. Soc. Am., Vol.57, No.6, pp.1488-1492 (1975).
- 9) M. Al-Masri, A. Martin and J. Nedwell, “Underwater Hearing Thresholds and Proposed Noise Exposure Limit,” Soc. for Underwater Technology, 31: Subtech '93, pp.259-266 (1993).
- 10) 勝木保次他, “聴覚と音声,” (コロナ社, 東京, 1966).
- 11) W. E. Montague and J. F. Strickland, “Sensitivity of the Water-Immersed Ear to High- and Low-Level Tones,” J. Acoust. Soc. Am., Vol.33, No.10, pp.1376-1381 (1961).

## 1. 4 水中における聴覚の深度依存性<sup>1)</sup>

### 1.4.1 緒言

前節まで、水中におけるヒトの聴感特性の基礎的な考察として、142dB、122dBの等感曲線及び最小可聴値を実験的に求め、既に知られている空気中の特性との関連について考察した<sup>2)</sup>。しかし、これらは実験の容易さからプール又は実験室内の水面に近い深度に耳をおいて測定したものである。

本研究は、一般ダイバーへの直接音声放送による情報伝達を目的としているが、これらのダイバーは通常20m～40m程度以内の深度で潜水していると思われる。従って、そのような深度での聴感特性が、前節までに求めたほぼ水面下での特性とどのような違いがあるのか検討する必要がある。聴感特性の深度依存性を測定した例として、Brandt等(1969)<sup>3)</sup>が最小可聴値を幾つかの深度で測定した例があるが、それらの値は背景雑音にマスキングされている可能性を否定できないことを踏まえ、本節では背景雑音より十分大きな音圧レベルで測定のできる等ラウドネス特性の深度依存性を測定した。

実験環境の制限から深度は4.5mではあるが、この深度は（耳抜きを行わない場合は）聴覚障害を起すには十分な深度である。また、これまでの水中における等ラウドネスレベル値を求める実験は、空気中の等感曲線と比較するという見地から、ロビンソン・ダッドソン曲線を再測定するための実験指針に準拠して恒常法で行ったものである。しかしながら、深度を大きくした場合、被験者の呼吸による気泡が大きな雑音源となり、提示音圧レベルを全くランダムに変化させる恒常法での実験によるデータ採取はすこぶる困難であったので、本実験は極限法で行った。測定方法の相違による実験結果の比較についても併せて考察する。

### 1.4.2 実験の概要

#### (1) 深度0.32mにおける恒常法と極限法による測定

等ラウドネスレベル値のような主観的等価値の測定には、調整法、極限法、恒常法<sup>4)</sup>などがあり、それぞれ一長一短がある。いずれの方法でも系列誤差や空間誤差のような、恒常誤差が相殺されるように実験が計画されていなければならない。前節までは、等ラウドネスレベル値を得る実験方法として恒常法を用いてきたが<sup>5)</sup>、前述のように、深度を大きくすると大きな雑音源となる被験者の呼吸による気泡が水面に抜けるまでかなりの時間を要し、モニターしている音圧の測定に大きな障害となる。そのため、全くランダムに音圧レベルが変動する恒常法では、実験の1サイクルの間完全に呼吸を停止する必要があり、長時間に亘る被験者の呼吸コントロールが難しい。従って、多くのデータを取るためには、極限法のように予め判断点の予測がつくような実験方法の方が、呼吸コントロールが容易である。そのため、本節での実験では極限法を用いた。実験は、まず始めに、測定法による著しい相違がないかどうか、前節までの恒常法で求めた深度0.32mにおける122dBの等感ラウドネスレベル値を極限法により求めた。

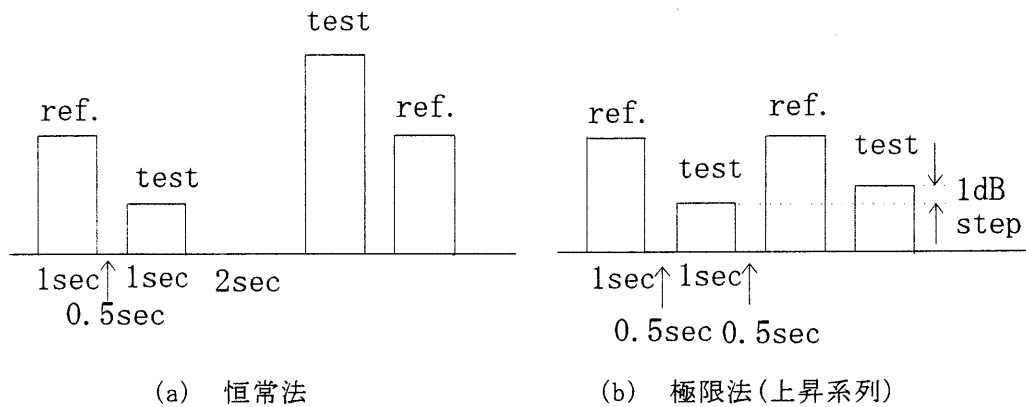
提示刺激音：

(a) 恒常法：提示信号配列を第1.4.1図(a)に示す。刺激音は、大きさが一定の基準音と、予測等ラウドネスレベル値を中心とする $\pm 10\text{dB}$ を $2\text{dB}$ 間隔に分割して設定した11水準のレベルからランダムに選んだ試験音が対で提示される。設定した11水準の音が、各1回出現する11組を1サイクルとした10サイクルを連続提示し、得られた判断結果を最尤推定法により処理した。

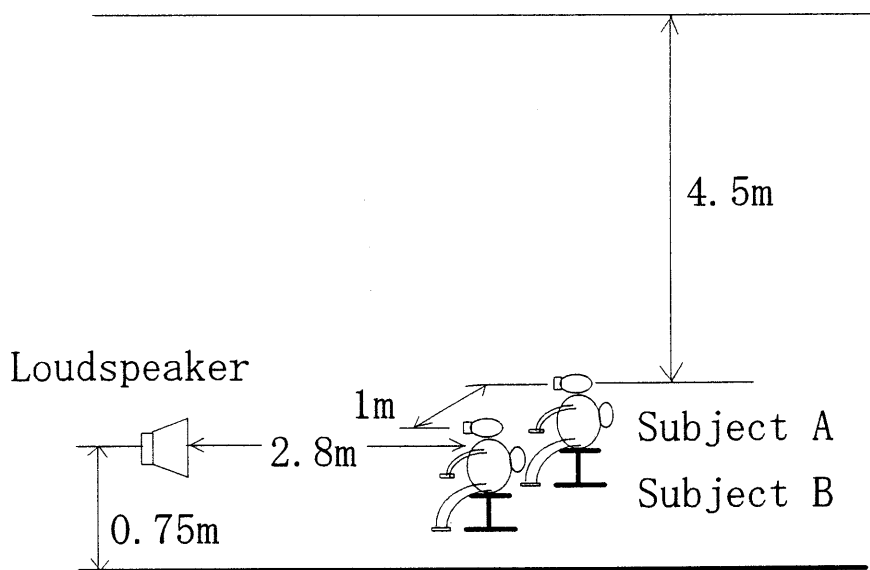
(b) 極限法：提示信号配列を第1.4.1図(b)に示す。大きさを一定とした基準音と、それより明らかに大きい音又は明らかに小さい音からスタート（スタートレベルはランダム）させた上昇系列又は下降系列の試験音を交互に配置して各5組を提示し、得られた結果を平均値処理した。

## (2) 深度4.5mにおける等ラウドネスレベルの測定

聴取実験の配置図を第1.4.2図に示す。潜水訓練用プール（深さ5.4m）の深度4.5mの位置



第1.4.1図 提示刺激音



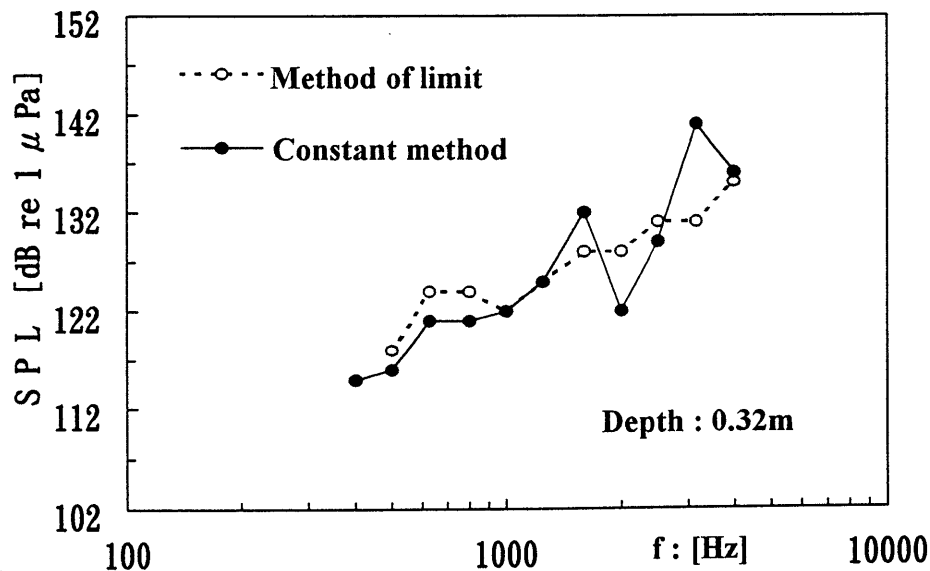
第1.4.2図 聴取実験の配置図

に、深度0.32mにおける聴取実験配置と全く同じ配置で、自給式潜水具を付けた2名のダイバーに対し、第1.4.1図(b)に示した極限法の刺激音を提示して同時に聴取させた。上昇系列の信号の提示の際は、始めに基準音を提示し、次いで提示する試験音は十分低いレベルの音から順次1dBステップで信号レベルを上げ、基準音と同じ大きさに聴こえるレベルに達したと判断したとき、被験者に押しボタンスイッチで合図させた（下降系列の場合は全く逆の手順である）。

### 1.4.3 実験結果及び考察

#### 実験方法の比較

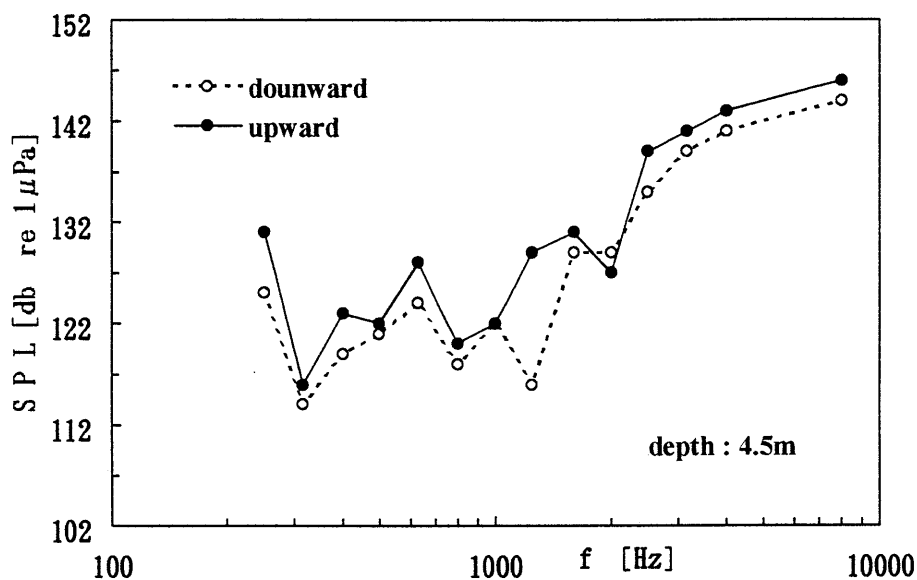
第1.4.3図は、深度0.32mの位置に耳を配置したときの122dBの等ラウドネスレベルを恒常法及び極限法で求めたものである。恒常法は、11回の判断により一つの等ラウドネスレベル値が求まり、それを10回繰り返して平均した値である。極限法は、上昇系列5回、下降系列5回の計10回の平均値である。試験音のレベルは、恒常法が2dB間隔、極限法は1dB間隔で変化させてある。10回の実験回数で比較して見ると、極限法の標準偏差は最大5dB程度であるのに対し、恒常法は最大15dB以上にもなりばらつきが非常に大きくなっている。恒常法は、系列誤差や空間誤差のようないわゆる実験に伴う恒常誤差が最も少ない方法として各種心理実験に多く用いられているが、この実験結果が示すように、データの数が少ないときにはばらつきが非常に大きくなるので、水中実験のように作業時間が限られている場合には、最適な実験法であるかどうか慎重に検討する必要があるものと思われる。



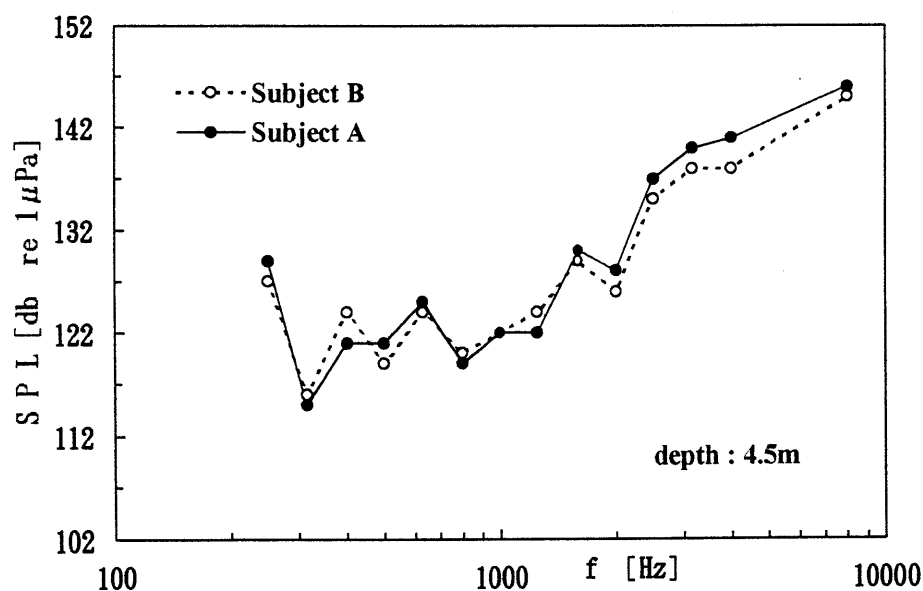
第1.4.3図 極限法と恒常法による等ラウドネスレベル

第1.4.4図は、極限法の上昇系列と下降系列による等ラウドネスレベルを見たものである。極限法においては、一定レベルの基準音（1 kHz）と対で提示される上昇又は下降系列の試験音が基準音と同等の大きさになった点を判断させるものであるが、上昇系列と下降系列の判断点には系列特有の特徴が見られ、データ処理には注意が必要である。

本節の実験では、外耳道に完全に水を入れるよう被験者に指示している。鼓膜に水が接触するまで外耳道に水を入れる行為は日常的でないため、専門のダイバーといえども安定した条件での聴取実験は難しい。このような状態での極限法による聴取実験の個人間のばらつきをみた



第1.4.4図 極限法における上昇系列と下降系列



第1.4.5図 極限法による実験値の個人差

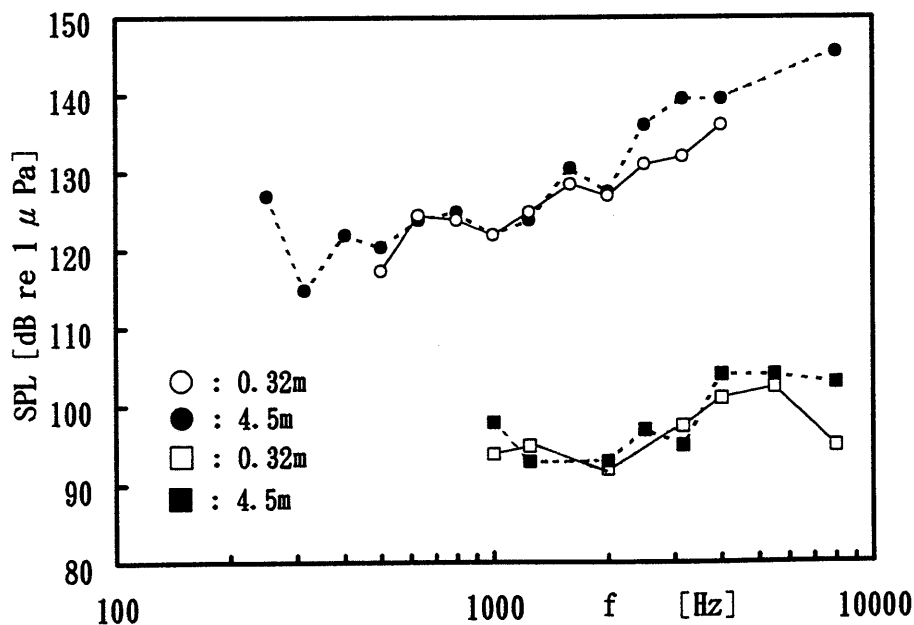


ものが第1.4.5図である。今回の被験者2名についてはそれほど大きな差異は見られない。しかしながら、外耳道に水を入れることのみならず、水中の音を聴く行為自体が日常的でないため、被験者は専門のダイバーといえども非常に難しい実験となる。そのため、実験結果の精度を期待するためには実験前の練習等が非常に有効である。

この節の結論として、2名の平均値で比較すると、等ラウドネスレベルの平均値は測定法による大きな差異は発見されず、むしろデータ数が少ない場合は、極限法が実験のし易さ、データのばらつきから見て有力な方法と考えられる。

#### 深度による聴感特性の比較

第1.4.6図の○及び●は、極限法によって求めた深度0.32m及び4.5mにおける等ラウドネスレベル値（2名の平均値）である。水中スピーカの特長から、400Hzより低い周波数域と4kHzより高い周波数域では測定できていない。いずれの深度においても、周波数が高くなると聴き難くなるという傾向が示されている。測定値を比較すると、3kHz以上でやや深度の大きい方が聴き難くなる傾向を示しているが、今回の実験におけるデータのバラツキを考慮すると、全体としてはそれほど大きな差異があるとはいえない。第1.4.6図には、同時に深度0.32m及び4.5mにおける最小可聴値も併せて示しているが、この場合も全体としてはそれほど大きな差異があるとはいえない。



第1.4.6図 等ラウドネスレベルの深度依存性（極限法）

#### 1.4.4 結言

空気中での聴覚は、あまり高くない山に登っても、また高いビルのエレベータに乗ったときでも経験するように、僅かな気圧差に敏感に反応して耳の閉塞感を覚え聴覚異常が発生する。

この聴覚異常は、外耳道と中耳間の圧力差により鼓膜の緊張が生じたことが主原因で、気導聴力のみならず骨導聴力も低下することが北原等により報告されている<sup>6)</sup>。そのため、生唾を飲んだり鼻を摘まんでいきんだりして耳管を開き、外耳道と中耳の圧力の平衡をとる行為をすると、この閉塞感は解消される。

ヘルメット潜水のような高圧潜水（ヘリウム空気環境下では10気圧以上になることもある）の場合は、ヘリウム音声のように発声側に大きな異常が観測されるが、外耳道と中耳の圧力の平衡がとれていれば、聴く側に大きな聴覚障害が発生するとは考えられていない。一方、20-40 m程度の深度の場合、水圧は約3-5気圧になるが、このような深度で日常潜水業務に従事している職業ダイバーに対し、船舶等の航行雑音の聴こえ方の深度依存性を聞き取り調査しても、それほど深度に関係しないという多くの回答を得ている。聴覚異常が発生するのは、空気中と同様外耳道と中耳の圧力差により鼓膜の緊張が生じた場合であるが、このときには明らかに強い閉塞感を覚え、空気中と同様気導聴力のみならず骨導聴力も低下するのではないかと思われる（水中において鼓膜内外の圧力の不平衡に耐えられるのはせいぜい数メートルの深度までで、その深度までに耳抜きができないときは健康上の理由から潜水を中止しなければならない）。

十分に耳抜きした状態での、ほぼ水面と深度4.5 mにおける等ラウドネス特性に関する本節で行った実験からは、聴感特性の深度に対する有意差が発見できなかった。即ち、外耳と内耳の圧力を平衡させた状態での水中におけるヒトの聴覚は、水深が20-40 m程度迄であれば、深度により大きく変わることはないものと思われ、職業ダイバーからの聞き取り調査もその事実と符合しているものと思われる。

以上のように、本節の実験で有意差を示すことはできなかったこと及びダイバーの日常の感覚から、簡単な実験で有意差が発見できるほど大きな差異はないことが示されたが、実験データには深度が大きくなると高い周波数でやや聴き難くなる傾向も示されており、更に詳しく検討する必要があると考えられる。

## この節の引用文献

- 1) K. Kuramoto, K. Oimatsu, S. Kuwahara and S. Yamaguchi, "An Equal-Loudness Contour for Underwater Acoustic Signal and Its Depth Dependency," Proceeding of 15th ICA, Vol. 3, pp. 261-264 (June 1995).
- 2) 老松建成, 倉本和興, 桑原信也, 山口静馬, "水中における聴覚の等感曲線," 海洋音響学会誌, 第21巻第2号, pp. 45-51 (1994).
- 3) J. F. Brandt and H. Hollien, "Underwater Hearing Threshold in Man as a Function of Water Depth," J. Acoust. Soc. Am., Vol. 46, No. 4, pp. 893-894 (1969).
- 4) 境久雄, "聴覚と音声," (コロナ社, 東京, 1978).
- 2) D. W. Robinson and R. S. Dadson, "Threshold of Hearing and Equal-Loudness Relations for Pure Tones, and the Loudness Function," J. Acoust. Soc. Am., Vol. 29, No. 12, pp. 1284-1288 (1957).
- 5) 鈴木陽一, 曾根敏夫, 竹島久志, 熊谷正純, 三浦 甫, "等ラウドネス曲線の見直しについて," 日本音響学会誌 46巻5号, pp. 420-426 (1982).
- 6) 北原正章, 小澤博史, 伊豆蔵尚夫, 井上秀蔵, 内田 郁, "空気圧変化による聴覚障害の機序," 耳鼻臨床, 補 66, pp. 81-86 (1993).

## 第2章 水中可聴音の伝搬に関する考察

本研究の目的が、ダイバーの支援のための音声伝送であることから、考察対象海域も主として一般ダイバーが潜水する海域、即ち、港湾や沿岸或は少し沖合の珊瑚礁海域などである。これらの海域は、通常海洋音響工学の分野で浅海域として扱われる海域より更に浅い海域である。一般に、海洋工学的な見地からの浅海域とは、大陸棚の内側の水深200m以浅を採ることが多いが、音響工学的な音波の伝搬という見地からの浅海域とは、発音源からの音波が受音点に到達する迄に海面と海底間の反射を数回以上繰り返すような海域ということができる。

このような海域の伝搬様式では、伝搬経路が海面と海底に挟まれたダクトを形成し、境界面反射を繰り返すため、境界での散乱・干渉が複雑に生起する。一般に、浅海域における音波伝搬は、現実の伝搬環境の複雑さから推測しても、かなりラフな近似を導入せざるを得ない。特に、伝搬距離がある程度以上長くなると、伝搬に伴う複雑さは一層大きくなる。しかしながら、直接音声を放送するような目的の場合の伝搬距離は、遠い場合であっても高々数百メートル程度であり、通常海洋における音波の伝搬の感覚からいえば、自由音場の音源近傍の伝搬に近い。従って、現実の音波伝搬上の問題としては、伝搬路上に存在する障壁の回折や壁体の透過損失の問題がより重要となる。

本章では、まず始めの第2.1節で、浅海域における音波の伝搬に関するこれまでの研究をまとめて整理し、問題点を考察する。第2.2節では、実浅海域における音源近傍の音波伝搬の実態を調査するため、典型的なレジャー海域の一つである呉湾・広島湾を観測海域に選んで、航行船舶の放射する雑音の伝搬状況を観測して考察する。第2.3節及び第2.4節では、水中工作物又は転覆船内で捜索救難活動をしているダイバーに、外部から水中スピーカにより直接音声情報を伝達することを想定し、障壁となる工作物又は船体内の隔壁等の回折減衰量及び遮音壁となる船体の外板等の透過損失量（特に帯域信号に注目した）を、理論的並びに実験的に考察する。

## 2. 1 浅海域における音波の伝搬に関する従来の研究

### 2.1.1 緒言

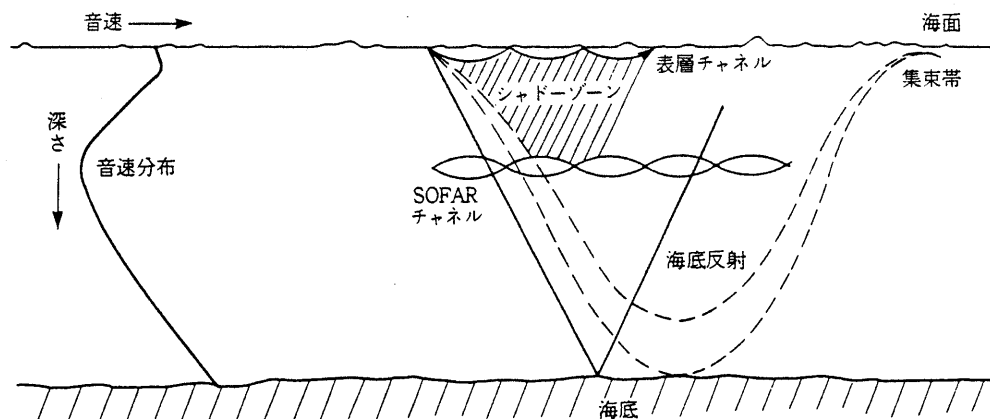
音波が海中を伝搬する場合、いろいろな原因によりその強さが弱められる。これを伝搬損失という。その原因となるものは、音波の拡散、吸収、散乱、回折、透過等である。音波の伝搬を正確に記述するためには、波動方程式にそれぞれの伝搬経路の境界条件を入れて解くことが必要であるが、音の伝搬経路としての海洋（特に本研究が対象としている浅海域）は海面の変動、潮の満干を含めた非定常変動要因のみならず、局所的な海底の地形や底質が複雑で、境界面における音響的な境界条件を数学的に表すことが容易ではない。そのため、これまで多くの研究者が浅海域における音波の伝搬について考察してきているが、現実的な工学的応用面からの、対象海域における伝搬状況の観測データに基づく実験的な研究や近似による理論的な研究が多く見られる。

本研究で考察対象としている海域は、一般の音波伝搬の概念からすると非常に狭い範囲に限られているが、本節では背景雑音の構成要因等も含めた、浅海域における音波伝搬に関するこれまでの研究をまとめて整理し、問題点を考察する。

### 2.1.2 海洋における音波の伝搬

#### 音波の伝搬理論

媒質中を伝搬する音波は、局所的な条件を満足する屈折と反射を繰り返しながら伝搬する。従って、海洋における音波の伝搬様式は、ほぼ深度に対する音速分布と水深により決まる。代表的な伝搬様式を第 2.1.1 図に示す<sup>1)</sup>。秋から冬にかけて海面直下にできる等温層があれば、海面付近の音源から水平又はそれに近い角度で放射された音波は表層チャンネルにトラップされて伝搬するが、ある角度以上の音波はこのチャンネルを出て急激に下向きに屈折し、表



第 2.1.1 図 海中における音波伝搬様式<sup>1)</sup>

層チャンネルとの間にシャドゾーンという音波が到達しない領域が生ずる。春から夏にかけては等温層が消滅するため表層チャンネルは生成せず、海面直下からすぐシャドゾーンができる。そこでは、下向きに屈折した音波は海底に入射し、そこで反射して上方へ向う。水深の深い海では、海底で反射する前に水圧による正の音速勾配のため上向きに屈折し、再び海面近くに戻り収束帯が形成される。

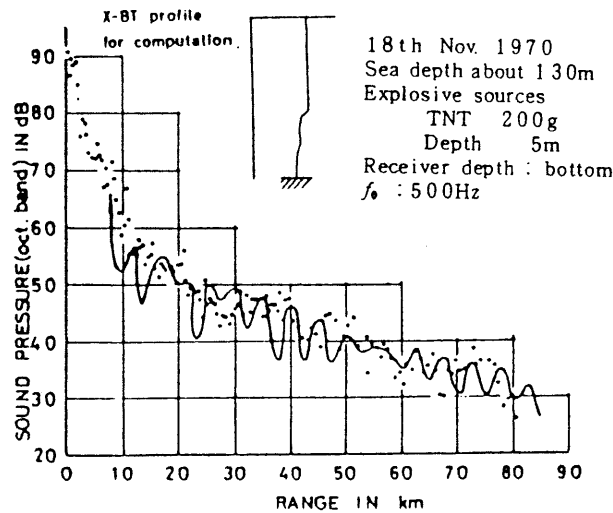
音波が音速分布の極小点付近の深さから放射された場合、水平及び上下方向のある角度範囲内の音波は、上向き又は下向きの屈折を繰り返して狭いチャンネル内にトラップされる。これを SOFAR チャンネルと呼んでいる。水深が浅い場合、音源から放射された音波は直ちに海底に到達して反射し、それがまた海面で反射するという過程を繰り返し、浅海域特有の伝搬様式を示す。以上が、模式的に表現した海洋における音波の概略的な伝搬様式である。

一般に、弾性媒質中の音波の伝搬は、特定の伝搬経路について、適当な境界条件と媒質の条件を設定した波動方程式及びその解によって数学的には厳密に記述できる。直交座標軸 ( $x$ ,  $y$ ,  $z$ ) 及び時間  $t$  に対する音圧  $p$  に関する波動方程式は次のように表すことができる<sup>2)</sup>。

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = c^2 \left( \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} \right) \quad (2.1.1)$$

浅海域では、実際の伝搬での境界条件を入れてこの波動方程式を厳密に解くことは極めて困難であることから、境界条件に制限を付けたり或は現場の状態に適合するように修正された多くの研究がなされている。Brekhovskikh(1960)<sup>3)</sup> は距離、水深及び周波数にある制限をして、浅海音源からの音波の伝搬を簡単な形で表現し、また Urick(1969)<sup>4)</sup>、MacPherson 等(1967)<sup>5)</sup> は、浅海音場において位相を無視した相加モードと音線を用いて、ごく限定された解を得ている。一方、現実の音波の伝搬経路としての浅海域は、複雑な海面・海底の境界条件及び伝搬媒質である海水が局所的に変化しているため、実用上はそれらの条件を満たした現実的な修正がなされる必要がある。特に、浅海域における伝搬では、海底での反射損失がほぼ伝搬損失を特徴付けることから、海底の特徴を考慮に入れた考察が多く見られる。例えば、Tolstoy(1956, 1960)<sup>6,7)</sup>、Clay(1959)<sup>8)</sup> は多層で減衰のない海底に対しノーマルモード理論を適用することを試みており、海底の減衰効果は Kornhauser 等(1955)<sup>9)</sup>、Eby 等(1960)<sup>10)</sup>、ノーマルモードに対する液層中の回折効果については Williams(1960)<sup>11)</sup> が、伝搬路長に対する水深(例えば傾斜した海底のような場合)の影響については Weston(1958)<sup>12)</sup> が考察している。

具体例として、第 2.1.2 図は、大坪等(1972)<sup>1)</sup> が日本近海の水深 150m の海域で、爆発物を音源とした 500Hz の伝搬特性の実測値と、X-BT により測定した音速プロファイルをもとにノーマルモード理論で計算した予測値を比較したものであるが、両者の一致はかない良いと思



第 2.1.2 図 浅海域伝搬の実測例とノーマルモード理論計算との対比<sup>1)</sup>

われる。

物理的に言えば、音波の伝搬は波動理論（ノーマルモード理論は波動論の一つ）で取り扱うのが正当で且つ完全な解を与えるものであるため、低周波の浅海域伝搬の取り扱いには、このノーマルモード理論がもっぱら用いられている。しかしながら、波動理論の解は数学的に難解であり、取り扱いも複雑であるため、近似論として音線理論が用いられる場合も多い。

音線理論は、音のエネルギーの流れを経路で示すもので、この経路を音線とっている。即ち、空間内の一点での音線はその点の波面に垂直であり、海水の音速が均一であれば音線は直線となるが、均一でない場合は屈折現象が起き音線は直線でなくなる。音線理論は、すべての音線が音場に貢献する形で表されるため、音波のエネルギーの流れを直感的に理解することが容易であることから、音源から放射されるエネルギーがサウンドチャンネルの中に留まるような高周波の場合は近似論としてしばしば用いられる。しかし、近似の成り立つ条件を良く吟味して適用する必要がある。

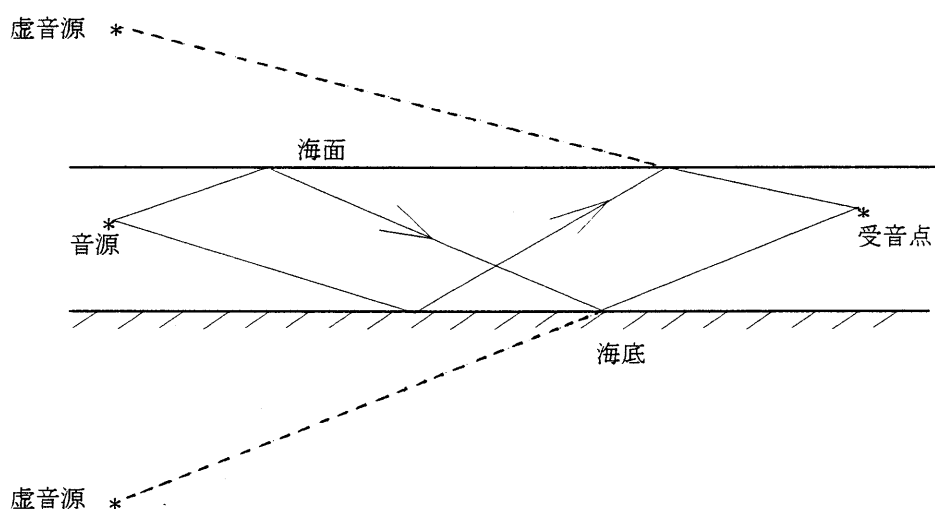
現実に海洋で低周波領域の音波を使用している技術者は、複雑な位相合成等の理論的な取り扱いよりもむしろ実際的な問題として、音源からの距離に対応する受音点の平均的な音圧を推定する必要がある。そのため、浅海域における現実的な伝搬減衰を求めるための理論として、Mackenzie(1961)<sup>13)</sup> は第 2.1.3 図に示す鏡像音源を用いた音圧合成法を示している。ここでは、多重反射をすべて音源の上下に分布する虚音源に置き換え、それからの寄与をすべて受音点で加え合わせる方法である。高次の虚音源は、海底での反射損失が大ききき、音源から遠距離になるとその振幅は急激に減少する。従って、近距離では数個の虚音源を追加することにより近似することができる。

以上のように、音波の伝搬に関する理論モデルとしては波動理論と音線理論があるが、一

一般的には遠距離の場合はノーマルモード理論が有効であり，近距離浅海域では音線理論が有効である。両理論の有効性から見てそれぞれの距離の分岐点としては， $H$ を水深， $\lambda$ を波長とした場合，

$$r = H^2 / \lambda \quad (2.1.2)$$

が一つの目安となる。しかしながら，現在では電子計算機を用いることにより，いずれの理論を用いても，遠距離音場を十分計算することができることをMackenzie(1961)<sup>13)</sup>が示している。



第 2.1.3 図 海面・海底反射による鏡像音源

いずれにしても，浅海域では海面と海底との間に浅海サウンドチャンネルを形成し，ここでは，音波が上端である海面と下端の海底間にトラップされ複雑なマルチパス伝搬をする。

浅海域伝搬の特徴をまとめると次のようになる。

(1) 伝搬特性についての理論計算は，高い周波数のときは音線理論で十分近似が成り立つが，低い周波数になると浅海域では波動論による取り扱いが必要となる。

(2) 受信点では，マルチパス伝搬した音波が重畳されることになり，位相をランダムと考えたエネルギー合成を行う必要がある場合もある。

(3) 比較的遠距離から放射された不規則音響信号等は，海面・海底間を多重反射した後受信点に到達するため，理論的な取り扱いに当っては統計的な要素を加味しなければならない場合もある。



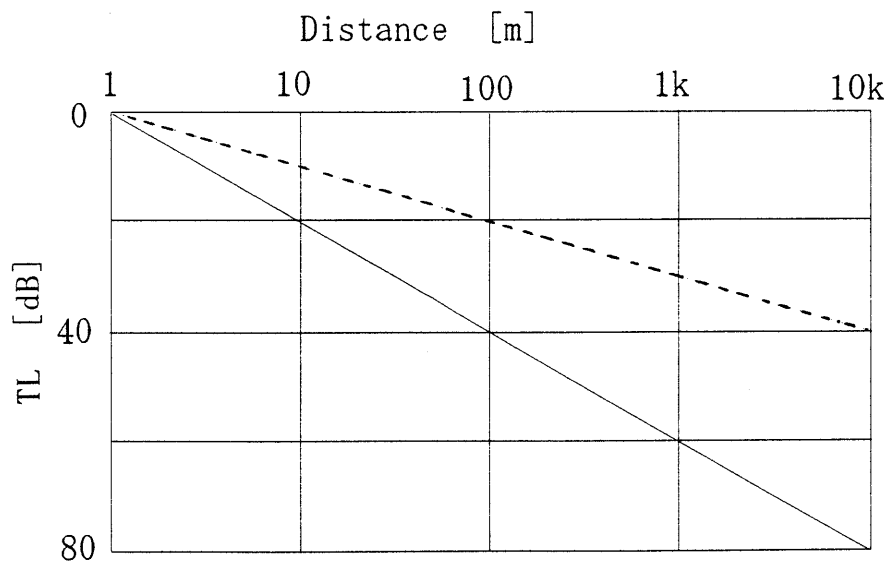
### 音波の伝搬に伴う拡散損失

音源から放射された音波は、浅海域であれ自由音場であれ、様々な要因で減衰しながら伝搬する。その伝搬損失量は、

$$TL = 10\log(E_0 / E) \quad [\text{dB}] \quad (2.1.3)$$

で定義される。ここで、 $E_0$ は基準点（通常は音源から1 m離れた点）の音の強さ、 $E$ は基準点からある距離だけ離れた点での音の強さである。伝搬損失の要因は幾つかあるが、音源近傍における代表的な損失要因は拡散損失である。拡散損失とは、海中を音波が進むとき、そのエネルギーが空間的に広がるため減衰することをいう。ある1点から放射されたエネルギーが自由空間を3次的に一樣に広がる場合を球面拡散といい、音の強さは音源からの距離  $r$  の2乗に反比例するため、損失  $TL$  は  $20\log r$  となる。また、音波が2次元平面内で広がる時は円筒拡散となり、音の強さは距離  $r$  に反比例するため、損失  $TL$  は  $10\log r$  となる。

第2.1.4図は、距離に対する各拡散形態の拡散損失量を示す。



第2.1.4図 距離に対する拡散損失量：----- 円筒拡散， —— 球面拡散

本研究で考察の対象としているダイビング海域は、水深が数十メートル程度であり且つ情報提供を行うエリアも高々数百メートル程度であることを考慮に入れると、音波の伝搬経路として見た場合、これまで考察されてきた浅海域での音波の伝搬より更に狭い範囲の伝搬を取り扱うことになる。このような海域での実際的な音波の伝搬形態としては、音源の近傍では球面拡散に近く、それ以遠では円筒拡散に近いものが考えられる。次節で典型的な海域を選んで海面付近から放射された音波の実態調査をする。

### 音波の吸収減衰

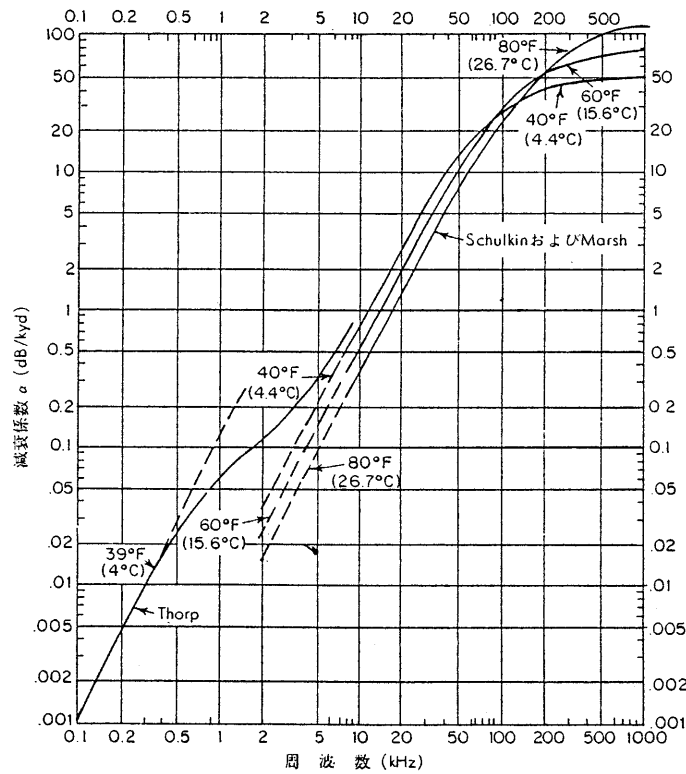
吸収損失は、拡散による損失ではなく、距離の変化によって起こる他の原因による損失である。これは音波が伝搬する媒質中における真のエネルギーの損失であり、音響エネルギーを熱に変換する過程に伴う損失である。吸収係数  $\alpha$  は、距離  $r_1$  における音響エネルギーを  $I_1$ 、距離  $r_2$  における音響エネルギーを  $I_2$  としたとき、

$$\alpha = \frac{10 \log I_1 - 10 \log I_2}{r_2 - r_1} \quad [\text{dB/km}] \quad (2.1.4)$$

として表される。海水中の吸収係数を最初に測定したのは、Stephenson(1931-1934)であるといわれるが、その後多くの研究者により測定されている。例えば、Thorp(1967)<sup>14)</sup> は、実験データから、吸収減衰係数として次の式を示している。

$$\alpha = \frac{0.1f^2}{1+f^2} + \frac{40f^2}{4100+f^2} + 2.75 \times 10^{-4} f^2 + 0.003 \quad [\text{dB/kyd}] \quad (2.1.5)$$

第 2.1.5 図に、吸収減衰係数の測定例を示す。しかし、同図が示すように、可聴周波数帯域で、しかも近距離伝搬の場合は、この吸収損失による損失は拡散損失に比較して小さく、考慮に入れなくとも現実的な問題はない。



第 2.1.5 図 Thorp<sup>14)</sup> と Schulkin 及び Marsh<sup>15)</sup> の式による周波数と水温に関する海水の吸収減衰係数 (塩分濃度 35ppt)<sup>22)</sup>

### 海面による反射と散乱

海面は、音波の反射体であると同時に散乱体でもある。音源或は受波器が浅海の海面近傍にあると、海面の挙動が音波の伝搬に影響を与える。もし海面が完全に平穏であれば、完全な反射体と考えられ、このときの反射損失はほとんどない。海が荒れている場合は、当然反射損失は0でなくなる。Urick等(1947)<sup>16)</sup>の測定では、周波数25kHzの音波が1ftの波高の海面に対して、入射補角3-18°で入射したときの反射損失の平均値は約3dBであった。また、Liebermann(1948)<sup>17)</sup>は、周波数30kHz、波高0.2-0.8ft、入射補角が8°のとき、損失の中央値が3dBという結果を得ている。

海面による反射、散乱を考える場合、音響的に見た海面の粗さを表す指標のひとつにレイリーパラメータRがある。

$$R = kH \sin \theta \quad (2.1.7)$$

k: 波数, H: 波高,  $\theta$ : 入射補角

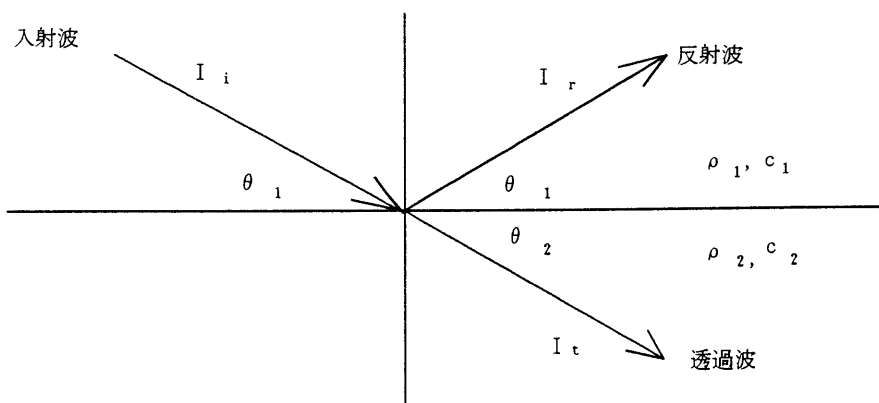
$R \ll 1$ のとき、海面は滑らかで、入射波はほぼ鏡面反射し損失はほとんどない。 $R \gg 1$ のときは粗面と考え、このとき海面は散乱体として作用し、入射波はあらゆる方向に乱反射する。

但し、考察対象がダイバーへの情報提供である本研究の場合は、一般に潜水可能な海域の気象は穏やかであり且つ使用周波数が可聴周波数帯域であることを考慮すると、海面からの反射及び散乱は伝搬損失要因としてはあまり大きな問題とならない。

### 海底による反射と散乱

海底からの反射は、海面からの反射と類似点も多いが、音響的に見た海底の構造が不均一であること、音速や密度が急激に変化する層を作っていること、音波が層状の海底に入射して反射することなどから、より複雑な現象となる。

第2.1.6図で示すように、海底を単純な2層液体間の平面境界とした場合の反射損失は、次式で与えられる<sup>18)</sup>。



第2.1.6図 2種の媒質間の不連続面における音の反射と透過

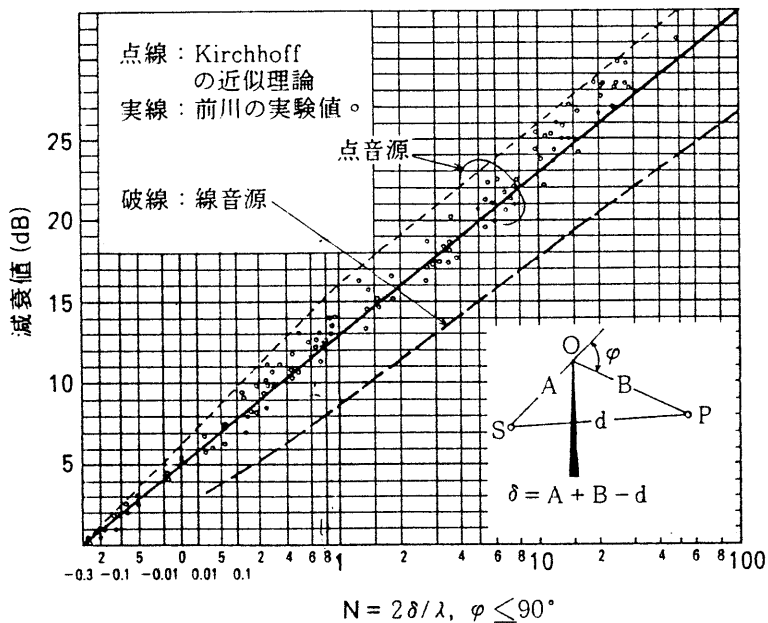
$$\frac{I_r}{I_i} = \left\{ \frac{c_2 \rho_2 \sin \theta_1 - c_1 \rho_1 \sin \theta_2}{c_2 \rho_2 \sin \theta_1 + c_1 \rho_1 \sin \theta_2} \right\}^2 \quad (2.1.7)$$

