

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	海洋音響トモグラフィ観測の精度向上に関する研究
Title(English)	
著者(和文)	土屋利雄
Author(English)	
出典(和文)	学位:博士(工学), 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:乙第3275号, 授与年月日:1999年2月28日, 学位の種別:論文博士, 審査員:
Citation(English)	Degree:Doctor (Engineering), Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:乙第3275号, Conferred date:1999/2/28, Degree Type:Thesis doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

海洋音響トモグラフィ観測の 精度向上に関する研究

平成10年12月

土 屋 利 雄

海洋音響トモグラフィ観測の精度向上に関する研究

目 次

第1章 諸 論

1.1 研究の背景	1
1.2 研究の目的	3
1.2 研究の概要	5

第2章 送受波器の最適設置深度の検討

2.1 緒言と概要	9
2.2 音線理論による解析	10
2.3 音源深度と放射角度の関係	13
2.4 受波装置の深度と測定距離の関係	18
2.5 送受信装置の変動の影響	20
2.6 送受波器の最適配置	21
2.7 まとめ	24

第3章 送受波器の海中位置計測の精度向上

3.1 緒言と概要	28
3.2 OAT観測における音響測位装置	29
3.3 ソナー方程式における吸収損失	31
3.4 海水中の吸収係数と実験式	33
3.5 潜水調査船による計測	35
3.6 計測結果と考察	36
3.7 実験式の補正	42
3.8 新しい吸収損失式によるトランスポンダの検討	45
3.9 まとめ	46

第4章 実海域実験による音速算出式の検討

4.1 緒言と概要	49
4.2 海洋の音速構造と音速算出式	49

4.3	200HzOAT トランシーバ	51
4.4	実海域実験	52
4.5	伝搬時間の比較	53
4.6	まとめ	58

第5章 海底地層を考慮した伝搬パルスの同定

5.1	緒言と概要	61
5.2	数値計算法の概要	62
5.3	地中海西部海域での音波伝搬実験の概要	64
5.4	数値計算結果	66
5.5	観測実データによる伝搬経路の識別	79
5.6	まとめ	87

第6章 解析的手法による固有音線の算出

6.1	緒言と概要	90
6.2	等音速分割法の原理	91
6.3	多層プロファイルへの適用	99
6.4	任意分割shooting法と等音速分割法の比較	101
6.5	SOFAR軸近傍の固有音線特性	105
6.6	SOFAR軸近傍の放物線関数近似	108
6.7	まとめ	116

第7章 結 論

7.1	研究の成果	119
7.2	今後の課題	120

謝 辞	121
-----------	-----

関連発表論文等	122
---------------	-----

第1章 序 論

1.1 研究の背景

現在,地球温暖化現象や異常気象など,地球規