反射損失は上式対数をとって表すが、入射補角の関数とした場合、反射損失は両媒質の音響インピーダンスに依存するものとなる。海底での反射損失はそれ自体非常に複雑であることから、ここではこれ以上触れないこととする。

### 2.1.3 障害物による伝搬減衰

#### 障壁による回折減衰

伝搬経路上に障壁がある場合の音波の回折現象は、基本的には光の回折に関する Fresnel-Kirchhoff の近似理論を用いて解析できる<sup>19)</sup>。しかしながら、理想化された条件で求められた Fresnel-Kirchhoff の近似理論を、現実の音波の伝搬に適用すると若干の誤差が生ずる。そのため、前川(1961)<sup>20)</sup>は、自由空間内の無指向性の点音源と受信点の間に、ナイフエッジをもつ半無限平面障壁を設置した場合の回折減衰について、Fresnel-Kirchhoff の近似理論を指針に用いて実験的に考察し、第 2.1.7 図に示す設計図表を示している。この図は、縦軸が障壁がない場合とある場合の音圧レベル差、横軸は障壁がある場合とない場合の経路差  $\delta$  を半波長で割った数  $N$  を示しており、実験曲線が一直線になるように調整している。この図は非常に簡単であり、また空気中において障壁に対する遮音減衰量を予測する場合、しばしば用いられる実用的なものであることから、水中の音波に対する実用的な適用性を第 2.3 節で考察する。



第 2.1.7 図 自由空間の薄い半無限障壁による回折減衰値<sup>20)</sup>

## 壁体による透過減衰

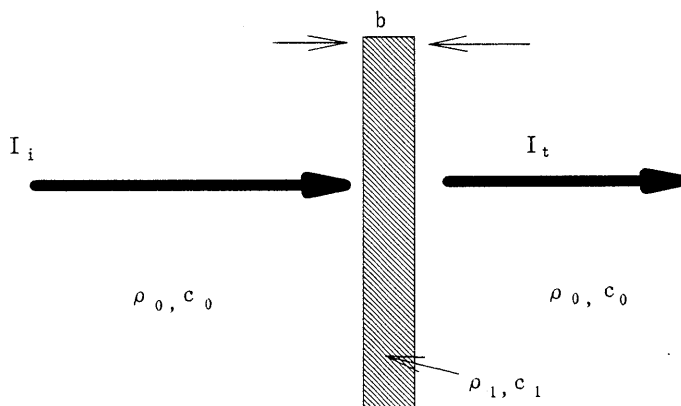
### (a) 純音に対する壁体の透過減衰特性

第 2.1.8 図に示す無限平行平板（厚さ  $b$ ，密度  $\rho_1$ ，板に垂直な音速度  $c_1$ ，板の中の波長  $\lambda_1$ ）が，無限に広がった媒質（密度  $\rho_0$ ，音速  $c_0$ ）の中にある場合，音圧波がそれに垂直入射したときの透過率は次式で与えられる<sup>2)</sup>。

$$D = \frac{4}{4 \cos^2 \frac{2\pi b}{\lambda_1} + \left( \frac{\rho_1 c_1}{\rho_0 c_0} + \frac{\rho_0 c_0}{\rho_1 c_1} \right)^2 \sin^2 \frac{2\pi b}{\lambda_1}} \quad (2.1.8)$$

上式より， $b \ll \lambda_1$ ， $\rho_0 c_0 \ll \rho_1 c_1$ であれば，透過損失  $TL (= 1/D)$  は，

$$TL = \log(1/D) \approx \log \left\{ 1 + \left( \frac{\omega m}{2\rho_0 c_0} \right)^2 \right\} \quad [\text{dB}] \quad (2.1.9)$$



第 2.1.8 図 壁体による透過減衰

と変形でき，いわゆる空気中での“質量則”といわれる式に近似できる<sup>21)</sup>。(2.1.9)式は，空気中において壁体の透過損失を推測する場合，非常に有用で良く用いられるが，水中においてこの式の有用性を考察した例は見当たらないことから，本章第 2.4 節で考察する。

### (b) 帯域信号に対する壁体の透過減衰特性

水中において，帯域信号に対する壁体の透過損失を考察した例は見当たらない。空気中においては，音響信号や雑音のような帯域信号のレベルを評価するものとして，時間率雑音レベル  $L_\alpha$  がある。これは，あるレベル以上となる雑音レベルの時間が，実測時間の  $\alpha\%$  を占める場合のことをいい，雑音問題を取り扱うときは重要な概念である。この概念を壁体の透過損失の評価量と結び付ける試みは，太田等(1980)<sup>23)</sup>により行われている。しかしながら，そ

ここではまだ、壁体のシステムパラメータが明白な形で透過減衰評価量に反映された表現にはなっていない。本章第2.4節において、この問題を実用的な観点から考察する。

#### 2.1.4 結言

浅海域における音波の伝搬は、伝搬経路の海面変動、潮の満干を含めた非定常変動要因のみならず局所的な海底の地形や底質が複雑なため、境界面における音響的な境界条件を数学的に表すことが容易ではない。そのため、本節で概観したように、これまで多くの研究者がさまざまな角度から、浅海域における音波の伝搬について考察してきている。しかしながら、本研究での考察対象海域が、一般のダイバーが潜水を楽しむような沿岸のレジャー海域であり、しかも目的とする伝搬距離もせいぜい数百メートルであることから、伝搬経路に付随する問題も、通常の音波伝搬の概念からいえば、ほぼ音源近傍の伝搬に関する問題を考察することになる。従って、現実的な応用面からいえば、音源近傍の伝搬形態や伝搬経路上に存在する障害物による伝搬減衰がより重要な問題となる。

## この節の引用文献

- 1) 奥島基良他, “海洋音響—基礎と応用—,” (海洋音響研究会, 東京, 1984).
- 2) J. W. S. Layleigh, “The Theory of Sound,” (Dover Publications, Inc., New York, 1945).
- 3) L. M. Brekhovskikh, “Waves in Layered Media,” (Academic Press Inc., New York, 1960).
- 4) R. J. Urick, “Intensity Summation of Modes and Images in Shallow-Water Sound Transmission,” J. Acoust. Soc. Am., Vo. 46, pp. 780-787 (1969).
- 5) J. D. MacPherson and M. J. Daintith, “Practical Model of Shallow Water Acoustic Propagation,” J. Acoust. Soc. Am., Vo. 41, No. 4, pp. 850-854 (1967).
- 6) I. Tolstoy, “Resonant Frequencies and High Modes in Layered Wave Guides,” J. Acoust. Soc. Am., Vo. 28, No. 6, pp. 1182-1192 (1956).
- 7) I. Tolstoy, “Guided Waves in a Fluid with Continuously Variable Velocity Overlying an Elastic Solid,” J. Acoust. Soc. Am., Vo. 32, No. 1, pp. 81-87 (1960).
- 8) C. S. Clay, “Propagation of Band-limited Noise in a Layered Wave Guide,” J. Acoust. Soc. Am., Vo. 31, No. 11, pp. 1473-1479 (1959).
- 9) E. T. Kornhauser and W. P. Raney, “Attenuation in Shallow Water Propagation Due to an Absorbing Bottom,” J. Acoust. Soc. Am., Vo. 27, No. 4, pp. 689-692 (1955).
- 10) R. K. Eby, A. O. Williams, R. P. Ryan and P. Tamarkin, “Study of Acoustic Propagation in a Two-Layered Model,” J. Acoust. Soc. Am., Vo. 32, No. 1, pp. 88-99 (1960).
- 11) A. O. Williams, “Some Effect of Velocity Structure on Low Frequency Propagation in Shallow Water,” J. Acoust. Soc. Am., Vo. 32, No. 3, pp. 363-371 (1960).
- 12) D. E. Weston, “Guided Propagation in a Slowly-Varying Medium,” Proc. Phys. Soc. London, Vol. 73, pp. 365 (1958).
- 13) K. V. Mackenzie, “Long-Range Shallow-Water Transmission,” J. Acoust. Soc. Am., Vo. 33, No. 11, pp. 1505-1514 (1961).
- 14) W. H. Thorp, “Deep Ocean Sound Attenuation in the Sub- and Low-Kilocycle per Second Region,” J. Acoust. Soc. Am., Vol. 38, No. 4, pp. 648-654 (1965).
- 15) W. H. Marsh, “Attenuation of Explosive Sounds in Sea Water,” J. Acoust. Soc. Am., Vol. 35, No. 12, p. 1837 (1963).
- 16) R. J. Urick and H. L. Saxton, “Surface Reflection of Short Supersonic Pulses in the Ocean,” J. Acoust. Soc. Am., Vo. 19, No. 1, pp. 8-12 (1947).
- 17) L. N. Liebermann, “Reflection of Underwater Sound from the Sea Surface,” J. Acoust. Soc. Am., Vo. 20, No. 4, pp. 498-503 (1948).
- 18) 実吉純一, “超音波技術便覧,” (日刊工業新聞社, 東京, 1978).
- 19) 前川純一, “建築・環境音響学,” (共立出版, 東京, 1990).

- 20) 前川純一, “障壁(塀)の遮音設計に関する実験的研究,” 日本音響学会誌, 第14巻第4号, pp187-196 (1962).
- 21) 太田光雄他, “基礎物理音響工学,” (朝倉書店, 東京, 1990).
- 22) R. J. Urick, “Principles of Underwater Sound 3rd ed.,” (McGraw-Hill, New York, 1983).
- 23) M. Ohta, H. Iwashige and S. Yamaguchi, “A Methodological Study on Statistical Evaluation of Noise and Vibration Control System — Simplified  $L_{\alpha}$  Evaluation Procedures for Single Wall and Double Wall,” Theor. Appl. Mechanics, Vol.28, pp.387-398 (1980).



## 2. 2 実浅海域における音波の伝搬<sup>1,2)</sup>

### 2.2.1 緒言

前節における従来の研究が示すとおり、音の伝搬経路としての海洋（特に本研究が対象としている浅海域）は、潮汐や風浪等による海面の非定常変動要因のみならず、局所的な海底の地形や底質が複雑で、境界面における音響的な境界条件を数学的に表すことが理論的に困難であることが明らかで、現実的な工学的応用面からは、対象海域特有の伝搬状況の観測データに基づく統計的な取り扱いが必要であると思われる<sup>3,4)</sup>。そのためには、まず現実のレジャー海域がどのような背景雑音特性を呈しており、音波がどのように伝搬しているのかを調査する必要がある。

本節では、以上のような観点から、観測海域として呉湾・広島湾を選び、現実の音波の伝搬状況を次の2点に留意した調査を試みた。

(1) 現実の浅海域における可聴周波数音場が、通常どのような海中雑音特性を呈しているかを予め把握しておくこと。

(2) 潜水者への情報伝達のため、海面付近から放射した可聴音響信号が実海域でどのような距離減衰特性を示すかを調べておくこと。

特に後者の事項は、走行中のモータボート等からの海面放射雑音が、レジャー海域での重要な雑音源になると同時に、モータボートそれ自体が潜水者にとって事故発生の原因ともなりうることから、その伝搬特性を明らかにすることは重要な課題である。

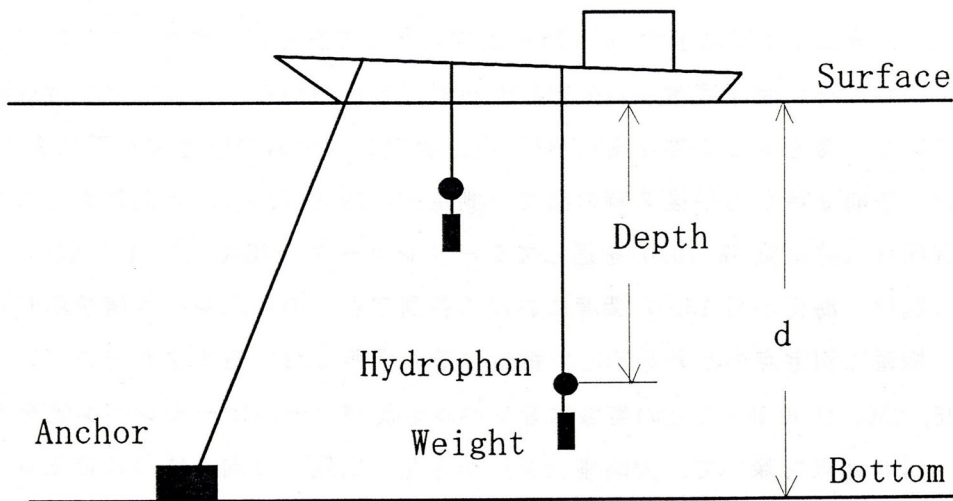
### 2.2.2 海中雑音の空間的分布特性

調査対象海域として、瀬戸内海の典型的レジャー海域である広島県呉市及び広島市周辺海域を採り上げ、第2.2.1図に示す16ヶ所を測定点として選んだ。また、特定雑音源が存在していない、いわゆる周囲環境雑音の分布特性を調べる目的から、少なくとも付近海域に船舶が航行していない時を選んで雑音測定を行った。測定システム概念図を第2.2.2図に示す。測定時間は、午前9時から午後7時の間で（測定日：1989.7.31）、各測定点ではハイドロホン、水中音圧計（沖電気SW-1020）を通してデータレコーダ（TEAC SR-51）に収録した。

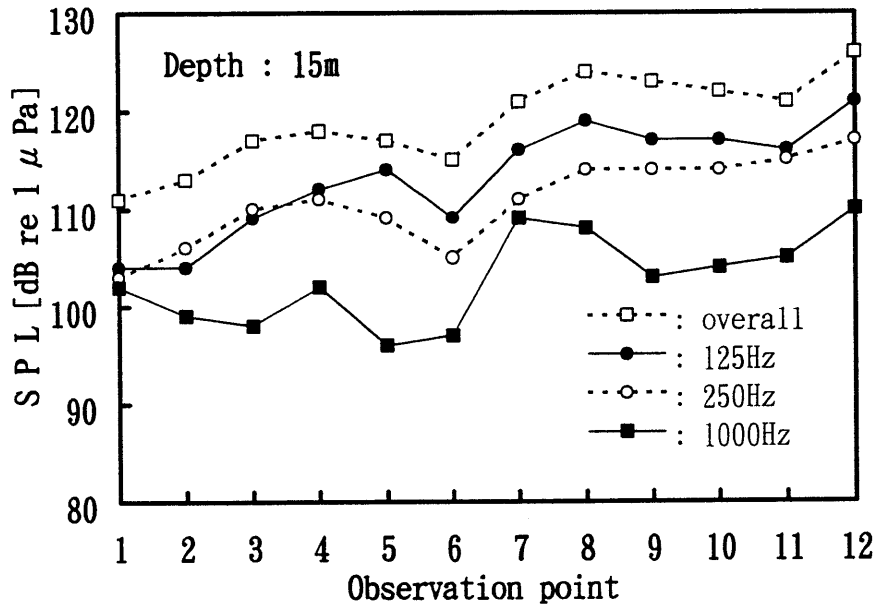
第2.2.3図は、海面から15mの深度における各測定点での音圧レベル値を示したものである。即ち、横軸に測定点の番号を示し、縦軸にその場所におけるオクターブバンド（中心周波数：125, 250, 1000 Hz）ごとの帯域雑音レベル値及びオーバーオールレベル値を示している。同図から、第6地点を除いて、大略南（呉）から北（広島）に向うにつれ音圧レベルが漸増してはいるが、スペクトルの形状に関しては場所による大きな変化は認められないことが分かる（この点は、測定点近傍の局所的音響伝搬特性に支配され、スペクトル形状が場所によって大きな差異を示す空気中での雑音分布特性と異なるところである）。レベル値の第6地点における若干の落込みは、北側からの音の伝搬が陸岸と島によって遮蔽（回折減衰）され



第 2.2.1 図 広島及び呉湾の背景雑音測定地点



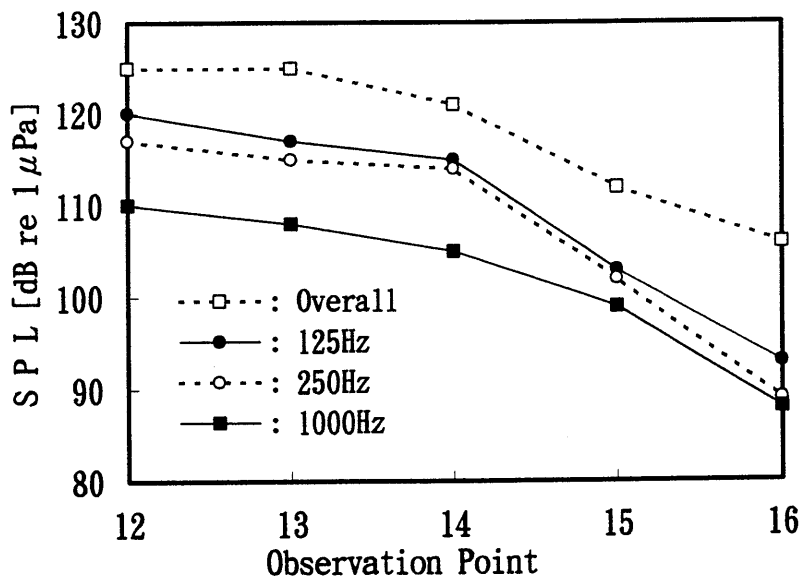
第 2.2.2 図 測定システムの概念図



第 2.2.3 図 各観測点における音圧レベル分布

たためと考えられる。

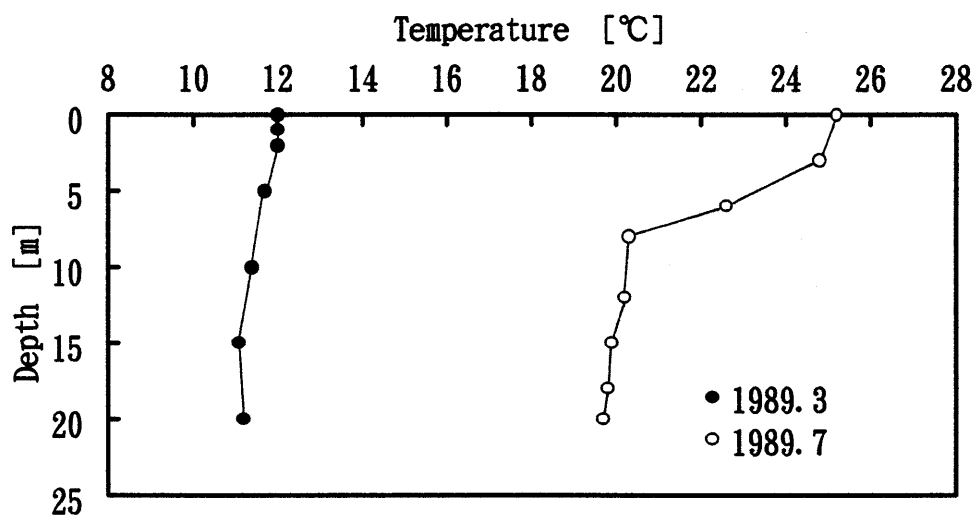
この遮蔽効果をもう少し詳細に検討するため、第 2.2.1 図の 12~16 地点における音圧レベル値を示したものが、第 2.2.4 図である。これらの測定点は、能美島と江田島に囲まれた狭い入口（測定点 14）が一ヶ所だけの湾内（水深約 15m、底質泥）で、周辺には工場や交通の頻繁な道路等はなく、雑音源としては入口から到来する外部の雑音のみと考えられる海域である。可聴音で波長が大であるとはいえ、伝搬性の雑音に対して湾口の岬等による遮蔽効果が



第 2.2.4 図 各観測点における音圧レベル分布

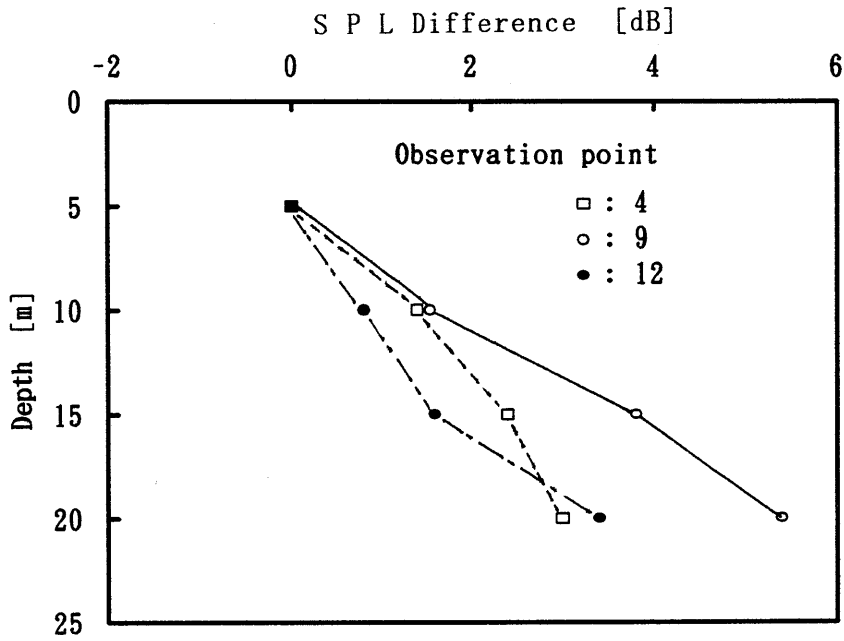
明らかに認められる。これら雑音分布の測定時は、少なくとも視認できる付近海域に航行船舶がない時を選んでのことから、雑音源は遠方の航行船舶、陸上の工場及び自動車の道路交通雑音などであると思われる。これら不特定多数の雑音が、浅い海面と海底に挟まれたサウンドチャンネル内を多重反射しながら、複合的に合成されて背景雑音を形成しているものと思われる。

水中の音速は水温により大きく変わるが、この音速プロファイルが音波の伝搬経路を大きく左右する。第 2.2.5 図は、水深が 20-25m の範囲で平坦な呉湾（測定点 5 付近）において測定した、夏季(1989.7)と冬季(1989.3)における深度に対する温度分布プロファイルを示したものである。この海域の観測結果を見ると、冬季においては 11-12℃ の範囲でほとんど一定の水温を示しているが、夏季においては表面付近の温度分布が大きく変化することが示されている。

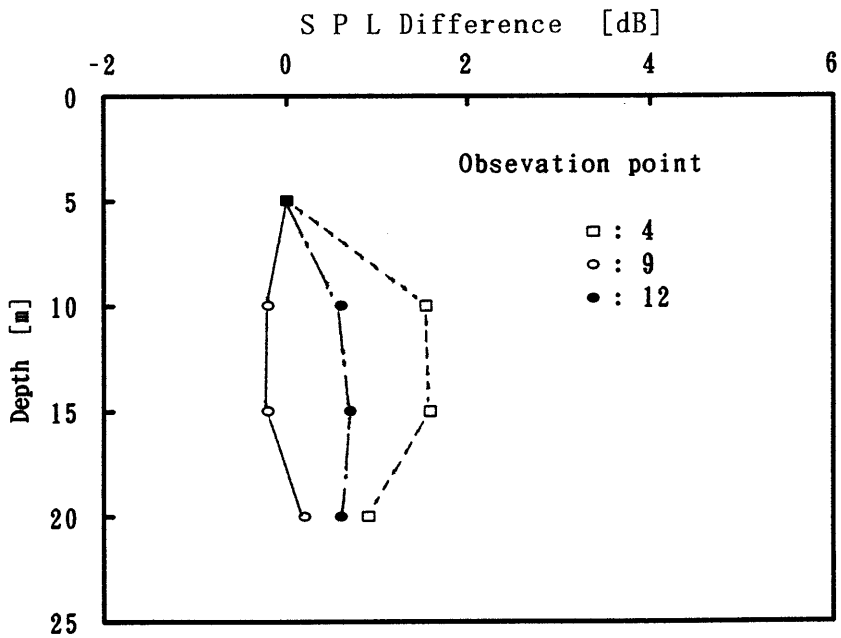


第 2.2.5 図 夏季と冬季における温度分布プロファイル

第 2.2.6 図は、幾つかの測定点における可聴周波数領域での音圧レベル値の深度依存性を、夏・冬の各季節について考察したものである（深度 5m の音圧レベルを基準にして、各深度におけるレベルとの差で表示している）。海洋レジャーの盛んな夏季には、水深が大きくなるに連れて音圧レベルの値も大きくなり、潜水中のダイバーにとっては高雑音環境下にあることに留意する必要がある。尚、本実験の測定海域における主たる雑音源が、付近海域の航行船舶の放射する雑音であることは、そのスペクトル形状を見ると容易に想像がつく（視認できる範囲に船舶がないときの背景雑音ではあるが）。しかし、浅海域における雑音分布の深度依存性と船舶雑音及び海中の温度分布（音速分布）特性との関連性については、更なる検討を必要とする。



(b) 夏季 (1989.7)



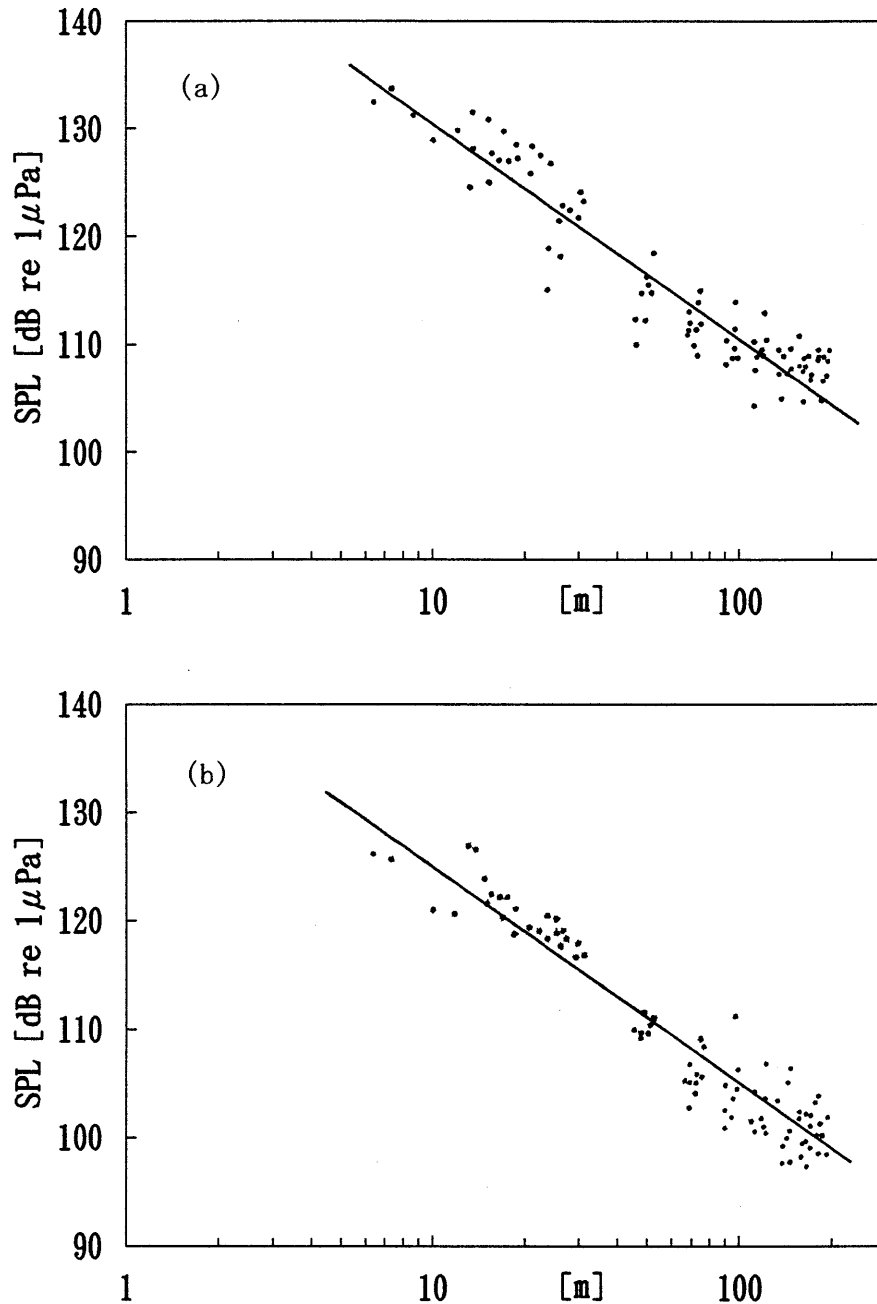
(a) 冬季 (1989.3)

第 2.2.6 図 夏季と冬季の深度に対するレベル差

### 2.2.3 海面付近における放射音の距離減衰特性

ダイバーの潜水に付随する事故防止のため、音響信号を直接放射して注意喚起信号とする場合、走行中のボートのような海面付近の雑音が大いなる問題となる。海面付近から放射された音波の音源近傍での距離減衰特性を調べるため、小型モーターボートを走行させて、その放

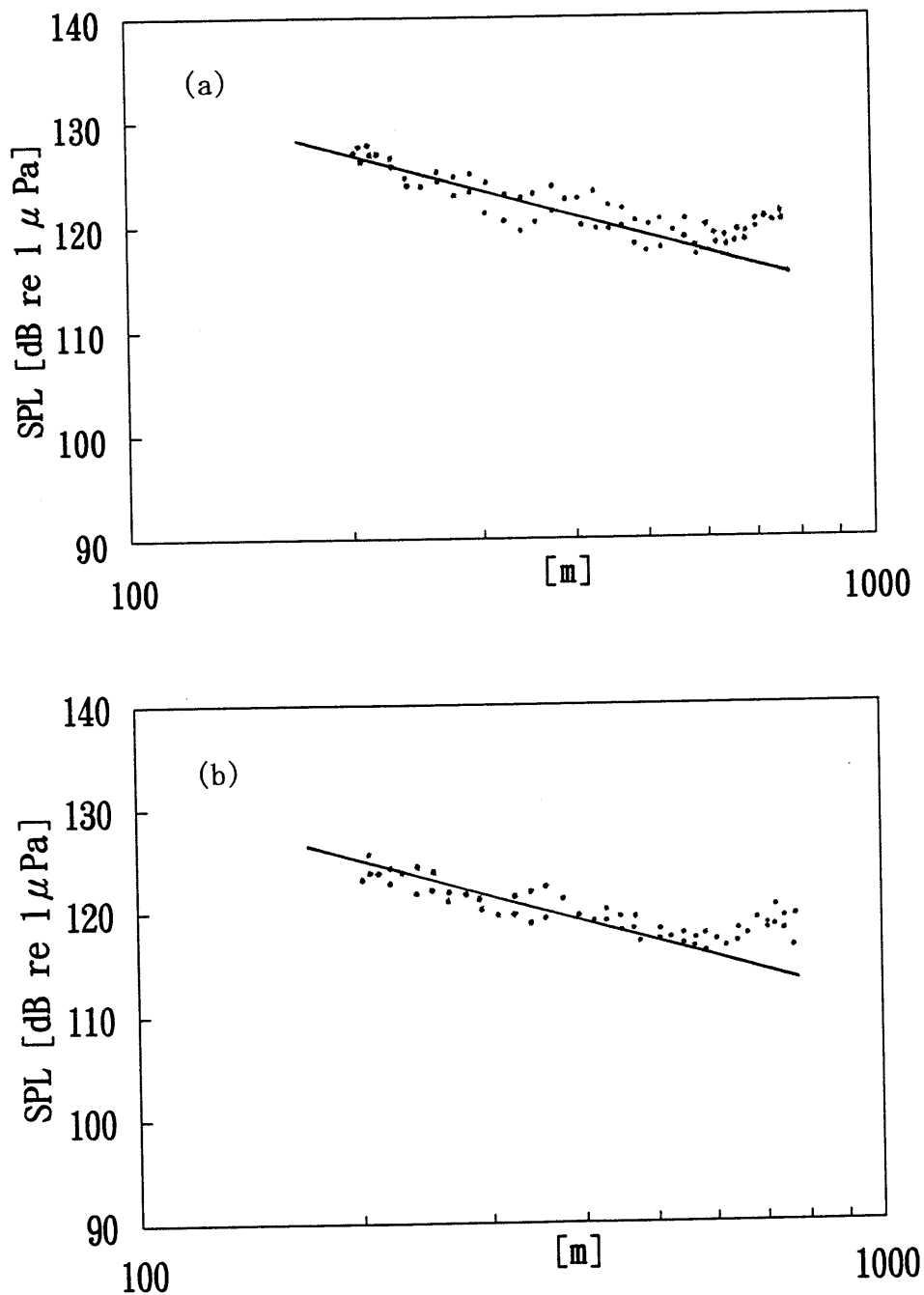
射雑音を測定した。中心周波数を 2kHz, 8kHz とするオクターブバンド内の音圧レベルの実測値を、音源からの距離に対して示したものが第 2.2.7 図である。測定深度は 20m である。この図から、音圧レベルの距離減衰量が、音源の近傍では距離の 2 乗に比例していることが分かる（図中の実線は、球面拡散特性を仮定した場合の減衰特性を表したものである）。



第 2.2.7 図 航行船舶（小型モータボート）の発生する雑音  
レベルの距離減衰特性（a :  $f_c=2\text{kHz}$ , b :  $f_c=8\text{kHz}$ ）

一方、第 2.2.8 図は、受音点からの距離が少し離れた巨大タンカーの航行雑音を音源とした、深度 20m におけるオクターブバンド内の音圧レベルの距離減衰特性である。この図から、

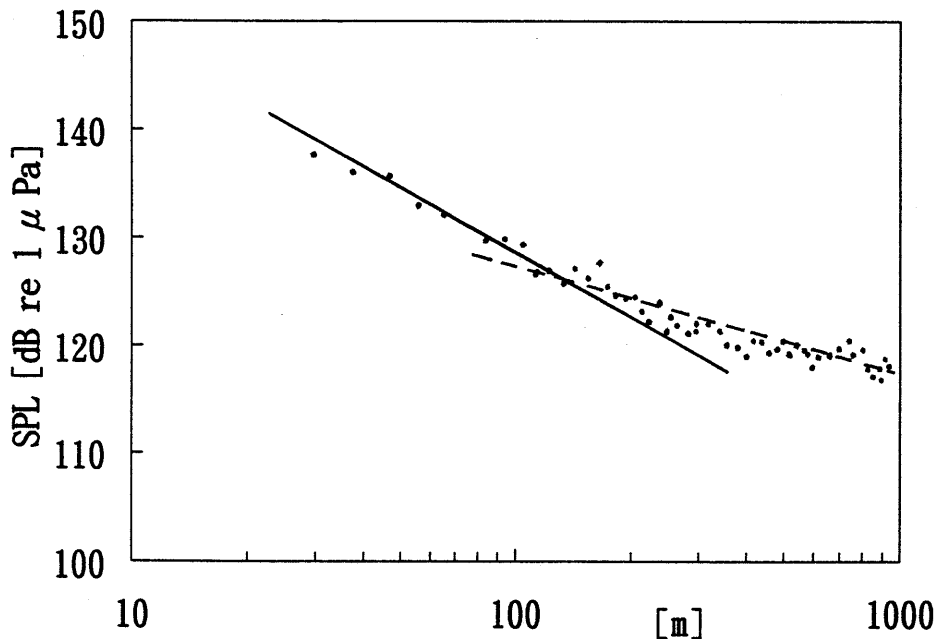
ある程度距離が大きくなると、伝搬損失量の増加が距離に比例していることが分かる（図中の実線は、円筒拡散を仮定したときの距離減衰特性を表している）。第2.2.7図及び第2.2.8図で示した観測例の海底の地質はいずれも平坦な泥である（測定日時：1989.8.1午前9時～午後3時、測定場所：呉湾内の測定点④付近）。



第2.2.8図 航行船舶（大型タンカー）の発生する雑音レベルの距離減衰特性（a.  $f_c=500\text{Hz}$ , b.  $f_c=1\text{kHz}$ ）

第 2.2.7 図及び第 2.2.8 図は、浅海域における音源の近傍と遠距離での伝搬に対する距離減衰特性の相違を比較するために示したものである。両図で測定周波数が異なっているが、一般に距離減衰特性は周波数には無関係であり、またこの程度の距離で且つ実験周波数のような可聴周波数帯域では、吸収による減衰量も距離減衰に比較すると無視できる程度であることから、音源となる航行船舶の発生する音圧レベルの最も大きい周波数帯域の音圧レベルで、距離減衰特性を比較しても問題はないものとする。

第 2.2.9 図は、第 2.2.7 図及び第 2.2.8 図の観測例から、音源の近傍ではほぼ球面拡散、またある程度の遠距離では円筒拡散に近い伝搬状況が示されたため、球面拡散から円筒拡散への転移距離の概略を探ることを目的に、水深約 20m の海域を航行中の小型高速旅客船から放射された雑音をデータレコーダに記録し（ハイドロホンの深度 15m）、これを距離減衰特性の形にデータ処理したものである。但し、図中の実線と破線は、それぞれ球面及び円筒拡散を仮定した時の減衰特性である。この図から、海洋レジャー海域として利用される水深 20m 前後の浅海域においては、音源から約 100m 程度までの範囲内ではほぼ球面拡散特性を示し、それ以遠では円筒拡散特性に漸近して行くことが明らかに読みとれる。



第 2.2.9 図 航行船舶（小型高速旅客船）の発生する雑音レベルの距離減衰特性（ $f_c=500\text{Hz}$ ）

#### 2.2.4 結言

本節で得られた結果をまとめると以下のとおりである。

(1) 瀬戸内海の典型的なレジャー海域のかなり広い範囲の海域に亘って、背景雑音を測定した結果、雑音レベル値の空間的変動は見られるが、スペクトル形状については場所による顕



著な差異は認められない（この事実は、大気中における雑音分布特性と大きく異なるところである）。

(2) 可聴周波数領域で且つ波長が大であるとはいえ、陸岸や島などによる回折減衰効果は無視できない。

(3) 海洋レジューが盛んになる夏季においては、潜水者は高雑音環境下におかれている。

(4) 水深 20m 前後のレジュー海域においては、海面付近からの音響伝搬特性は 100m 付近を境にして球面拡散から円筒拡散に移行する。

この節の引用文献

- 1) K. Oimatsu, S. Yamaguchi, S. Kuwahara and K. Kuramoto, "An Experimental Consideration of Underwater Random Noise with Audio Frequency Bandwidth in a Shallow Water Area," *Acoustics Letters*, Vol.13, No.9, pp.157-161 (1990).
- 2) 老松建成, 桑原信也, 山口静馬, 倉本和興, "極浅海域での海中雑音に関する実験的考察," *海洋音響学会誌*, 第17巻第1号, pp.37-39 (1990).
- 3) 奥島基良他, "海洋音響-基礎と応用-, " (海洋音響研究会, 東京, 1984).
- 4) 例えば, R.J.Urick, "Principles of Underwater Sound 3rd ed.," (McGraw-Hill, New York, 1983).

## 2. 3 水中伝搬音に対する障壁の回折減衰特性<sup>1-3)</sup>

### 2.3.1 緒言

前節では、海面付近から放射された可聴音が、極浅海域でどのような距離減衰特性を示すかを、主に実験的立場から考察した。しかし、これらの考察は、音響伝搬経路の途中に特別な遮蔽物が存在していない、いわゆる自由音場に近い場合に限られていた。

しかしながら、音波の伝搬経路上に堅い遮音壁が存在すると、水中音響信号はそれによって回折現象を呈する。空気中における回折減衰に関する考察は、これまで多くの人々によってなされ研究成果も蓄積されているが<sup>4-8)</sup>、水中における考察はあまり見られないように思われる。しかし、ダイバーに対する音声伝達システムを構成する場合、必要送信パワーの見積りのためには、伝搬経路に付随する損失量の推定が必要不可欠である。従って、伝搬損失の要因のひとつである、障壁による水中伝搬音の減衰特性を考察することは、価値があることと考える。

本節では、伝搬経路の途中に障壁のような遮蔽物が存在する場合に着目し、これが水中伝搬音に対して、どのような回折減衰特性を示すかを実験的に考察する。具体的には、始めに、最も単純な遮蔽物の例として厚みの薄い障壁を採り上げ、伝搬音がもつ周波数・音源・障壁・送受音点の位置関係等が、回折減衰特性とどのような具体的関連性を示すのかを調べる。即ち、薄い障壁による一回回折過程の縮小モデルを用いた水槽実験を通して詳細に考察し、水中の回折減衰量を推定するための実用的な関係式を導いている。更に、厚みをもった障壁に対する回折減衰量を推定するための可能性についても考察している。最後に、上記推定法を実浅海域で測定したデータに適用して、その妥当性を確認している。

### 2.3.2 水槽実験の概要

第 2.3.1 図は、水槽中における音源・障壁・受音点の位置関係を平面図によって示したものである。具体的な実験状況は、次のとおりである。

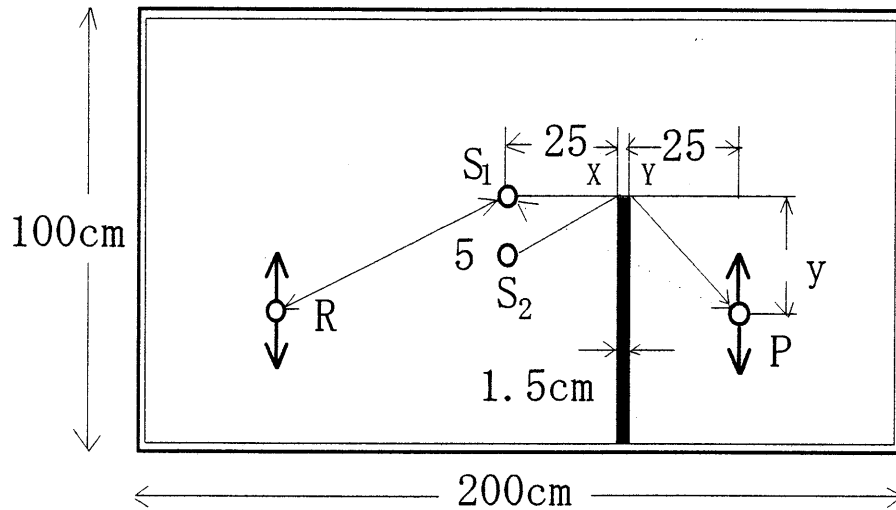
障壁：障壁が薄い場合と厚い場合の 2 種類で行った。

#### (1) 薄い障壁による 1 回回折過程

障壁は、厚さ 3mm のアルミニウム板に、音波が障壁を直接透過しないように厚さ 6mm のポリエチレンマットを表裏に貼った、厚さ計 15mm の複合板である。障壁の厚さの影響を避けるため（1 回回折過程とみなすため）、音源の位置（第 2.3.1 図の  $S_1$ ）を障壁の頂点と同一レベル面上に位置させている。

#### (2) 厚みをもった障壁による 2 回回折過程

障壁は、厚さ 3cm の木の板を用いた。送波器の位置（第 2.3.1 図の  $S_2$ ）は、障壁の上部から 5cm 下の位置とした。



第 2.3.1 図 回折減衰特性測定のための実験配置

放射音響信号：ほぼ 5 周期波の正弦波信号（周波数：70, 100, 150kHz）のバーストトーンである。パルス幅は、回折波が水槽の壁面等からの反射波と分離ができ且つ定常状態となる、できるだけ狭いパルス波とした。

送受波器の深度：2つの受信点（P, R）は共に水面から 15cm の位置に固定し、音源は水面付近（ $S_1$ ）及び水面から 15cm（ $S_2$ ）の 2カ所とした。

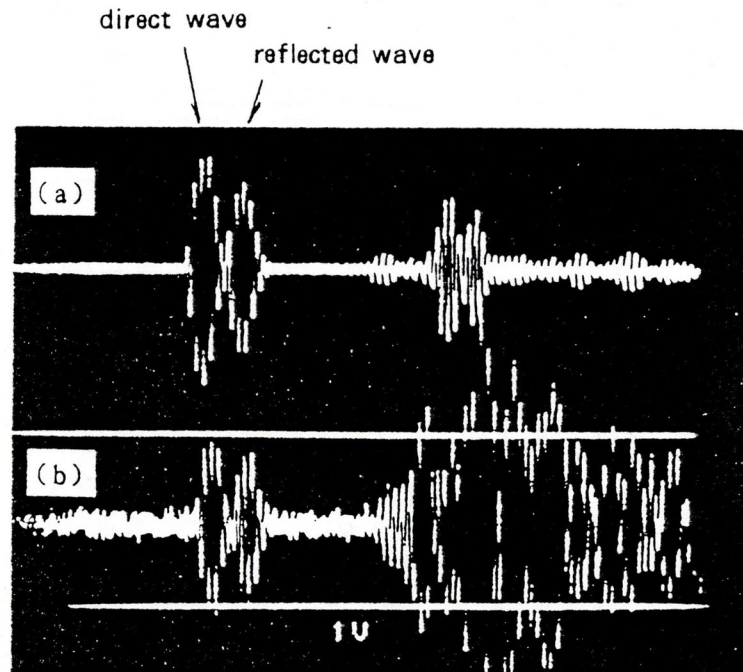
受信点 R は、回折波と同時に障壁が存在しない場合の参照波を得るために、特に設けたものである。従って、 $S_1 R$  と  $S_1 P$  は等距離である。2つの受信点を、第 2.3.1 図中の矢印の方向に、同時に等距離移動させることによって経路差を種々変更した。なお、経路差は、図中の距離  $y$  を正確に測定して計算により求めた。

### 2.3.3 水槽実験及び考察

#### 2.3.3-1 薄い障壁による回折減衰特性

第 2.3.2 図 (a), (b) は、2つの受信点 R と P で同時に測定したバーストトーン波形（周波数 100kHz の場合）の一例を示したものである。同図から、直接伝達波と水面での一回反射波が明確に読みとれる（若干の時間的遅れを伴ってこれに続く波形は、水槽壁面その他からの反射波の合成に基づくものと思われるが、回折減衰値の算定には利用していない）。

第 2.3.3 図 (a), (b) は、水中における回折減衰特性と空気中における特性とを対比するため、実測データを空気中の音響工学分野で良く知られている前川チャート<sup>4,7)</sup>上にプロットしたものである。前川チャートの縦軸は、障壁がない場合とある場合の受信点における音圧レベルの差を表しており、横軸は障壁がある場合とない場合の音響伝搬経路の差  $\delta$ （第 2.3.1 図では、 $S_1$  から障壁の頂点を経て P に至る距離から  $S_1 P$  間の直線距離を差引いた値）を半波



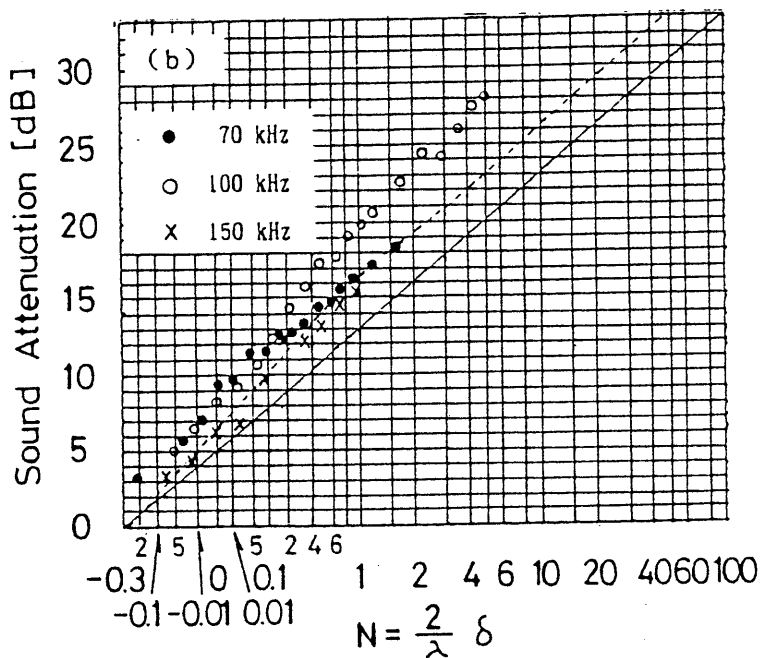
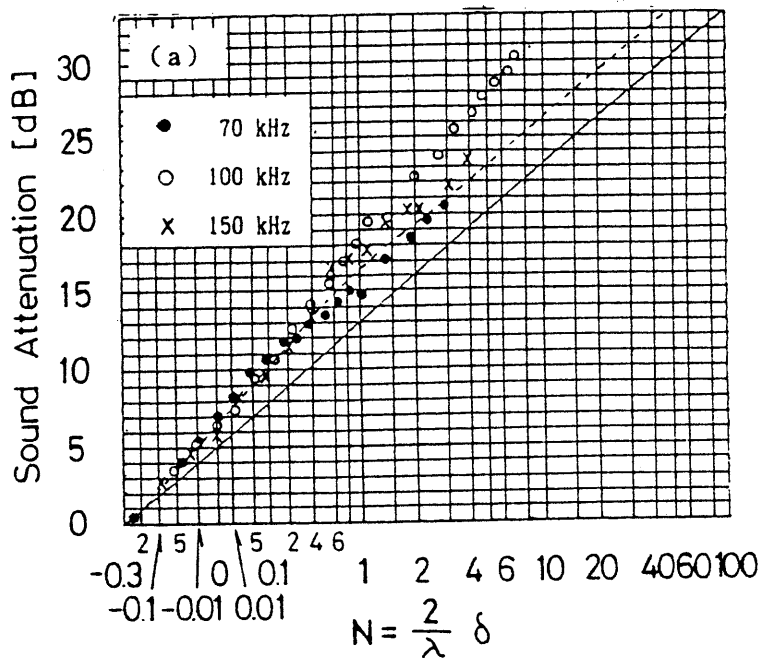
第 2.3.2 図 受波点 R 及び P の音圧波形：(a) R 点，(b) P 点

長で割った数  $N$  を採っている。同図横軸において、 $N < 0$  は音源から受音点が見通せる範囲であり、スケールは単なる通常対数スケールではないことに留意する必要がある。

第 2.3.3 図(a)は、音源位置を水面下 15cm にした場合の直接波（第 2.3.2 図参照）を利用して得た結果であり、(b)は水面 1 回反射波を利用したものである。図中の実線は、空気中の測定データに基づいて得られた回折減衰値であり（この減衰特性は障壁の遮音特性に資するために提案されたものであり、従って、文献 4 でも明記されているように、減衰値が小さめに見積られていることに留意する必要がある）、点線は公知の Kirchhoff<sup>4,7,9)</sup> による理論的減衰特性曲線である。同図より次のことが読みとれる。即ち、水中における回折減衰値は空気中における値より若干大きく（文献 4 に見られる空気中での実測データは、大略、上記の実線と点線の間が存在している）、 $N$  値の小さな領域においては Kirchhoff の理論曲線に近いものの、 $N$  値が大きくなるに従って減衰値は更に大きくなっていく傾向にある。

第 2.3.4 図は、音源を水面付近に位置させた場合（海上から潜水者へ音響信号を放射する状況に相当する）の結果を示したものである。また、第 2.3.5 図は、第 2.3.3 図と第 2.3.4 図で示されているすべての実測値及び別途の実験によって得た実験値を、同一のチャート上にプロットしたものである。同図から次のことが分かる。

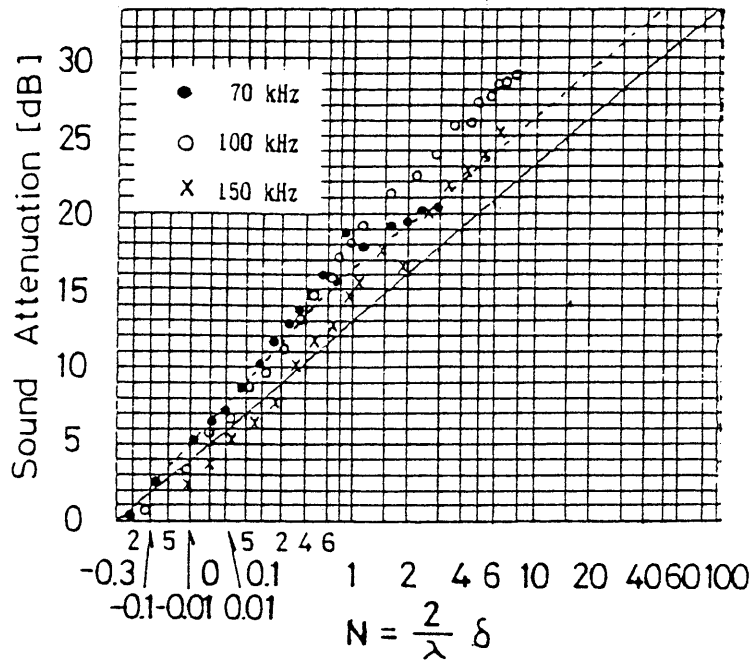
- (1) 水中伝搬音を遮蔽するための障壁（塀）設計には、安全サイドから減衰値を小さめに見積った前川チャート（図中の実線 A）をそのまま利用できるような思われる。



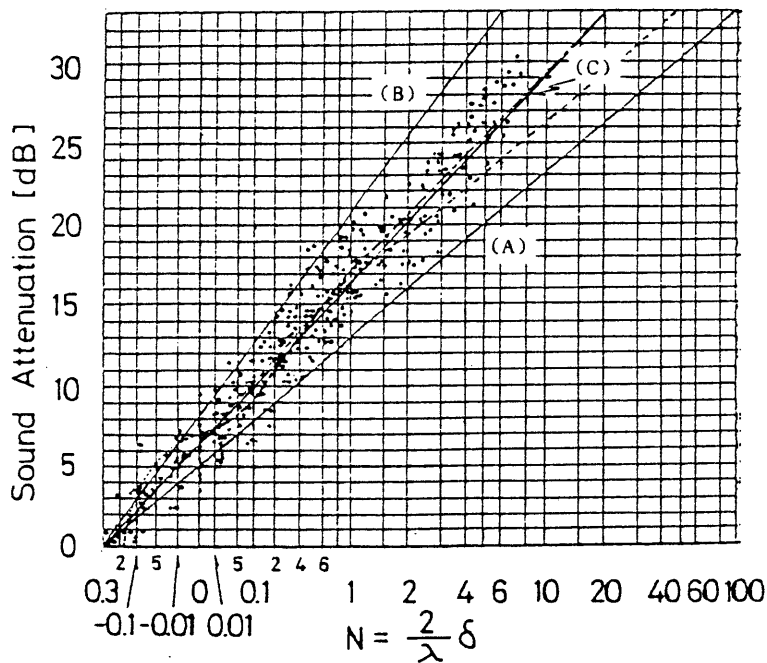
第 2.3.3 図 障壁による回折減衰特性の実験値

(a) 直接回折波を用いた実験値, (b) 反射波を用いた実験値

- (2) ダイバーへの音響信号伝達を念頭に置くときには、減衰値を大きめに見積った図中の実線 B (この直線の引き方には種々考えられようが、ここには一例として示した) を利用するのが適当である。
- (3) 上記の二つの目的とは別に、障壁による減衰値そのものを求めるためには、図中の実線 C によって減衰特性の大略的傾向を捉えるのが合理的である。



第 2.3.4 図 音源が水面にある場合の障壁の回折減衰特性



第 2.3.5 図 水中伝搬音圧波に対する回折減衰特性

回折減衰特性に対する数式表現

第 2.3.5 図に示されている直線は、一般に、正確な関数形で与えることができないため、実際に利用する段階での実用化のためには、これを数式表現することが必要となる。例えば、

第 2.3.5 図に示す，実線 A に対する数式表現についても，多くの人々によって様々な関数系が提案されていることは良く知られている<sup>10,11)</sup>。本節では，これらの研究に見習って，実線 C の数式表現を試みる。関数系の枠組として，

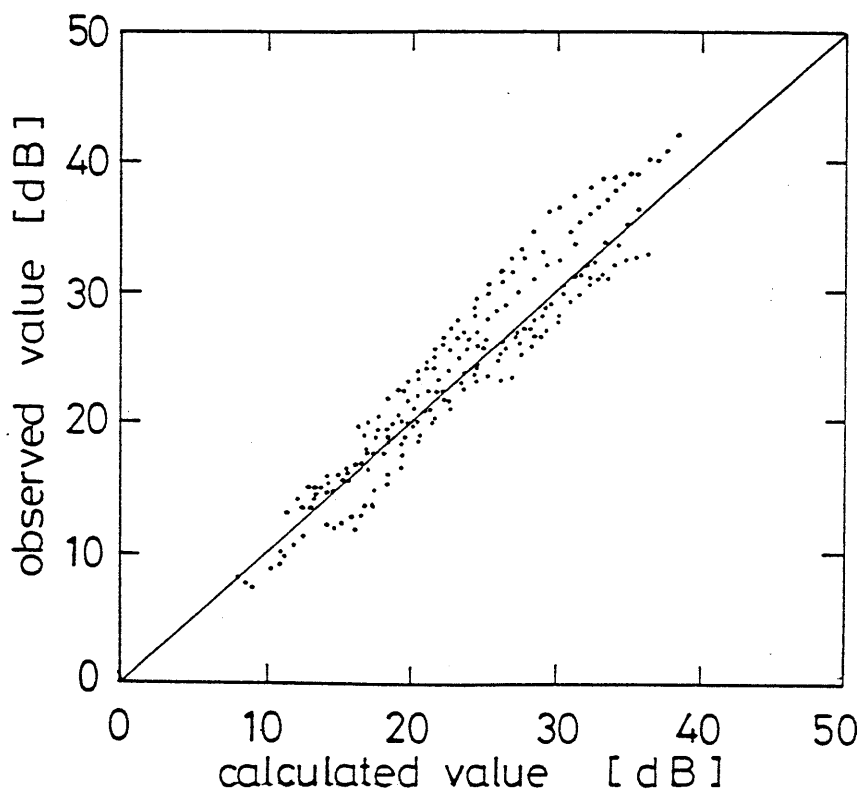
$$\Delta L = a \log_{10}(N + 0.2) + b \quad (N \geq 0) \quad (2.3.1)$$

を導入し，水中のすべてのデータを用いて，最小 2 乗法によって a, b を求めると，a = 13.1, b = 16.3 となった。第 2.3.5 図の一点鎖線は，N ≥ 0 の領域で (2.3.1) 式を描いたものである。

### 2.3.3-2 厚い障壁による回折減衰特性

ある厚みをもった障壁の場合は，音波が厚みのある障壁の角を伝搬するとき，回折を 2 回繰り返すと考えると実験事実を説明できる。従って，厚みをもった障壁に対する 2 回回折過程を，1 回回折過程を 2 回繰り返すと仮定して考察する。即ち，空気中でしばしば用いられる次式を用いることとする<sup>6)</sup>。

$$\Delta L = \Delta L_1 + \Delta L_2 + 20 \log_{10}(r' / r) - 7 \quad (2.3.2)$$



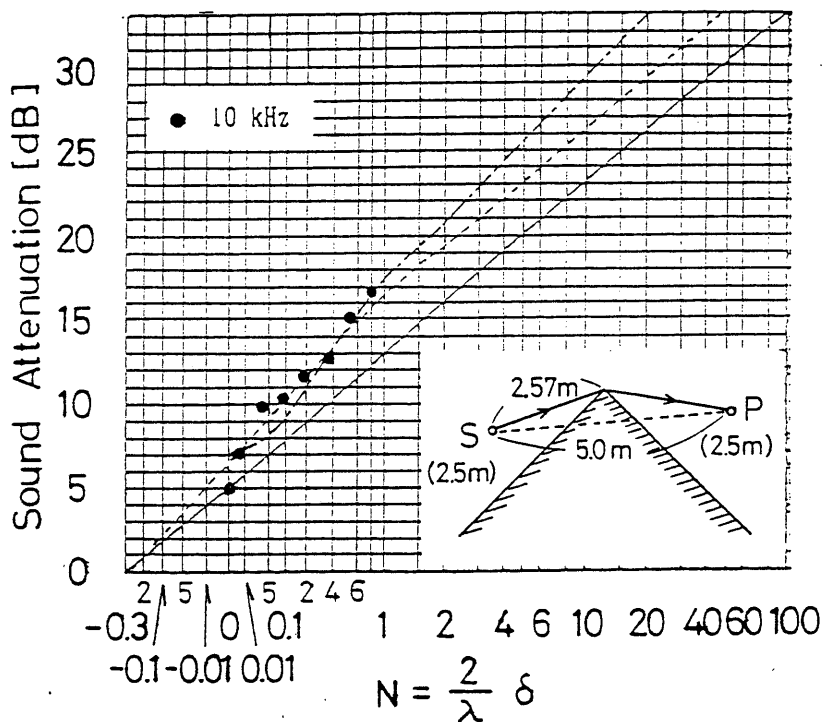
第 2.3.6 図 有限な厚みをもつ障壁に対する回折損失の実験値と理論値の比較



ここで、 $\Delta L_1$ と $\Delta L_2$ は、(2.3.1)式から求められる1回回折による伝搬減衰量である。 $r'$ と $r$ は、 $S_2P$ と $S_2XYP$ の距離を表し(第2.3.1図参照)、 $-7$ は第2.3.5図から $N=0(\delta=0)$ としたときの値として実験的に求められる補正值である。第2.3.6図は、(2.3.2)式を用いた理論的な予測値と実験値とを比較したものである。横軸は厚みをもった障壁に対する理論値であり、縦軸は実験値を示している。従って、両者の一致性は、原点を通る傾きが45度の直線からの偏移を見ると評価できる。第2.3.6図は、理論と実験結果との間に相関係数0.945という非常に高い一致性を示している。これらのことから、薄い障壁及び厚みをもった障壁に対する伝搬減衰量の推定には、(2.3.1)式及び(2.3.2)式が非常に有用であることが示された。

### 2.3.4 実海域における測定結果

水槽実験を通して得た水中での回折減衰特性に対する推定式、(2.3.1)式(但し、 $N \geq 0$ の領域のみ)、の妥当性を調べるため、実海域において音響実験を行った。具体的には、呉市内の埋立地の角において、周波数10kHzのバーストーンを用い、水槽実験と同様の手順で回折減衰値を測定した。第2.3.7図は、幾つかの経路差について得られた実験結果と(2.3.1)式による推定曲線との比較を行ったものである。推定曲線は実測データの傾向をほぼ捉えており、一部の实測データのみからではあるが、(2.3.1)式が実海域においても回折減衰値に対する推定式として利用できる可能性のあることが窺われる。



第2.3.7図 (2.3.1)式を用いた予測曲線と実浅海域で得られた実験値  
(- · - : 推定値, -----: Kirchhoffの理論値, ●: 実験値)

### 2.3.5 結言

水中における最も単純な音響遮蔽物の例として薄い障壁に着目し、その回折減衰特性について実験的立場から考察した。即ち、水槽実験によって多くの実験データをまず採取し、水中における回折減衰が、空気中におけるものとどのような差異があるのかを考察した。その結果、水中での回折減衰は、空気中で観測される値に比し若干大きいことが分かった（しかし、その原因については、現在のところ不明である）。次いで、これらのデータを基に、回折減衰特性に対する数式表現を試み、その結果の妥当性を実海域における音響実験によって検討を加えた。更に、水中において厚みのある障壁に対する回折損失は、1回回折過程を2回繰り返す2回回折過程として考えると、実験結果を説明できることを示した。

本節の内容は、まだ初期的段階にあり、次に列記するような今後検討すべき多くの問題が残っている。

- (1) 水中における回折減衰値が、空気中での値に比して若干大きめになることの原因を調べること。
- (2) 多くの実験を行って、実海域における実測データを蓄積していくこと。

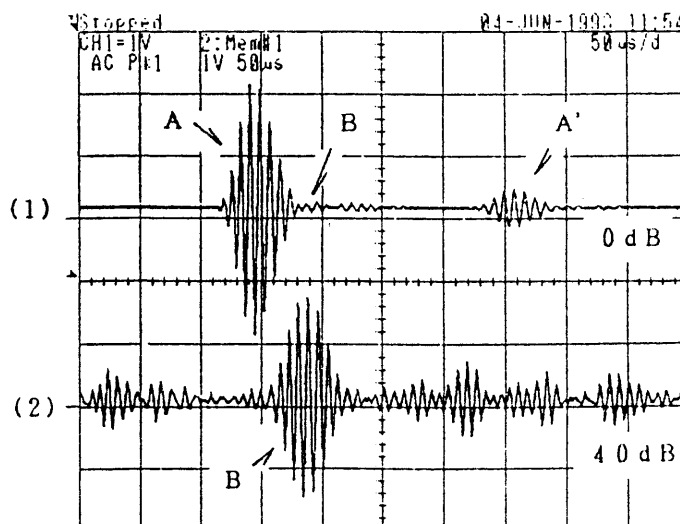
## 付録 2.3 A

水中伝搬音が障壁を直接透過することを防ぐために、ポリエチレン製のマットが有用であることを確認する目的で予備実験を行った。第 A2.3.1 図は、次の 2 つの場合について音圧レベルを測定したものである。

- (1) 障壁にポリエチレンマットを貼っていない場合。
- (2) 障壁にポリエチレンマットを貼っている場合。

実験では、送波器 S と受波器 P は、両方共障壁から 18cm の距離で、深度は 20cm に設定されている。ポリエチレンマットがない場合、障壁を直接透過する音圧波（第 A2.3.1 図(1)の A は直接障壁を透過する音圧波, A' は水面で 1 回反射した音圧波）がはっきり表れている。同図(1)の B は障壁による回折波であるが、直接透過する音圧波に比較すると非常に小さい。

一方、第 A2.3.1 図(2)は、障壁にポリエチレンマットを貼った場合である。オシロスコープの利得を上げて、透過波（A 及び A' 共）は消えており、回折波 B がはっきり識別できる。これらの事実から、ポリエチレンマットを貼った障壁では、透過波はほとんどなくなり回折波のみを抽出できることが分かる。



第 A2.3.1 図 透過音圧波の受信波形（(1)に比べ、(2)の感度は+40dB）

- (1) 障壁の表面にポリエチレンマットがない場合
- (2) 障壁の表面にポリエチレンマットがある場合

## この節の引用文献

- 1) K. Kuramoto, S. Yamaguchi, K. Oimatsu and S. Kuwahara, "Sound Attenuation by Barriers in Underwater," J. Acoust. Soc. Jpn (E), Vol.15, No.1, pp.13-17 (1994).
- 2) 山口静馬, 倉本和興, 桑原信也, 老松建成, "水中伝搬音に対する障壁の回折減衰特性", 海洋音響学会誌, 第18巻第4号, pp.31-34 (1991).
- 3) K. Kuramoto, K. Oimatsu, S. Yamaguchi and S. Kuwahara, "Sound Attenuation Characteristics of Barrier for Underwater Sound Propagation," Proceeding of 14th ICA, Vol. Band 1, B7-1(Sept. 1992).
- 4) 前川純一, "障壁(塀)の遮音設計に関する実験的研究," 日本音響学会誌, 第18巻第4号, pp.187-196 (1962).
- 5) Z. Maekawa, "Noise Reduction by Screens," Applied Acoustics, Vol.1, pp.157-173 (1968).
- 6) K. Yamamoto and K. Takagi, "Expressions of Maekawa's Chart for Computation," Applied Acoustics, Vol.37, pp.75-82 (1992).
- 7) 前川純一, "建築音響," (共立出版, 東京, 1978).
- 8) U. J. Kurzu, "Noise Reduction by Barriers," J. Acoust. Soc. Am., Vol.55, No.3, pp.504-518 (1974).
- 9) 会田軍太郎, "波動工学入門," (東京電機大学出版局, 1987).
- 10) 日本道路公団, "道路特殊箇所の雑音予測マニュアル," (1979).
- 11) 山本貢平, 高木興一, "前川チャートの数式表現について," 日本雑音制御工学会講演論文集, pp.277-278 (1990).

## 2. 4 水中伝搬音に対する壁体の透過減衰特性<sup>1-3)</sup>

### 2.4.1 緒言

乗客、乗員が閉じこめられたまま沈没或いは転覆したりする船舶海難がしばしば発生する。海上保安庁の海難統計<sup>4)</sup>によると、平成7年度中、海上保安庁の特殊救難隊を含む各管区本部に所属する自給器潜水員のチームは245件の海難救助に出動し、転覆船等からの行方不明者捜索救助作業を行っている。現場のダイバーは、複雑な構造をもつ船体内での作業の場合は、通常、特別な通信装置を携帯しておらず、支援船との通信連絡なしにその場での独立な判断によって業務を遂行しているのが現状である。

このような転覆船又は沈没船内で作業をしているダイバーに対し、安全確保或は作業指示のための情報を最も簡便に伝達する方法は、船体外の水中スピーカから音声信号を直接伝送することである。この場合、船体の外板は音声の伝搬経路上に存在する遮音壁となる。従って、音声のような不規則音圧波に対しての、水中における壁体の透過減衰特性を予め検討しておくことは重要である。本節では、始めに、船体構造の最も単純化されたモデルとして、壁体としての基本的位置を占める一重遮音壁を採り上げ、その水中における遮音減衰特性を、音速、面密度、入射角等箇々のパラメータに依存しない普遍的な形で算定した。そして、少なくとも可聴周波数帯域内では、遮音減衰特性が空気中でのいわゆる“質量則”に従うことを示した。

しかし、入射音の各周波数に対する遮音減衰特性を調べる上記の分析的方法は、様々な周波数成分を含む音声信号又は雑音のような不規則音圧波に対しての減衰量を評価するためには適当な手段ではない。任意不規則音圧波に対する障壁の透過減衰量を評価するには、すべての周波数成分を含むオーバーオールでの音圧レベル差、例えば、 $L_{\alpha}$  レベル値（音圧レベル分布の $(100-\alpha)$ パーセント点）の差 $\Delta L_{\alpha}$ に着目するのが合理的である。そのため、本節では、任意形状のスペクトル分布をもつ有色ガウス型不規則音圧波が一重遮音壁に入射した場合、オーバーオールでの音圧レベル値が、どの程度減衰するかを予測するための新たな手法を提案している。更に、本理論的評価手法の妥当性と有効性を、シミュレーション実験及び水槽実験により検証している。

### 2.4.2 水中における純音の一重壁に対する遮音効果の実用的評価法

水中における壁体の透過減衰特性を、可聴周波数領域を中心に詳しく調べるため、水槽による詳細な実験を行っている。具体的には、最も基本的な壁体である一重壁を採り上げ、従来のデータ整理の仕方と同様、壁体の面密度をパラメータとして透過損失と周波数の関係をまず検討している。しかしこの表現方法は、空気中の場合とは異なり、壁体の面密度の他に壁体の位置する水深・水温・水中の気泡の状態などにも依存することから<sup>5,6)</sup>、それぞれのパラメータごとに透過損失特性を描かねばならぬことになる。この点を避ける一方法として、上記のパラメータに依存しない普遍的な透過減衰曲線を考察する。

### 2.4.2-1 水槽実験の概要

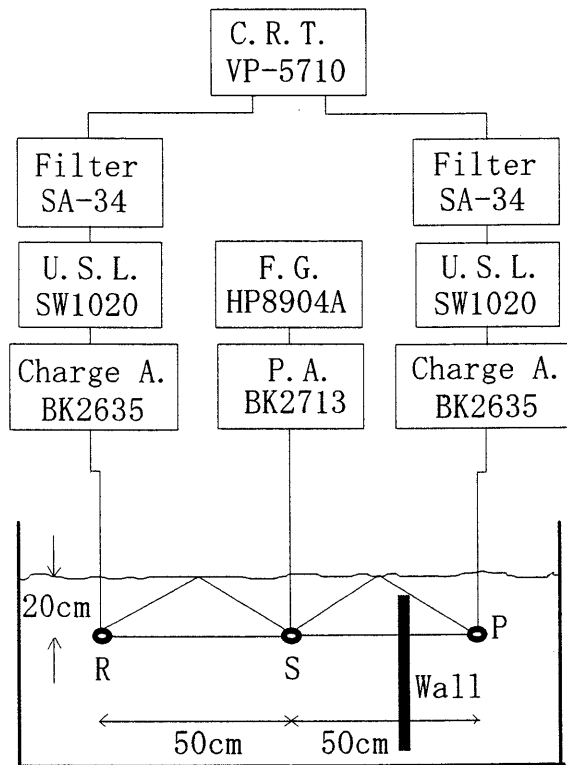
純音に対する壁体の透過損失に関する実験は、実験棟4階の木材上に設置されている水槽（1×1×2 m<sup>3</sup>）で行った。第2.4.1図に、水槽中における音源・壁体・受音点の位置関係及び測定装置のブロック図を示す。具体的な実験方法は、次のとおりである。

壁体：厚さの異なる3種類のステンレス鋼板及び1種類のアルミニウム板を用いた。表2.4.1に、使用した壁体の諸元を示す。

放射音響信号：パーストーン波（周波数は4kHz～140kHzの範囲で可変）を用いた。パルス幅は、透過波と水面や水槽の壁面及び底からの反射波を分離できることと、できるだけ定常状態のパルス波が得られることを基準に調整した。本実験のパルス幅は、各周波数において正弦波信号のほぼ5周期分程度である。

音源・受音点の深度：音源（S）と2つの受音点（P，R）は、すべて水面から20cmの位置に固定した。

受音点Rは、透過波の測定と同時に壁体が存在しない場合の参照波を得るために設けたものである。2つの受音点における音響信号の振幅は、水中音圧計及びユニバーサルフィルタを通してオシロスコープ上で計測した。



第2.4.1図 透過損失測定系のブロック図

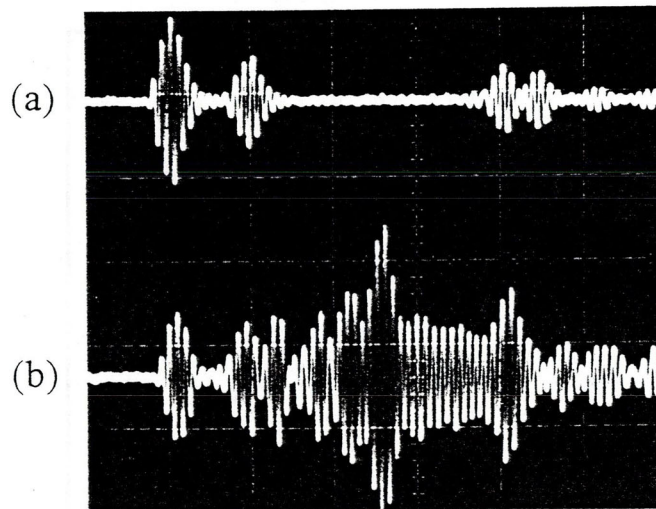
表 2.4.1 壁体の諸元

	壁材	厚さ (mm)	面密度 (kg/m <sup>2</sup> )
No.1	steel	19.0	149.3
No.2	steel	6.0	47.2
No.3	steel	2.0	15.7
No.4	aluminum	3.0	8.1

#### 2.4.2-2 実験結果及び考察

##### (1) 透過減衰値に関する実測結果

第 2.4.2 図は、2 つの受音点 P と R で同時測定された波形の一例として、周波数が 100kHz の場合を示したものである。(b) の透過波においては、壁体を透過してきた直接波が観測された後に、水槽の壁面等からの反射及びその他の原因による複雑な波形が続いて表れているが、本実験では直接波のみを用いて透過減衰値を算定した。



第 2.4.2 図 受波点 P と R 点における観測波形例：(a) 参照波，(b) 透過波

各壁体に対する透過減衰特性を、従来と同様の表現方法に従い、周波数を横軸にとって描いたものが第 2.4.3 図である。図中の実線は、建築音響の分野では良く知られている“質量則”

7, 8)

$$TL = 10 \log_{10} \left\{ 1 + (\omega m \cos \theta / 2 \rho c)^2 \right\} \quad (2.4.1)$$

$\rho c$  : 媒質の音響抵抗,       $\omega$  : 角周波数,

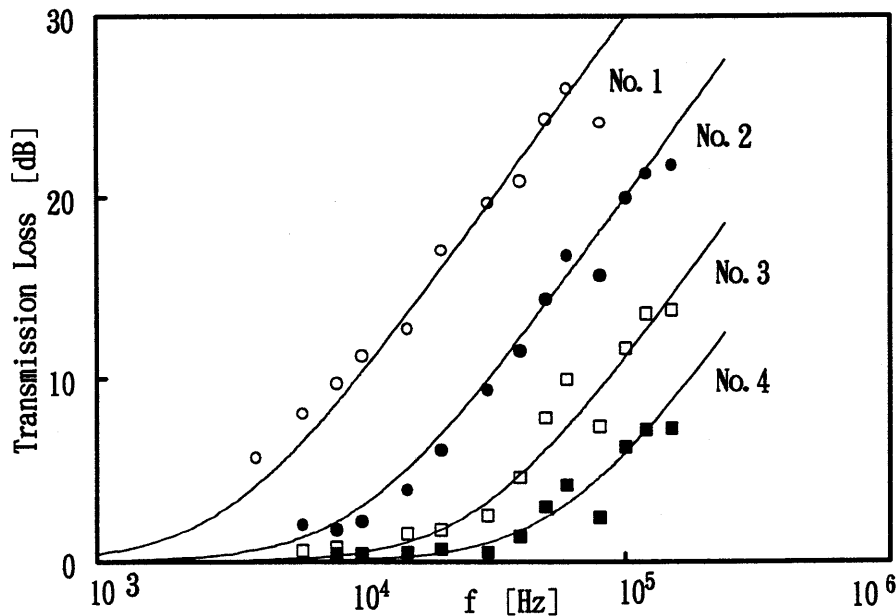
$m$  : 壁体の面密度,       $\theta$  : 入射角,

から計算された透過減衰曲線である。但し、垂直入射を仮定している。また、音速  $c$  の値は、水温のみを考慮した McConel の近似式<sup>9)</sup>

$$c = 1554 - 0.0305(68.4 - K)^2 + 10^{-4}(K - 20)(K - 40)(K - 60) \quad [\text{m}] \quad (2.4.2)$$

( $K$  : 水温 [ $^{\circ}\text{C}$ ])

を用いて求めた。第 2.4.3 図に見られるように、本実験で得られた透過減衰量の的大略的な傾向は、(2.4.1)式でほぼ捉えられている。一般に、有限の厚みをもった平板には屈曲振動による非対称モード (A1 波) が現れ、透過損失の低下が考えられる (コインシデンス効果<sup>7,8,10)</sup>)。本実験で使用した壁体のコインシデンス限界周波数は、最も厚い壁体 (ステンレス鋼, 19.0mm) で、 $\theta = \pi/2$  のとき、13kHz となる。本実験では、入射波が壁体に対してほぼ垂直 ( $\theta = 0$ ) に入射していることを考慮すると、実際に表れるコインシデンス周波数はもっと高い周波領域にあると考えられる。また、本実験から得られたデータに関する限り、コインシデンス効果による透過損失低下の現象は見られない。



第 2.4.3 図 一重壁に対する透過損失の理論的予測曲線  
( (2.4.1)式参照 ) と実験値 (各点) の比較

## (2) 普遍的な透過減衰特性表現

(2.4.1)式からも明らかなように、実海中における透過減衰量は、壁体の面密度はもちろんのこと壁体の位置する水深、水温、海水に含まれる気泡の状態等様々な要因に依存している。そのため、前節で示した図示方法は、透過損失の周波数特性を調べるには直接的で便利な反面、



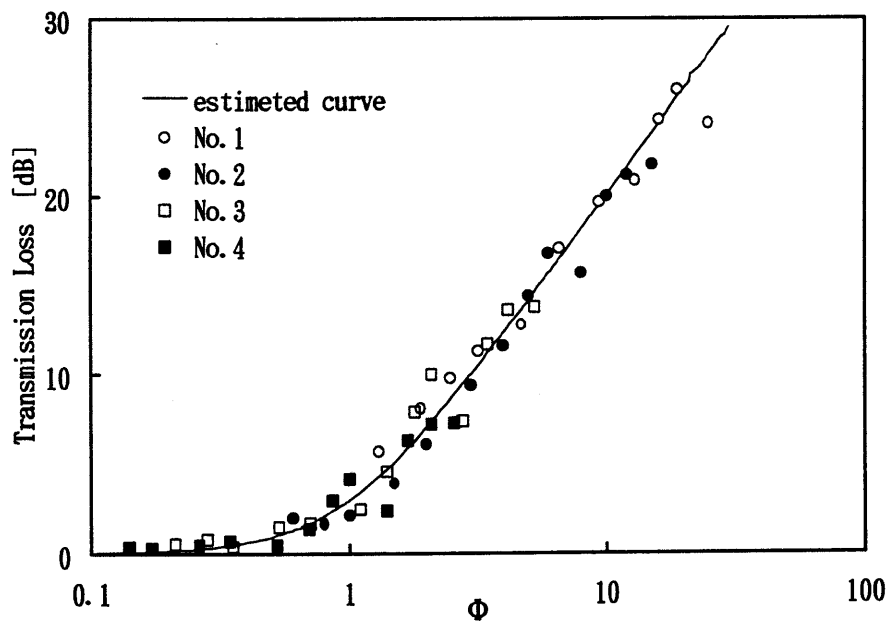
内在する各パラメータごとに透過損失曲線を描く必要があり，実用面からは煩雑である。従って，これらの諸要因にいちいち影響されず，各パラメータの値を与えれば，壁体の透過減衰量が簡単に推定できる普遍的特性曲線を求めておくことは（特に海洋音響工学の分野においては），工学的に意味あるものと思われる。そこで一つの方法として，上記の各物理パラメータをすべて含んだ，新たな変数  $\Phi$  を次のように導入すると，

$$\Phi = \omega m \cos\theta / 2\rho c \quad (2.4.3)$$

(2.4.1)式は，次のように表現される。

$$TL = 10\log_{10}\{1 + \Phi^2\} \quad (2.4.4)$$

第2.4.3図のすべてのデータを， $\Phi$ を横軸としてプロットし直したものが第2.4.4図である。図中の実線は，(2.4.4)式による普遍的特性曲線であり，実測データの傾向はこの曲線で大略説明されることが分かる。即ち，可聴周波数の範囲（コインシデンス周波数以下）に限るのであれば，水中における一重壁の透過減衰特性は，おおむね空气中で用いられる“質量則”で説明される。



第2.4.4図 普遍的なパラメータ  $\Phi$  を用いて表現した質量則による伝搬損失の理論曲線（(2.4.4)式参照）と実験値との比較

### 2.4.3 水中におけるガウス型任意有色雑音に対する一重壁の遮音効果

第2.4.2節では、純音に対する透過減衰量を、面密度、入射角等個々のパラメータに依存しない普遍的な形で算定し、そして少なくとも可聴周波数帯域内では、遮音減衰特性が空気中でのいわゆる“質量則”に従うことを示した。しかし、入射音の各周波数に対する遮音減衰特性を調べる上記の分析的方法は、様々な周波数成分を含む音声信号のような不規則音圧波に対する減衰量を評価するためには適当ではない。ある帯域幅を持った不規則音圧波に対する障壁の透過減衰量を評価するには、すべての周波数成分を含むオーバーオールでの音圧レベル差、例えば、時間率雑音レベル値  $L_\alpha$ （音圧レベル分布の(100- $\alpha$ )パーセント点）の差に着目するのが合理的である。

良く知られているように、雑音レベル分布の(100- $\alpha$ )パーセント点として定義される雑音レベル値  $L_\alpha$ （例えば  $L_5$ ,  $L_{10}$  及び  $L_{50}$ ）のような統計量又は  $L_{eq}$  のような低次のエネルギー統計量は、実際の雑音計測・制御の分野では非常に重要である。従って、水中音響に対しても、遮音システムの遮音効果を、広く用いられている雑音指標  $L_\alpha$  によって求める方法が実用的ではないかと考えられる。これまで、遮音システムに不規則音圧波が入射した場合の遮音効果を統計的に求める方法は、太田等により提案されているが<sup>11-13)</sup>、それらの研究では音響遮音システムの減衰量  $\Delta L_\alpha$  の効果を、壁体の面密度や入射角等といったシステムパラメータの関数としては明確に表現されていなかった。

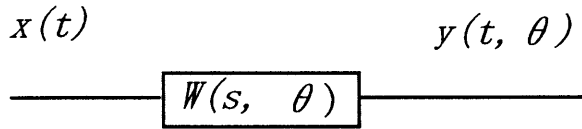
本節では、上記の問題が異なった観点から考察されている。具体的には、始めに、シェーピングフィルタの考え方をを用いて、任意の線形遮音システムに任意のパワースペクトル密度をもつ不規則ガウス型音圧波が入射した場合の、透過波に対する確率密度関数の統計的な取り扱いについて提案している。次に、この一般的な理論を用いて、一重壁に対する遮音効果を入射音圧波と透過音圧波のレベルの差  $\Delta L_\alpha$  として定義される透過減衰量を、システムパラメータの関数として厳密な表現で導出している。最後に、理論的な本方法論の妥当性と有効性を、シミュレーション実験により確認している。

#### 2.4.3-1 透過音圧変動波に対する確率密度関数表現<sup>14)</sup>

##### (1) 白色ガウス型入射音圧波の場合

第2.4.5図に示すように、インパルス応答が  $w(t, \theta)$  ( $\theta$  : 入射角) で与えられる壁体に白色ガウス型音圧波  $x(t)$  が入射した場合を考える。周知のように、入射音圧波  $x(t)$  と透過音圧波  $y(t, \theta)$  の間には、次の関係が成立する。

$$y(t, \theta) = \int_0^\infty w(\tau, \theta) x(t - \tau) d\tau \quad (2.4.5)$$



第2.4.5図 白色ガウス型入射音圧波に対する線形遮音システム

遮音壁のインパルス応答  $w(t, \theta)$  を,  $h_i(t) = 0 (t < 0)$  及び  $\int_0^\infty w^2(t, \theta) dt < \infty$  なる条件の下に, 次のように直交級数展開表現する。

$$w(t, \theta) = \sum_{i=0}^{\infty} a_i(\theta) h_i(t) \quad (2.4.6)$$

但し,  $h_i(t)$  は,

$$\int_0^\infty h_i(t) h_j(t) dt = \delta_{ij} \quad (\delta_{ij} : \text{Kronecker delta}) \quad (2.4.7)$$

であり, 展開係数  $a_i(\theta)$  は次式で与えられる。

$$a_i(\theta) = \int_0^\infty w(t, \theta) h_i(t) dt \quad (2.4.8)$$

(2.4.6) 式を (2.4.5) 式に代入すると, 直ちに

$$y(t, \theta) = \sum_{i=0}^{\infty} a_i(\theta) \int_0^\infty h_i(\tau) x(t - \tau) d\tau = \sum_{i=0}^{\infty} a_i(\theta) \eta_i(t) \quad (2.4.9)$$

が得られる。ここに,

$$\eta_i(t) = \int_0^\infty h_i(\tau) x(t - \tau) d\tau \quad (2.4.10)$$

である。入射音圧波の白色性

$$\langle x(t - \tau) x(t - \tau') \rangle = \sigma_x^2 \delta(\tau - \tau') \quad (2.4.11)$$

と (2.4.7) 式を用いると, 次の結果が得られる。

$$\langle \eta_i(t) \eta_j(t) \rangle = \sigma_x^2 \int_0^\infty h_i(\tau) h_j(\tau) d\tau = \begin{cases} \sigma_x^2 & (i = j) \\ 0 & (i \neq j) \end{cases} \quad (2.4.12)$$

即ち、(2.4.10)式で定義される  $\eta_i(t)$  は、互いに独立なガウス分布特性を示し、しかも添字  $i$  に依存せず、入射音圧波  $x(t)$  の分布と同じ分散をもつことが分かる。また  $\eta_i(t)$  の結合積率母関数は、

$$\begin{aligned} m_\eta(\varphi_0, \varphi_1, \varphi_2, \dots) &= \langle \exp\{\varphi_0 \eta_0 + \varphi_1 \eta_1 + \varphi_2 \eta_2 + \dots\} \rangle \\ &= \prod_{i=0}^{\infty} \langle \exp\{\varphi_i \eta_i(t)\} \rangle_{\eta_i} = \exp\left\{ \frac{1}{2} \sigma_x^2 \sum_{i=0}^{\infty} \varphi_i^2 \right\} \end{aligned} \quad (2.4.13)$$

となることから、透過音圧波  $y(t, \theta)$  の積率母関数<sup>15)</sup> は、次のようになる。

$$\begin{aligned} m_y(\phi) &= \langle \exp\{\phi y(t, \theta)\} \rangle_y = \left\langle \exp\left\{ \phi \sum_{i=0}^{\infty} a_i(\theta) \eta_i(t) \right\} \right\rangle_{\eta_1, \eta_2, \dots} \\ &= \prod_{i=0}^{\infty} \langle \exp\{\phi a_i(\theta) \eta_i(t)\} \rangle_{\eta_i} = \prod_{i=0}^{\infty} \exp\left\{ \frac{1}{2} \sigma_x^2 a_i^2(\theta) \phi^2 \right\} = \exp\left\{ \frac{1}{2} \sigma_y^2(\theta) \phi^2 \right\} \end{aligned} \quad (2.4.14)$$

即ち、透過音圧波  $y(t, \theta)$  の確率密度関数は、次式により表される。

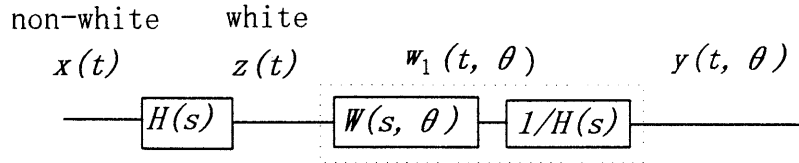
$$p(y) = N(y; 0, \sigma_y^2), \quad \sigma_y^2(\theta) = \sigma_x^2 \sum_{i=0}^{\infty} a_i^2(\theta) \quad (2.4.15)$$

上式から、透過音圧波  $y(t, \theta)$  は、平均 0、分散  $\sigma_y^2$  のガウス分布に従うことが分かる。また、透過音圧波の分散は、入射音圧波の分散とインパルス応答の直交展開係数の 2 乗和との積で与えられることも分かる。

## (2) 有色ガウス型入射音圧波の場合

入射音圧波が有色ガウス型の場合は、第 2.4.5 図の壁体の入出力関係に、第 2.4.6 図のように Shaping Filter を導入することによって、第 2.4.3-1 節の (1) と同様の解析手順に帰着させることができる。まず、白色音圧波  $z(t)$  と透過音圧波  $y(t, \theta)$  との関係を考える。(2.4.6) 式に対応して、次式のように直交級数展開する。

$$w_1(t, \theta) = L^{-1} \left[ \frac{W(s, \theta)}{H(s)} \right] = \sum_{i=0}^{\infty} b_i(\theta) h_i(t) \quad (2.4.16)$$



第2.4.6図 有色ガウス型入射音圧波に対する線形遮音システムとshaping filterの導入

ここに、 $b_i(\theta)$  は、次式で与えられる。

$$b_i(\theta) = \int_0^{\infty} w_1(t, \theta) h_i(t) dt \quad (2.4.17)$$

(2.4.14)式と全く同様の計算手順を経て、 $y(t, \theta)$ の分散 $\sigma_y^2(\theta)$ は、

$$\sigma_y^2(\theta) = \sigma_z^2 \sum_{i=0}^{\infty} b_i^2(\theta) \quad (2.4.18)$$

のように求められる。

他方、Shaping Filter への入力  $z(t)$  で、出力  $x(t)$  であるときのインパルス応答を  $w_2(t)$  とし、次のように直交展開する。

$$w_2(t) = L^{-1} \left[ \frac{1}{H(s)} \right] = \sum_{i=0}^{\infty} c_i h_i(t) \quad (2.4.19)$$

但し、 $c_i$  は、

$$c_i = \int_0^{\infty} w_2(t) h_i(t) dt \quad (2.4.20)$$

で与えられる。このとき、 $x(t)$ の分散 $\sigma_x^2$ は、

$$\sigma_x^2 = \sigma_z^2 \sum_{i=0}^{\infty} c_i^2 \quad (2.4.21)$$

となり、(2.4.18)、(2.4.21)式より、有色ガウス型の入射音圧波  $x(t)$  に対する透過音圧波  $y(t, \theta)$  の分散は、次のように与えられる。

$$\sigma_y^2(\theta) = \sigma_x^2 \sum_{i=0}^{\infty} b_i^2(\theta) / \sum_{i=0}^{\infty} c_i^2 \quad (2.4.22)$$

#### 2.4.3-2 透過減衰量評価式の導出

音圧レベル値の低減量評価に直接結びつくのは、音圧波の確率分布そのものよりはむしろパワー変動分布の方である。入射音圧波と透過音圧波は共にガウス分布特性を示していることから、その強度  $E$ （音圧の2乗）の分布は、双方とも、

$$P(E_x) = \frac{1}{\Gamma(\frac{1}{2})(2\sigma_x^2)^{\frac{1}{2}}} E_x^{-\frac{1}{2}} \exp(-\frac{E_x}{2\sigma_x^2}) \quad (2.4.23)$$

なる自由度1の $\chi^2$ 分布となる<sup>15)</sup>。但し、 $\Gamma(\cdot)$ はガンマ関数<sup>16)</sup>である。また、 $E$ の添字  $x$  は入射音圧波のパワー分布を示すために付けられたものであり、透過音圧波のパワー分布の場合は添字  $x$  を  $y$  に変更するものとする。

(2.4.23)式を用いて、結局、遮音壁に対する入射音圧レベルの  $L_{\alpha x}$  値と透過音圧レベルの  $L_{\alpha y}(\theta)$  値との差、即ち、 $L_{\alpha}$  レベル値の低減量は次のようになる。

$$\Delta L_{\alpha}(\theta) = L_{\alpha x} - L_{\alpha y}(\theta) = 10 \log \frac{E_{\alpha x}}{E_{\alpha y}} = 10 \log \left\{ \frac{2\sigma_x^2 Z_{\alpha}}{2\sigma_y^2(\theta) Z_{\alpha}} \right\} = 10 \log \left\{ \frac{\sigma_x^2}{\sigma_y^2(\theta)} \right\} \quad (2.4.24)$$

ここで、 $Z_{\alpha}$  は自由度1の $\chi^2$ 分布の  $(100 - \alpha)$  %点の値である。

(2.4.24)式から、入射音圧波が特にガウス分布特性を示す場合、低減量  $\Delta L_{\alpha}(\theta)$  は  $\alpha$  の値に関係せず、入射角  $\theta$  に依存することが分かる。

入射音圧波が、白色の場合は、(2.4.15)、(2.4.24)式より、

$$\Delta L_{\alpha}(\theta) = 10 \log \left\{ 1 / \sum_{i=0}^{\infty} a_i^2(\theta) \right\} \quad (2.4.25)$$

となり、有色の場合は、(2.4.22)、(2.4.24)式より、

$$\Delta L_{\alpha}(\theta) = 10 \log \left\{ \sum_{i=0}^{\infty} c_i^2 / \sum_{i=0}^{\infty} b_i^2(\theta) \right\} \quad (2.4.26)$$

となる。

### 2.4.3-3 一重壁の遮音特性に対する具体的表現

#### (1) 入射音圧波が指数型の自己相関関数の場合

第2.4.2節での考察の結果、水中においても一重壁の伝達関数は空気中での“質量則”により近似できることが分かった。即ち、水中における一重壁の伝達関数は、次のように与えられる<sup>14)</sup>。

$$W(s, \theta) = \frac{1}{1 + T_\theta s}, \quad T_\theta = \frac{m \cos \theta}{2\rho c} \quad (2.4.27)$$

但し、 $m, \rho c, \theta$  はそれぞれ一重壁の面密度、媒質である水の音響抵抗及び入射角である。

この遮音壁に入射する音圧波  $x(t)$  が、次式のようなパワースペクトル密度分布をもつ特別な場合を考える。

$$S_x(\omega) = \frac{2\beta\sigma_x^2}{\beta^2 + \omega^2} \quad (\beta : \text{任意定数}) \quad (2.4.28)$$

一重壁に対する因果律 ( $w(t) = 0 (t < 0)$ ) を考慮し、次式で定義されるラゲールの多項式<sup>16)</sup>を直交関数  $\{h_i(t)\}$  として用いる。

$$L_i(\xi) = \frac{1}{i!} \exp(\xi) \frac{d^i}{d\xi^i} \left\{ \xi^i \exp(-\xi) \right\} \quad (2.4.29)$$

$$\int_0^\infty \exp(-\xi) L_i(\xi) L_j(\xi) d\xi = \begin{cases} 1 & (i = j) \\ 0 & (i \neq j) \end{cases} \quad (2.4.30)$$

即ち、 $h_i(t)$  は次のように設定される。

$$h_i(t) = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{T}} \exp\left(-\frac{t}{2T}\right) L_i\left(\frac{t}{T}\right) & (t \geq 0) \\ 0 & (t < 0) \end{cases} \quad (2.4.31)$$

( $T$ : 無次元化のための任意定数)

かなり複雑な計算を経て (付録2.4A参照), 次式を得る。

$$b_i(\theta) = \frac{2\sqrt{T}}{T_o - T_\theta} \left[ \frac{T_o}{2T + T_o} \left( \frac{2T - T_o}{2T + T_o} \right)^i - \frac{T_\theta}{2T + T_\theta} \left( \frac{2T - T_\theta}{2T + T_\theta} \right)^i \right] \quad (2.4.32)$$

$$c_i = \frac{2\sqrt{T}}{2T+T_0} \left( \frac{2T-T_0}{2T+T_0} \right)^i \quad (2.4.33)$$

但し、

$$T_0 = 1/\beta$$

である。(2.4.32)、(2.4.33)式を(2.4.26)式に代入すると、結局、一重壁の減音評価式として次の具体的な表現が得られる。

$$\Delta L_\alpha(\theta) = 10 \log_{10} \left( 1 + \frac{T_\theta}{T_0} \right) = 10 \log_{10} \left( 1 + \frac{m}{2\rho c} \frac{1}{T_0} \cos\theta \right) \quad (2.4.34)$$

遮音減衰量  $\Delta L_\alpha(\theta)$  に対する、壁体の面密度や入射角等のシステムパラメータの効果は、(2.4.34)式の中に明確に反映されていることに注意する必要がある。

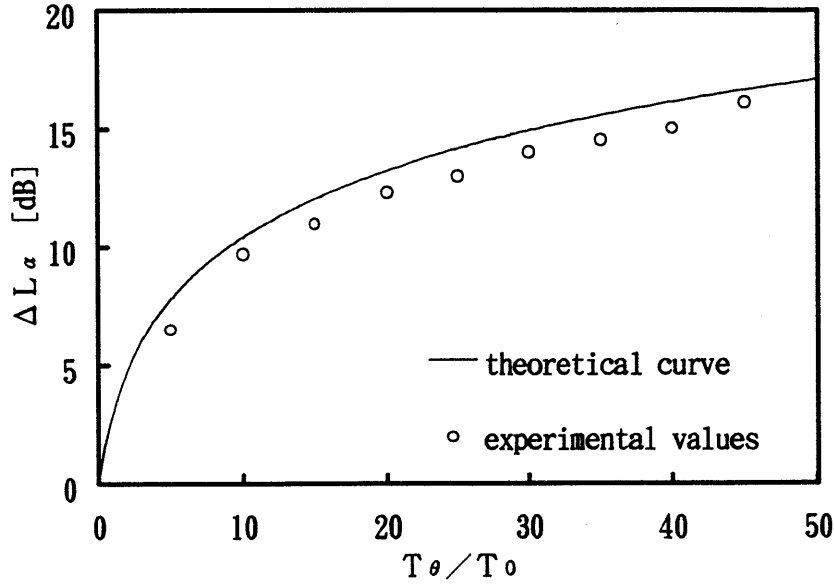
但し、この問題を入射音圧波  $x(t)$  がガウス分布関数型である場合に限定して考えるのであれば、(2.4.34)式の結論は、Wiener-Khintchineの定理<sup>17)</sup>を用いて直接求めることも可能である(付録2.4B参照)。

#### (2.4.34)式に対するシミュレーション実験

(2.4.34)式を任意スペクトル形状をもつガウス型音圧波に対して拡張する前に、その妥当性を、一重壁に対するアナログシミュレーションによって行った。入射音圧波  $x(t)$  はRC回路を通した白色雑音を用い、(2.4.27)式で記述される壁体も様々な時定数をもつRCローパスフィルタを用いた。

第2.4.7図は、入射音圧波  $x(t)$  のパワー密度分布(2.4.28)式中の  $T_0 = 1/\beta$  を  $1.592 \times 10^{-5}$  [s] (これは、遮断周波数500Hzのローパスフィルタを通過した白色雑音に相当する) としたときのシミュレーション実験値と、(2.4.34)式から得られた理論値を比較している。同図から、実験値に対する遮音減衰量の予測誤差はほぼ1dB以内であり、良い一致を示していることが分かる。





第2.4.7図 一重壁に対する遮音減衰量の理論曲線（——，(2.4.34)式参照）とシミュレーション実験値（○）との比較

(2) 入射音圧波が任意の自己相関関数をもつ場合

(2.4.34)式で得られた遮音減衰量の予測式を更に一般化するため，この一重遮音壁に任意の自己相関関数  $R_x(\tau)$  をもつガウス型不規則音圧波  $x(t)$  が入射した場合を考える。

さて，自己相関関数  $R_x(\tau)$  を正規直交関数系  $\{U_n(\tau)\}$  を用いて次のように展開する<sup>17)</sup>。

$$R_x(\tau) = \sum_{n=1}^{\infty} c_n U_n(\tau) \quad (2.4.35)$$

ここに， $R_x(\tau)$  は偶関数であることを考慮している。上式の展開係数  $c_n$  ( $n=1,2,\dots$ ) は， $\{U_n(\tau)\}$  の直交関係を利用して直ちに，

$$c_n = \int_0^{\infty} R_x(\tau) U_n(\tau) d\tau \quad (2.4.36)$$

のように与えられる。次に，正規直交関数系  $\{U_n(\tau)\}$  を，

$$U_n(\tau) = \sum_{i=1}^n A_{ni} \exp(-ip\tau) \quad (p: \text{任意定数}) \quad (2.4.37)$$

のように指数関数群  $\exp(-ip\tau)$  ( $i=1,2,\dots,n$ ) の線形結合で表現した後， $U_n(\tau)$  ( $n=1,2,\dots$ ) が直交条件を満足するように，(2.4.37)式の展開係数  $A_{ni}$  ( $i=1,2,\dots,n$ ) を算定すると，次の

結果を得る。

$$\begin{aligned}
 U_1(\tau) &= \sqrt{2p} \exp(-p\tau) \\
 U_2(\tau) &= 2\sqrt{p} \{2 \exp(-p\tau) - 3 \exp(-2p\tau)\} \\
 U_3(\tau) &= \sqrt{6p} \{3 \exp(-p\tau) - 12 \exp(-2p\tau) + 10 \exp(-3p\tau)\} \\
 &\dots
 \end{aligned}
 \tag{2.4.38}$$

(2.4.38)式を(2.4.35)式に代入し、同一の指数関数形ごとに整理し直すと、

$$R_x(\tau) = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \exp(-np|\tau|)
 \tag{2.4.39}$$

となる。但し、

$$\begin{aligned}
 C_1 &= \sqrt{p} \{ \sqrt{2}c_1 + 4c_2 + 3\sqrt{6}c_3 + 8\sqrt{2}c_4 + 5\sqrt{10}c_5 + \dots \} \\
 C_2 &= -\sqrt{p} \{ 6c_2 + 12\sqrt{6}c_3 + 60\sqrt{2}c_4 + 60\sqrt{10}c_5 + \dots \} \\
 C_3 &= \sqrt{p} \{ 10\sqrt{6}c_3 + 120\sqrt{2}c_4 + 210\sqrt{10}c_5 + \dots \} \\
 &\dots
 \end{aligned}
 \tag{2.4.40}$$

である。(2.4.37)式で導入した任意定数  $p$  の値は、予め与えられる  $R_x(\tau)$  の形状に応じて、できるだけ少ない展開項数で良い近似ができるように選ばば良い。 $x(t)$  のパワースペクトルは、(2.4.39)式から直ちに次式となる。

$$S_x(\omega) = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \frac{2np}{(np)^2 + \omega^2} = \sum_{n=1}^{\infty} S_{x_n}(\omega)
 \tag{2.4.41}$$

但し、

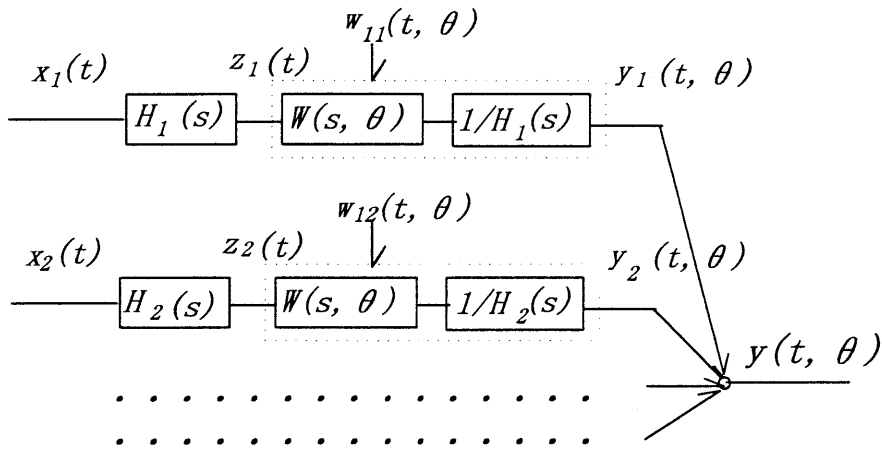
$$S_{x_n}(\omega) = C_n \frac{2np}{(np)^2 + \omega^2}
 \tag{2.4.42}$$

である。

(2.4.41)式から、入射音圧波  $x(t)$  の時間波形そのものに注目するのではなく、(位相情報の消失している) パワースペクトルの形状のみに注目するのであれば、 $x(t)$  を  $S_{x_n}(\omega)$  ( $n=1,2,\dots$ ) なるパワースペクトルをもつ、互いに異なった統計的に独立な有色ガウス型音圧波  $x_n(t)$  の和として、次のように表現しても差し支えないことが分かる。

$$x(t) = \sum_{n=1}^{\infty} x_n(t) \quad (2.4.43)$$

即ち、パワースペクトル  $S_x(\omega)$  をもつ任意の有色ガウス型音圧波  $x(t)$  に対する一重壁の透過音圧波  $y(t, \theta)$  は、 $S_{x_n}(\omega)$  ( $n = 1, 2, \dots$ ) なるパワースペクトルをもつ、互いに独立な有色ガウス型入射音圧波  $x_n(t)$  に対する透過音圧波  $y_n(t, \theta)$  の和として表現できる。



第2.4.8図 入射音圧波と線形遮音システムの関係

この関係を、各 Shaping Filter をも考慮した形で示したものが、第2.4.8図である。同図における  $n$  段目の  $x_n(t)$ ,  $y_n(t, \theta)$  に着目し、(2.4.17), (2.4.20)式に対応する  $b_{ni}(\theta)$  と  $c_{ni}$  を求める。 $z_n(t)$  の白色性を考慮に入れ、そのパワースペクトルを  $K_n$  (一定) とすると、 $K_n = |H_n(j\omega)|^2 S_{x_n}(\omega)$  より、

$$K_n \left| \frac{1}{H_n(j\omega)} \right|^2 = S_{x_n}(\omega) = C_n \frac{2np}{\{(np)^2 + \omega^2\}} \quad (2.4.44)$$

であるから、 $W_{2n}(s)$  ( $s = j\omega$ ) は、次式で表される。

$$W_{2n}(s) = \frac{1}{H_n(s)} = \sqrt{\frac{2npC_n}{K_n}} \frac{1}{np + s} \quad (2.4.45)$$

従って、(2.4.19)式に対応するインパルス応答  $w_{2n}(t)$  は、

$$w_{2n}(t) = L^{-1}\left[\frac{1}{H_n(s)}\right] = L^{-1}[W_{2n}(s)] = \sqrt{\frac{2npC_n}{K_n}} \exp(-npt) \quad (2.4.46)$$

となる。また、(2.4.20)式に対応する展開係数 $c_{ni}$ は、(2.4.46)式を用いて次のように求められる。

$$\begin{aligned} c_{ni} &= \sqrt{\frac{2npC_n}{K_n}} \frac{1}{\sqrt{T}} \int_0^\infty \exp\left(-\frac{t}{2T}\right) \exp\left(-\frac{t}{T_{on}}\right) L_i\left(\frac{t}{T}\right) dt \\ &= \sqrt{\frac{2C_n T}{K_n T_{on}}} \left(\frac{2T - T_{on}}{2T + T_{on}}\right)^i \frac{2T_{on}}{2T + T_{on}} \end{aligned} \quad (2.4.47)$$

但し、

$$T_{on} = 1/np \quad (2.4.48)$$

である。従って、かなり複雑な計算を経て、次の式が導かれる。

$$\sum_{i=0}^{\infty} c_{ni}^2 = C_n / K_n \quad (2.4.49)$$

次に、(2.4.17)式に対応する $b_{ni}(\theta)$ を求める。そのために、(2.4.27)式と(2.4.46)式を用いて、まず(2.4.16)式に対応する $w_{1n}(t, \theta)$ を導出すると次のようになる。

$$\begin{aligned} w_{1n}(t, \theta) &= L^{-1}\left[\frac{W(s, \theta)}{H_n(s)}\right] = \sqrt{\frac{2npC_n}{K_n}} L^{-1}\left[\frac{1}{1 + T_\theta s} \cdot \frac{1}{np + s}\right] \\ &= \sqrt{\frac{2C_n}{K_n T_{on}}} \frac{T_{on}}{T_{on} - T_\theta} \left\{ \exp\left(-\frac{t}{T_{on}}\right) - \exp\left(-\frac{t}{T_\theta}\right) \right\} \end{aligned} \quad (2.4.50)$$

従って、(2.4.17)式に対応する $b_{ni}(\theta)$ は、

$$\begin{aligned} b_{ni}(\theta) &= \sqrt{\frac{2C_n}{K_n T_{on}}} \frac{T_{on}}{T_{on} - T_\theta} \frac{1}{\sqrt{T}} \int_0^\infty e^{-\frac{t}{2T}} \left( e^{-\frac{t}{T_{on}}} - e^{-\frac{t}{T_\theta}} \right) L_i\left(\frac{t}{T}\right) dt \\ &= \sqrt{\frac{2C_n T}{K_n T_{on}}} \frac{2T_{on}}{T_{on} - T_\theta} \left[ \frac{T_{on}}{2T + T_{on}} \left(\frac{2T - T_{on}}{2T + T_{on}}\right)^i - \frac{T_\theta}{2T + T_\theta} \left(\frac{2T - T_\theta}{2T + T_\theta}\right)^i \right] \end{aligned} \quad (2.4.51)$$

となり，かなり複雑な計算を経て次式を得る。

$$\sum_{i=0}^{\infty} b_{ni}^2(\theta) = \frac{C_n T_{on}}{K_n(T_{on} + T_{\theta})} \quad (2.4.52)$$

ここで，(2.4.43)式を考慮すると，各音圧波  $x_n(t)$  ( $n = 1, 2, \dots$ ) の統計的独立性から，

$$\sigma_x^2 = \sum_{n=1}^{\infty} \sigma_{xn}^2 = \sum_{n=1}^{\infty} \sigma_{zn}^2 \sum_{i=0}^{\infty} c_{ni}^2 = \sum_{n=1}^{\infty} \sigma_{zn}^2 \frac{C_n}{K_n} \quad (2.4.53)$$

及び，

$$\sigma_y^2(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \sigma_{yn}^2(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \sigma_{zn}^2 \sum_{i=0}^{\infty} b_{ni}^2(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \sigma_{zn}^2 \frac{C_n T_{on}}{K_n(T_{on} + T_{\theta})} \quad (2.4.54)$$

となるから，これらを(2.4.24)式に代入すると，結局，減音評価式として次の具体的な表現が得られる。

$$\Delta L_{\alpha}(\theta) = 10 \log \frac{\sum_{n=1}^{\infty} \sigma_{zn}^2 (C_n / K_n)}{\sum_{n=1}^{\infty} \sigma_{zn}^2 \{C_n T_{on} / K_n (T_{on} + T_{\theta})\}} \quad (2.4.55)$$

上式は， $\sigma_{zn}^2 = K_n \delta(0)$ であることを考慮すれば，更に次のように表すことができる。

$$\Delta L_{\alpha}(\theta) = 10 \log \frac{\sum_{n=1}^{\infty} C_n}{\sum_{n=1}^{\infty} \frac{C_n T_{on}}{(T_{on} + T_{\theta})}} = 10 \log \frac{\sum_{n=1}^{\infty} C_n}{\sum_{n=1}^{\infty} \frac{C_n}{1 + T_{\theta} / T_{on}}} \quad (2.4.56)$$

#### 2.4.3-4 実験及び考察

##### (1) (2.4.56)式に対するアナログシミュレーション実験

(2.4.56)式の妥当性と有効性を検証するため，次に示す2種類の有色ガウス型入射音圧波に対してアナログシミュレーション実験を行った。

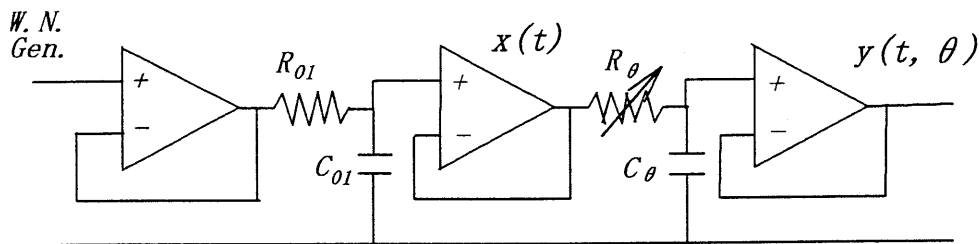
Case 1

第2.4.9図は、白色ガウス型入射音圧波をRCフィルタ（時定数  $T_{01} = R_{01}C_{01}$ ）を通過させることにより、指数関数型の自己相関関数をもつガウス型音圧波を形成させた後、一重遮音壁（時定数  $T_{\theta} = R_{\theta}C_{\theta}$ ）に入射させるためのシミュレーション実験回路図である。図に示すとおり、入射音圧波  $x(t)$  は、時定数が  $R_{01}C_{01}$  のローパスフィルタを通した有色ガウス型音圧波であり、その自己相関関数は、

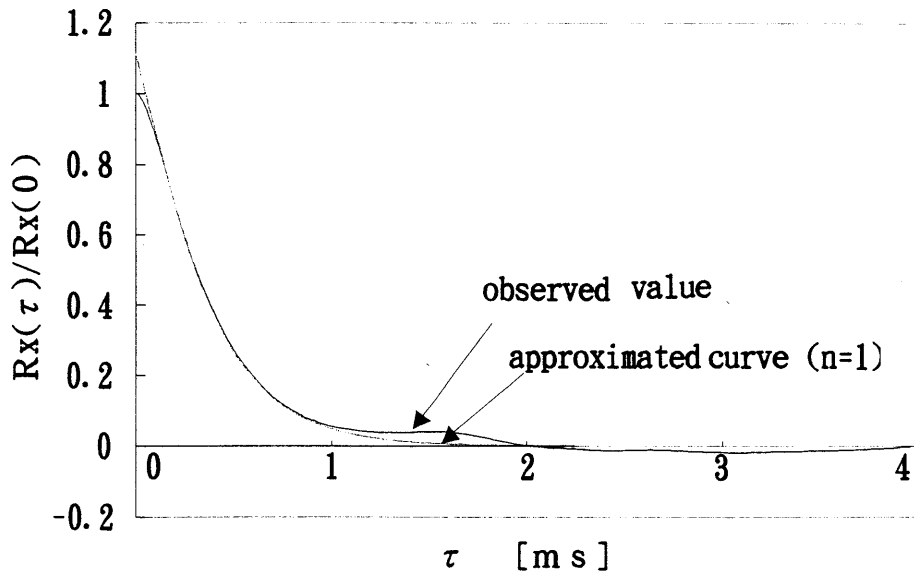
$$R_x(\tau) = \sigma_x^2 \exp(-|\tau|/T_{01}) \quad (2.4.57)$$

である。具体例として採り上げた一重壁は、時定数が  $R_{\theta}C_{\theta}$  の一次遅れ要素である。実験は、 $T_{01} (= R_{01}C_{01}) = 0.318\text{ms}$ （遮断周波数が500Hz）と設定して行った。

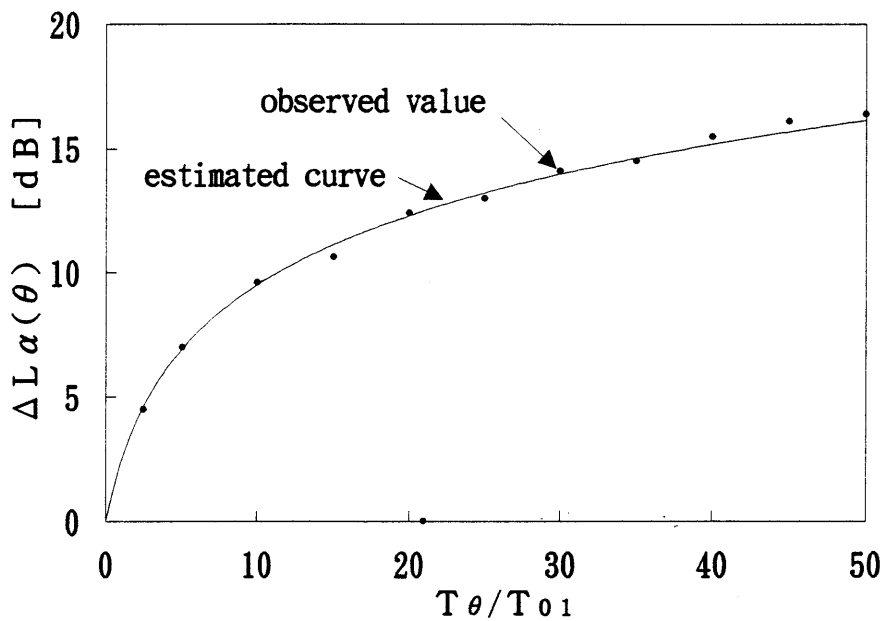
第2.4.10図の実線は、入射音圧波を周波数128kHzで約1秒間サンプリングしたデータに基づいて計算した自己相関関数（ $R_x(0)$ で正規化された）であり、同図の点線は(2.4.35)式で  $n = 1$  としたときの正規化された実験値に対する近似曲線である（当然のことながら、(2.4.48)式より、 $T_{01} (= 1/p) = 0.318\text{ms}$ で最も良い近似となる）。この  $T_{01}$  の値を用いて(2.4.56)式により計算した音圧レベル減衰量  $\Delta L_{\alpha}(\theta)$  が、第2.4.11図の実線である。減衰量の実験値は、遮音壁に対応する回路定数  $R_{\theta}$  を種々変化させることにより  $T_{\theta}/T_{01}$  を変え、入射波と透過波を同時にサンプリングして計算したものである。その結果が同図の●であり、両者は極めて良く一致していることが分かる。



第2.4.9図 Case 1 に対するシミュレーション用実験回路



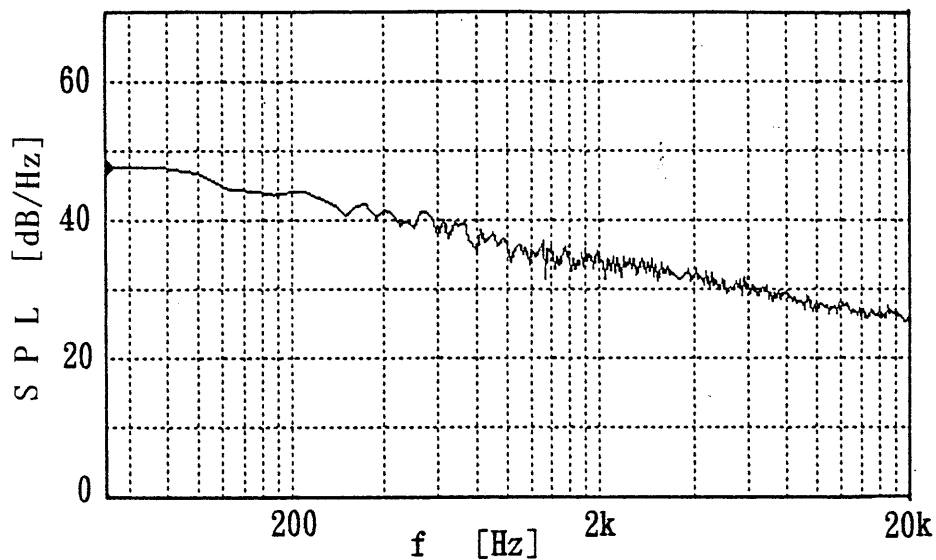
第2.4.10図 Case 1 に対する入射音圧波の自己相関関数  
(実験値：—，近似値 (n=1)：- -)



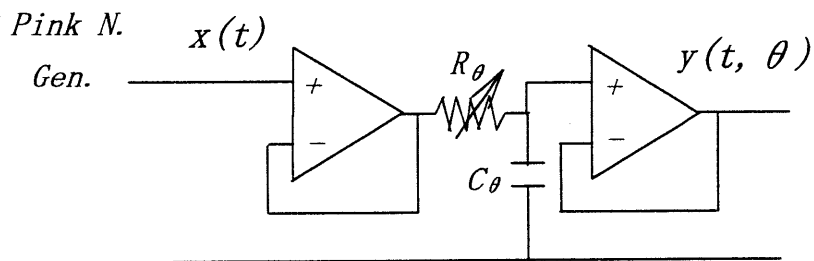
第2.4.11図 Case 1 に対する一重遮音壁の透過減衰量  
(予測値：—，実験値：●)

#### Case 2

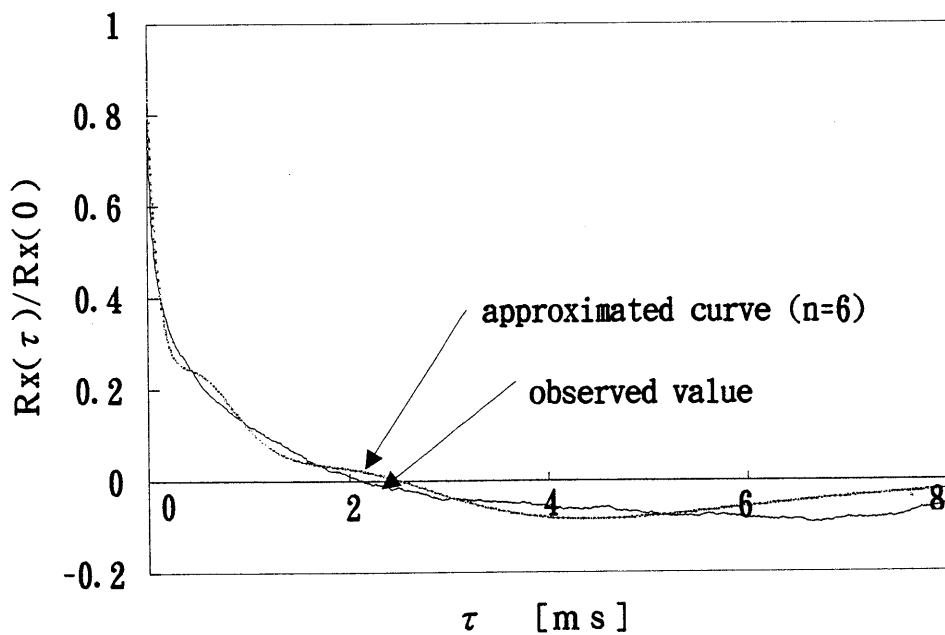
(2.4.57)式とは異なる，より複雑な自己相関関数をもつ有色ガウス分布型入射音圧波  $x(t)$  として，第2.4.12図に示すパワースペクトル形状をもつピンクノイズを採用した。実験回路図を第2.4.13図に示す。 $x(t)$ を周波数128kHzで約2秒間サンプリングして，それから得られた自己相関関数が第2.4.14図の実線である。同図の点線は，(2.4.39)式の展開項を6項まで



第2.4.12 Case 2 に対する入射音圧波のパワースペクトル

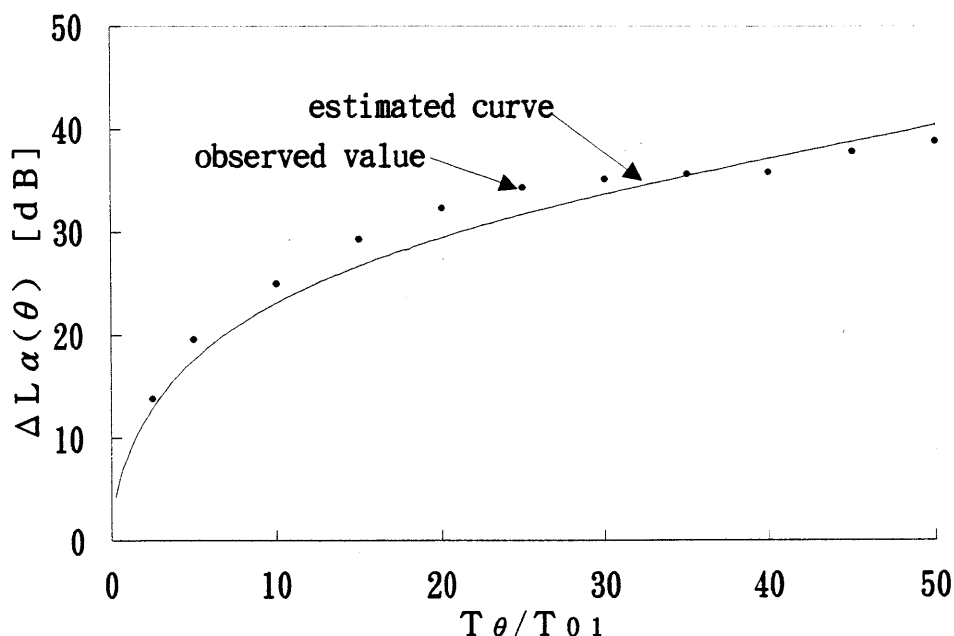


第2.4.13図 Case 2 に対するシミュレーション用実験回路



第2.4.14図 Case 2 に対する入射音圧波の自己相関関数  
(実験値：—，近似値 (n=6)：……)





第2.4.15図 Case 2 に対する一重遮音壁の透過減衰量  
(予測値 (n=6) : —, 実験値 : ●)

採用したときの最も良い近似曲線である。このときの  $T_{01}$  ( $=1/p$ ) は、1.67msであった。

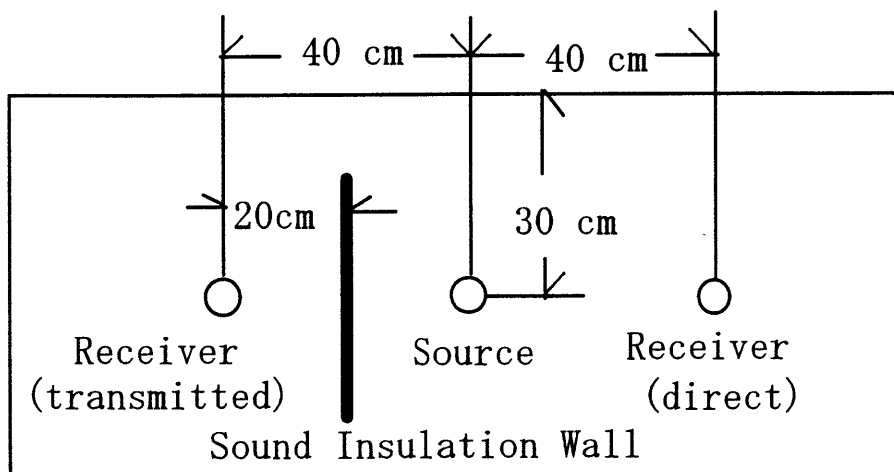
一重遮音壁に対する音圧レベル減衰量  $\Delta L_\alpha(\theta)$  の値を  $T_\theta / T_{01}$  に対して(2.4.56)式から求めた予測曲線が第2.4.15図の実線であり、サンプルデータから直接求めた実験値が●である。誤差が約2 dB以内で予測できていることが分かる。

なお、第2.4.11, 第2.4.15図は、壁体の面密度, 入射角, 壁体の位置する深度等に依存しない普遍的な評価図となっていることに注意する必要がある。

## (2) 水槽実験

計算機によるアナログシミュレーション実験に引続いて、水槽実験により具体的な壁体の透過減衰量を求め、(2.4.56)式の有効性の検証を行った。水槽実験の配置図を、第2.4.16図に示す。水槽は、 $1 \times 1 \times 2\text{m}^3$ の大きさである。また、遮音壁として用いた試料の材質は、大きさがほぼ  $70 \times 90\text{cm}^2$ のステンレス鋼板とアルミニウム板である(諸元を表2.4.2に示す)。具体的には、厚さ19mmから1mmまでの鋼板5種と3mmから1mmまでのアルミニウム板3種の計8種である。透過波測定用のマイクロホンと直接波測定用のマイクロホンを、送波器を中心にして対称の位置に配置し、両波を同時に測定した。

入射音圧波のパワースペクトルは第2.4.17図(a)に示すとおりであるが、使用した送波器(BK-8103)は、同図(b)に示すとおり、ほぼ100kHz付近にピークもつ急峻な送波周波数特性を示すため、予め補正フィルタ(周波数特性を2.4.17図(c)に示す)を用いて調整を行った。その結果、ほぼ10kHzから100kHzまでは、平坦なスペクトル形状となっている。

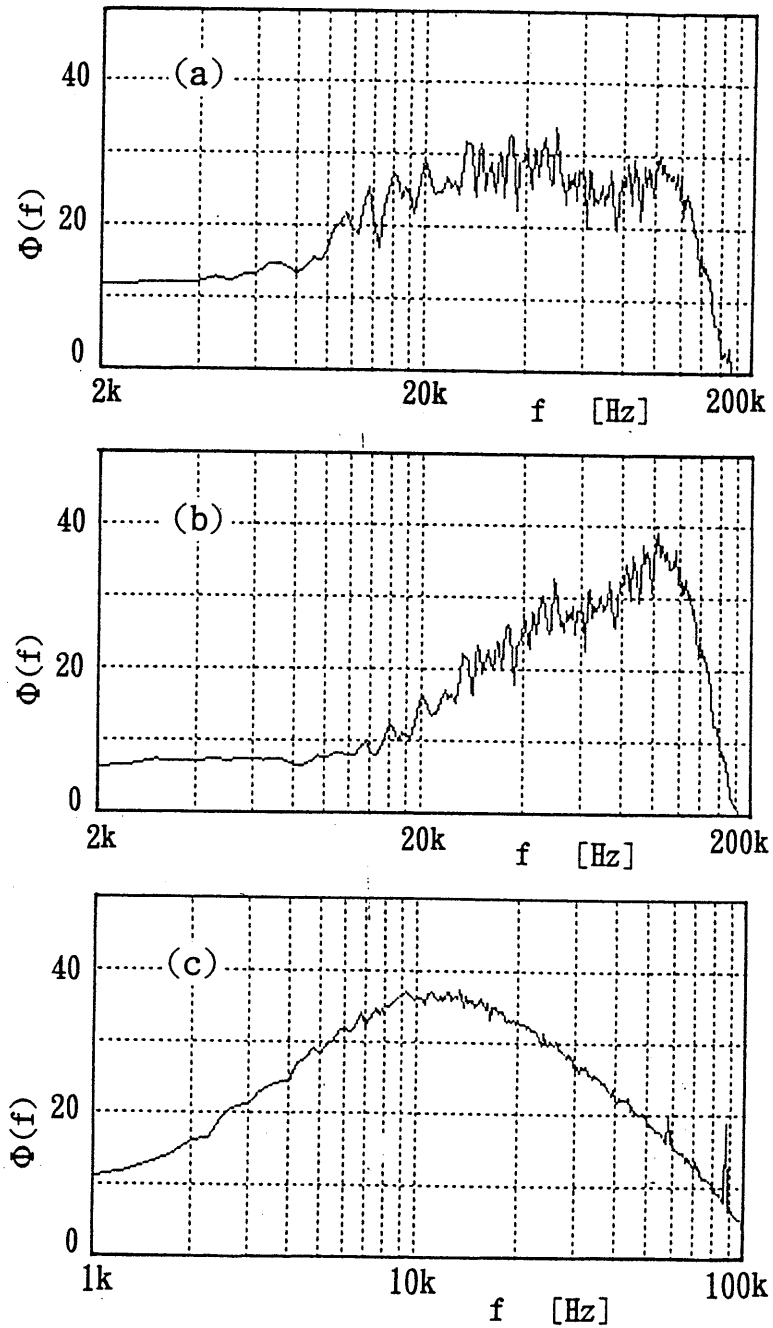


第2.4.16 水槽実験の配置図

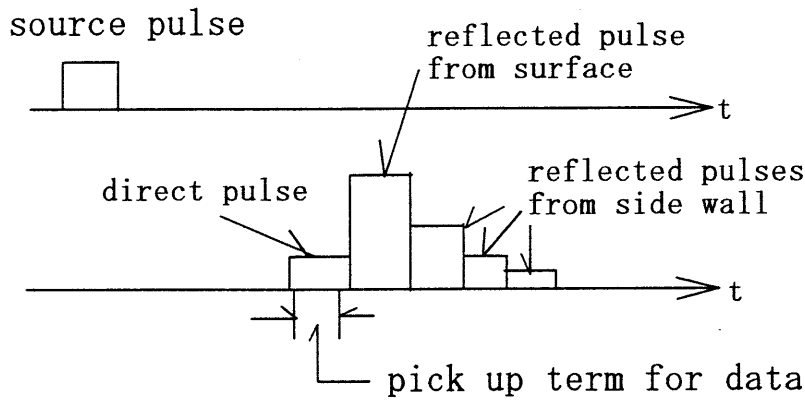
表 2.4.2 壁材の諸元と測定結果 ( $T_{01}=8.33 \times 10^{-6}$  s)

材 質	厚 さ [mm]	面 密 度 [Kg/m <sup>2</sup> ]	$T_{\theta}$ [ $\times 10^{-6}$ s]	$T_{\theta} / T_{01}$	$\Delta L$ [dB]
ステンレス鋼板	19	149.3	51.2	6.15	19.8
ステンレス鋼板	6	47.2	16.2	1.94	12.3
ステンレス鋼板	4	31.4	10.8	1.30	11.7
ステンレス鋼板	2	15.7	5.38	0.65	7.4
ステンレス鋼板	1	7.9	2.71	0.33	3.7
アルミニウム板	3	8.1	2.78	0.33	4.1
アルミニウム板	2	5.4	1.85	0.22	3.2
アルミニウム板	1	2.7	0.93	0.11	2.4

第2.4.18図は、送信音圧波と受信音圧波の関係を模式的に示したものである。水槽が小さいため、透過波と共に、水面或いは側壁からの反射波が同時に多数受信される。これらを分離して透過波のみを測定するため、送信パルス幅を直接波の後端が最初に到着する反射波（今回は水面反射波）の先頭と一致するように設定した。サンプリングは、透過波のみを切り出して行ったが、1パルス区間のみでは必要な標本数が得られないので、この操作を連続して繰り返して積算し必要な標本数を得た（1つのパルスからの切り出し区間は約 $150 \mu$ sであり、信号が無相関となる十分な時間幅を保持している）。

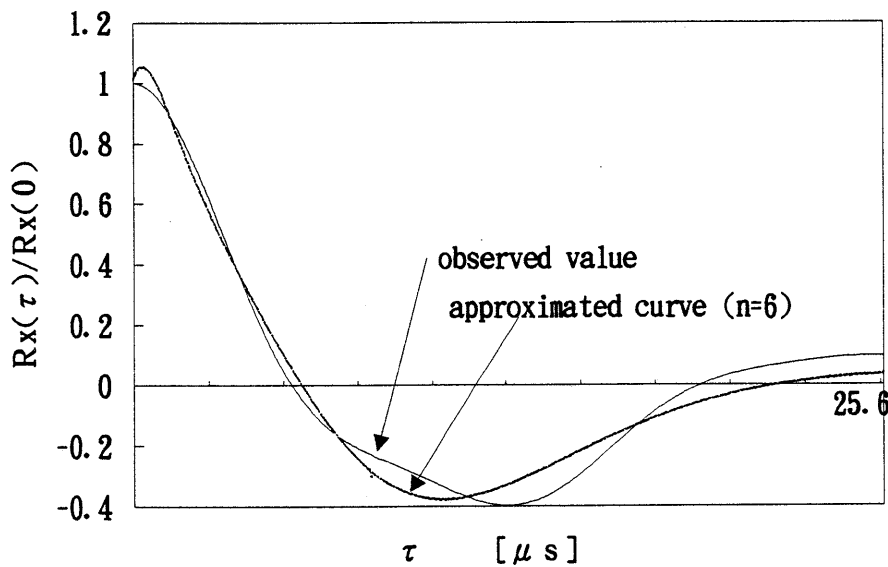


第2.4.17図 (a) 水槽実験における入射音圧波のパワースペクトル, (b) 送波器 (BK-8103)の周波数特性, (c) 補正用フィルタの周波数特性

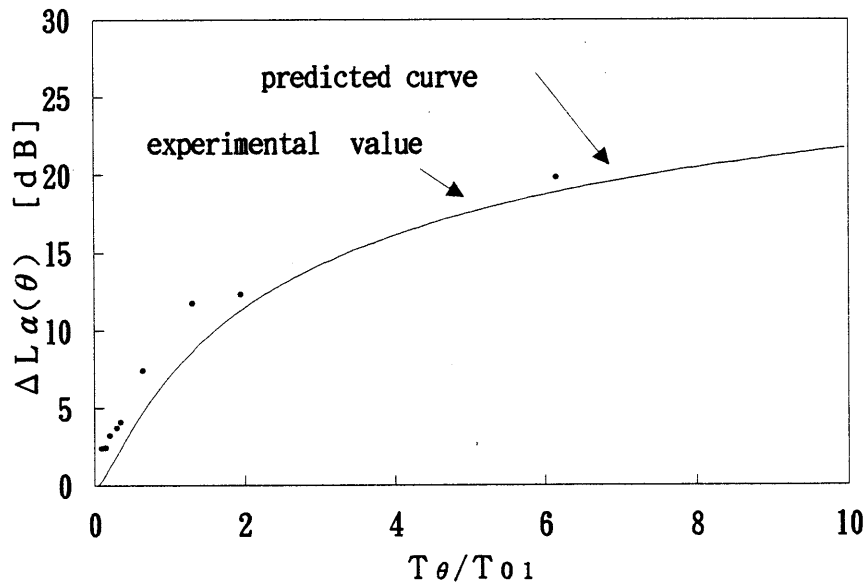


第2.4.18図 送信音圧波と受信音圧波の関係

第2.4.19図の実線は、入射音圧波を周波数20MHzで10ms（標本化時間数の総計）の間サンプリングしたデータから直接求めた自己相関関数の実測値であり、点線は(2.4.39)式の展開項を第6項まで採用したときの最も良い近似曲線である（但し、 $1/p(=T_{01})=8.33 \times 10^{-6}$ s）。また、第2.4.20図は、 $T_0/T_{01}$ を横軸にとり、音圧レベル低減量  $\Delta L_\alpha(\theta)$  に対する予測曲線（実線）と実測データ（●）を示したものである。同図から、アナログシミュレーション実験の場合と同様、誤差が約2-3dB以内で予測できていることが分かる。



第2.4.19図 入射音圧波の自己相関関数（実験値：—，近似値（n=6）：- - -）



第2.4.20図 一重遮音壁に対する透過減衰量（予測値(n=6)：—，実験値：●）

#### 2.4.4 結言

水中において特別な通信装置を携帯していないダイバーに対し、最も簡便で有効であると思われる情報伝達方法として音声を直接放送することが考えられる。このような水中スピーカシステムを設計する場合、事前にまず考慮しておくべき基本的且つ重要な問題が幾つかある。その中の一つの問題は、必要とする送信パワーを推定するための、伝搬経路上に存在する音響損失要因の特定と評価である。本節では、始めに純音に対する壁体の透過損失について実験的に検討し、少なくとも可聴周波数帯域内では空気中での“質量則”に従うことを示した。更に、水中では質量則を構成するパラメータが水深等により変化するため、実用性を考慮に入れて、これらのパラメータにいちいち左右されない普遍的な形で表現した。

一方、現実の音声信号が様々なスペクトルをもつこと、また音声の了解度は少なくとも全周波数成分を含むオーバーオールでのパワーとの関係で論ずべきであること<sup>18,21)</sup>等から、多くの周波数成分を含む音声信号に対する透過損失評価法としては、各周波数毎に音響減衰量を調べる分析的な損失評価法は適当でない。そのため本節の後段では、音声のような不規則変動音圧波に対するすべての周波数成分を含むオーバーオールでの壁体の透過減衰量を実際的な見地から評価する手法を考察した。

具体的には、遮音壁体への入射音圧波と透過音圧波の間の時間率音圧レベルの差を用いることが合理的であるとの認識から考察した。考察の出発点は、観測時間の $\alpha\%$ 以上を占める入出力音響パワーのレベル差を採ることにあるが、結果は、 $\alpha$ に依存しない損失量、即ち、平均電力のレベル差で与えられることが示される。従って、入射音圧波の統計的性質（パワースペクトル形状又は自己相関関数）が予め与えられれば、その信号を送信したときの平均電力での損

失量が事前に予測できることになり，他の要因の損失量（例えば，音響パワーの距離減衰等）を別途考慮すれば，情報伝達のために必要なスピーカ出力の見積りに資することができる。実験結果は，シミュレーション及び水槽実験共理論的な予測曲線と良く一致しており，入射音圧波の統計的な性質が分かれば，壁体に対する実際的な見地からの透過減衰量が求められるという本理論の妥当性と有効性が実証された。

また，本節における水槽実験では，水槽によるこの種の実験では避けがたい反射波と直接波を分離するため，送信波をパルス化し，反射波を含む受信波から直接波のみを繰り返し切り出して必要なデータ数まで積算する方法をとったが，反射波分離の一方法として有効であるものと思われる。

今後の課題として，

- (1) 非ガウス型の任意分布型有色伝搬音に対する透過減衰特性を考察すること，
  - (2) 二重壁を含むより複雑な多重壁に対する透過減衰特性を考察すること，
- などが残されている。

付録2.4A : (2.4.32) 及び (2.4.33) 式の導出

$z(t)$  はガウス型白色音圧波であるから (第2.4.6図参照), 次の関係式が満足される。

$$\begin{aligned} S_z(\omega) &= |H(j\omega)|^2 S_x(\omega) = |H(j\omega)|^2 \frac{2\beta\sigma_x^2}{\beta^2 + \omega^2} \\ &= 2\beta\sigma_x^2 \left| H(j\omega) \frac{1}{\beta + j\omega} \right|^2 = C^2 \quad (C : \text{定数}) \end{aligned} \quad (\text{A2.4.1})$$

ここで, 任意定数  $C$  を, 次のようにおく。

$$C = \sqrt{2/\beta}\sigma_x \quad (\text{A2.4.2})$$

$H(s)$  は, (A2.4.1) 式から次のように決められる。

$$H(s) = 1 + T_o s, \quad T_o \equiv 1/\beta \quad (\text{A2.4.3})$$

(2.4.27), (A2.4.3) (2.4.31) 及び (2.4.17) 式から  $b_i(\theta)$  は,

$$\begin{aligned} b_i(\theta) &= \frac{1}{T_o - T_\theta} \frac{1}{\sqrt{T}} \left[ \int_0^\infty e^{-\left(\frac{1}{T_o} + \frac{1}{2T}\right)t} L_i\left(\frac{t}{T}\right) dt - \int_0^\infty e^{-\left(\frac{1}{T_\theta} + \frac{1}{2T}\right)t} L_i\left(\frac{t}{T}\right) dt \right] \\ &= \frac{2\sqrt{T}}{T_o - T_\theta} \left[ \frac{T_o}{2T + T_o} \left( \frac{2T - T_o}{2T + T_o} \right)^i - \frac{2T_\theta}{2T + T_\theta} \left( \frac{2T - T_\theta}{2T + T_\theta} \right)^i \right] \end{aligned} \quad (\text{A2.4.4})$$

となる。同様に, (2.4.20) 式を用いて  $c_i$  は, 次のように求められる。

$$c_i = \frac{1}{T_o} \frac{1}{\sqrt{T}} \int_0^\infty e^{-\left(\frac{1}{T_o} + \frac{1}{2T}\right)t} L_i\left(\frac{t}{T}\right) dt = \frac{2\sqrt{T}}{2T + T_o} \left( \frac{2T - T_o}{2T + T_o} \right)^i \quad (\text{A2.4.5})$$

付録 2.4 B : 入射音圧波がガウス分布型の場合の透過音圧波の分散の導出

入射音圧波  $x(t)$  が,

$$S_x(\omega) = \frac{2\beta\sigma_x^2}{\beta^2 + \omega^2} \quad (\langle x^2(t) \rangle = \sigma_x^2) \quad (\text{A2.4.6})$$

なる特別なスペクトル分布をしている場合に、伝達関数が

$$W(s, \theta) = \frac{1}{1 + T_\theta s} \quad (T_\theta \equiv \frac{m}{2\rho c} \cos\theta) \quad (\text{A2.4.7})$$

で表される線形遮音壁を通過したときの透過音圧波  $y(t, \theta)$  の分散を考えてみる。

$y(t, \theta)$  の電力密度関数  $S_y(\omega, \theta)$  は、次式で与えられるので、

$$S_y(\omega, \theta) = |W(j\omega, \theta)|^2 S_x(\omega) = \frac{1}{1 + T_\theta^2 \omega^2} \frac{2\beta\sigma_x^2}{\beta^2 + \omega^2} \quad (\text{A2.4.8})$$

Wiener-Khintchine の定理<sup>17)</sup>により、 $y(t, \theta)$ ,  $\sigma_y^2(\theta)$  の分散は次のようになる。

$$\begin{aligned} \sigma_y^2(\theta) &= \varphi(0, \theta) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S_y(\omega, \theta) d\omega \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{2\beta\sigma_x^2}{(1 + T_\theta^2 \omega^2)(\beta^2 + \omega^2)} d\omega = \sigma_x^2 \frac{1}{1 + T_\theta \beta} \end{aligned} \quad (\text{A2.4.9})$$

ここで  $\varphi_y(\tau, \theta)$  は、 $y(t, \theta)$  の自己相関関数である。特に、入射音圧波  $x(t)$  がガウス分布型の場合、(2.4.34)式は(A2.4.9)式より容易に求められる。



## この節の引用文献

- 1) 老松建成, 山口静馬, 倉本和興, 桑原信也, “水中におけるガウス形任意有色雑音に対する一重壁の遮音効果,” 海洋音響学会誌, 第22巻第2号, pp.36-44(1995).
- 2) K. Oimatsu, S. Yamaguchi, K. Kuramoto and S. Kuwahara, “Practical Methods of Evaluating the Underwater Insulation Effect of a Single Wall,” IEICE Trans. Fundamentals, Vol.E80-A, No.1, pp.118-125 (1997).
- 3) S. Yamaguchi, K. Oimatsu, K. Kuramoto and Y. Kato, “A Statistical Method of Evaluating the Sound Insulation Effect of a Single Wall,” ACUSTICA, Vol.73, No.4, pp.217-220 (1991).
- 4) 海上保安庁, “海上保安白書,” 平成8年版, (大蔵省印刷局, 東京, 1996).
- 5) 例えば, R. J. Urick, “Principles of Underwater Sound 3rd ed.,” (McGraw-Hill, New York, 1983).
- 6) 奥島基良他, “海洋音響—基礎と応用—,” (海洋音響研究会, 東京, 1984).
- 7) 前川純一, “建築音響,” (共立出版, 東京, 1978).
- 8) 木村 翔, “建築音響と雑音防止計画,” (彰国社, 東京, 1977).
- 9) R. A. McConnel and W. F. Murk, “Microacoustic Interferometer Using 30-Mc Pulses,” J. Acoust. Soc. Am., Vol.27, pp.672-676 (1955).
- 10) W. Madigosky and R. Fiorito, “Modal Resonance Analysis of Acoustic Transmission and Reflection in Viscoelastic Plates,” J. Acoust. Soc. Am., Vol.65, pp.1105-1115 (1979).
- 11) 太田光雄, 山口静馬, 広光清次郎, “防音防振機構の確率評価に関する一般論と一重壁への適用—防音防振機構の統計的評価に関する方法論的基礎研究—,” 日本音響学会誌, 第34巻第6号, pp.333-341(1978).
- 12) M. Ohta, S. Yamaguchi and S. Hiromitsu, “A Unified Expression for the Multivariate Joint Probability Density Function of the Output Fluctuation of an Arbitrary Linear Vibration System with Arbitrary Random Excitation,” J. Sound Vib. 56, pp.229-241 (1978).
- 13) M. Ohta, H. Iwashige and S. Yamaguchi, “A Methodological Study on Statistical Evaluation of Noise and Vibration Control System—Simplified Lx Evaluation Procedure for Single Wall and Double Wall,” Theor. Appl. Mechanics, Vol.28, pp.387-398(1980).
- 14) 榎木義一, 砂原善文, “統計学的手法による自動制御理論,” (オーム社, 1967).
- 15) I. ガットマン, S. S. ウィルクス, “工科系のための統計概論,” (培風館, 東京, 1968).
- 16) 森口繁一, 宇田川銈久, 一松 信, “数学公式Ⅲ,” (岩波書店, 1969).

- 17) Y. W. Lee, "Statistical Theory of Communication," (Jhon Wiley & Sons, New York, 1960).
- 18) 西山静男他, "音響振動工学," (コロナ社, 東京, 1992).
- 19) 古井貞熙, "音響・音声工学," (近代科学社, 東京, 1992).
- 20) 城戸健一他, "基礎音響工学," (コロナ社, 東京, 1990).
- 21) 曾根敏夫, 植松道治, 金指久則, 二村忠元, "ランダム変動騒音下の音声明瞭度の予測 (変動騒音の言語聴取妨害に関する研究そのII)," 日本音響学会誌, 第35巻, 第1号, pp.58-62 (1979).

### 第3章 水中可聴音場の背景雑音に関する考察

前章まで、ヒトの聴感特性を利用した情報伝達の基礎的な研究として、水中におけるヒトの聴感特性及び伝搬経路上に存在するいくつかの問題について考察してきた。その結果、このような情報伝達の実用的な可能性を十分示すことができた。しかしながら、大気中と比べ効率の悪い聴感特性や伝搬路上に存在する各種減衰要因は、必然的に大きな送信パワーを必要とする。加えて、海中では音の伝搬減衰が大気中と比較すると少ないため、遠方の雑音が減衰せずに加算され大きな背景雑音となる。そのため、必要送信電力の見積りといった観点からも、背景雑音の成因とそのレベルについて考察することは重要である。

本章では、まず第3.1節で、背景雑音に関する従来の研究を概観し問題点を考察する。一般に、生活の場でもある沿岸海域は一定のリズムがあつて、背景雑音もその海域特有の特徴を示すため、長期間に亘る観測により時間的・空間的な雑音レベル分布の特徴を把握することが重要となる。そのため、第3.2節では、瀬戸内海の典型的なレジャー海域である呉湾・広島湾を観測海域に選び、湾内の幾つかのポイントで場所、深度、周波数等をパラメータにした背景雑音と航行船舶の放射する雑音の関係の実態調査を実施し、この海域の特徴を明らかにする。さらに、浅海域では、第2.2節で考察したように、主たる雑音源である航行船舶の発する雑音は、音源の近傍では球面拡散、遠方では海面と海底に挟まれたダクトの中を円筒拡散しながらマルチパス伝搬するものと考えられる。第3.3節及び第3.4節では、これら船舶の航行雑音をより厳密に推定することが重要であるとの観点から、船舶から放射される雑音のスペクトル形状の特徴を踏まえた、雑音パワー分布の統計的な推定方法について考察する。最後の第3.5節では、これらの雑音が水中におけるヒトの聴覚を利用した通信システムの中でどのように取り扱われるのかを考察する。

### 3. 1 海洋の背景雑音に関する従来の研究

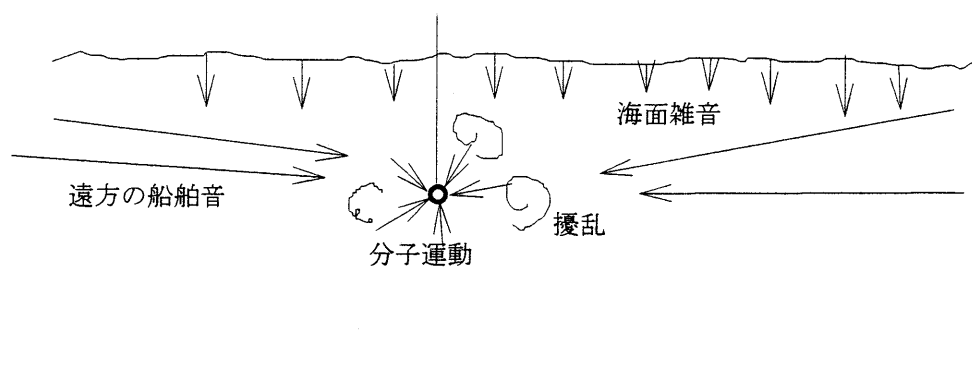
#### 3.1.1 緒言

付近に航行船舶や明確な雑音源がない状態での、港湾等浅海域における背景雑音レベルの空間的な分布は、広い海域に亘り比較的大きなレベルを示し、且つ、空気中と比較して局所的なレベル変動が少ない。これは、水中では空気中に比べ音波の伝搬減衰が格段に小さいため、散在する音源から発せられた音波が、あまり減衰せずに複雑な伝搬経路を経て合成されるためである（空気中では比較的大きな伝搬減衰のため、音が比較的音源の近傍でのみ観測される）。従って、海中のある受音点で観測される背景雑音は、広い範囲に存在するいろいろな種類の音源から構成されていることになり、背景雑音に関する調査研究の範囲も必然的に広範囲に亘ることになる。

本節では、まず始めに、比較的音源を分離し易い大洋・深海での背景雑音の要因について、次いで、浅海域の背景雑音を構成する要因、並びにレジャー海域での主雑音源と考えられる船舶の放射する雑音について、従来の研究をまとめて整理し、問題点を考察する。

#### 3.1.2 深海・大洋における背景雑音の成因

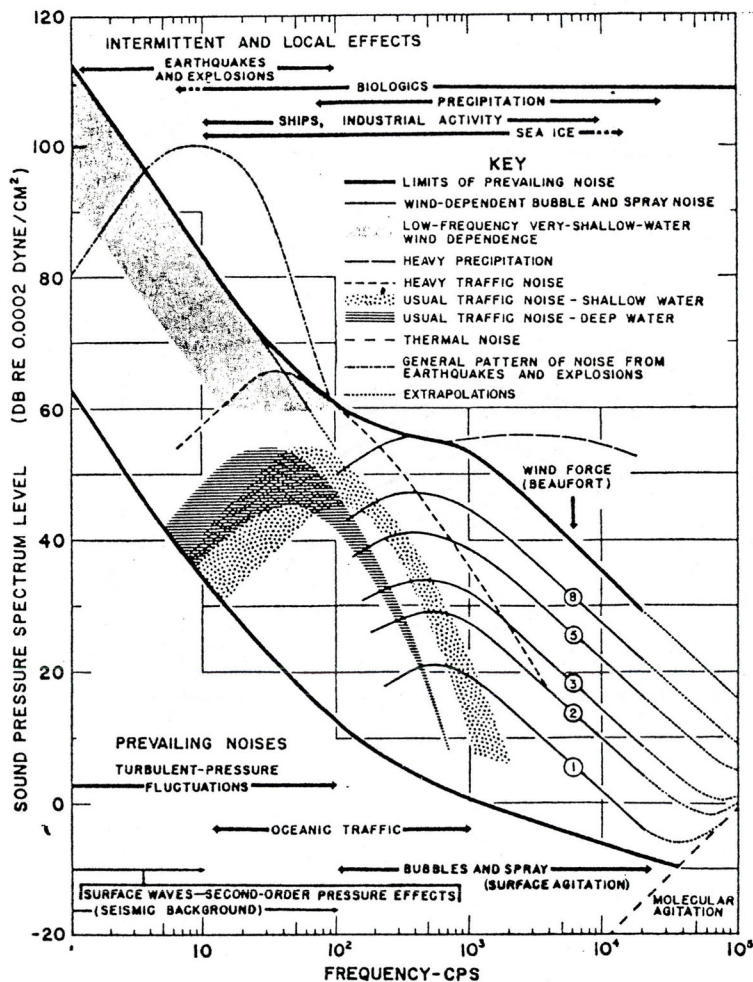
付近に航行船舶や、明確に識別・確認できる音源が存在しない場合の大洋・深海における背景雑音は、雨、波浪等の局所的なものから遠方の航行船舶が放射する雑音まで、多様な音源に起因する雑音が合成されたものとなる。第 3.1.1 図は、大洋における背景雑音の成因を模式的に示したものである<sup>1)</sup>。



第 3.1.1 図 大洋における背景雑音の模式図<sup>1)</sup>

海洋での海中背景雑音の成因とレベルについては、Wenz(1962)<sup>2)</sup>がそれまで報告された測定結果を含めてまとめたものが良く知られている。この報告から既に 30 年以上経過しているが、海洋の背景雑音を考察したこれ以上のまとまったものは、これまでのところ知られてい

ない。第 3.1.2 図に Wenz がまとめた、周波数に対する成因別の雑音レベル分布を示す。この図はしばしば用いられるが、利用するに当たって注意する点は、音圧が [dB re 0.0002 dyne/cm<sup>2</sup>] となっているため、これを [dB re 1 μ Pa/m<sup>2</sup>] に変換する必要があることと、風力 (Beaufort 指数) による雑音は沿岸を離れた大洋でのレベルであり、近海の場合は若干の補正を要することである。以下この図を基に、従来の研究を振り返る。

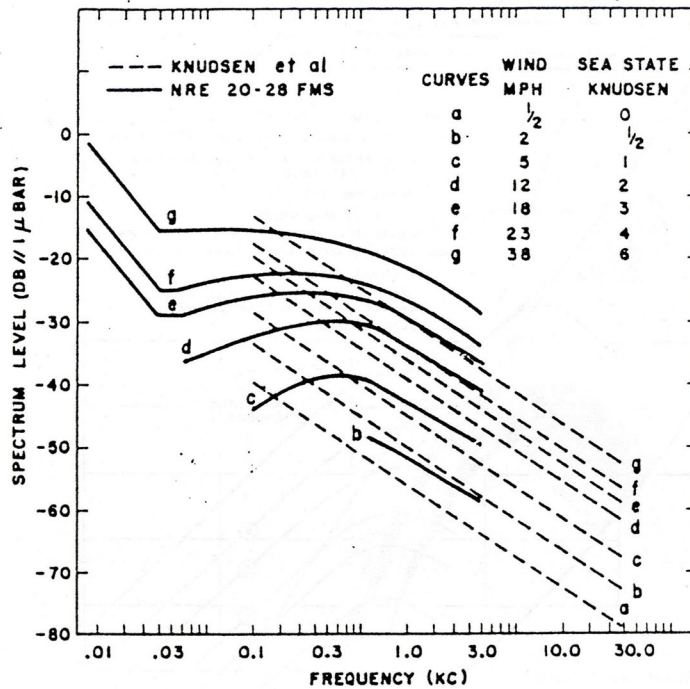


第 3.1.2 図 周囲雑音の成因とそのレベル<sup>2)</sup>

### 波浪の影響

500Hz 以上の周波数では、海中雑音は海面の粗さ即ち波浪に支配される。約 500Hz から約 25kHz の間の周波数では、海況と海中雑音レベルとの間には直線的な関係があり、海況をパラメータとした背景雑音の研究が多くなされている。第 3.1.3 図に、Piggott(1964)<sup>3)</sup> が求めた波浪と背景雑音の関係を示す。この雑音の特徴は、最大値が 400Hz から 800Hz の間にあり、1kHz 以上の周波数では約 -6dB/oct の減衰特性を示すことである。雑音レベルの大きさは、当然風力又は海況による。この周波数領域においては、風浪による海面の状態が海中雑音の主成分であることは、その後の実験によっても明白となったが、その発生過程は明確ではなく、

(1) 波頭の崩れるときの音, (2) 気泡の破裂によるキャビテーションの音, (3) 海面近くの空気の乱流による圧力変動が水中に伝搬する音, 等の諸説がある。Marsh(1963)<sup>4)</sup>, Kuo(1968)<sup>5)</sup>等は, 波浪により生じた海面の運動が非線形伝搬する過程で生ずる二次効果であるという理論を提唱し, この理論による予測レベルが, 深海と浅海のいずれでも極めて良い一致が見られることを主張している。



第 3.1.3 図 背景雑音の波浪依存性<sup>3)</sup>

### 海洋擾乱

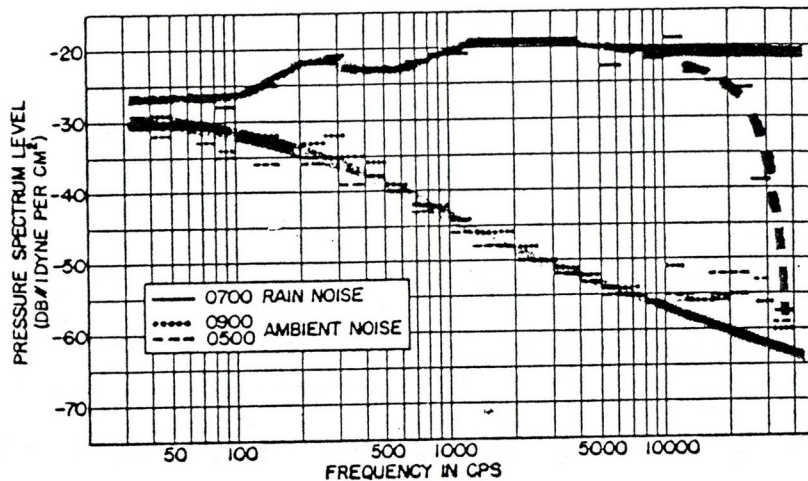
海水の擾乱が, 雑音源に寄与することは Wenz<sup>2)</sup>によって要約されている。海水の擾乱は, 特に海底付近, 沿岸, 海峡, 港湾等で, 潮の満干やうねり等のために生ずる。不規則な水流形態による海水の擾乱が雑音を形成する原因であるが, 擾乱は音場の雑音を構成するというよりも, むしろ海水とトランスジューサ間の摩擦等によるシステムの自己雑音として作用する方が問題となる。

### 降雨

降雨があるときは, その程度と雨域の広さにより海中雑音レベルが増加する (Heindsmann(1955)<sup>6)</sup>, Bom(1969)<sup>7)</sup>)。第 3.1.4 図に, Heindsmann の測定結果を示す。この測定結果を見ると, 同程度の海況で雨のない場合の背景雑音に対し, 大雨が降ると, 5kHz-10kHz の周波数領域では 30dB 以上雑音レベルが増大するが, 30kHz 以上の周波数領域になると増加



量はほとんどなくなる。降雨による雑音は、可聴周波数領域全般に亘りかなり大きな雑音増加をもたらすことから、可聴信号を直接聴くダイバーにとっては重要な問題となる。



第 3.1.4 図 降雨と背景雑音の関係<sup>7)</sup>

### 熱雑音

海水分子の熱雑音が、高周波領域で hidrohon の感度に限界を与えることを、Mellen(1952)<sup>8)</sup> が理論的に示し、これを Ezrow(1962)<sup>9)</sup> が実測によって検証している。Mellen によると、熱雑音のレベルは、音響-電気変換能率が完全な無指向性 hidrohon の場合、通常温度、周波数  $f$  [kHz] に対し、

$$NL = -15 + 20 \log f \quad [\text{dB re } 1 \mu \text{ Pa}] \quad (3.1.1)$$

で与えられる。しかし、この雑音のレベルが問題となるのは、比較的高い周波数領域であるため、可聴周波数領域においては、特別な場合以外實際上大きな問題となることはない。

### 船舶の航行雑音

Wenz<sup>2)</sup> がまとめた結果によると、海洋が穏やかな場合の大洋の背景雑音を構成する成因の一つとして、船舶の航行雑音がある。広く分布する航行船舶から放射された雑音(特に、100Hz 付近の周波数成分)が、大洋における背景雑音の大きな要因になっていることは、長期間に亘る観測から明らかになった。その理由は、(1) 深海中において測定された雑音は、周波数が 100Hz 付近のものは水平方向から到来するものが多く且つ風や天候には無関係である、(2) 観測された海中雑音のスペクトルは、船舶が放射する雑音スペクトルパターンを伝搬損失に伴う周波数補正 (Sheely 等(1957)<sup>10)</sup> によれば、各種伝搬損失のうち周波数に依存する損失は

$0.033f^{3/2}$  dB/kyd (但し  $f$  は kHz) したものと非常に良い一致を示している、(3) 船舶の航行が輻輳する海域における実測結果によると、50-500Hz の周波数領域の雑音レベルが、他の航行船舶が粗な海域におけるものより高く、そのレベルは風力にあまり影響されない、等である。

この小節で述べた船舶の航行雑音は、付近に船舶がない大洋のものであるが、港湾や沿岸海域で観測される船舶の航行雑音は、レベルが高く且つ高い周波数成分を含んだものとなり、大洋で観測されるものとはスペクトル形状が異なる場合が多い。

### 海洋生物の発する雑音

海中生物が発する音波に関しては、多数の研究が広範囲に実施されている。この種の音は、イルカの鳴声から海老の動き回る音まで多種多様であるが、甲殻類(Crustacea)、ある種の魚類、鯨・イルカ等の海洋性ほ乳類(Cetacea)の3種類の海洋動物群が音を発生することが知られている。海洋生物の発する雑音レベルは一般にあまり大きなものではなく、発生場所も局所的なものであるが、場合によっては無視できない場合もある。第3.1.5図に測定例<sup>11)</sup>を示す。

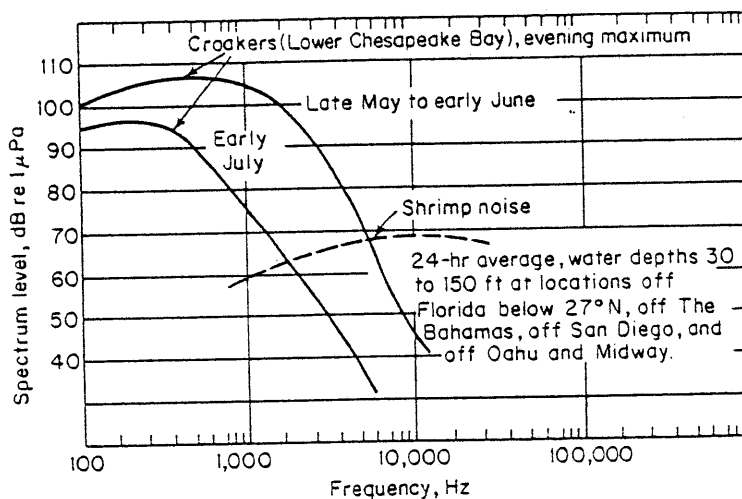


図 3.1.5 海中生物の発する雑音の測定例<sup>11)</sup>

### 3.1.3 浅海域における背景雑音

沿岸の浅海や港湾等における背景雑音レベルは、深海におけるレベルと比べ格段に大きく且つ変動も大きい。このような場所での雑音源は時間と場所により大きなバラツキを示すが、通常の浅海域や港湾等において雑音源として考えられるものを大きく分類すると、

- (1) 航行船舶の放射する雑音や工場及び陸上の自動車からの振動等人為的なもの、
- (2) 雨、風、潮汐等自然現象によるもの、



(3) 甲殻類等海中生物の発するもの、  
とすることができる。

雑音源が比較的明確な大洋又は深海に比べ、沿岸の浅海域や港湾等の背景雑音は、複雑でありレベル変動も大きい。浅海域においては、先に述べた船舶、風浪、陸上の振動等がすべて雑音源となり、受音点ではこれらが混合されたものとして観測される。また、浅海域における背景雑音は、一般には非定常性を示すことから、これらの予測・推定には長期間に亘る観測結果に基づく統計的な取り扱いが必要である。浅海域における雑音源も基本的には大洋の場合と同様である。しかし、航行船舶の密度が格段に多くなり、しかも音源と受音点間の距離も近くなるため、高域の周波数成分があまり減衰することなく伝搬する。そのため、浅海域における航行船舶の放射する雑音は、音声情報の伝達を目的とする本研究では最も重要視すべき雑音源となる。

### 船舶雑音

上述のとおり、航行船舶の輻輳する浅海域においては、背景雑音の成因の内でも特に船舶の航行雑音が主要な音源となる。船舶からの放射雑音は、周波数分布も可聴周波数全域に亘り、そのレベルも相当大きなものとなる。従って、レジャー海域において音声を水中スピーカーで直接放送するシステムでは、航行船舶の発生する雑音を考察することが重要となる。しかしながら、船舶の放射する雑音に関する研究は軍事関係の研究が多くなるためか、国内はもとより国外の文献の入手が容易ではない。Urlick がその著書<sup>11)</sup>で、多くの文献を引用して（但し、元のデータは、ほとんどが第2次世界大戦当時のものである）艦船からの放射雑音の性質について考察していることから、通常はこの文献を基にして議論することが多い。

船舶内では、推進、操船及び居住のため、多くの回転機械が運転されており、発生した振動は船体を通じて海中に伝搬し海中雑音を形成する。

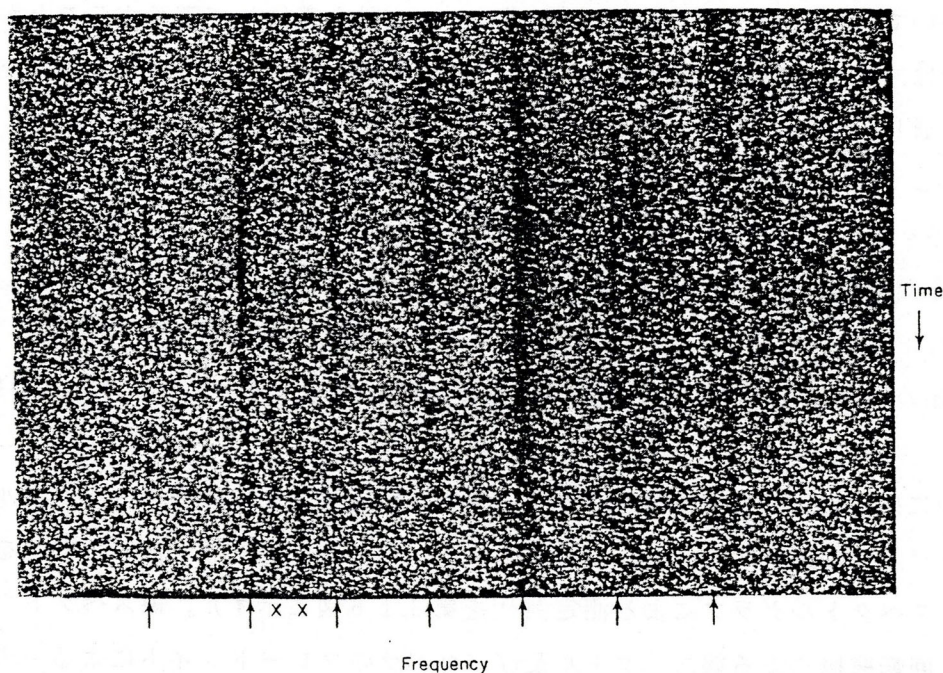
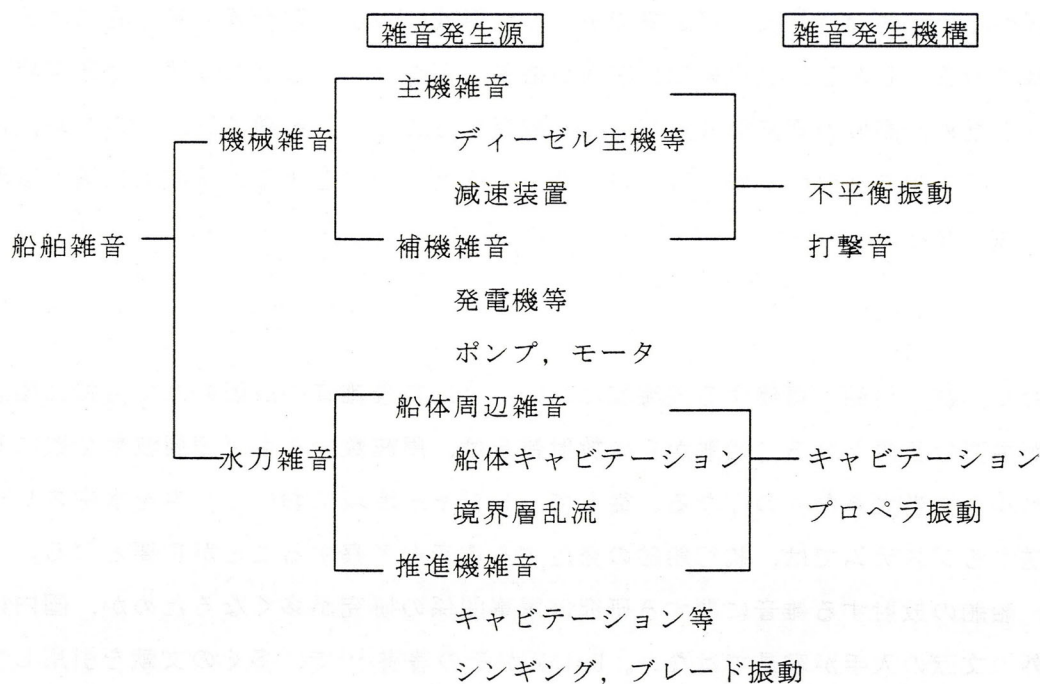
雑音源としての船舶から放射される雑音は、次の3種類に大別される。

- (1) 船内の様々な部分の機械的な振動が原因となる機械雑音、
  - (2) 推進するために船体の外部で回転するプロペラが発生させるキャビテーションによるプロペラ雑音、
  - (3) 航行船舶の通過による流体の不規則性又は擾乱流によって発生する流体力学的雑音、
- である。

表 3.1.1 に船舶の雑音発生機構を示す<sup>1)</sup>。船舶から放射される雑音のスペクトルを観測すると、ランダム性の連続スペクトルに特徴的な線スペクトルが重なりあった形状をしている（サウンドスペクトルグラフによる測定例<sup>11)</sup>を第 3.1.6 図に示す）。線スペクトルの原因は、低周波側が回転機械による線スペクトル及びプロペラのブレードレイトによるものであり、高周波側のもは主としてプロペラの共鳴などによって起こるものである。プロペラの回転がある程度早くなると、広い帯域に亘りプロペラキャビテーションによる連続したランダム

性の雑音を表れ、高い周波数領域では回転機械雑音による連続スペクトルはほとんど埋れてしまう。多くの場合、これらの雑音の内、機械雑音とプロペラ雑音が船舶からの放射雑音を支配する。

表 3.1.1 船舶の雑音発生機構<sup>1)</sup>



第 3.1.6 図 航行船舶 (11knots) の放射する雑音のサウンドスペクトルグラフによる周波数分析例<sup>1)</sup>。

以上のように、観測された航行船舶の放射雑音スペクトルは、広い周波数帯域のランダム性雑音と比較的低い周波数領域に幾本かの線スペクトルを重ね合せた形状のものとなる。即ち、船舶雑音は、一般に確定的周期成分とランダム性雑音の和として表すことができる。

船舶の放射する雑音の研究は、パッシブソナーにとっては重要な要素であることから、第2次大戦以前より数多く研究されてきている。これらの測定例はUrick<sup>11)</sup>がまとめているが、ほとんどの場合、実際の観測によるスペクトル分布とオーバオール又はオクターブバンドでのパワー分布といったような周波数分析的なデータとして提示されている。今後統計的な取り扱いが必要になるものと思われる。

#### 3.1.4 結言

本節で概観したこれまでの文献が提示している理論及び実験データを見ると、海洋における通常背景雑音の一般的なスペクトル特性は、幾つかの音源からなる雑音が合成されたものであり、しかもそれぞれの要素は時間的・空間的にさまざまな変動要因をもっているといえることができる。

これまで、浅海域を、ダイバーに対する情報伝達を目的とした、可聴音響信号を送信するための通信路として考察した例はほとんどないものと思われるが、このようなシステム全体の設計には通信路に混入する背景雑音の評価は重要であり、ことにその主音源である船舶の放射雑音を適正に評価することが必要となる。そのため、船舶の放射雑音の特徴を正しく把握し、しかも浅海域伝搬の複雑さも考慮に入れた評価法が望まれるところである。

この節の引用文献

- 1) 奥島基良他, “海洋音響－基礎と応用－,” (海洋音響研究会, 東京, 1984).
- 2) G. M. Wenz, “Acoustic Ambient Noise in the Ocean : Spectra and Sources,” J. Acoust. Soc. Am., Vol. 34, No. 12, pp. 1936-1956 (1962).
- 3) C. L. Piggott, “Ambient Sea Noise at Low Frequencies in Shallow Water of the Scotian Shelf,” J. Acoust. Soc. Am., Vol. 36, No. 11, pp. 2152-2163 (1964).
- 4) H. W. Marsh, “Origin of the Knudsen Spectra,” J. Acoust. Soc. Am., Vol. 35, No. 2, pp. 409-410 (1963).
- 5) E. Y. T. Kuo, “Deep-Sea Noise Due to Surface Motion,” J. Acoust. Soc. Am., Vol. 43, No. 5, pp. 1017-1024 (1968).
- 6) T. E. Heindsmann, R. H. Smith and A. D. Arneson, “Effect of Rain upon Underwater Noise Levels,” J. Acoust. Soc. Am., Vol. 27, No. 3, pp. 378-379 (1955).
- 7) N. Bom, “Effect of Rain on Underwater Noise Level,” J. Acoust. Soc. Am., Vol. 45, No. 1, pp. 150-156 (1969).
- 8) R. H. Mellen, “The Thermal-Noise Limit in the Detection of Underwater Acoustic Signals,” J. Acoust. Soc. Am., Vol. 24, No. 5, pp. 478-480 (1952).
- 9) D. H. Ezrow, “Measurement of the Thermal-Noise Spectrum of Water,” J. Acoust. Soc. Am., Vol. 34, No. 5, pp. 550-554 (1962).
- 10) M. J. Sheehy and R. Halley, “Measurement of the Attenuation of Low-Frequency Underwater Sound,” J. Acoust. Soc. Am., Vol. 29, No. 4, pp. 464-469 (1957).
- 11) R. J. Urick, “Principles of Underwater Sound 3rd ed.,” (McGraw-Hill, New York, 1983)

## 3. 2 実海域における背景雑音の観測<sup>1)</sup>

### 3.2.1 緒言

浅海域伝搬の特徴は、音波が複雑に変化する海面と海底を多重反射しながら伝搬することである。しかも伝搬路は、時間的・空間的にも変動する非定常性を示す<sup>2)</sup>。このような伝搬経路を伝搬する音響信号を決定論的に表現することができないことは明白で、我々が知ることのできる受音点での音圧は、瞬時値と長時間観察による統計量であることを考慮すると、実用的な音響パワー分布の推定量も、実際に測定されたデータに基づく確率分布表現されたものが望ましいものと考えられる<sup>3)</sup>。そのため、本節では、瀬戸内海の代表的なレジャー海域である呉湾・広島湾内の数地点を調査対象海域に選び、これら海域の背景雑音と航行船舶の放射する雑音を実測し、幾つかの角度から検討を加えるべく統計処理を行っている。

### 3.2.2 実海域における背景雑音の観測方法

本節における考察の指針を示すと次のとおりとなる。

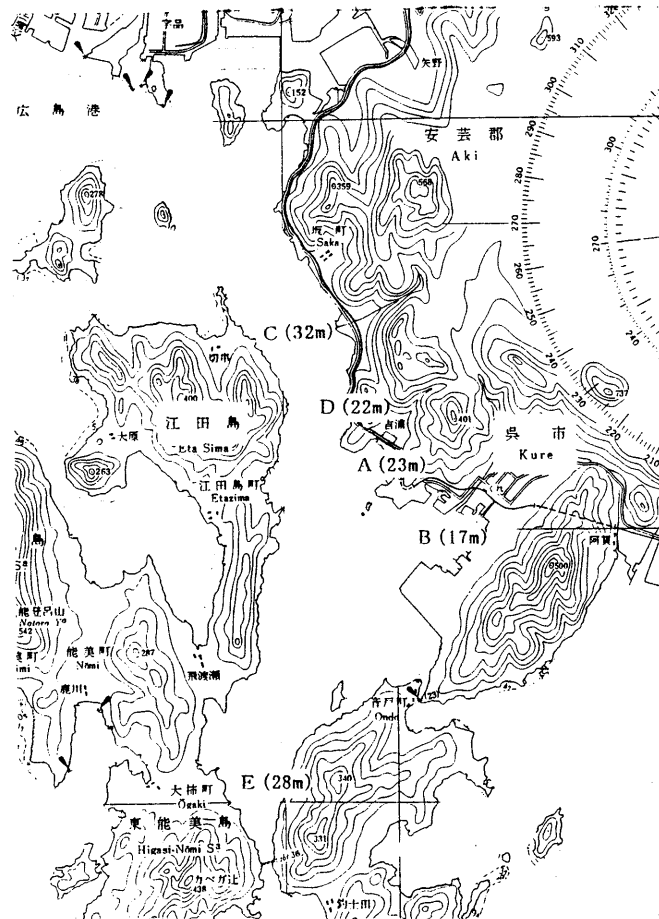
- (1) 付近に船舶が航行していない状態における残留音圧レベルの変動特性が、各測定点においてどのような差異を示すか。
- (2) 各種船舶が航行している場合、上記の残留音圧レベル変動特性からどのような非定常的变化を示すか。
- (3) 上の2つの各特性が、受波器の深度の違いにより有意な差異が認められるか否か。

他方、観測した音圧変動波形に対して、次の2つの側面からデータ処理を行った。

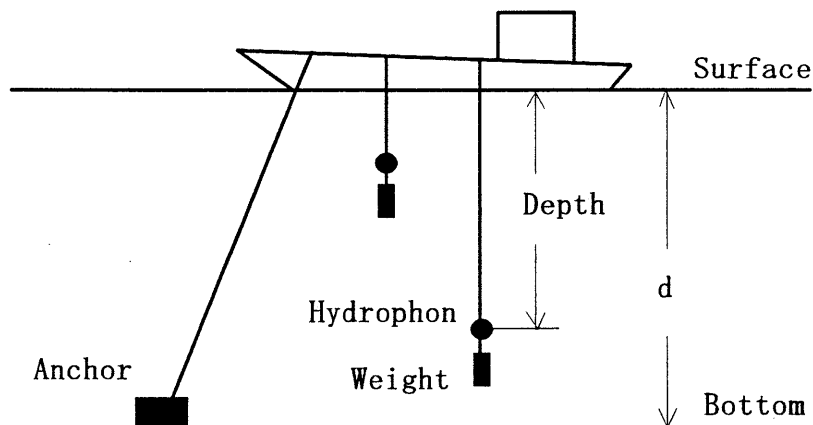
- (1) dB変換された音圧レベル変動波形が、時間軸方向で示す一変量確率分布特性；具体的には、測定現場でデータレコーダに収録した音圧波形を（時定数125msのrms回路とdB変換機能を有する）レベルレコーダに通した後、0.2秒ごとにサンプリングして目的の確率分布に対する実験的標本値を算定した。
- (2) 音圧変動波形が、周波数軸方向で示すスペクトル特性；具体的には、データレコーダに収録した音圧波形を周波数分析器によって直接データ解析を行った。

第3.2.1図に観測海域を示す。この海域は、瀬戸内海の典型的なレジャー海域で、しかも島嶼部を行交う中・小型の旅客船、呉港に出入する大型の各種船舶、漁船、レジャーボート等が頻繁に航行する船舶輻輳海域である。音響測定は、図に示したA、B、C、D、Eの5地点で行った。特に、C、Dの近傍は、レジャー海域として利用されており、また、広島ー松山間のフェリー航路の航路筋でもあるため、観測地点の中でも特に船舶の航行頻度の高い海域である。海洋レジャーが盛んになるとと思われる時期に測定日を設定した（測定日：1988.6.12（日）、測定時間：午前10時～午後4時）。また測定には、海上保安大学校所有の“うるめ”（3.6トン、L9.36、W2.46、D1.07m；126PS、2700rpm；YAMAHA）を利用した。

第 3.2.2 図は、測定状況を図示したものである。即ち、各測定点ではアンカーで測定船の位置を固定し、潮流による浮遊を防ぐため重りを付けたロープに受波器を設置した。深度の異なる 2 点に受波器を取り付け、これから得られる信号を水中音圧計を通してデータレコーダに同時記録した。



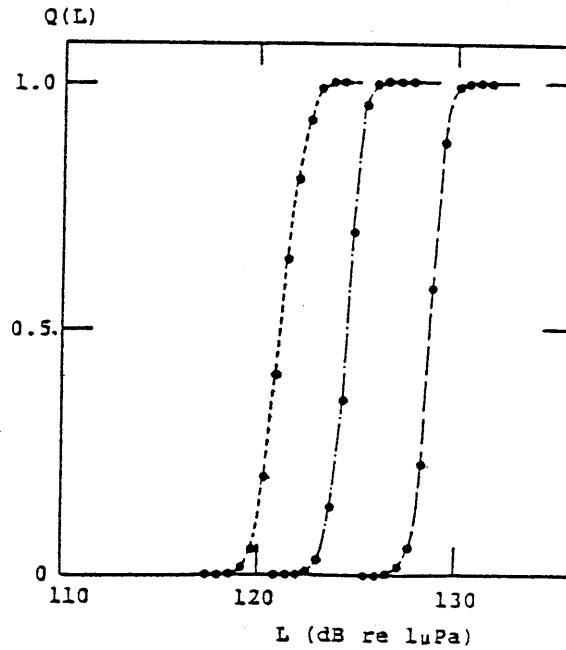
第 3.2.1 図 観測地点（カッコ内は水深を示す）



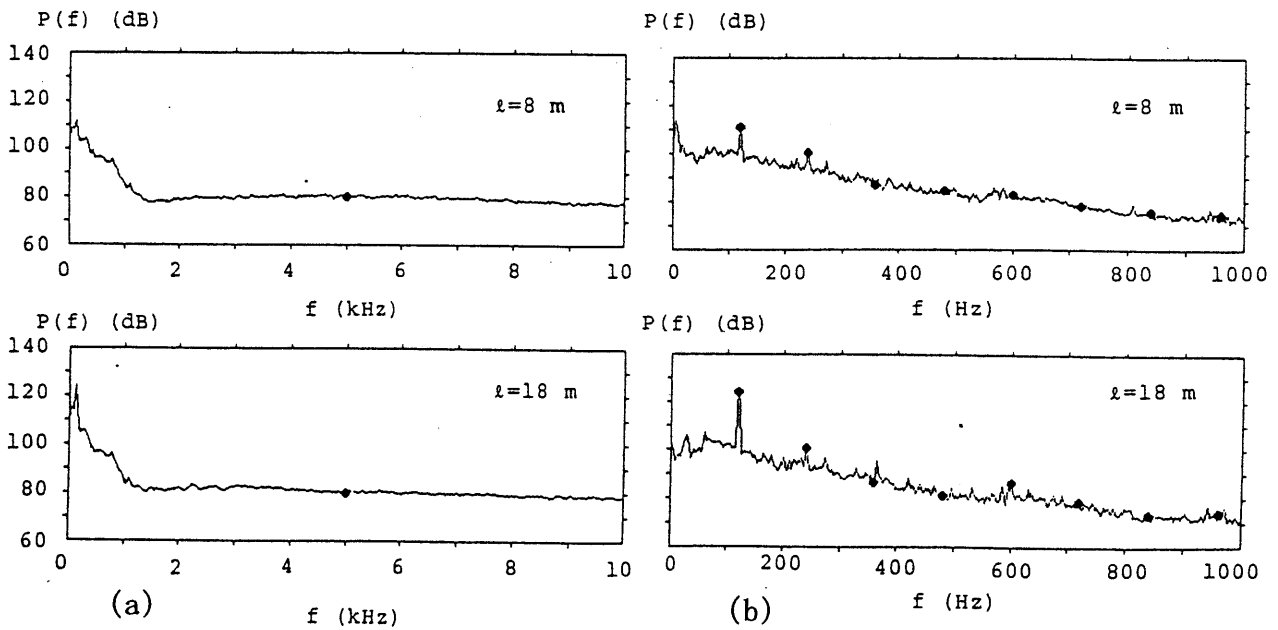
第 3.2.2 図 測定系の概念図

### 3.2.3 測定結果及び考察

第3.2.3図は、測定点A(測定深度:  $l=18\text{m}$ ), B( $l=12\text{m}$ ), C( $l=20\text{m}$ )における残留音圧レベルの変動分布を描いたものである。測定点によって平均レベル値に若干の差異が認められるが、分布形状そのものには顕著な相違は見られない。



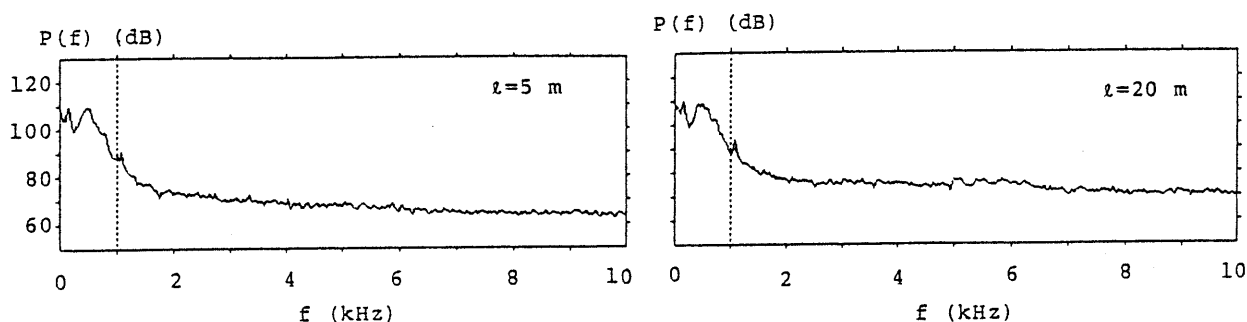
第3.2.3図 測定点—●— : A(測定深度:  $l=18\text{m}$ ), —●— : B( $l=12\text{m}$ ),  
 …●… : C( $l=20\text{m}$ )における残留音圧レベルの変動分布



第3.2.4図 (a); 測定点Aにおける残留音圧波のパワースペクトル,  
 (b); 周波数範囲[0, 1000Hz]の拡大図

第 3.2.4 図 (a) は、測定点 A における深度 8m 及び 18m の残留音圧波のパワースペクトルを示したものであり、同図 (b) は同図 (a) の周波数範囲 [0, 1000Hz] の部分を拡大して描いたものである。同図 (b) から、低周波数領域において、ある基本波とその高調波成分が混在していることが分かる（その発生源や伝搬経路等については、本節の実験では調査していないため不明である）。

第 3.2.5 図は、測定点 E における残留音圧波のパワースペクトルを示したものである。第 3.2.4 図 (a) と対比して、次の事項が明らかとなる。即ち、(1) 約 3kHz 以上の周波数領域においては、大略白色雑音（平坦）特性を示し、これらの周波数成分はかなり小さいこと、(2) 約 2kHz 以下の周波数成分が多く含まれており、レベル波形の時間的変動形態を支配していること、である。



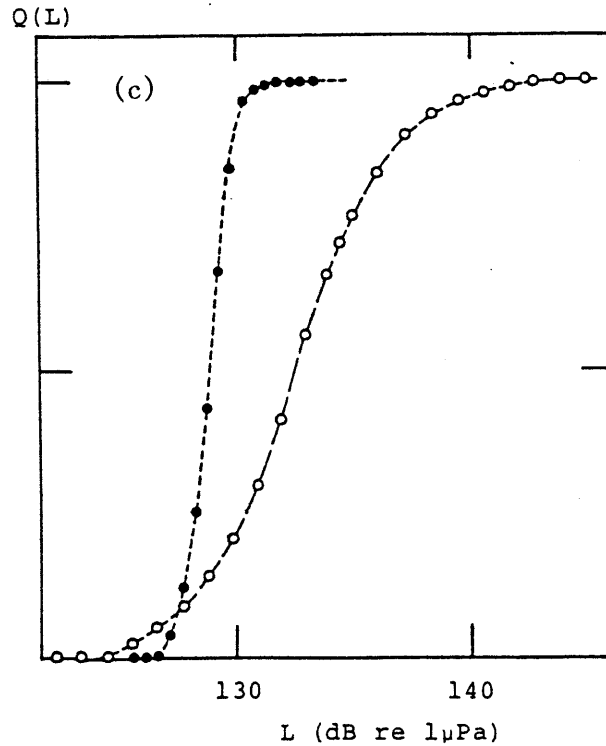
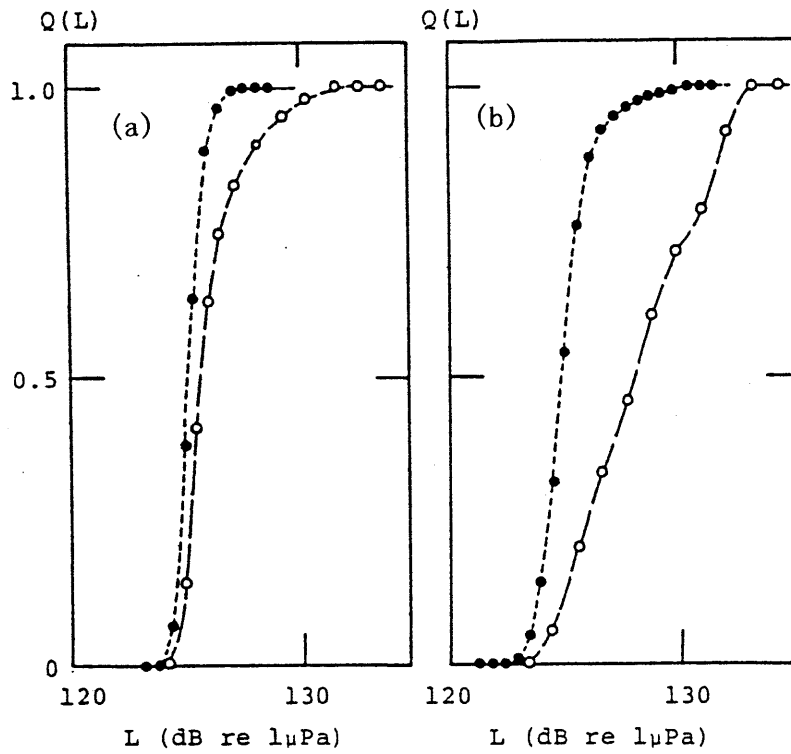
第 3.2.5 図 測定点 E における残留音圧波のパワースペクトル

第 3.2.6 図は、測定点 A (測定深度:  $l=18\text{m}$ )、C ( $l=25\text{m}$ ) において、各種船舶が航行した場合、音圧レベル分布が残留音圧レベル分布からどのように変化するかを実測データによって示したものである。(a) は測定点から約 300m 離れた海域を小型作業船が航行した場合の結果であり、(b) は約 300m 離れた海域をフェリーボートが航行した場合の結果である。更に、(c) は約 1km 離れた海域を空荷の大型 LPG タンカーが通過した場合の結果である。船舶の航行によって、水中雑音レベルの変動幅が当然の結果として拡大されるが、その増加量は船舶から放射される雑音から伝搬損失量を差し引いたものとなる。第 3.2.6 図に示す観測例では、伝搬損失を差し引いた観測点での増加量は大略 20dB 程度となっている。

表 3.2.1 は、呉湾・広島湾を通る各種航行船舶の放射する雑音を観測してオクターブバンドごとに分割し、基準点（音源から 1m の距離）に換算した（球面拡散による伝搬と仮定して）音圧レベルである。水中翼船や大型船はオーバーオールで 180dB 以上、小型船でも 175dB という大きな雑音源となっている。

第 3.2.7 図は、第 3.2.6 図 (a) の小型作業船からの放射雑音に相当する音圧変動波のパワースペクトルを示したものである。第 3.2.4 図 (a)、(b) と第 3.2.7 図を対比することにより、次のことが明らかとなった。





第 3.2.6 各種船舶が航行した場合、音圧レベル分布と残留音圧レベル分布からの変化

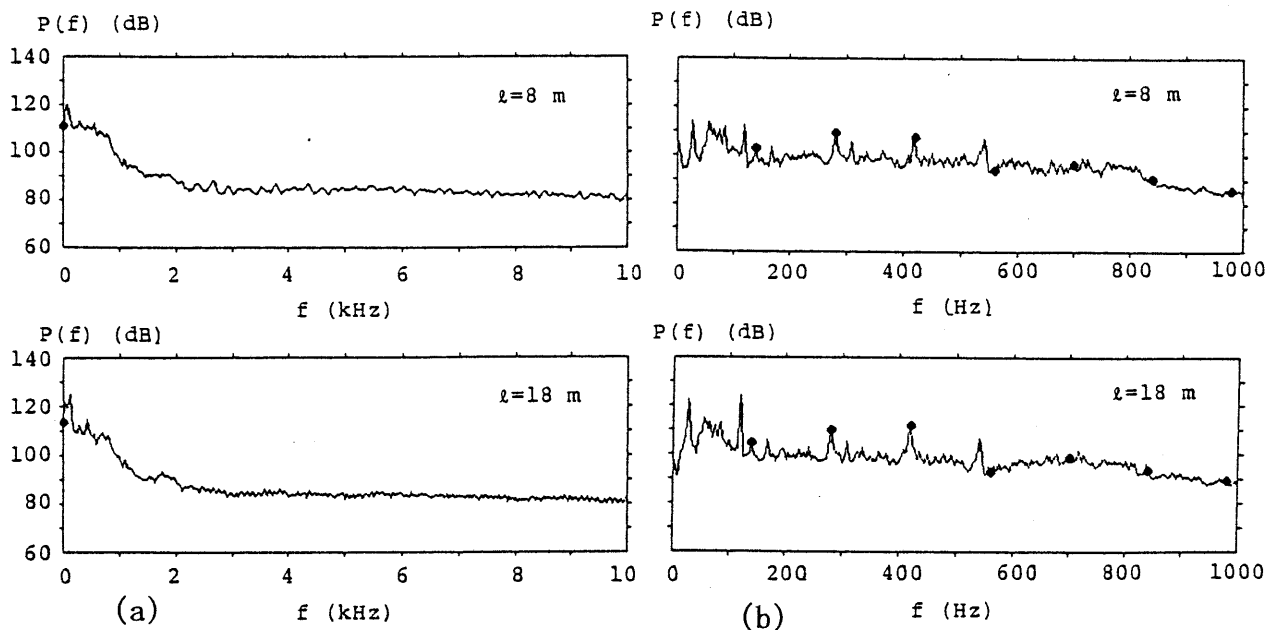
- (a) A (l=18m) (…●… : 残留音圧レベル, -○- : 小型作業船からの放射音圧レベル)
- (b) A (l=18m) (…●… : 残留音圧レベル, -○- : フェリーボートからの放射音圧レベル)
- (c) C (l=25m) (…●… : 残留音圧レベル, -○- : 大型タンカーからの放射音圧レベル)

- (1) 船舶から放射されたと思われる周期音圧波が明らかに混入している。  
 (2) 3kHz以上の周波数成分の増加は若干見られるが、それ以下の低周波成分の増加が顕著である。

特に、聴覚が音の大きさに対して敏感とされている周波数領域（約700~4000Hz）<sup>4,5)</sup>で大きなレベル値の上昇が見られることは、直接伝達される音声信号をマスクすることを意味しており、工学的に十分留意しておく必要がある。

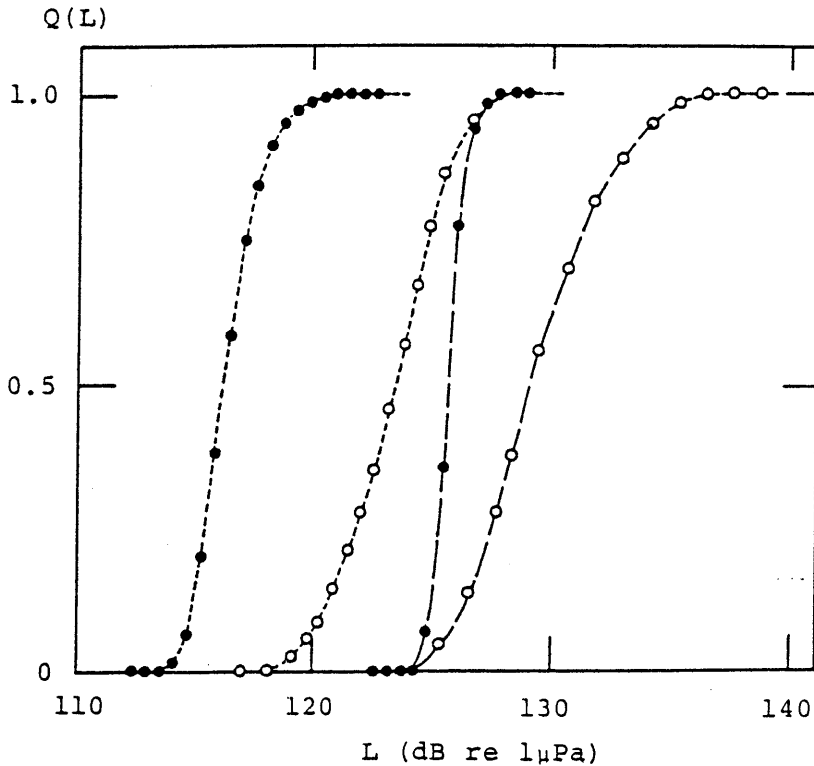
表 3.2.1 航行船舶の放射音圧レベル（観測地点：呉湾，受音点深度：15m）

(dB/oct, re 1 $\mu$ Pa, at 1m)					
オクターブバンド	小型高速艇	水中翼船	タンカー	旅客船	貨物船
内の中心周波数	45tons, 29knots	130, 34	200, 11.5	698, 14.8	400, 11.2
63Hz	162.0	168.9	165.0	159.0	172.3
125Hz	166.5	180.0	165.5	161.0	171.0
250Hz	170.0	171.7	171.2	163.0	168.5
500Hz	167.5	170.6	165.7	166.5	165.0
1kHz	164.5	167.8	160.0	162.5	162.5
2kHz	167.5	168.2	159.0	155.0	159.0
4kHz	165.5	169.5	156.0	148.2	154.1
8kHz	163.2	168.2	153.1	145.5	151.2



第 3.2.7 図 測定点 A において、航行中の小型作業船から放射された音圧変動波のパワースペクトル

第 3.2.8 図は、深度によって音圧レベル分布にどの程度の差異が見られるかを、測定点 A (深度:  $l=8\text{m}, 18\text{m}$ ), C ( $l=5\text{m}, 25\text{m}$ ) について調べたものである。測定点 A では、特定雑音源の存在しない残留音圧レベルについて、測定点 C では大型 LPG タンカー航行時での音圧レベルについて考察している。いずれの測定点においても受波器の深度の大きい方が大きな音圧レベル値を示しており、このことは、深度により異なった音の伝搬特性を有することを示している (内的な物理機構の解明は今後の課題である)。



第 3.2.8 図 深度による音圧レベル分布の差異, 測定点 A ( $\cdots \bullet \cdots$ :  $l=8\text{m}$ ,  
 $- \bullet -$ :  $18\text{m}$ ), C ( $\cdots \circ \cdots$ :  $l=5\text{m}$ ,  $- \circ -$ :  $25\text{m}$ )

### 3.2.4 結言

浅海域における可聴周波数領域での音環境に着目し、不規則音圧波形のレベル分布特性及びスペクトル特性 (相関特性) について、幾つかの側面からの実験的考察を行った。ここで得られた事項を列記すると、次のとおりである。

- (1) 残留音圧レベルの平均値は、測定点によって若干変化するが、レベル分布形状には大きな差異は認められない。
- (2) 残留音圧波のパワースペクトルは、約  $2\text{kHz}$  以下の低周波領域で高レベル値を示し、 $3\text{kHz}$  以上の周波数領域においては、低レベルの平坦特性を示す。
- (3) 各種船舶が航行した場合、浅海レジャー海域における音圧レベル値の上昇は、かなり大きく、また深度により音圧が異なる。

(4) 船舶の航行に基づく音圧レベル値の上昇には、聴覚の敏感な低い周波数領域でのエネルギー成分が大きく寄与している。

(5) 残留音圧レベル或は航行船舶からの放射雑音のスペクトル形状は、低周波領域で確定的周期成分である線スペクトル成分をもつ。

本節におけるような、浅海域での可聴周波数領域に限定した統計的考察は、初期的段階にあるといっても過言でなく、従って、本節に直接関連した当面の問題に限っても考察すべき問題が多く残っている。例えば、

(1) 多くの実測データを蓄積して、そこに潜在する普遍的法則性を見出すこと、

(2) 海面近傍に発音源が存在する場合、音源と深度の異なる受波点との間の音響伝搬特性を解明すること、

(3) 水中における聴感特性を考慮した、いわゆる水中騒音レベルの分布形状を音圧レベル分布に基づいて推定すること、

等がある。

また、特定の船舶に限定しても、前進・後進等様々な運行状態によって放射音のレベル値やスペクトル形状が大きく変化することも一部実験的に確認しているが、レジャー海域で潜水するダイバーには大きな問題であるため、これについても詳しく検討する必要がある。

この節で引用した文献

- 1) 山口静馬, 倉本和興, 老松建成, 桑原信也, “浅海レジャー海域の水中音場に関する実験的考察,” 海上保安大学校研究報告, 第34巻第2号, pp.1-11 (1988).
- 2) R. J. Urick, “Principles of Underwater Sound, 3rd ed.,” (McGraw-Hill, New York, 1983).
- 3) 桑原信也, 山口静馬, 老松建成, 倉本和興, “浅海レジャー海域における水中音場の統計的研究,” 日本音響学会講演論文集, pp.931-932 (1988.10).
- 4) 境久雄, “聴覚と音響心理,” (コロナ社, 東京, 1978).
- 5) 北村恒一, “雑音と振動のシステム計測,” (コロナ社, 東京, 1975).

### 3. 3 船舶雑音の近似的確率分布表現と実験<sup>1)</sup>

#### 3.3.1 緒言

本節は、極浅海域での可聴周波数音場特性に関する考察の一環として、特に重要な雑音源の一つである航行船舶からの放射雑音そのものの統計的特性を考察したものである。即ち、航行中の船舶から放射される音響パワーに着目し、その時間的変動波形に対する確率分布がどのような関数形で与えられるかを考察している。

具体的には、航行船舶からの放射音圧が、一般に、キャビテーション等に起因する有色ガウス雑音（連続スペクトル）と船舶のもつ設備機械等に起因する確定的周期雑音（輝線スペクトル）との合成音圧として与えられることに着目し、この合成音圧に関する内的メカニズムを解析の出発点として、放射雑音パワーに対する確率分布表現をまず理論的に見出している。結果的な確率密度関数は、上記のガウス雑音が帯域制限白色雑音である場合の確率分布関数を展開初項に位置させた級数展開形表現となっている。そして、ガウス雑音の非白色特性が分布形状に及ぼす影響は、第2項以下の各展開係数の内に反映されている。次いで、この原則論的な確率分布表現を基として、統計処理に対する実用的観点から、より簡便な近似確率分布表現を提案している。

本理論的手法の妥当性と有効性を、シミュレーション実験（計算機によるデジタルシミュレーション及び水槽利用によるアナログシミュレーション）によって具体的に検証している。

#### 3.3.2 理論的考察

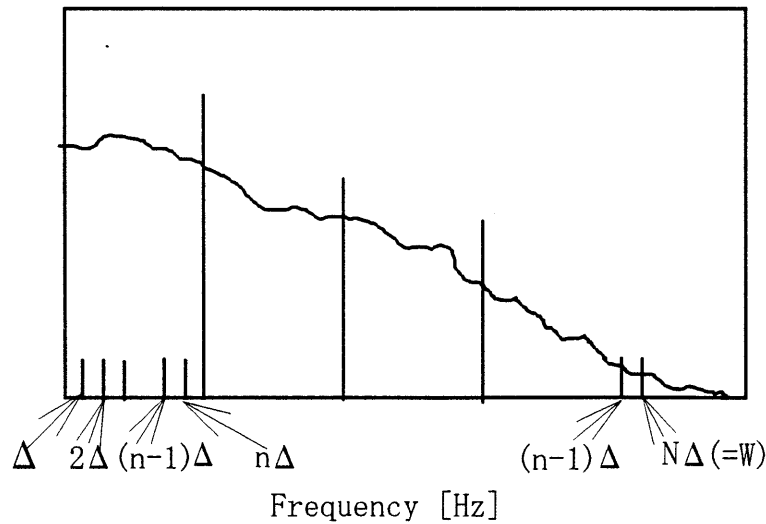
##### 3.3.2-1 放射音響パワーに対する近似的確率分布表現

航行船舶からの放射音圧波は、多くの場合、異なる2つの音圧波形の和として次のように与えられる<sup>2)</sup>。

$$p(t) = s(t) + n(t) \quad (3.3.1)$$

ここに、 $s(t)$ は周期 $T$ をもつ確定的周期雑音であり、 $n(t)$ は帯域幅 $W$ をもつ非白色ガウス雑音である。上の2つの任意音圧波形は、一般に次のフーリエ級数によって表現することができる<sup>3-5)</sup>。

$$\begin{aligned} s(t) &= \sum_{n>0} (A_n \cos n\omega_0 t + B_n \sin n\omega_0 t) \\ n(t) &= \sum_{n>0} (a_n \cos n\omega_0 t + b_n \sin n\omega_0 t) \\ (\omega_0 &= 2\pi f_0 = 2\pi / T) \end{aligned} \quad (3.3.2)$$



第 3.3.1 図 入射音圧波のスペクトル  $\Phi(f)$  ( $W$ : 帯域幅)

但し,  $A_n, B_n$  ( $n = 1, 2, \dots$ ) はある大きさをもつ確定値であり,  $a_n$  と  $b_n$  は平均 0, 分散  $V_n$  (任意) のガウス分布型確率変数である (考察対象が音圧波であることから, (3.3.2) 式では直流分を除いてある)。

さて, 放射音響パワー (又は音の強さ)  $E$  は, パーセバルの定理<sup>5)</sup> から直ちに次式で与えられる。

$$E = \frac{1}{T} \int_0^T p^2(t) dt = \sum_{n=L}^M \frac{1}{2} [(a_n + A_n)^2 + (b_n + B_n)^2] = \sum_{n=1}^K e_n \quad (3.3.3)$$

$$e_n = \frac{1}{2} [(a_n + A_n)^2 + (b_n + B_n)^2] \quad (3.3.4)$$

$$K = M - L + 1 = TW$$

但し,  $n(t)$  の周波数範囲は,  $[Lf_0, Mf_0]$  であるとしている。また,  $e_n$  は周波数  $nf_0$  におけるパワー成分であり,  $K$  の値は  $n(t)$  の周波数帯域幅  $W$  に依存していることに留意する必要がある。

(3.3.3), (3.3.4) 式は数学的表現としては適当であるが, (例えば F F T のような) 通常の周波数分析器の最小分析区間の個数は, 入力信号の帯域幅に関係せず, ある一定値  $N$  (最小分析区間の幅  $\Delta$  は, 入力信号の帯域幅  $W$  によって決る ( $\Delta = W/N$ ); 第 3.3.1 図の音圧スペクトル  $\Phi(f)$  を参照) を有していることを考慮して, これらの式に代えて, 次の数学モデルを新たに導入する方がより実際的である。

$$E = \sum_{n=1}^N (c_n + C_n)^2 = \sum_{n=1}^N E_n \quad (3.3.5)$$

$$E_n = (c_n + C_n)^2$$

ここに、 $C_n$ は確定音圧波  $s(t)$  の周波数区間  $[(n-1)\Delta, n\Delta]$  内の振幅成分に相当するある確定値であり、 $c_n$  は不規則音圧波  $n(t)$  の周波数区間  $[(n-1)\Delta, n\Delta]$  内の振幅成分に相当するガウス分布型確率変数（平均値を0、分散を  $\sigma_n^2$  とする）である。

さて、本説の主目的は、(3.3.5)式に対する確率密度関数を導出することである。ガウス分布型音圧波  $n(t)$  が非白色であるから、確率変数  $c_n$  と  $c_m$  ( $n \neq m$ ) の間の統計的独立性は一般に成立しない。しかし、(1) 通常のスเปクトル解析の実験では、異なる周波数成分間の各種相関特性 ( $\langle c_n^l c_m^k \rangle$  ( $l, k = 1, 2, \dots$ )) までは考慮しない場合が多いこと、(2) 上記の相関特性を考慮した場合は、数学的計算が困難で結果の分布関数表現も極めて複雑なものとなること、等の理由から、ここでは、これらの相関特性を無視して近似的に確率変数  $c_n$  と  $c_m$  ( $n \neq m$ ) は独立であると仮定する。

確率変数  $(c_n + C_n)$  は平均  $C_n$ 、分散  $\sigma_n^2$  のガウス分布に従っているから、 $E_n$  に対する積率母関数<sup>6)</sup>は次式で与えられる（付録3.3Aに導出過程の概略を示す）。

$$m_n(\theta) = \langle \exp(\theta E_n) \rangle = \frac{1}{\sqrt{1-2\sigma_n^2\theta}} \cdot \exp\left(\frac{C_n^2\theta}{1-2\sigma_n^2\theta}\right) \quad (3.3.6)$$

結局、放射音響パワー  $E$  の積率母関数は、

$$m(\theta) = \langle \exp(\theta E) \rangle = \prod_{n=1}^N m_n(\theta) = \frac{1}{(1-S_0\theta)^m} \cdot \exp\left(\frac{P\theta}{1-S_0\theta}\right) \cdot F(\theta) \quad (3.3.7)$$

となる。但し、

$$F(\theta) = \prod_{n=1}^N \left(\frac{1-S_0\theta}{1-S_n\theta}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \exp\left\{C_n^2\theta\left(\frac{1}{1-S_n\theta} - \frac{1}{1-S_0\theta}\right)\right\}$$

$$= \exp\left\{\sum_{l=1}^{\infty} \frac{1}{l!} K_l \theta^l\right\} = \sum_{r=0}^{\infty} \frac{1}{r!} A_r \theta^r \quad (3.3.8)$$

$$m = \frac{N}{2}, \quad S_n = 2\sigma_n^2$$

$$K_l = l! \sum_{n=1}^N \left\{ \frac{1}{2l} (S_n^l - S_0^l) + C_n^2 (S_n^{l-1} - S_0^{l-1}) \right\} \quad (3.3.9)$$



$$S_0 : \text{任意定数}, \quad P = \sum_{n=1}^N C_n^2 \quad (\text{確定音圧波のパワー})$$

であり,

$$A_r = \frac{\partial^r}{\partial \theta^r} \left[ \exp \left\{ \sum_{l=1}^{\infty} \frac{1}{l!} K_l \theta^l \right\} \right]_{\theta=0}$$

$$A_0 = 1$$

$$A_1 = K_1$$

$$A_2 = K_2 + K_1^2 \tag{3.3.10}$$

$$A_3 = K_3 + 3K_2 K_1 + K_1^3$$

$$A_4 = K_4 + 4K_3 K_1 + 3K_2^2 + 6K_2 K_1^2 + K_1^4$$

.....

である。(3.3.8)式を(3.3.7)式に代入して直ちに

$$m(\theta) = \sum_{r=1}^{\infty} \frac{1}{r!} A_r m_0(\theta) \cdot \theta^r \tag{3.3.11}$$

$$m_0(\theta) = \frac{1}{(1 - S_0 \theta)^m} \exp\left(\frac{P\theta}{1 - S_0 \theta}\right) \tag{3.3.12}$$

を得る。従って、放射音響パワー $E$ に対する確率密度関数は、次のように導出される（付録3.3B参照）。

$$p(E) = \sum_{r=0}^{\infty} \frac{(-1)^r}{r!} A_r \frac{dr}{dE^r} p_0(E) \tag{3.3.13}$$

$$p_0(E) = \frac{1}{S_0} \exp\left(-\frac{E+P}{S_0}\right) \left(\frac{E}{P}\right)^{(m-1)/2} I_{m-1}\left(\frac{2}{S_0} \sqrt{PE}\right) \tag{3.3.14}$$

但し、 $I_\nu(z)$  ((3.3.14)式では $\nu = m - 1$ ,  $z = 2\sqrt{PE} / S_0$ ) は、次式で定義される変形ベッセル関数である。

$$I_\nu(z) = \left(\frac{Z}{2}\right)^\nu \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n! \Gamma(\nu + n + 1)} \left(\frac{Z}{2}\right)^{2n} \tag{3.3.15}$$

展開形分布表現(3.3.13)式の収束性の観点から、(3.3.7)式に含まれる任意定数 $S_0$ を

$$S_0 = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N S_n \quad (3.3.16)$$

のように設定することを考える。(3.3.13)式は、航行船舶から放射される異なる2種類の音圧波  $s(t)$  と  $n(t)$  の合成音圧波のパワー変動確率密度関数は、 $n(t)$  が白色ガウス雑音であるときのパワー変動確率密度関数とその逐次導関数群によって構成されることを示している。 $n(t)$  の非白色特性がパワー変動確率分布形状に及ぼす影響は、第2項以下の各展開係数の内に具体的に反映されている（(3.3.9), (3.3.10)式参照）。また、(3.3.13)式の展開初項のみは、既に、文献<sup>7,8)</sup>で見出されている分布関数と同一表現である。

### 3.3.2-2 パワー変動確率分布に対する単純化表現

前節で見出した確率分布表現は、解析の途中で近似的仮定を導入したとはいえ、まだかなりの複雑さが残っている。本節では、統計的手法の実用化を狙って、パワー変動分布表現の単純化を試みる。

(3.3.16)式が満足されている場合は、次式が成立する。

$$S_0 = \frac{1}{m} (\langle E \rangle - P) \quad (3.3.17)$$

上式を(3.3.12)式に代入し、 $m$ の値が十分大であることを考慮すると、次の関係が得られる。

$$\begin{aligned} \log m_0(\theta) &= -m \log \left\{ 1 - \frac{\langle E \rangle - P}{m} \theta \right\} + \frac{P\theta}{1 - (\langle E \rangle - P)\theta / m} \\ &= m \left\{ \frac{\langle E \rangle - P}{m} \theta + \frac{1}{2} \left( \frac{\langle E \rangle - P}{m} \right)^2 \theta^2 + \dots \right\} + P\theta \left\{ 1 + \frac{\langle E \rangle - P}{m} \theta + \left( \frac{\langle E \rangle - P}{m} \right)^2 \theta^2 + \dots \right\} \\ &\cong \langle E \rangle \theta + \frac{1}{2m} (\langle E \rangle^2 - P^2) \theta^2 \end{aligned}$$

従って、 $m_0(\theta)$ に対応する確率密度関数は、近似的に次のようになる。

$$p_0(E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_E} \exp \left\{ -\frac{(E - \mu_E)^2}{2\sigma_E^2} \right\} \quad (\equiv N(E; \mu_E, \sigma_E^2)) \quad (3.3.18)$$

$$\mu_E \cong \langle E \rangle = mS_0 + P, \quad \sigma_E^2 = mS_0^2 + 2PS_0 \quad (3.3.19)$$

(3.3.18), (3.3.19)式は、放射音響パワーの内的物理機能を踏まえながらの表現であることから、平均値と分散が独立して変化し得る通常のガウス分布関数と異なり、((3.3.19)式に見られるように、平均値が0に近くなると分散も同時に0になるといった)平均値と分散の

間に基本的な拘束的關係が存在することに留意する必要がある。

(3.3.18)式を(3.3.13)式に代入し、次の關係<sup>9)</sup>

$$\frac{d^r}{dE^r} N(E; \mu_E, \sigma_E^2) = (-1)^r \frac{1}{\sigma_E^r} N(E; \mu_E, \sigma_E^2) H_r \left( \frac{E - \mu_E}{\sigma_E} \right) \quad (3.3.20)$$

を用いると、結局、次のような確率密度関数及び累積分布関数が導かれる。

$$p(E) = N(E; \mu_E, \sigma_E^2) \left\{ 1 + \sum_{r=1}^{\infty} \frac{A_r}{r! \sigma_E^2} H_r \left( \frac{E - \mu_E}{\sigma_E} \right) \right\} \quad (3.3.21)$$

$$\begin{aligned} P(E) &= \int_{-\infty}^E p(E) dE \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{(E - \mu_E)/\sigma_E} \exp\left(-\frac{t^2}{2}\right) dt - N(E; \mu_E, \sigma_E^2) \sum_{r=1}^{\infty} \frac{A_r}{r! \sigma_E^{r-1}} H_{r-1} \left( \frac{E - \mu_E}{\sigma_E} \right) \end{aligned} \quad (3.3.22)$$

ここに、 $H_\nu(z)$  ((3.3.22)式では $\nu = r - 1$ ,  $z = (E - \mu_E)/\sigma_E$ ) は、次式で定義されるエルミート多項式である。

$$H_\nu(Z) = (-1)^\nu \exp\left(\frac{Z^2}{2}\right) \frac{d^\nu}{dZ^\nu} \exp(-Z^2/2) \quad (3.3.23)$$

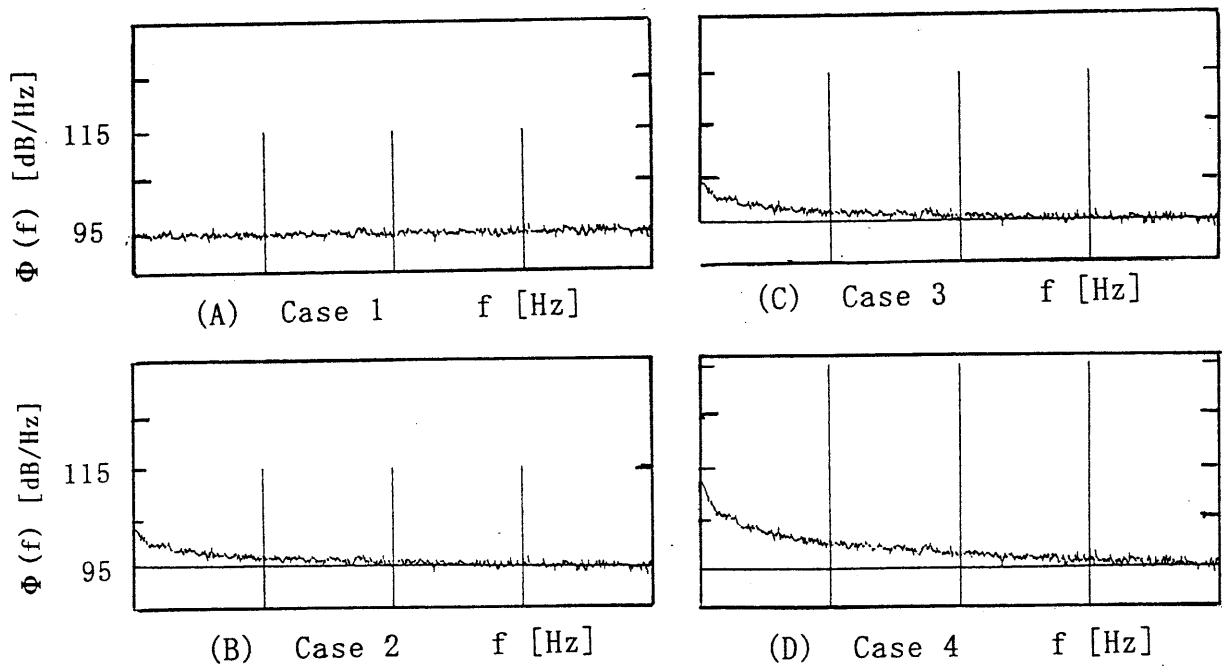
### 3.3.3 実験的考察

#### 3.3.3-1 デジタルシミュレーション

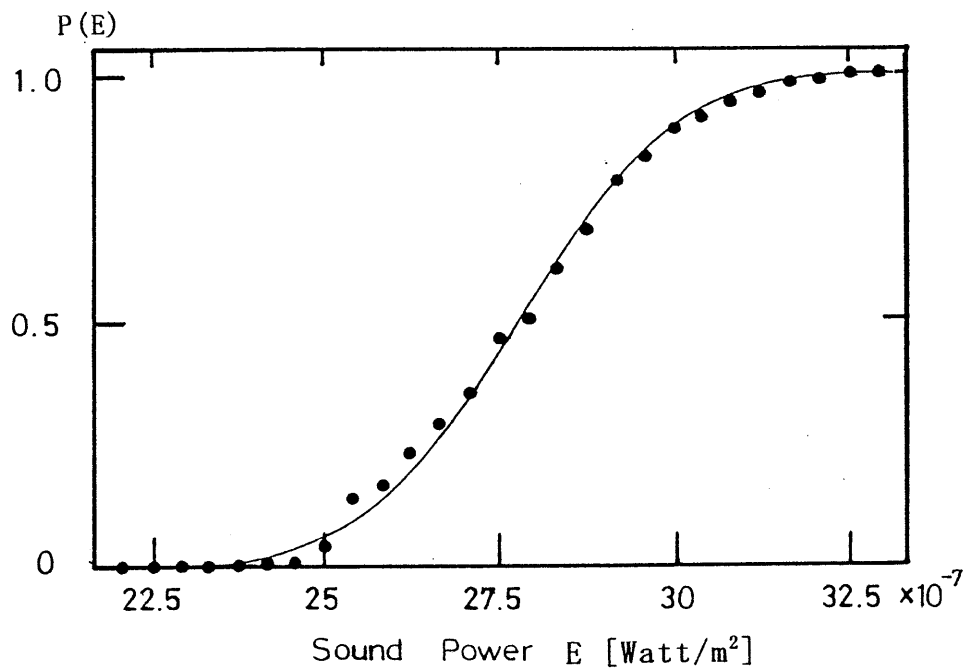
不規則雑音  $n(t)$  がもつ非白色特性や確定的周期雑音  $s(t)$  のパワーが、結果的な確率分布形状にどのように影響するかを考察するため、第3.3.2図のような音圧スペクトルレベルに関するいくつかの代表例を採り上げた。同図は、確率過程の周波数スペクトルに対する通常の設定に従って、短時間周波数スペクトルの集合平均（具体的には、100本のsample pathについての平均操作を行った）によって得たものである。また、周波数軸方向の最小分析区間の個数  $N$  (第3.3.1図参照) は、401に固定されている。

第3.3.3図は、第3.3.2図のCase 1の信号の累積確率分布に対する理論曲線と実験値との比較を示したものである（シミュレーション手順の説明はすべて省略した）。ここに、分布関数(3.3.22)式においては、展開係数  $A_r$  までを含む理論曲線を第  $(r-1)$  近似とした。 $n(t)$  が白色性であることから（第3.3.2図A参照）、(3.3.22)式の初項のみで実験値を良く捉えていることが分かる。第3.3.4-6図は、それぞれ、Cases 2-4に対する理論と実験の比較を示したものである。

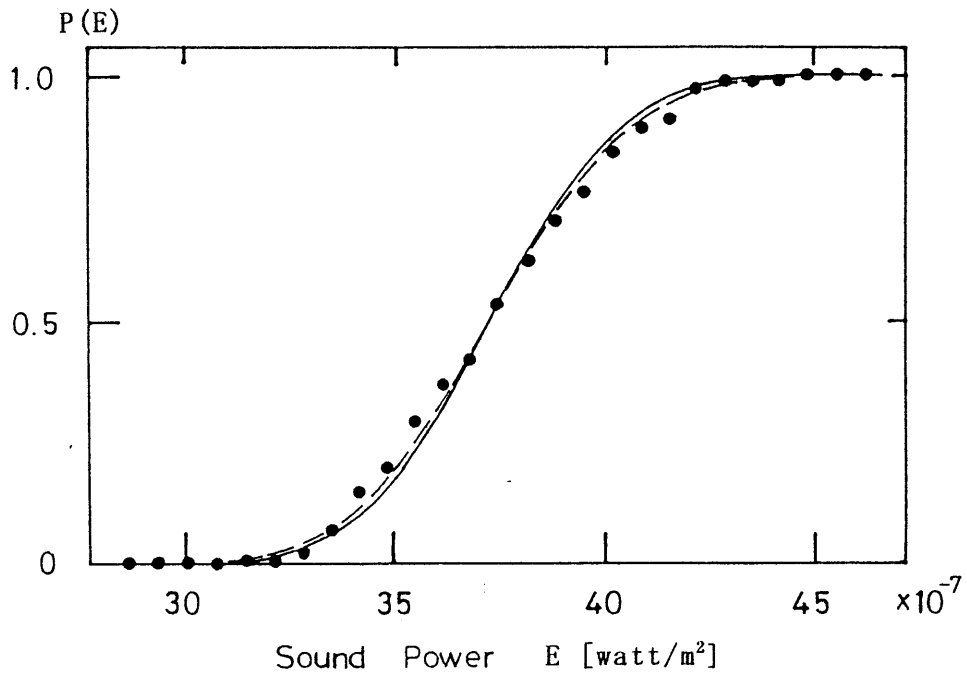
いずれのシミュレーション実験においても、理論式の展開項を付加するに従って実験値に漸近していくことが分かる。



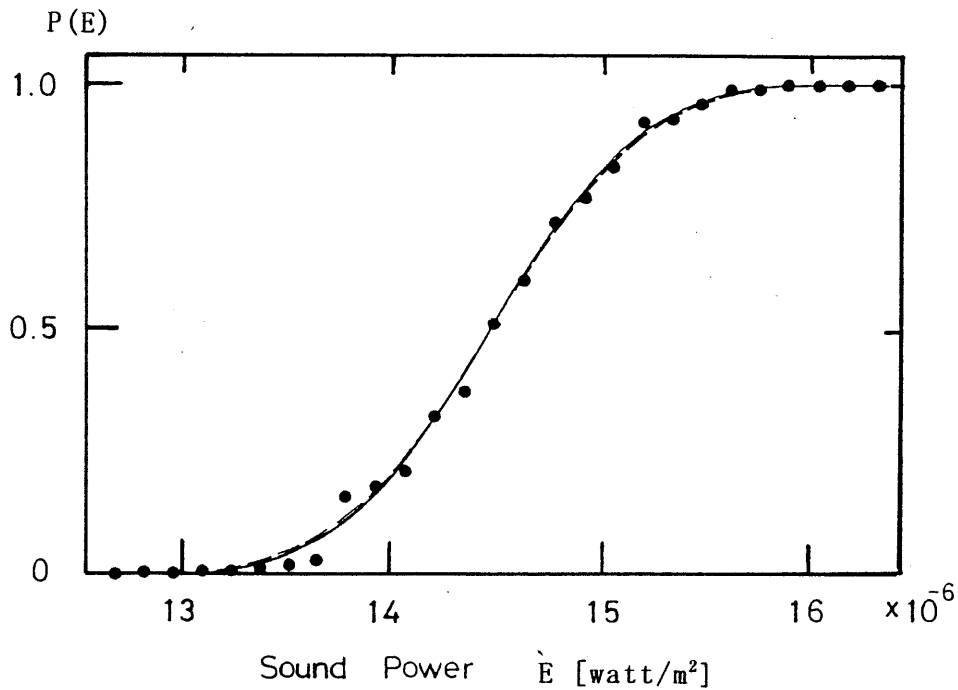
第 3.3.2 図 シミュレーション実験で用いた入射音圧スペクトルのモデル



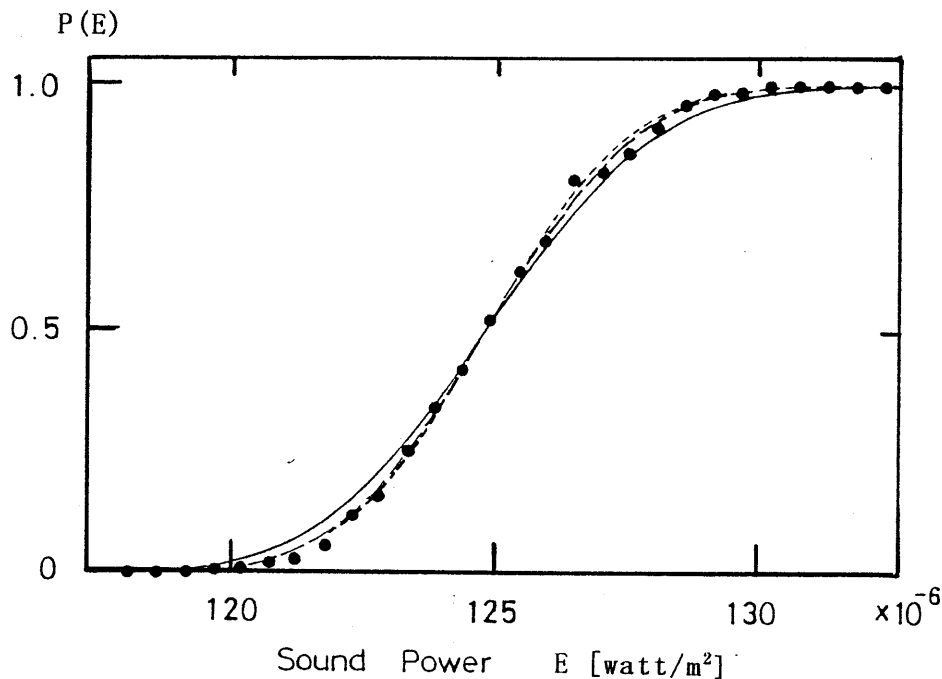
第 3.3.3 図 Case 1 の場合に対する累積確率分布の実験値と理論曲線との比較 (実験値：  
●, 理論値：—— 初項及び——第 1～第 4 近似 (4 本ともほとんど重なっている))



第 3.3.4 図 Case 2 の場合に対する累積確率分布の実験値と理論曲線との比較 (実験値：  
●; 理論値：—— 初項及び---第 1~第 4 近似 (4 本ともほとんど重なっている))



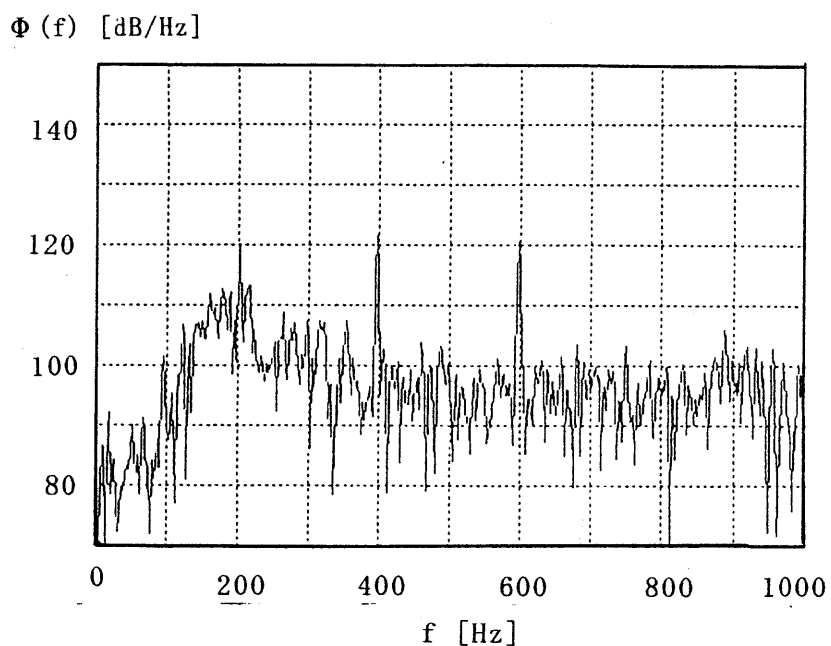
第 3.3.5 図 Case 3 の場合に対する累積確率分布の実験値と理論曲線との比較 (実験値：  
●; 理論値：—— 初項及び---第 1~第 4 近似 (4 本ともほとんど重なっている))



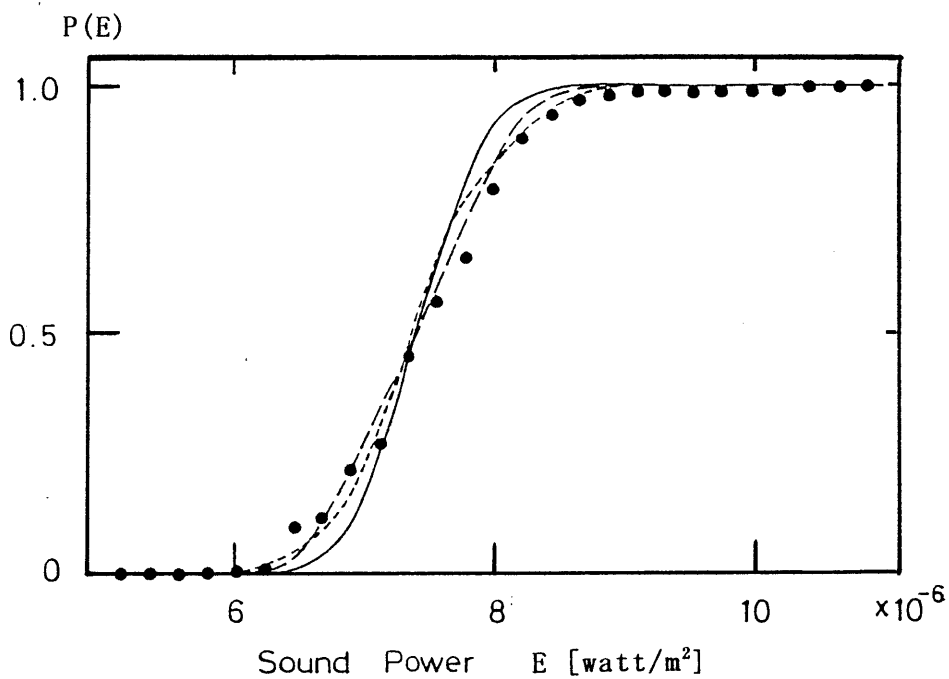
第 3.3.6 図 Case 4 の場合に対する累積確率分布の実験値と理論曲線との比較  
 (実験値：●，理論値：—— 初項，--- 第 1，第 2 近似曲線 (2 本ともほとんど重なっている)，-.- 第 3，第 4 近似曲線 (2 本ともほとんど重なっている))

### 3.3.3-2 アナログシミュレーション

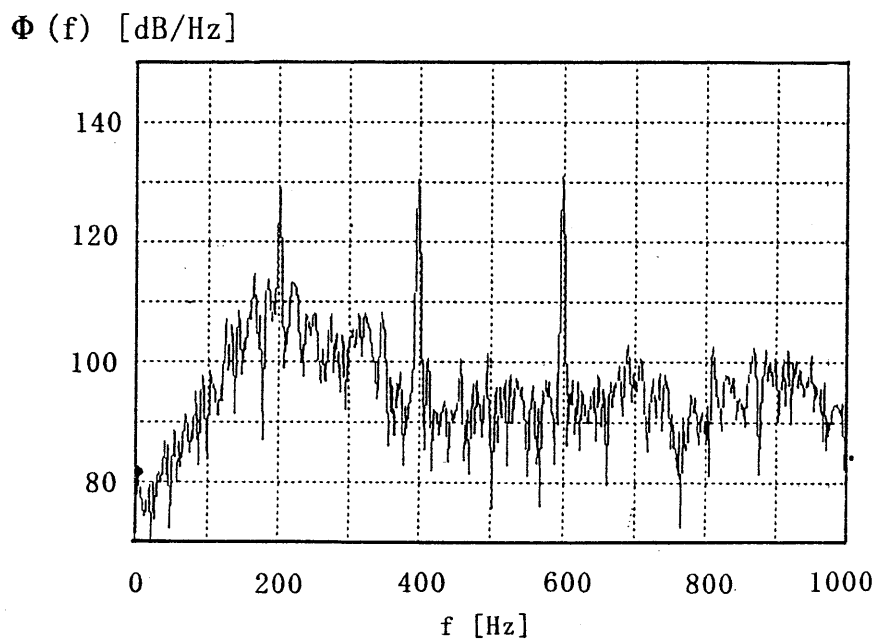
幾つかの正弦波発振器と雑音発生器を同時に用いて水槽内で音波を放射させ、これらの合成音圧波形を受信して、これを航行船舶雑音に対する模擬音圧波形として採用した。第 3.3.7 図は、異なる周波数 (200, 400, 600Hz) で振幅の等しい 3 種類の正弦音圧波の合成により  $s(t)$  を形成した場合の、短時間周波数スペクトルの一標本を示したものである (周知のように、これらの標本の平均演算により通常の周波数スペクトルが得られる)。この場合の音響パワー確率分布に対する実測値と (3.3.22) 式による理論曲線との比較を行ったものが第 3.3.8 図である。第 3.3.10 図は、確定的周期雑音のパワーを大きくした場合 (第 3.3.9 図参照) の音響パワー確率分布に対する実測値と理論値との比較を行ったものである。第 3.3.8, 第 3.3.10 図から、ガウス雑音  $n(t)$  が非白色性であるために、(3.3.22) 式の展開初項と実測値との間にかなりの差異が認められるが、展開項を逐次付加すると実測値に漸近していく傾向を読みとることができる。(3.3.13) 式 (及び (3.3.21) 式) の導出過程において、有色ガウス雑音  $n(t)$  がもつ異なる周波数成分間の各種相関係数 ( $\langle c_n^l c_m^k \rangle$  ( $n \neq m; l, k = 1, 2, \dots$ )) を無視したが、これら理論と実験のかなり良い一致性から、結果の確率分布表現は船舶雑音パワー分布の推定には有効であることが分かる。



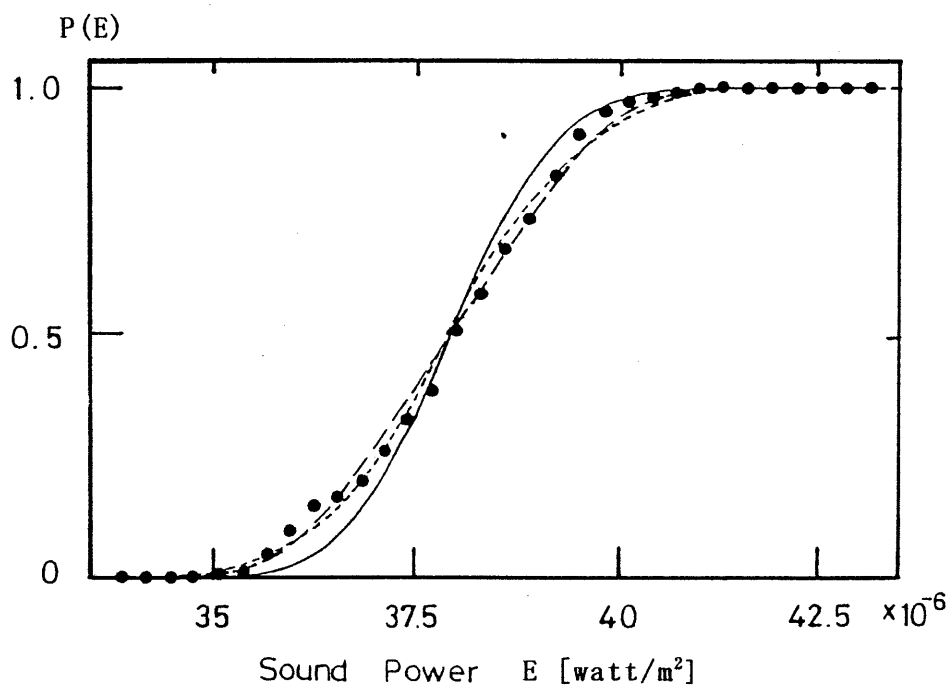
第 3.3.7 図 アナログシミュレーションで用いた入射音圧スペクトルの一例



第 3.3.8 図 シミュレーション実験に対する累積確率分布の実験値と理論曲線との比較  
 (実験値：●，理論値：—— 初項，--- 第 1，第 2 近似曲線 (2 本ともほとんど重なっている)，-.- 第 3，第 4 近似曲線 (2 本ともほとんど重なっている))



第 3.3.9 図 アナログシミュレーションで用いた信号  $s(t)$  が  
大きい場合のスペクトルの一例



第 3.3.10 図 シミュレーション実験に対する累積確率分布の実験値と理論曲線との比較  
(実験値：●，理論値：—— 初項，--- 第 1，第 2 近似曲線 (2 本ともほとんど重なっている)，-.- 第 3，第 4 近似曲線 (2 本ともほとんど重なっている))



### 3.3.4 結言

極浅海域における水中不規則音場の基礎的考察の観点から、航行船舶から放射される音響パワー変動の近似的確率分布関数を、まず理論的立場から見出した。ここでは、放射雑音の音圧スペクトルがもつ（輝線スペクトルと連続スペクトルから成るといった）特徴的形状を解析の出発点に位置させている。次いで、理論結果の妥当性と有効性を、デジタル及びアナログシミュレーションにより実験的に検証した。

本研究においては、特に、基礎的な方法論的側面のみを力点を置いて考察を進めたが、これに続く諸問題として、

- (1) 実海域実測データへの適用、
  - (2) 確定的周期雑音のパワーが、時間的に変動する非定常な場合への拡張（第3.4節で考察する）、
  - (3) 理論的手法の簡易的実用化、
- 等が残されている。

#### 付録 3.3 A (3.3.6)式の導出

(3.3.5)式に含まれる確率変数  $X(=c_n + C_n)$  は、次の確率密度関数に従っている。

$$p(X) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_n} \exp\left\{-\frac{(X-C_n)^2}{2\sigma_n^2}\right\} \quad (\text{A3.3.1})$$

$X^2$  の積率母関数の定義式に (A3.3.1) 式を用いると、

$$\begin{aligned} m_n(\theta) &= \langle \exp(\theta X^2) \rangle = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_n} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left\{\theta X^2 - \frac{(X-C_n)^2}{2\sigma_n^2}\right\} dX \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_n} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left\{-\frac{(1-2\sigma_n^2\theta)}{2\sigma_n^2} X^2 - \frac{2C_n}{1-2\sigma_n^2\theta} X + \frac{C_n^2}{1-2\sigma_n^2\theta}\right\} dX \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_n} \exp\left\{-\frac{C_n^2}{2\sigma_n^2} \left(1 - \frac{1}{1-2\sigma_n^2\theta}\right)\right\} \\ &\quad \times \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left\{-\frac{(1-2\sigma_n^2\theta)}{2\sigma_n^2} \left(X - \frac{C_n}{1-2\sigma_n^2\theta}\right)^2\right\} dX \end{aligned} \quad (\text{A3.3.2})$$

となるが、上式の定積分を実行すると容易に (3.3.6) 式が導かれる。

付録 3.3 B (3.3.13), (3.3.14) 式の導出

(3.3.12)式の積率母関数に対応する確率密度関数を  $p_0(X)$  とすると, (3.3.11)式は次のように表現される。

$$\int_0^\infty e^{\theta E} p(E) dE (= \langle \exp(\theta E) \rangle) = \sum_{r=0}^\infty \frac{1}{r!} A_r \theta^r \int_0^\infty e^{\theta X} p_0(X) dX \quad (\text{A3.3.3})$$

確率密度関数  $p_0(X)$  の形状に関する自然な条件 ((3.3.12)式の  $m$  の値が, 十分大であることに注意)

$$\frac{d^l}{dX^l} p_0(X) \Big|_{X \rightarrow 0, \infty} \rightarrow 0 \quad (l = 0, 1, 2, \dots) \quad (\text{A3.3.4})$$

を考慮しながら, (A3.3.3)式右辺に  $r$  回部分積分を施すと,

$$\int_0^\infty e^{\theta E} p(E) dE = \int_0^\infty \sum_{r=0}^\infty \frac{(-1)^r}{r!} A_r e^{\theta X} \frac{d^r}{dX^r} p_0(X) dX \quad (\text{A3.3.5})$$

となる<sup>10)</sup>。上式右辺は定積分であり, 積分定数を  $X$  から  $E$  に変更してもその値は不変に保たれるから, 結局, 次の関係が見出される。

$$\int_0^\infty e^{\theta E} [p(E) - \sum_{r=0}^\infty \frac{(-1)^r}{r!} A_r \frac{d^r}{dE^r} p_0(E)] dE = 0 \quad (\text{A3.3.6})$$

(A3.3.6)式の関係は, 任意の  $\theta$  に対して常に満足されねばならないから, (3.3.13)式が成立することになる。

次に,  $\nu$  次ベッセル関数に関する積分公式<sup>7,8)</sup>

$$\int_0^\infty J_\nu(2\sqrt{AX}) e^{-qX} \left(\frac{X}{A}\right)^{\nu/2} dX = \frac{1}{q^{\nu+1}} e^{-A/q} \quad (\text{A3.3.7})$$

と次の関係,

$$J_\nu(iZ) = i^\nu \cdot I_\nu(Z), \quad i^2 = -1 \quad (I_\nu(\cdot) : \text{変形ベッセル関数}) \quad (\text{A3.3.8})$$

を用いると, 容易に(3.3.14)式が見出される。

この節で引用した文献

- 1) 山口静馬, 倉本和興, 老松建成, 桑原信也, “船舶雑音の近似的確率分布表現と実験,” 海洋音響学会誌, 第18巻第3号, pp.40-47 (1991).
- 2) R. J. Urick, “Principle of Underwater Sound 3rd ed.,” (McGraw-Hill, New York, 1983)
- 3) S. O. Rice, “Mathematical Analysis of Random Noise,” Bell System Technical Journal, Vol.23, pp.282-332 (1944).
- 4) S. O. Rice, “Mathematical Analysis of Random Noise,” Bell System Technical Journal, Vol.24, pp.46-157 (1945).
- 5) W. B. Davenport and W. L. Root, “An Introduction to the Theory of Random Signal and Noise,” (McGraw-Hill, New York, 1958).
- 6) 例えば, I. Guttman, S. S. Wilks and J. S. Hunter, “Introductory Engineering Statistics 3rd ed.,” (John Wiley & Sons, New York, 1982).
- 7) 太田光雄, “規則信号成分を含む定常不規則入力の自乗平均回路に関する Response,” 計測と制御, Vol.3, pp.573-589, (1965).
- 8) S. Yamaguchi, Y. Kato and K. Oimatsu, “The Statistical Evaluation of a Specific Sound Source in a Background Noise Environment, Based on the Concept of Momentary Signal-to-Noise Ratio,” Acoustics Letters, Vol.11, No.11, pp.203-211 (1988).
- 9) 森口繁一, 宇田川銈久, 一松 信, “数学公式Ⅲ,” (岩波書店, 東京, 1969).
- 10) 太田光雄, 山口静馬, 有馬俊晴, “キユムラント変化に基づく非定常雑音の一統計解析と動的  $L_{\alpha}$  予測への応用,” 日本音響学会誌, 33巻4号, pp.183-189 (1977).

### 3. 4 非定常変動を伴う船舶放射雑音の近似的確率分布表現<sup>1)</sup>

#### 3.4.1 緒言

第3.3節では、航行船舶から放射される雑音スペクトルの形状が、連続スペクトルをもつ有色ガウス雑音と線スペクトルをもつ確定的周期雑音の和で表されることに着目し<sup>2)</sup>、放射雑音パワーに関する確率分布表現を見出した。しかし、浅海域においては、音源と受信点間の伝搬経路が海面の変動やうねり・潮等の影響により非定常な変動（電磁波伝搬上のフェージングに相当する）を示すため、船舶から放射された確定的周期音圧波（線スペクトル成分）の受信点における音響パワーは非定常的な変動パターンを示す。

本節では、上記の実際的な観点から、航行船舶から放射される雑音パワーが非定常変動する場合の確率密度関数を、音圧スペクトルの標準的な形状に特別の注意を払うことにより級数展開形で導く。具体的には、音源と受信点間の伝達経路が時間的に変動しない定常状態であるとき（受信点での確定周期音圧波の音響パワーが一定であるとき）の確率密度関数を展開項の初項にもち、非定常的な性質（音響伝達経路の瞬時的な変化による）は2次及びそれ以上の高次の展開係数に反映された無限級数で表された分布関数となっている。

しかしながら、この無限級数で表現された展開式を実海域の船舶放射雑音パワーの分布推定に適用する場合、ある有限項で打切ることになるが、非定常な変動幅が大きくなるとその打ち切り誤差が無視できないほどになる場合がある。その困難を克服するため、本節の後段では、非定常船舶雑音パワーの確率分布表現を、有限項の重み付けされたガウス分布関数の和として導いている。理論的結果の妥当性は、デジタルシミュレーション及び実海域で収録された航行船舶が放射する雑音に適用して、実験的に確認している。

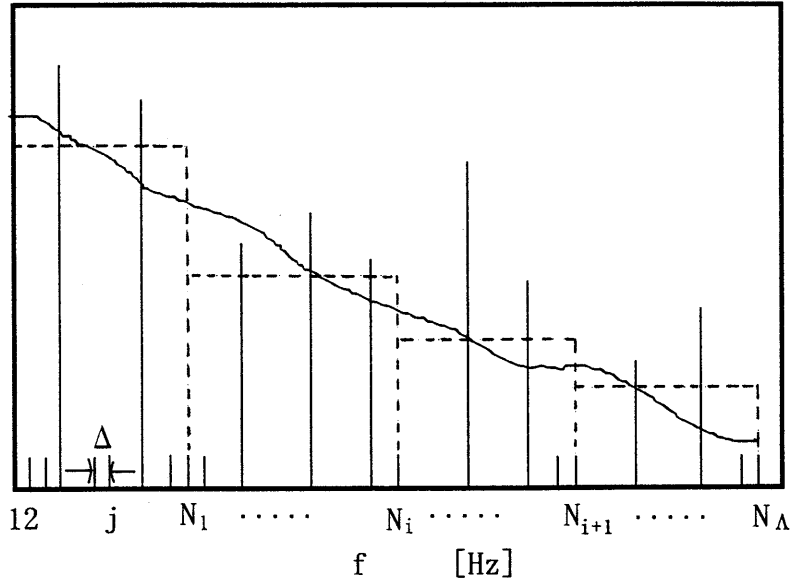
#### 3.4.2 理論的考察

##### 3.4.2-1 非定常変動を伴う音響パワーに対する近似的確率分布表現

前節では、航行船舶からの放射雑音が、確定的周期雑音と有色ガウス雑音の和で表され、それがフーリエ級数で展開された場合（(3.3.2)式参照<sup>3,4)</sup>）の音響パワーに対する確率密度関数を導出した<sup>5)</sup>。本節の目的は、音源である船舶と受信点間の伝達経路の変動等に伴い、受信点における音響パワーが非定常性を呈する場合の確率密度関数の近似的表現を導くことである。

前節での考察を踏まえ、(3.3.1)式で示される入射音圧波  $p(t)$  のスペクトル形状として、非白色ガウス雑音  $n(t)$  の音圧スペクトル部分を、第3.4.1図の点線に示すような単純化したパターンで近似する。ここでは、非白色ガウス雑音の音圧スペクトルは、幾つかの平坦なスペクトルに分割されて表現されている。このような近似が可能であれば、(3.3.5)式で表される音響パワーは、次のように表現することができる（第3.4.1図の横軸を参照）。

$\Phi(f)$  [dB/Hz]



第 3.4.1 図 船舶航走雑音の音圧スペクトルモデル

$$E = \sum_{i=1}^{\Lambda} \sum_{j=1}^{N_i} (c_{ij} + C_{ij})^2 = \sum_{i=1}^{\Lambda} \sum_{j=1}^{N_i} E_{ij}, \quad (E_{ij} \equiv (c_{ij} + C_{ij})^2) \quad (3.4.1)$$

ここで、 $C_{ij}$  は非定常変動を伴う音圧波  $s(t)$  の周波数区間  $[(n-1)\Delta, n\Delta]$  内の振幅成分に相当する変動値であり、 $c_{ij}$  は不規則変動波  $n(t)$  の周波数区間  $[(n-1)\Delta, n\Delta]$  内の振幅成分に相当するガウス分布型確率変数（平均 0，分散  $\sigma_i^2 (\forall j; i=1,2,\dots,\Lambda)$  とする）である。

非定常放射音響パワー、 $E \left( \equiv \sum_{i=1}^{\Lambda} \sum_{j=1}^{N_i} (c_{ij} + C_{ij})^2 \right)$ ，に対する積率母関数は，次のように表せる<sup>6)</sup>。

$$\begin{aligned} m(\theta) &= \langle \exp(\theta E) \rangle_E = \left\langle \left\langle \exp\left(\theta \sum_{i=1}^{\Lambda} \sum_{j=1}^{N_i} (c_{ij} + C_{ij})^2\right) \right\rangle_{c_{ij} | \tilde{C}} \right\rangle_{\tilde{C}} \\ &= \left\langle \left\langle \prod_{i=1}^{\Lambda} \prod_{j=1}^{N_i} \exp(\theta (c_{ij} + C_{ij})^2) \right\rangle_{c_{ij} | \tilde{C}} \right\rangle_{\tilde{C}} = \langle m(\theta; \tilde{C}) \rangle_{\tilde{C}} \end{aligned} \quad (3.4.2)$$

但し，

$$\begin{aligned} m(\theta; \tilde{C}) &= \prod_{i=1}^{\Lambda} \prod_{j=1}^{N_i} \langle \exp(\theta (c_{ij} + C_{ij})^2) \rangle_{c_{ij} | \tilde{C}} \\ \tilde{C} &= (C_{11}, C_{12}, \dots, C_{\Lambda N_\Lambda - 1}, C_{\Lambda N_\Lambda}) \end{aligned} \quad (3.4.3)$$

ここで、 $\langle \cdot \rangle_{\tilde{C}}$  は添字  $\tilde{C}$  に関する平均操作を示し、 $\langle \cdot \rangle_{c_{ij}|\tilde{C}}$  は  $\tilde{C}$  に対する  $c_{ij}$  の条件付平均演算を示している。

確率変数  $C_{ij}$  が、平均 0、分散  $\sigma_i^2$  のガウス分布をするという統計的性質を考慮すると、(3.4.3) 式は次のように表すことができる<sup>7,8)</sup>。

$$m(\theta; \tilde{C}) = \prod_{i=1}^{\Lambda} \frac{1}{(1 - S_i \theta)^{m_i}} \exp\left(\frac{P_i \theta}{1 - S_i \theta}\right) \quad (3.4.4)$$

但し、

$$S_i = 2\sigma_i^2, \quad m_i = \frac{N_i}{2}, \quad P_i = \sum_{j=1}^{N_i} C_{ij}^2 \quad (i = 1, 2, \dots, \Lambda) \quad (3.4.5)$$

(3.4.3)、(3.4.4) 式より、 $E_i$  の平均は、

$$\langle E_i \rangle = \sum_{j=1}^{N_i} \langle (c_{ij} + C_{ij})^2 \rangle_{c_{ij}} = m_i S_i + P_i \quad (3.4.6)$$

となり、この関係を用いると、 $m_i$  が十分大きいことから次の関係式が得られる。

$$\begin{aligned} \log m(\theta; \tilde{C}) &= \sum_{i=1}^{\Lambda} \log \left\{ \frac{1}{(1 - S_i \theta)^{m_i}} \exp\left(\frac{P_i \theta}{1 - S_i \theta}\right) \right\} = \sum_{i=1}^{\Lambda} \left\{ -m_i \log(1 - S_i \theta) + \frac{P_i \theta}{1 - S_i \theta} \right\} \\ &= \sum_{i=1}^{\Lambda} \left[ -m_i \left\{ S_i \theta + \frac{1}{2} (S_i \theta)^2 + \dots \right\} + P_i \theta \{ 1 + S_i \theta + \dots \} \right] \\ &= \sum_{i=1}^{\Lambda} \left[ -m_i \left\{ \frac{\langle E_i \rangle - P_i}{m_i} \theta + \frac{1}{2} \left( \frac{\langle E_i \rangle - P_i}{m_i} \right)^2 \theta^2 + \dots \right\} + P_i \theta \left\{ 1 + \frac{\langle E_i \rangle - P_i}{m_i} \theta + \dots \right\} \right] \\ &= \sum_{i=1}^{\Lambda} \left\{ \langle E_i \rangle \theta + \frac{1}{2} \frac{\langle E_i \rangle^2 - P_i^2}{m_i} \theta^2 + \dots \right\} = \sum_{i=1}^{\Lambda} \left\{ (m_i S_i + P_i) \theta + \frac{1}{2} (m_i S_i^2 + S_i P_i) \theta^2 \right\} \end{aligned} \quad (3.4.7)$$

(3.4.7) 式は、任意定数  $P_{i0}$  を導入することにより、次のように変形できる。

$$\begin{aligned} m(\theta; \tilde{C}) &= \exp\left[\mu_0 \theta + \frac{1}{2} \sigma_0^2 \theta^2\right] \cdot \exp\left[\mu(\tilde{P}) \theta + \sigma^2(\tilde{P}) \theta^2\right] \\ &= \exp\left[\mu_0 \theta + \frac{1}{2} \sigma_0^2 \theta^2\right] \cdot \sum_{r=0}^{\infty} \frac{1}{r!} A_r \theta^r \end{aligned} \quad (3.4.8)$$

但し,

$$\begin{aligned}\mu_0 &= \sum_{i=1}^{\Lambda} (m_i S_i + P_{i0}), \quad \sigma_0^2 = \sum_{i=1}^{\Lambda} (m_i S_i^2 + 2S_i P_{i0}), \quad \tilde{P} = (P_1, P_2, \dots, P_{\Lambda}) \\ \mu(\tilde{P}) &= \sum_{i=1}^{\Lambda} (P_i - P_{i0}), \quad \sigma^2(\tilde{P}) = \sum_{i=1}^{\Lambda} S_i (P_i - P_{i0}),\end{aligned}\tag{3.4.9}$$

であり, また, 展開係数  $A_r$  は,

$$\begin{aligned}A_r &= \frac{\partial^r}{\partial \theta^r} \left[ \exp(\mu(\tilde{P})\theta) + \sigma^2(\tilde{P})\theta^2 \right]_{\theta=0} \\ A_0 &= 1, \quad A_1 = \mu(\tilde{P}) \\ A_2 &= 2\sigma^2(\tilde{P}) + \mu^2(\tilde{P}) \\ A_3 &= 6\sigma^2(\tilde{P})\mu(\tilde{P}) + \mu^3(\tilde{P}), \quad \dots\end{aligned}\tag{3.4.10}$$

である。

従って, (3.4.8)式を(3.4.2)式に代入すると, 非定常変動を伴う放射音響パワー  $E$  の積率母関数は, 次のよう導出される。

$$m(\theta) = \langle m(\theta; \tilde{C}) \rangle_{\tilde{C}} = \exp \left[ \mu_0 \theta + \frac{1}{2} \sigma_0^2 \theta^2 \right] \cdot \sum_{r=0}^{\infty} \frac{1}{r!} \langle A_r \rangle_{\tilde{P}} \theta^r \tag{3.4.11}$$

この式から, 非定常変動を伴う音響パワー,  $E \left( \equiv \sum_{i=1}^{\Lambda} \sum_{j=1}^{N_i} (c_{ij} + C_{ij})^2 \right)$ , の確率密度関数は次式となる (付録 3.4 A 参照)。

$$\begin{aligned}p(E) &= \sum_{r=0}^{\infty} \frac{(-1)^r}{r!} \langle A_r \rangle_{\tilde{P}} \frac{d^r}{dE^r} N(E; \mu_0, \sigma_0^2) \\ &= N(E; \mu_0, \sigma_0^2) \left\{ 1 + \sum_{r=1}^{\infty} \frac{1}{r!} \frac{\langle A_r \rangle_{\tilde{P}}}{\sigma_0^r} H_r \left( \frac{E - \mu_0}{\sigma_0} \right) \right\}\end{aligned}\tag{3.4.12}$$

ここで,  $N(E; \mu_0, \sigma_0^2)$  は, 平均  $\mu_0$ , 分散  $\sigma_0^2$  のガウス分布関数であり, 上式の導出には, ガウス分布関数とエルミート多項式との関係<sup>9)</sup>,

$$\frac{d^r}{dE^r} N(E; \mu_0, \sigma_0^2) = (-1)^r \frac{1}{\sigma_0^r} N(E; \mu_0, \sigma_0^2) H_r \left( \frac{E - \mu_0}{\sigma_0} \right)$$

$$H_r(Z) = (-1)^r \exp\left(\frac{Z^2}{2}\right) \cdot \frac{d^r}{dZ^r} \exp\left(-\frac{Z^2}{2}\right) \quad (3.4.13)$$

を用いている。

(3.4.12)式は、放射音響パワーの物理的なメカニズムを踏まえながら導かれた表現であることから、平均値と分散が独立して変化し得る通常のガウス分布関数と異なり、(3.4.9)式に見られるように、 $\mu_0$ と $\sigma_0^2$ の間には、平均値 $\mu_0$ が0になれば分散 $\sigma_0^2$ も常に0になるという本質的な制約が存在する。

$E$ の累積分布関数 $P(E)$ は、(3.4.12)式を積分することにより容易に次のように求められる。

$$\begin{aligned} P(E) &= \int_{-\infty}^E p(E) dE \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{(E-\mu_0)/\sigma_0} \exp\left(-\frac{t^2}{2}\right) dt - N(E; \mu_0, \sigma_0^2) \sum_{r=1}^{\infty} \frac{\langle A_r \rangle \bar{p}}{r! \sigma_0^{r-1}} H_{r-1}\left(\frac{E-\mu_0}{\sigma_0}\right) \end{aligned} \quad (3.4.14)$$

### 3.4.2-2 有限項数による実用的確率分布表現

3.4.2-1節では、音圧スペクトルの形状に特別に注意を払って、非定常な音響パワー変動の確率密度関数に対する表現を導出したが、実海域での船舶の放射雑音パワー分布の推定に適用しようとする場合には、次のことに注意を払わなければならない：

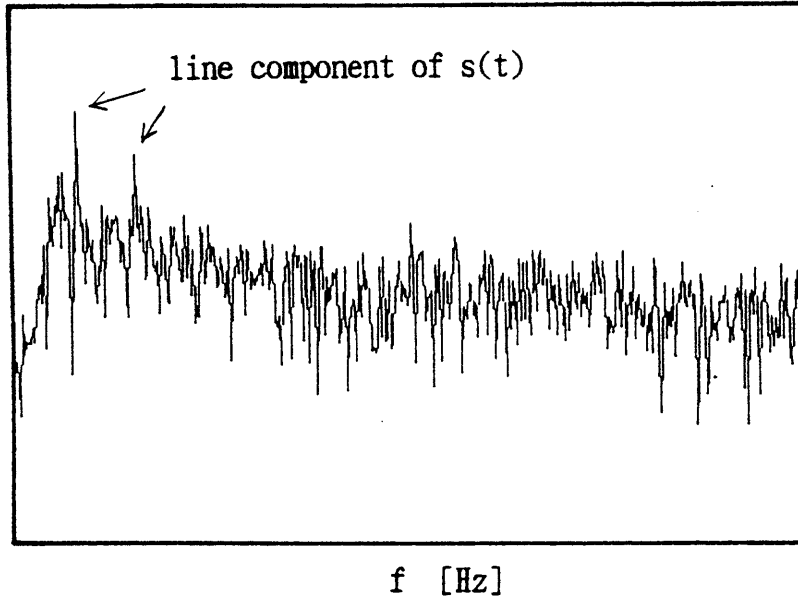
- (1) 実際の応用の場合、無限級数展開された確率密度関数を用いようとする、級数の収束性を問題としなければならない。
- (2) 無限級数展開形で表現されている式を有限項で打切った場合、この打切り誤差を求める必要がある。

次に、これらの問題を回避するために、有限項数の重み付きガウス分布関数で表現された、非定常船舶雑音パワー変動に対する新たな確率密度分布関数を導出する。

航行船舶から放射される雑音の確定周期成分は、主として回転機械から誘導されるものであるため、第3.1節の考察及び第3.4.2図に示す船舶雑音の典型的観測例からも明らかのように、比較的低周波成分である場合が多い。そのため、本節での考察対象モデルとして、第3.4.1図の音圧スペクトルを、更に実海域で観測されるスペクトル形状に近いものとする。即ち、 $n(t)$ の音圧スペクトルを、第3.4.3図の点線に示すように単純化し、非定常な周期成分は白色雑音の第1番目の区分帯域内（低い周波数帯域内）だけに存在するものと仮定する。ここでは、非白色ガウス型雑音の音圧スペクトルレベルは、幾つかの平坦な白色雑音スペクトルの集合として近似されているため、(3.4.1)式は次のように表現することができる（第3.4.3図の横軸を参照）。

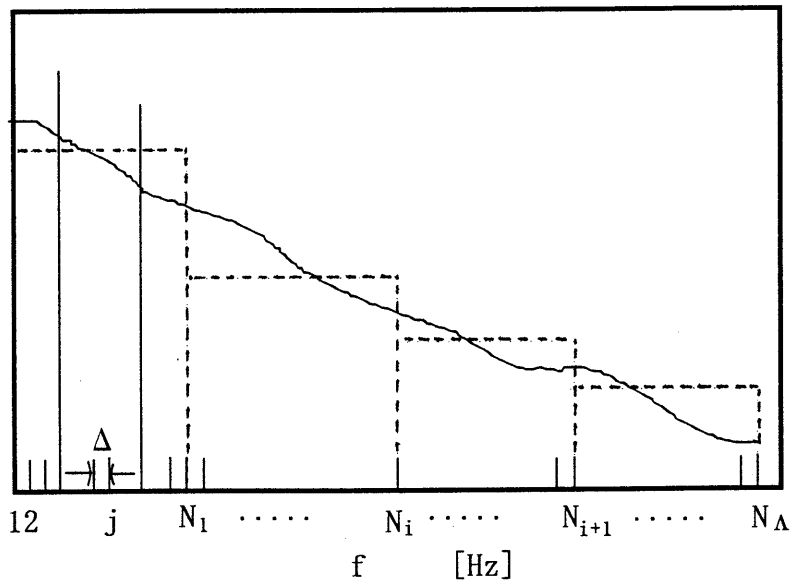


$\Phi(f)$  [dB/Hz]



第 3.4.2 図 船舶航走雑音の音圧スペクトルの典型的測定例

$\Phi(f)$  [dB/Hz]



第 3.4.3 図 航行船舶の放射雑音スペクトルモデル

$$E = \sum_{i=1}^{\Lambda} \sum_{j=1}^{N_i} (c_{ij} + C_{ij})^2 = \sum_{i=1}^{\Lambda} \sum_{j=1}^{N_i} E_{ij}, \quad (3.4.15)$$

$$E_{ij} = (c_{ij} + C_{ij})^2, \quad C_{ij} = 0 (i \geq 2; \forall j)$$

ここで、 $c_{ij}$  は平均 0、分散  $\sigma_i^2 (\forall j; i = 1, 2, \dots, \Lambda)$  のガウス分布に従う確率変数である。周期

成分  $s(t)$  の音響パワー変動,  $\tilde{C} (= (C_{11}, C_{12}, \dots, C_{1N_1}))$ , を考えることにより, 非定常音響パワー変動,  $E \left( = \sum_{i=1}^{\Lambda} \sum_{j=1}^{N_i} (c_{ij} + C_{ij})^2 \right)$ , に対する積率母関数は次のように表すことができる<sup>6)</sup>.

$$\begin{aligned} m(\theta) &= \langle \exp(\theta E) \rangle_E = \left\langle \left\langle \exp \left\{ \theta \left( \sum_{j=1}^{N_1} (c_{1j} + C_{1j})^2 + \sum_{i=2}^{\Lambda} \sum_{j=1}^{N_i} c_{ij}^2 \right) \right\} \right\rangle_{c_{ij} | \tilde{C}} \right\rangle_{\tilde{C}} \\ &= \langle m(\theta; \tilde{C}) \rangle_{\tilde{C}} \end{aligned} \quad (3.4.16)$$

但し,

$$\begin{aligned} m(\theta; \tilde{C}) &= \left\langle \exp \left\{ \theta \left( \sum_{j=1}^{N_1} (c_{1j} + C_{1j})^2 + \sum_{i=2}^{\Lambda} \sum_{j=1}^{N_i} c_{ij}^2 \right) \right\} \right\rangle_{c_{ij} | \tilde{C}} \\ &= \prod_{j=1}^{N_1} \langle \exp(\theta (c_{1j} + C_{1j})^2) \rangle_{c_{1j} | \tilde{C}} \cdot \prod_{i=2}^{\Lambda} \prod_{j=1}^{N_i} \langle \exp(\theta c_{ij}^2) \rangle_{c_{ij}} \end{aligned} \quad (3.4.17)$$

確率変数  $c_{ij}$  が, 平均 0, 分散  $\sigma_i^2$  のガウス分布に従うという統計的性質を考慮すると, (3.4.17)式は,

$$m(\theta; \tilde{C}) = \exp \left( \frac{W_1 \theta}{1 - S_1 \theta} \right) \prod_{i=1}^{\Lambda} \frac{1}{(1 - S_i \theta)^{m_i}} \quad (3.4.18)$$

となる<sup>7,8)</sup>。但し,

$$\begin{aligned} W_1 &= \sum_{j=1}^{N_1} C_{1j}^2 \quad (\text{周期音圧波 } s(t) \text{ のパワー}) \\ S_i &= 2\sigma_i^2, \quad m_i = \frac{N_i}{2}, \quad (i = 1, 2, \dots, \Lambda) \end{aligned} \quad (3.4.19)$$

である。

さて, (3.4.6)式の導出過程と同様に, (3.4.15), (3.4.18)式から, 次式が容易に求められる。

$$\langle E_i \rangle = \sum_{j=1}^{N_i} \langle (c_{ij} + C_{ij})^2 \rangle_{c_{ij}} = m_i S_i + W_i \quad (W_i = 0; i \geq 2) \quad (3.4.20)$$

$m_i$  の値が十分大きいことを考慮すると, (3.4.18) 式は, 次のように近似できる。

$$m(\theta; \tilde{C}) = m(\theta; W_1) \approx \exp\left[\mu_E \theta + \frac{1}{2} \sigma_E^2 \theta^2\right] \quad (3.4.21)$$

但し,

$$\mu_E = W_1 + \sum_{i=1}^{\Lambda} m_i S_i, \quad \sigma_E^2 = 2S_1 W_1 + \sum_{i=1}^{\Lambda} m_i S_i^2 \quad (3.4.22)$$

である。ここで, 平均  $\mu_E$  と分散  $\sigma_E^2$  は, 周期音圧波  $s(t)$  のパワー,  $W_1 = \sum_{j=1}^{N_1} C_{1j}^2$ , に依存することに留意する必要がある。即ち, (3.4.16), (3.4.21) 式を用いると, 非定常変動を伴う船舶放射雑音のパワー変動  $E$  に対する確率密度関数は, 次のように求められる<sup>6)</sup> :

$$\begin{aligned} p(E) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-iuE) \langle m(iu; W_1) \rangle_{W_1} du \quad (i^2 = -1) \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-iuE) \left[ \int_{-\infty}^{\infty} m(iu; W_1) p(W_1) dW_1 \right] du \\ &\approx \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-iuE) \left[ \sum_{k=1}^K \int_{-\infty}^{\infty} m(iu; W_{1k}) p(W_1) dW_1 \right] du \\ &= \sum_{k=1}^K A_k \cdot \left[ \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-iuE) \cdot \exp\left(iu\mu_{Ek} - \frac{1}{2} u^2 \sigma_{Ek}^2\right) du \right] \\ &= \sum_{k=1}^K A_k \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_{Ek}} \exp\left\{-\frac{(E - \mu_{Ek})^2}{2\sigma_{Ek}^2}\right\} \quad \left(\sum_{k=1}^K A_k = 1\right) \end{aligned} \quad (3.4.23)$$

ここに,

$p(W_1)$  :  $W_1$  のパワー変動に対する確率密度関数

$A_k = \int_{W_{1k} - \Delta_k/2}^{W_{1k} + \Delta_k/2} p(W_1) dW_1$  : パワー  $W_1$  が  $[W_{1k} - \Delta_k/2, W_{1k} + \Delta_k/2]$  の間に存在する確率

$$\mu_{Ek} = W_{1k} + \sum_{i=1}^{\Lambda} m_i S_i, \quad \sigma_{Ek}^2 = 2S_1 W_{1k} + \sum_{i=1}^{\Lambda} m_i S_i^2 \quad (3.4.24)$$

である。

### 3.4.3 実験及び考察

#### 3.4.3-1 デジタルシミュレーション

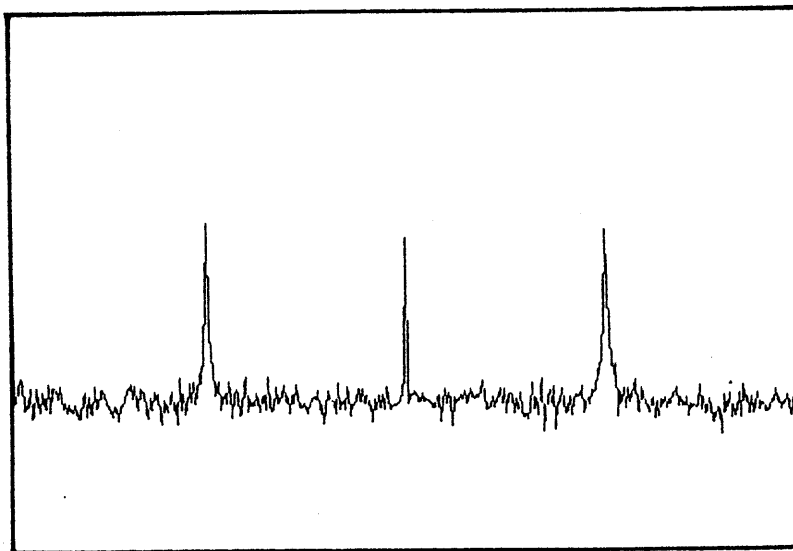
音圧波の周期成分  $C_{ij}$  のパワー変動が、E の確率分布の結果にどのような影響を与えるかを調べるため、第 3.4.4 図に示す 3 本の線スペクトルを含む単純な音圧スペクトル形状に対して、デジタルシミュレーションを行う。(3.4.15) 式の  $\Lambda$  の値は 1 であり、 $N_1$  は通常の FFT 解析器の機能に合わせて 401 に設定する。第 3.4.4 図のスペクトルレベルは、確率過程に対する周波数スペクトルの通常定義に従って、100 サンプルの平均をとっている<sup>10)</sup>。従って、平均化されたスペクトルパターンを示す第 3.4.4 図は、瞬時音圧スペクトルパターンを示す第 3.4.5 図(A)、(B)とは異なることに注意する必要がある。

3 本の線スペクトルが非定常変動するモデルを基に、変動パワーのスペクトル形状を決める確率変数  $C_{ij}$ 、 $c_{ij}$  を、

$$c_{1j} = A \times \xi_i \quad (A = 6.3 \times 10^{-5}, j = 1, 2, \dots, 401) \quad (3.4.25)$$

$$C_{1j} = A + B \times \xi_i \quad (A = 6.3 \times 10^{-4}) \quad (3.4.26)$$

$\Phi(f)$  [dB/Hz]



f [Hz]

第 3.4.4 図 入射音圧スペクトルのシミュレーションモデル

と設定する。ここで、 $\xi_j$ は、平均0、分散1のガウス分布型乱数である。シミュレーション実験は、次の4種類の $B$ 値について行った。

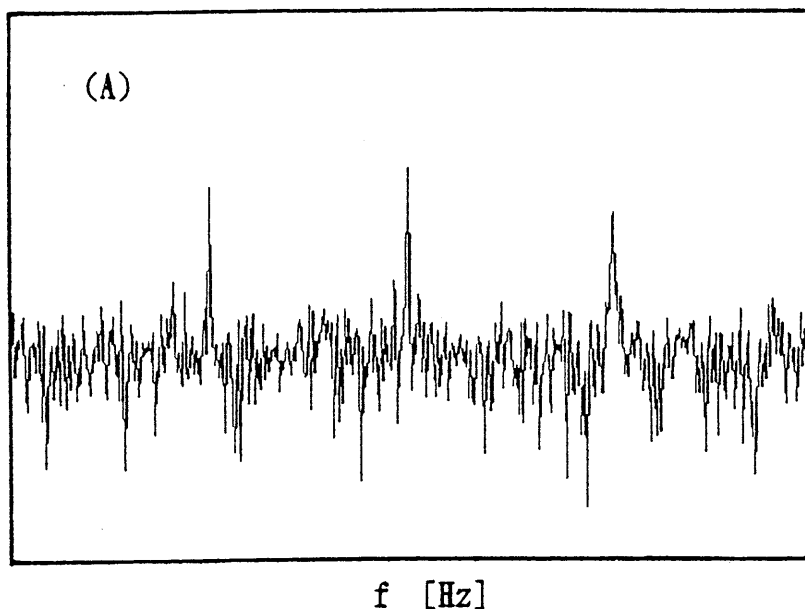
$$\text{Case 1 : } B = 1 \times 10^{-5} \quad (j = 100, 200, 300) \quad (3.4.27)$$

$$\text{Case 2 : } B = 5 \times 10^{-5} \quad (j = 100, 200, 300) \quad (3.4.28)$$

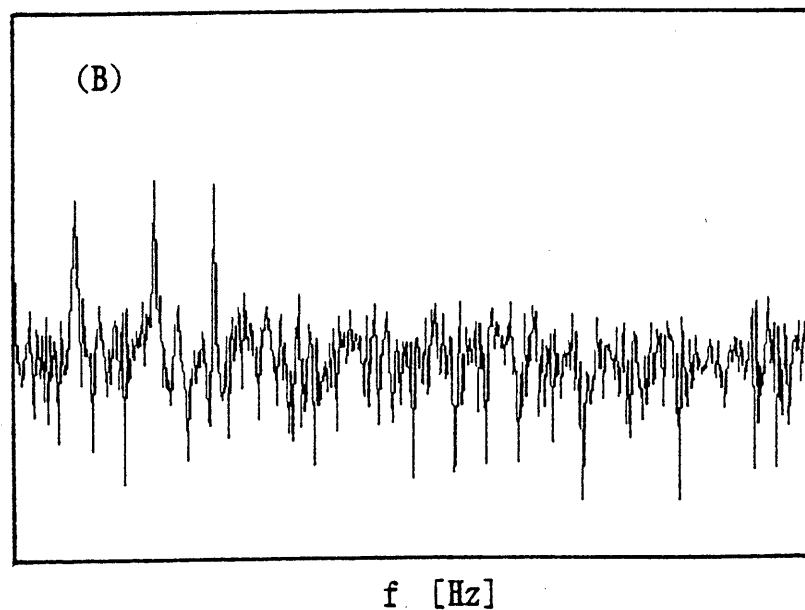
$$\text{Case 3 : } B = 1 \times 10^{-5} \quad (j = 30, 70, 100) \quad (3.4.29)$$

$$\text{Case 4 : } B = 1 \times 10^{-4} \quad (j = 30, 70, 100) \quad (3.4.30)$$

$\Phi(f)$  [dB/Hz]

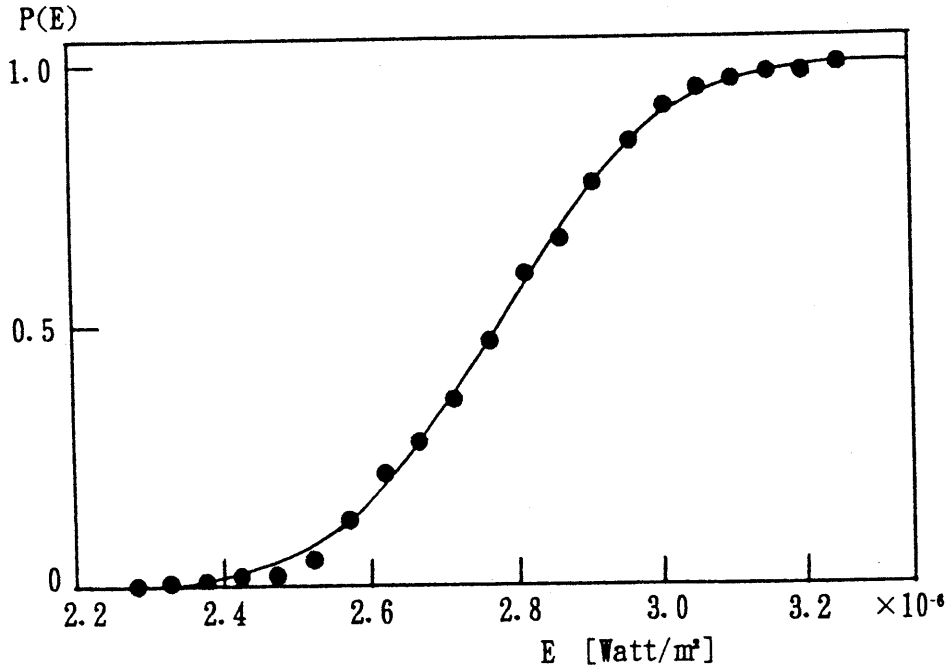


$\Phi(f)$  [dB/Hz]

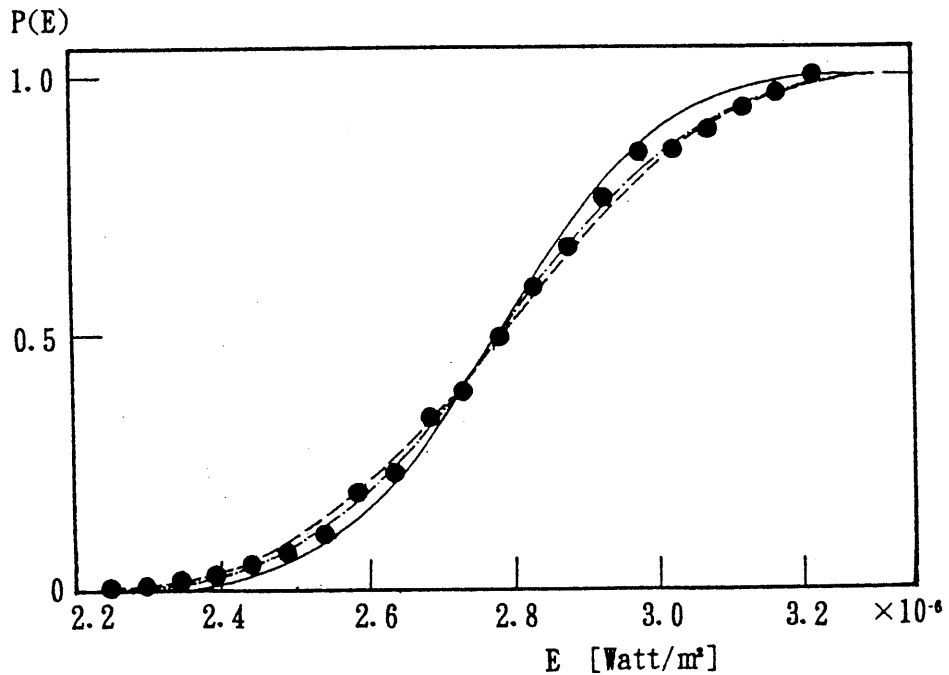


第 3.4.5 図 入射音圧波の瞬時音圧スペクトルモデル

始めに、無限級数展開形で導出された(3.4.14)式の理論的結果をデジタルシミュレーションによって検証する。第3.4.6図は、Case 1の累積分布に対する理論曲線と実験値を比較したものである。ここで、 $P(E)$ の $r$ 次の近似として、(3.4.14)式の展開項を初項から展開係



第3.4.6図 Case 1 の場合の実験値と理論値との比較 (実験値：●，理論値：—— 初項，1次，2次及び4次近似 ((3.4.14)式参照))

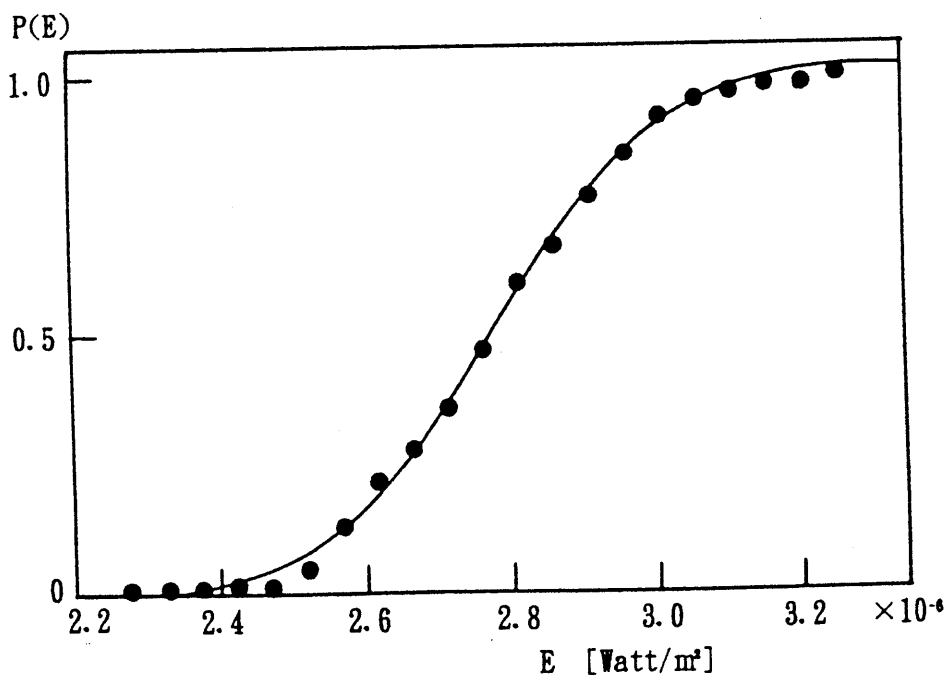


第3.4.7図 Case 2 の場合の実験値と理論値との比較 (実験値：●，理論値：—— 初項及び1次近似，—— 2次及び3次近似，- · - 第4近似 ((3.4.14)式参照))

数  $\langle A_r \rangle_{\bar{p}}$  の項まで採ったときと定義する。Case 1 では、 $C_{1j}$  の変動幅が小さいので、(3.4.14) 式の初項のみでほぼ実験値と一致しており、高次の項を加えてもほとんど変化していない。第 3.4.7 図は、Case 1 の線スペクトルレベルを 5 倍の変動幅にした Case 2 の場合について、理論値と実験値を比較したものである。理論曲線が、(3.4.14) 式の展開項を増加するごとに実験値に漸近していくようすが読みとれる。以上のように、実験値と理論値がかなり良く一致していることから、(3.4.14) 式の累積分布関数は、航行船舶と受音点間の音響伝搬経路が海面変動等に起因する非定常な性質を示す場合、船舶雑音の放射する雑音のパワー分布を推定する方法として有効であることが示された。

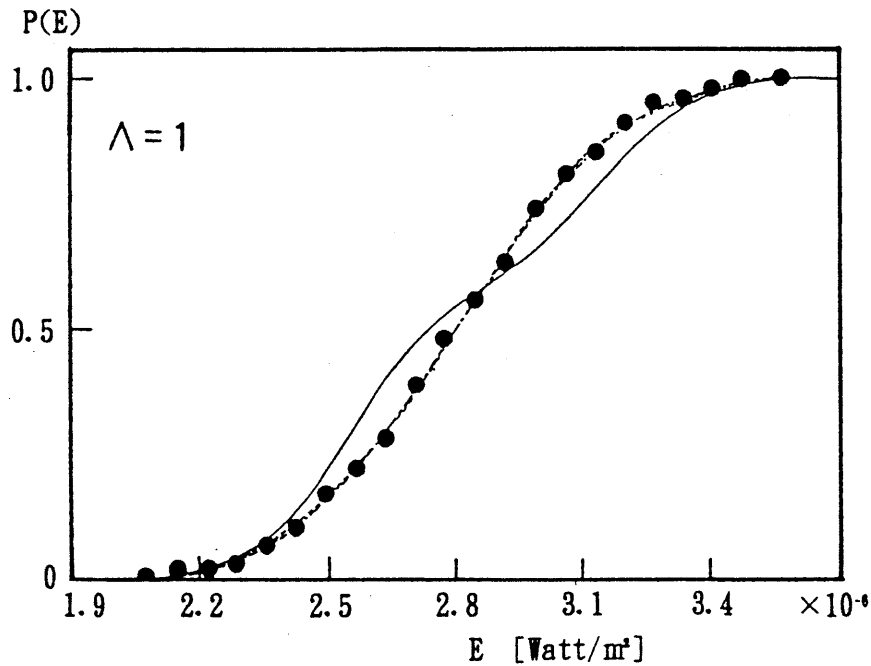
次に、船舶雑音の放射する雑音パワーのスペクトル形状がより実際的な場合について考察する。 $C_{1j}$  の変動幅が大きくなると、(3.4.14) 式は発散する傾向を示すため(付録 3.4 B 参照)、この場合は、有限項の重み付けされたガウス分布関数からなる近似式(3.4.23)式を使用する方が現実的である。(3.4.23) 式の有効性を確認するため、第 3.4.5 図(B)に示す、Case 3, Case 4 の簡単な音圧スペクトル形状の場合について、シミュレーション実験を行った。

第 3.4.8 図は、Case 3 の場合の累積分布、 $P(E) (= \int_{-\infty}^E p(E) dE)$  の理論曲線と実験値を比較したものである。線スペクトル成分  $C_{1j}$  の変動幅が狭いので、第 3 項までの ( $K=3$ ; (3.4.23) 式参照) 展開項で、実験結果を良く説明していることが分かる。

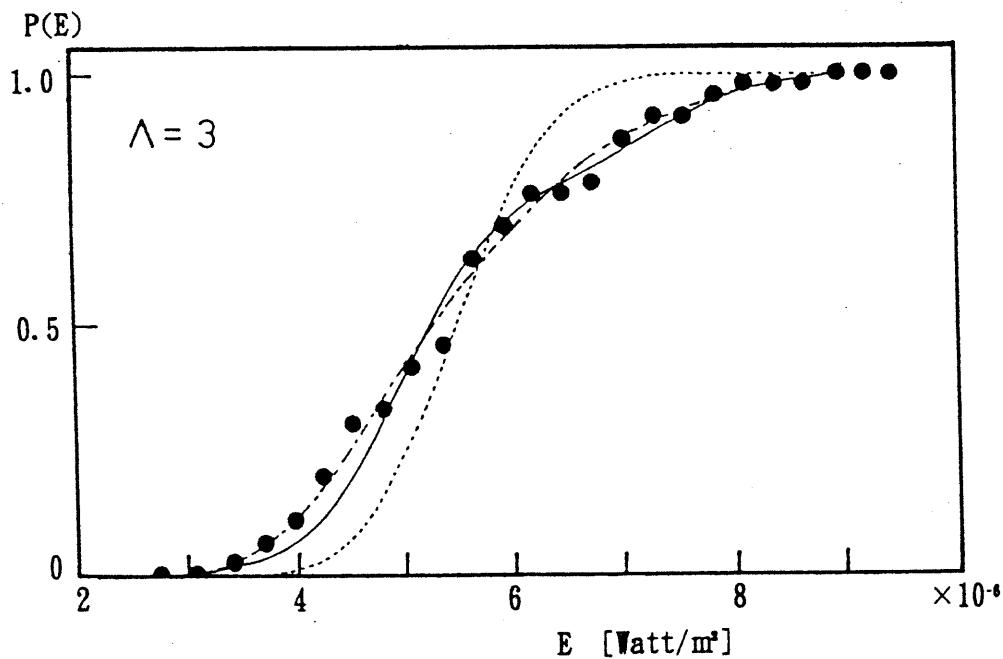


第 3.4.8 図 Case 3 の場合に対する累積確率分布の実験値と理論値との比較  
(実験値：●，理論値：——  $K=3$  及び  $K=5$  ((3.4.23) 式参照))

第 3.4.9 図は、Case 4 に対する理論値と実験値を比較したものである。同図から、理論曲線は展開項数を増すと実験値に漸近していき、第 5 項 ( $K=5$ ; (3.4.23) 式参照) まで採ると、ほとんど実験値を説明している。



第 3.4.9 図 Case 4 の場合に対する累積確率分布の実験値と理論値との比較  
( 実験値 : ●, 理論値 : —  $K=3$ , .....  $K=5$ , - · -  $K=10$  ((3.4.23) 式参照) )



第 3.4.10 図 船舶の航行雑音の非定常な変動に対する累積確率分布の実験値と理論値との比較 ( 実験値 : ●, 理論値 : .....  $K=1$ , —  $K=3$ , - · -  $K=5$  ((3.4.23) 式参照) )



### 3.4.3-2 実海域での船舶雑音に対する適用

本理論を実海域での航行船舶雑音に適用するため、水深が約 20m の浅い海域を、約 11 ノットで航行するフェリーボート (698 トン) から放射された水中雑音を録音して実験データとした。このときの、瞬時音圧スペクトルの例を、第 3.4.2 図に示している。第 3.4.10 図は、(3.4.23)式を用いて推定した理論曲線と実験値である。但し、理論計算は  $\Lambda = 3$  (第 3.4.3 図と (3.4.23)式参照) に設定してある。この図で、 $K=1$  に対する理論曲線は、船舶雑音が変動しない定常過程とみなせると仮定したときのものであるが、実験値からやや離れた値を示している。しかし、展開項を増すと実験値に漸近し、第 5 項 ( $K=5$ ) まで採ると実験値に極めて近い値となる。

### 3.4.4 結言

浅海域における統計的な音環境の基本的研究という立場から、船舶と受音点間の音響伝搬特性が非定常変動する場合について、航行船舶から放射された雑音パワーの標準的なスペクトル形状に注意を払って、実用的な確率密度関数を見出した。

具体的には、ガウス分布関数を初項にもち、非定常効果を高次項の係数に反映させた無限級数展開形で確率密度関数をまず導出した。次に、打ち切り誤差或は収束性が問題になる場合を想定し、伝搬経路の特性が時間的に変動しない場合を初項におき、有限項の重み付けされたガウス分布関数の和で表される実用的な確率密度関数を導いた。

理論的手法の妥当性を、デジタルシミュレーションと実海域で測定したデータにより検証した。その結果、実験結果は理論による予測と非常に良い一致を示した。

この研究の主たる目的は、方法論的な観点にある。従って、今後検討すべき問題が幾つか残っている。例えば、

- (1) 本手法が、実海域のさまざまな船舶雑音に対しても有効であることを更に確認すること、
- (2) 伝搬経路の非定常的な変動を、雑音源と受音点と距離・水深・風の状態といった基本的な変動因子との関連で考察すること、

等がある。

付録 3.4 A (3.4.12)式の導出

$N(E; \mu_0, \sigma_0^2)$  (平均  $\mu_0$ , 分散  $\sigma_0^2$  のガウス分布関数) は,  $\exp(\mu_0\theta + \sigma_0\theta^2/2)$  をモーメント母関数とする確率密度分布関数である。(3.4.11)式を次のように書換える。

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{\theta E} p(E) dE (= m(\theta)) = \sum_{r=0}^{\infty} \frac{1}{r!} \langle A_r \rangle_{\bar{P}} \theta^r \int_{-\infty}^{\infty} e^{\theta X} N(X; \mu_0, \sigma_0^2) dX \quad (\text{A3.4.1})$$

(A3.4.1)式を, ガウス分布に関する次式の条件

$$\left. \frac{d^l}{dX^l} N(X; \mu_0, \sigma_0^2) \right|_{X=\pm\infty} \rightarrow 0 \quad (l = 0, 1, 2, \dots) \quad (\text{A3.4.2})$$

に従って,  $r$  回部分積分すると, 次の関係式が得られる<sup>11,12)</sup>。

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{\theta E} p(E) dE = \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{r=0}^{\infty} \frac{(-1)^r}{r!} \langle A_r \rangle_{\bar{P}} \frac{d^r}{dX^r} N(X; \mu_0, \sigma_0^2) dX \quad (\text{A3.4.3})$$

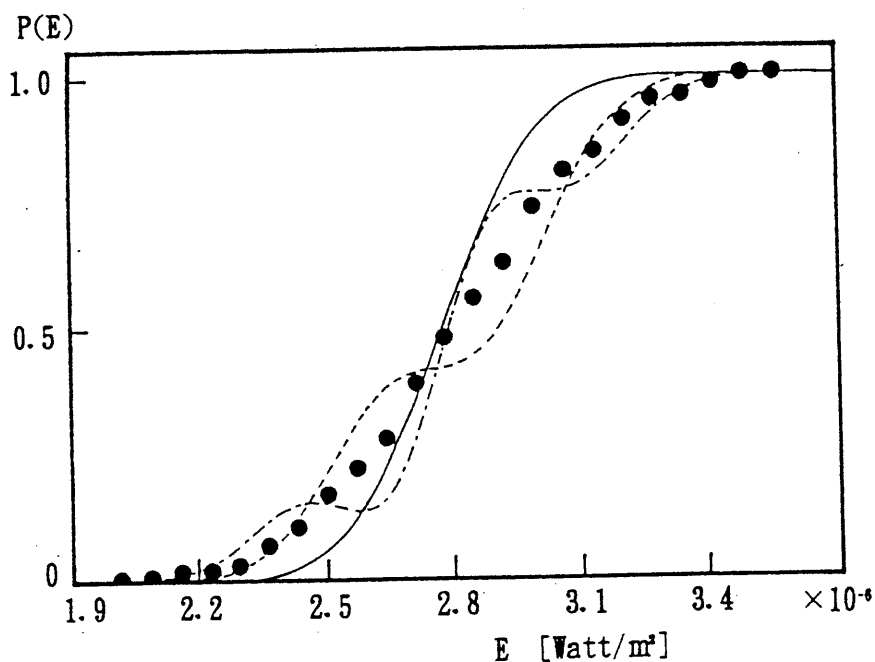
上式の右辺は, 定積分の形で表されているので, 積分変数は  $X$  から  $E$  に代えることができる。即ち, 次式が得られる。

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{\theta E} \left[ p(E) - \sum_{r=0}^{\infty} \frac{(-1)^r}{r!} \langle A_r \rangle_{\bar{P}} \frac{d^r}{dE^r} N(E; \mu_0, \sigma_0^2) \right] dE = 0 \quad (\text{A3.4.4})$$

(A3.4.4)式は, すべての  $\theta$  に対して満足されるべきものであることから, (3.4.12)式を導くことができる。

付録 3.4 B 近似的確率分布表現の収束性の検討

第 3.4.2-1 節で示した，非定常な船舶雑音変動に対する無限級数で表された確率分布表現 (3.4.14) 式を，Case 4 で表されるスペクトルに対して適用した理論値と実験値の結果を第 A3.4.1 図に示す。この図から，高次の項まで用いた理論曲線は，発散する傾向を示しており，線スペクトル  $G_j$  の変動幅が大きくなると，この理論式を用いることが適当でないことが分かる。このことから，線スペクトル成分の変動幅が大きい場合には，第 3.4.2-2 節で求めた (3.4.23) 式の方が，非定常な変動を伴う船舶雑音パワー分布の問題を考察する上で非常に有用であることが分かる。



第 A3.4.1 図 Case 4 に対する累積確率分布の理論値と実験値の比較 (実験値：●，理論値：—— 初項 (r=0)，---- 第 3 近似 (r=2)，- · - 第 5 近似 (r=4) (3.4.14) 式参照)

## この節の引用文献

- 1) K. Oimatsu, S. Yamaguchi, K. Kuramoto and S. Kuwahara, "A Statistical Method of the Practical Probability Expression for Nonstationary Ship Noise Fluctuations and Its Experimental Confirmation," *Applied Acoustics*, Vol.45, No.4, pp.333-351 (1996).
- 2) R. J. Urick, "Principles of Underwater Sound, 3rd ed.," (McGraw-Hill, New York, 1983).
- 3) S. O. Rice, "Mathematical Analysis of Random Noise," *Bell System Technical Journal*, Vol.23, pp.282-332 (1944).
- 4) S. O. Rice, "Mathematical Analysis of Random Noise," *Bell System Technical Journal*, Vol.24, pp.46-157(1945).
- 5) 山口静馬, 倉本和興, 老松建成, 桑原信也, "船舶雑音の近似的確率分布表現と実験," *海洋音響学会誌*, 第18巻第3号, pp.40-47 (1991).
- 6) I. Guttman, and S. S. Wilks, "Introductory Engineering Statistics," (John Wiley & Sons, New York, 1965).
- 7) 太田光雄, "規則信号成分を含む定常不規則入力の自乗平均回路に関する Response," *計測と制御*, 第3巻, pp.573-589 (1965).
- 8) S. Yamaguchi, Y. Kato and K. Oimatsu, "The Statistical Evaluation of a Specific Sound Source in a Background Noise Environment, Based on the Concept of Momentary Signal-to-Noise Ratio," *Acoustics Letters*, Vol.11, No.11 pp.203-211 (1988).
- 9) 森口繁一, 宇田川銑久, 一松 信, "数学公式Ⅲ," (岩波書店, 東京, 1969).
- 10) J. S. Bendat and A. G. Piersol, "Random Data: Analysis and Measurement Procedures," (John Wiley & Sons, New York, 1971).
- 11) 太田光雄, "平均値動揺を伴った非定常不規則過程の Digital Simulation による統一的研究," *電子通信学会論文誌* 第53-C巻第11号, pp.870-878 (1970).
- 12) A. Ikuta, S. Yamaguchi and M. Ohta, "A Statistical Consideration of Nonstationary Random Noise and Vibration in View of Temporal Change of Cumulant and Its Application to Dynamical Prediction of  $L_x$ ," *J. Sound Vib.*, Vol.72, No.2, pp.267-272 (1980).

### 3. 5 水中における情報伝達システムと雑音

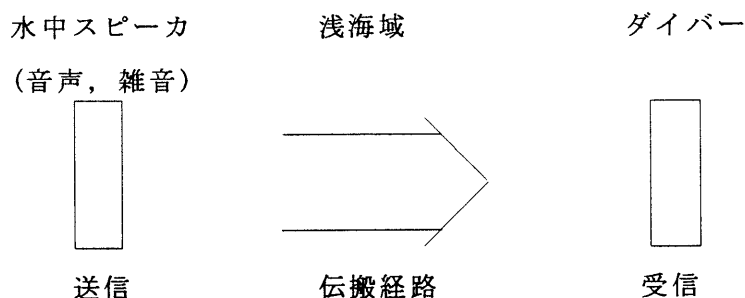
#### 3.5.1 緒言

水中におけるヒトの聴覚を利用した情報伝達システムを構成する場合の究極的な目的は、受信者が伝達された信号又は情報を明確に識別又は認識できることである。従って、受信点における具体的な必要条件是、信号のレベルが最小可聴値以上であることと、ある値以上の信号対雑音比が保持されていることである。古典理論においては、通報や雑音の概念は決定論的なものであったが、これらの変動を時間の関数として考えると極めて複雑で、未来における任意時刻の値を予測することが不可能であるため、一般には不規則過程と呼んで、平均値や分散などの統計量を用いて表す必要がある場合が多い。通信システムにおいて必要な送信電力を推定するためには、伝搬経路上に存在する各種の減衰要因及び伝搬経路に混入する各種雑音を的確に評価する必要があることから、これらについては第2章及び第3章の前節までに詳しく考察してきた。

通報と雑音の関係は、通信工学の分野では中心的な問題であることから詳しく研究されているが<sup>1-4)</sup>、本研究の水中における聴覚を利用した情報伝達システムでは、水中におけるヒトの聴感特性を考慮に入れた信号と雑音の関係を考える必要がある。しかし、これまでそのような考察は全く見当たらず、今後の検討課題である。従って、本節では、本論文で考察してきた決定論的或は不規則過程論的な伝搬損失や船舶からの放射雑音が、今後検討を要する全体のシステムの中でどのような位置付けになるのか、実用的な観点に立ち考察する。

#### 3.5.2 情報伝達システム

本研究での考察対象は、ダイバーに対する安全確保或は作業指示を可聴周波数の音波を伝送することにより実現することであるが、全体のシステムを模式的に表すと、第3.5.1図となる。



第3.5.1図 情報伝達システムの概念図

情報伝達を目的とした信号の種類は多種多様である。モールスコード、警戒音、ホーミン

グ、ポジショニング等は主として純音の連続音又は断続音を用いることになり、音声情報を用いる場合は不規則な帯域信号を用いることになる。本システムに要求される機能は、ダイバーが信号を検知できること又は情報を了解することであるから、受音点の信号レベルが最小可聴値以上であることと、信号対雑音比がある検出確率基準を満たす適当な閾値より大きい必要がある。この検出閾値は、情報の形態によって異なり、しかも本システムにおいては、ヒトの水中における聴感特性を考慮に入れたものでなければならない。すなわち、純音を用いた場合は、最小可聴値、聴覚のフィルタ機能即ち臨界帯域幅、等ラウドネス特性、混入雑音の周波数分布等を考慮に入れる必要がある。また、音声情報の場合は言葉の理解が必要であることから、更に文節の了解度即ち時間領域での評価をも加えた検出閾値が必要である。このことは、信号又は雑音についての時間領域での評価（例えばパワー分布のような統計的評価）が必要であることを意味している。

システム全体のレベルの関係は、ソーナ方程式によって記述できる<sup>5)</sup>。パラメータの定義を表 3.5.1 とすると、受音点での受信レベルは  $R L = S L - T L$  となるが、伝搬経路上に障害物がある場合はそれによって生じる損失(回折損失,透過損失等)を引かねばならない。従って、システムが本来の機能を果たすために必要な条件は、 $D T > R L - N L$  であるから、必要な送信電力は、

$$S L > R L + T L + D T \quad (3.5.1)$$

となる。

表 3.5.1

パラメータ：記号	基準位置	定義
送波レベル：S L	音軸上で音源から 1 m	$10 \log(\text{音源の強さ}/\text{基準の強さ})$
伝搬損失：T L	音源から受音点	$10 \log(\text{基準点の強さ}/\text{受音点の強さ})$
受音レベル：R L	受音点	$10 \log(\text{受音点の強さ}/\text{基準の強さ})$
雑音レベル：N L	受音点	$10 \log(\text{雑音の強さ}/\text{基準の強さ})$
検出閾値：D T	受音点	$10 \log(\text{機能を果たす信号の強さ}/\text{雑音の強さ})$

### 3.5.3 検出閾値

ダイバーに対し直接音声を伝達するシステムにおける受信機は、ダイバーの聴器である。従って、受音点における検出閾値は目的とする信号の性質により異なるが、少なくとも水中におけるヒトの聴感特性を考慮に入れたものでなければならない。

可聴周波数帯域の純音を用いた情報伝達の場合、信号エネルギーの伝搬に伴う損失（経路上の障害物による減衰も含めて）は周波数分析的な評価法で推定することができるが、検出

閾値はヒトの聴感特性である最小可聴値及びマスキングを考慮に入れる必要がある。雑音が存在するとき、雑音により最小可聴値が上昇することをマスキング効果といい、最小可聴値の上昇分をマスキング量という。マスキングが中心周波数  $f_0$  で、周波数帯域  $\Delta f$  をもつ雑音の場合には、 $\Delta f$  が増加するに従いマスキング量  $\beta$  は増加するが、ある帯域  $\Delta f_c$  以上になるとマスキング量は一定値  $\beta_m$  となる。このマスキング量  $\beta_m$  は、中心周波数  $f_0$  が変化してもほぼ一定であり、この帯域  $\Delta f_c$  を臨界帯域幅と呼んでいる。また  $\Delta f \leq \Delta f_c$  の領域では、マスキング量の増加  $\Delta\beta$  と雑音の帯域  $\Delta f$  とは比例関係にあることから、最大のマスキング量は  $\Delta f_c$  で表すことができる。但し、空気中におけるこのようなマスキングに関する諸特性が、音の伝達経路の少し異なる水中においても同様な結果を生ずるかどうかの考察例は現在のところ見当たらないので、将来の検討課題である。

以上のことを、具体的なシステムの例に適用してみる。例えば、白色雑音のパワースペクトルが  $N_0$  [dB/Hz] なる環境下において、純音を用いたダイバー支援システムを設計する場合、ダイバーが信号を認識するためには、受音点での信号レベルは少なくとも  $N_0 + 10\log \Delta f_c$  以上必要である。それ以下の信号レベルでは、ダイバーはマスキングにより信号の存在が認識できないことになる（この場合、検出閾値は 0dB となる）。フレッチャーの結果によれば、空気中におけるヒトの聴覚の 1kHz の臨界帯域幅は 18dB である。水中でもこの値が適用できるかどうかは未検討であるが準用すると、このことは、白色雑音中で 1kHz の音が聴こえるためには、その信号音の強さを雑音のスペクトルレベルより 18dB 以上大きくする必要があることを示している。

本研究では、最小可聴値の聴取実験を実験棟 4 階の実験室に木材を置きその上に設置してある水槽で行っており、水槽内の背景雑音は約 700Hz 以上ではほぼ一定で約 53dB である（第 1.3.3 図参照）。従って、1kHz の背景雑音によるマスキングを考慮すると検出可能レベルは約 71dB となるが、本研究で得られた 1kHz の最小可聴値 84dB（第 1.2.11 図参照）は、十分このレベルを超えていることになる（このことは、背景雑音より十分大きなレベルで直接水中と空気中の音を聴き比べた結果から推定した最小可聴値でも検証でき、真の最小可聴値に十分近いものと考えられる（第 1.2.14 図参照））。一方、屋外の海域における背景雑音のスペクトルは、海上が平穏な場合でも室内の水槽より少なくとも 15dB 以上大きいことから（第 3.2.4 図参照）、これまでの研究者による最小可聴値は、背景雑音にマスキングされている結果大きくばらついたものとなっている可能性がある（第 1.1.5 図参照）。

#### 3.5.4 水中における音声通信システムの評価

情報を音声により伝送する場合の検出閾値を求めることは、純音を用いる場合に比べるとはるかに複雑である。文章の了解度と混入雑音の関係については、海中のみならず空気中での評価自体がまだ完成されているとはいえない。

音声通信系を通して運ばれる音声信号の品質の良否を、受話者の聴覚を経たレスポンスに

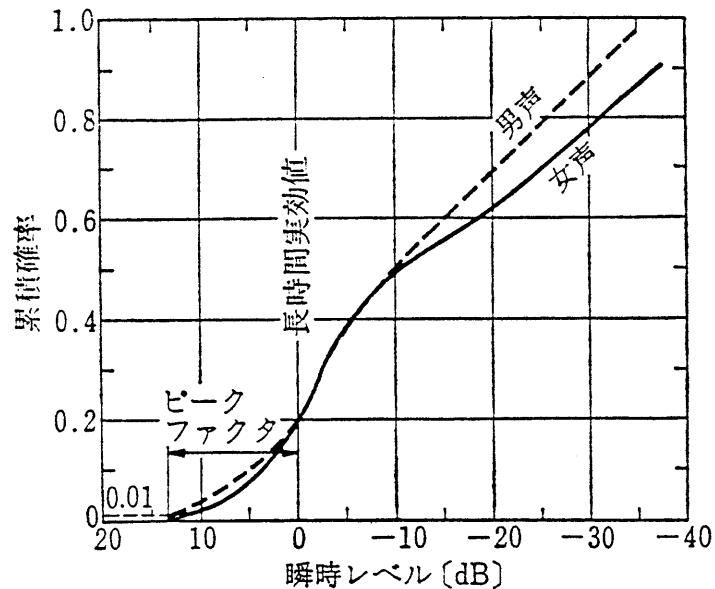
よって客観的に表現したものを通話品質と呼んでいる。通話品質は通話内容に着目するため、伝送系の良さの他に送話・受話者の良さが加味されてくる。送話・受話者の良さは、その人の言語に関する知的発達の程度に関連するものであることから、普遍的な定量は極めて困難である。通話品質に関しては、いまだに適切な評価尺度の決定はなされていないが、ラウドネス・明瞭度・了解度等が評価尺度として用いられることが多い<sup>6)</sup>。明瞭度は、一連の無意味音節を送話したとき、受話者がその何パーセントを正しく受聴したかを示す尺度である。送話された音節数に対する正聴率を音節明瞭度、音節を分解した単音に対する正聴率を単短音明瞭度という。空気中におけるこのような明瞭度は、音圧レベルと信号対雑音比の関係で調べられている。一方、明瞭度が無意味音節を送話したのに対し、了解度は言葉として意味をもつ単語或は単文を送話してその正聴率を求めるものである。この場合、単語については単語了解度、単文については文章了解度と呼ばれている。明瞭度は無意味音節の正聴率であり、了解度は意味をもつ単文の正聴率であるので、両尺度間の関係を考えるときは文章の冗長性や抑揚などが関係してくるため、まだ理論的な結合機構を簡単に説明することは困難である。しかし、空気中の日本語による聴取実験では、約 60 パーセントの音節明瞭度があれば、文節了解度は 90 パーセント以上となるという報告もある<sup>7)</sup>。これらの関係から、電話伝送系では、単音明瞭度 80%を確保することが基本的要件とされている<sup>8)</sup>。

従って、上記のように、不規則変動する会話を理解する目的のための、実用的な音声通信システムの設計には、音声の微視的な特性よりも統計資料が必要とされる場合が多い。第 3.5.2 図は、会話のような比較的長時間に亘って発生される音声波に関して、その瞬時振幅の分布を見たものである<sup>9)</sup>。この図から、連続音声の全変動幅は 45-50dB あることが分かり、出現の累積確率 1%に相当するレベルと長時間実効値との間のレベル差（ピークファクタ）の値は 13dB であることが分かる。

電話伝送系では、音声及び雑音のレベルとスペクトルが与えられれば、計算により定常雑音下の単音明瞭度を求める手法が既に確立されているが、曾根等(1978)はその明瞭度計算法を流用して、不規則変動雑音のレベル分布が正規分布に従う場合の明瞭度の予測式を導いている<sup>10)</sup>。このような観点から音声と雑音を見た場合、通信路に混入する不規則変動音も長時間の観測による時間領域での確率分布として評価することが、必要な送信パワーを推定するためにはより実用的であると思われる。

水中における音声通信の通話品質の評価を考えると、水中の聴感特性を考慮した評価法の研究は現在のところ全く行われていない。空気中と水中では、音の伝達経路が異なり、ラウドネス特性が異なっていること（特に高い周波数域で聴こえ難くなる傾向がある）を考えると、空気中で得られている明瞭度や了解度が、水中において得られる結果と異なる可能性が大である。従って、本研究で得られた最小可聴値及び等ラウドネス特性等の水中における聴覚に関する基本的な特性を基にした、音声情報の明瞭度や了解度に関する評価の問題が今後の検討課題となっている。





第 3.5.2 図 音声のレベル分布曲線<sup>8)</sup>

### 3.5.5 結言

水中における聴感特性が、まだ基本的な特性さえも十分信頼できるレベルで測定されているとはいえない状況であることから、通信システムの設計指針及び品質評価に対する考察もこれからの検討課題である。従って、現在のところ、通信システムとして見た場合の評価も既に確立している空気中での評価を準用せざるを得ない。

音声通信システムの通話品質を保持した通信システムの設計には、まず第一に混入雑音のマスクングを正しく評価する必要がある。特に、ダイバーに対する音声情報の提供では、浅海域における背景雑音の主たる成因である船舶の放射する雑音の評価が重要である。しかも、現実の海域が非定常変動を伴うことを考慮すると、適切な必要送信パワーの見積もりには、周波数分析的な通話品質の評価と共に、時間領域での評価に基づく通信システムの品質評価が必要と思われる。

水中における音声等の可聴音響信号を利用した通信システムは、最近急増している特別な通信装置を持たない一般のダイバーに対する安全確保の手段として極めて有力であり、その開発と評価法の確立は緊急課題である。本研究で得られた成果をベースにした評価システムの確立が強く望まれる。

## この節の引用文献

- 1) S. スタイン (関英男訳), “現代の通信回線理論, (森北出版, 東京, 1988).
- 2) Mischa Schwartz, “Information Transmission, Modulation, and Noise, 3rd ed.,” (McGraw-Hill, New York, 1983).
- 3) A. B. Carlson, “Communication Systems, 3rd ed.,” (McGraw-Hill, New York, 1986).
- 4) Simon Haykin, “Communication Systems, 2nd ed.,” (John Wiley & Sons, New York, 1983).
- 5) R. J. Urick, “Principles of Underwater Sound, 3rd ed.,” (McGraw-Hill, New York, 1983).
- 6) 勝木保次他, “聴覚と音声,” (コロナ社, 東京, 1975).
- 7) 境久雄他, “聴覚と音響心理,” (コロナ社, 東京, 1978).
- 8) 西山静男他, “音響振動工学,” (コロナ社, 東京, 1992).
- 9) 城戸健一他, “基礎音響工学,” (コロナ社, 東京, 1990).
- 10) 曾根敏夫, 植松道治, 金指久則, 二村忠元, “ランダム変動騒音下の音声明瞭度の予測 (変動騒音の言語聴取妨害に関する研究そのII),” 日本音響学会誌, 第35巻第1号, pp. 58-62 (1979).

## 結 論

本研究では、ダイバーの安全確保或は作業指示のため、水中におけるヒトの聴覚を利用して、水中スピーカで音声又は可聴音響信号を直接伝送する情報伝達システムを構成するための基礎的な問題点を考察した。具体的には、システム全体に生じる問題を、(1) 水中におけるヒトの聴感特性、(2) 音の伝搬経路に付随する問題、(3) 極浅海域における音場の特性（特に、背景雑音を構成する主雑音源である航行船舶の放射する雑音の性質）について、の3つに分類して考察した。以下、本研究で行った考察と主要な成果を述べる。

第1章では、音を情報伝達的手段として捉えたとき、聴覚に関する最も重要な基本的特性は最小可聴値と等ラウドネス特性であることから、本研究の出発点として水中におけるヒトの聴感特性を採り上げ、次のことを明らかにした。

(1) これまで、屋外の施設で測定されてきた水中における最小可聴値を、実験室に設置してあるできるだけ背景雑音の少ない水槽で聴取実験を行った結果、ほぼこれまでの結果と同様な値を得たが、これらの値は背景雑音にマスキングされている可能性を指摘した。

(2) これまで求められていなかった、水中の等ラウドネスレベル曲線を求めた。その結果、水中においては、周波数が高くなると聴き難く、周波数が低くなると聴こえ易くなるといった聴感特性をもつことを明らかにした。

(3) 水中の音と空気中の音を直接聴き比べる実験を行った結果、(a) 音圧レベルをパラメータとしたとき、同じ大きさに聴こえる空気中の音圧レベルと周波数の間の関係は単純な線形の関係にあること、(b) あるレベル値を示す水中の音と同じ大きさに聴こえる空気中の音のレベル差は、水中音のレベルに依存しない、ということを明らかにした。この関係を用いて、空気中の等ラウドネス曲線を水中の等ラウドネス曲線に変換した結果、実験によって得た水中の等ラウドネスレベル値を良く説明できた。

(4) 水中における聴覚は、約1kHz以上では主として頭蓋からの骨導により、またそれ以下の周波数では周波数の低下と共に外耳道・鼓膜を伝達経路とする音が全体の聴感に影響するようになることを明らかにした。

(5) 外耳道に残留する空気泡の有無は水中の聴覚と無関係ではなく、外耳道内の水の存在は約1kHzを中心として、高い周波数領域では頭蓋による骨導に対し損失として、また低い周波数に対しては音の伝搬経路として作用するものと考えられる。

(6) 水中の聴覚の深度依存性は、これまで最小可聴値の深度による差異を測定することによって考察されていたが、そのレベル値は背景雑音にマスキングされている可能性があった。そのため、背景雑音より十分大きなレベルで実験のできる、等ラウドネスレベル値を異なる深度で測定して比較した結果、明らかな聴感特性の有意差は見られなかった。

第2章では、本システムの考察対象海域である港湾や沿岸等の浅海域における音波の伝搬の実態調査を行った。更に、音源近傍の伝搬に付随する幾つかの問題を考察した結果、次のことを明らかにした。

(1) 浅海域における背景雑音は、レベル値の空間的な変動は見られるが、スペクトルの形状に局所的な特徴があまり見当たらない。この原因は、遠方の雑音がマルチパス伝搬し、複雑に位相合成されて背景雑音を構成している結果である。そのため、可聴周波数帯域の音波であっても、陸岸や島などによる回折減衰効果は無視できない。

(2) 水深20 m前後のレジャー海域においては、海面付近からの音響伝搬特性は、100 m付近を境にして球面拡散から円筒拡散に移行する。

(3) 水中における薄い障壁の回折減衰特性を水槽実験により考察した結果、水中での回折減衰量は空気中で観測される値よりも若干大きな値が得られた。その結果を用いて、水中における回折減衰特性の数式表現を導いた。また、厚い障壁の場合は、水中においても1回回折過程を2回繰り返すとして扱うことにより、実験結果を説明できることを明らかにした。

(4) 純音に対する壁体の透過損失を水槽実験により考察した結果、少なくとも可聴周波数帯域内では、水中においても空気中の“質量則”が成り立つことを明らかにした。更に、実用性を考慮に入れて、質量則の各物理パラメータをすべて含んだ新しい変数を導入し、普遍的な特性曲線を求めた。これにより、各物理パラメータを与えれば、透過損失を計算することなく図表から即座に壁体の透過損失を求めることが可能となった。

(5) 広帯域信号に対する壁体の透過減衰の評価量として、時間率雑音レベル  $L\alpha$  に着目した新たな評価法を提案した。本手法を用いて、入射音圧波が指数関数型の自己相関数をもつ有色ガウス分布型不規則変動音の一重壁に対する透過減衰量を理論的に導出した。更に、この理論式を一般化したスペクトル形状をもつガウス分布型不規則変動音に拡張し、音声等の壁体に対する透過減衰量の評価を具体化した。

第3章では、まず始めに、典型的なレジャー海域において、背景雑音と航行船舶の放射する雑音の実態調査を行った。その結果に基づいて、船舶が航行時に放射する雑音パワーの統計的な性質とその確率分布の推定法を考察した結果、次のことを明らかにした。

(1) 残留音圧波のパワースペクトルは、約2kHz以下の低周波領域で高レベルを示し、3kHz以上の周波数領域においては平坦な特性を示す。また、残留音圧レベル或は航行船舶からの放射雑音のスペクトル形状は、低周波領域で確定的周期成分である線スペクトルをもつ。

(2) 現実の船舶からの特徴的放射スペクトル形状（線スペクトルと連続スペクトルからなるといった）に注意を払った、定常状態における放射雑音パワーに関する確率分布表現を、低次のモーメント関数で表現する方法を理論的に導出した。

(3) 更に、現実の海域における船舶からの放射雑音は、伝搬経路の変動により非定常性を示すが、このような非定常変動する場合の放射雑音パワーに関する確率分布表現を導出した。

(4) (3)で導出した理論式は、ガウス分布関数を初項とする無限級数展開形となっているため、有限項で打ち切る実用上のパワー分布推定では、収束性の問題等から、この打切点の選択が問題となる。そこで、その欠点を解消するため、有限項数の重み付きガウス分布関数でパワー分布推定式を表現し、より実用的な形にした。

尚、本研究は、ダイバーに対する音声情報伝達システムの実用性を考察するためのものであるから、全章を通じて、理論的手法の提案はすべてその妥当性と有効性を確認するため、現場実験、水槽実験、アナログ及びデジタルシミュレーション実験等可能な限り、実験的な立場からの検討を併せ行って検証した。

# 謝 辞

本研究の直接的な機会を与えて下さると同時に、本論文の達成にあたって温かい御援助と御配慮を賜った 山口大学工学部 山口静馬 教授に心から感謝いたします。

本研究を遂行するにあたり、数多くの御討論、有益な御助言並びに多大な御協力を頂いた、海上保安大学校電子回路学講座 桑原信也教授、同校船用電気工学講座 倉本和興助教授に深く感謝いたします。

本研究の実験にあたって多大の御協力を頂いた、元海上保安大学校通信機器学講座 藤本裕之助手、元同校訓練部（潜水担当教官） 濱平清志助手、筒井直樹助手、増田克樹助手、現同校訓練部（潜水担当教官）山田宏一助手、室田秀樹助手、元同校卒業研究生 長縄幸康、高橋裕之、阿部正志、古郡伸一、渡邊聖基、小林正佳、椎名健一、古川大輔、星崎隆 の諸氏に心より御礼申し上げます。

## 本研究に関連する発表論文

- (1) K. Oimatsu, S. Yamaguchi, S. Kuwahara and K. Kuramoto, "An Experimental Consideration of Underwater Random Noise with Audio Frequency Bandwidth in a Shallow Water Area," *Acoustics Letters*, Vol.13, No.9, pp.157-161 (1990).
- (2) 老松建成, 桑原信也, 山口静馬, 倉本和興, "極浅海域での海中雑音に関する実験的考察," *海洋音響学会誌*, 第17巻第1号, pp.37-39 (1990).
- (3) S. Yamaguchi, K. Oimatsu, K. Kuramoto and Y. Kato, "A Statistical Method of Evaluating the Sound Insulation Effect of a Single Wall," *ACUSTICA*, Vol.73, No.4, pp.217-220 (1991).
- (4) 山口静馬, 倉本和興, 老松建成, 桑原信也, "船舶雑音の近似的確率分布表現と実験," *海洋音響学会誌*, 第18巻第3号, pp.40-47 (1991).
- (5) 山口静馬, 倉本和興, 桑原信也, 老松建成, "水中伝搬音に対する障壁の回折減衰特性," *海洋音響学会誌*, 第18巻第4号, pp.31-34 (1991).
- (6) K. Kuramoto, K. Oimatsu, S. Yamaguchi and S. Kuwahara, "Sound Attenuation Characteristics of Barrier for Underwater Sound Propagation," *Proceedings of 14th ICA*, Vol. Band 1, B7-1 (1992).
- (7) K. Kuramoto, S. Yamaguchi, K. Oimatsu and S. Kuwahara, "Sound Attenuation by Barriers in Underwater," *J. Acoust. Soc. Jpn (E)*, Vol.15, No.1, pp.13-17 (1994).
- (8) 老松建成, 倉本和興, 桑原信也, 山口静馬, "水中における聴覚の等感曲線," 平成6年4月, *海洋音響学会誌*, 第21巻第2号, pp.45-51 (1994).
- (9) K. Oimatsu, K. Kuramoto, S. Yamaguchi, and S. Kuwahara, "Mechanism of Propagation Process for Underwater Auditory Sensation," *Proceedings of 15th ICA*, Vol.1, pp.297-300 (1995).

(10) K. Kuramoto, K. Oimatsu, S. Kuwahara and S. Yamaguchi, "An Equal-Loudness Contour for Underwater Acoustic Signal and Its Depth Dependency," Proceedings of 15th ICA, Vol. 3, pp. 261-264 (1995).

(11) 老松建成, 山口静馬, 倉本和興, 桑原信也, "水中におけるガウス型任意有色雑音に対する一重壁の遮音効果," 平成7年4月, 海洋音響学会誌, 第22巻第2号, pp. 36-44 (1995).

(12) 老松建成, 倉本和興, 桑原信也, 山口静馬, "水中における聴覚の伝達メカニズムに関する実験的考察," 海洋音響学会誌, 第23巻第2号, pp. 44-50 (1996).

(13) K. Oimatsu, S. Yamaguchi, K. Kuramoto and S. Kuwahara, "A Statistical Method of the Practical Probability Expression for Nonstationary Ship Noise Fluctuations and Its Experimental Confirmation," Applied Acoustics, Vol. 45, No. 4, pp. 333-351 (1996).

(14) K. Oimatsu, S. Yamaguchi, K. Kuramoto and S. Kuwahara, "Practical Methods of Evaluating the Underwater Insulation Effect of a Single Wall," IEICE Trans. Fundamentals, Vol. E80-A, No. 1, pp. 118-125 (1997).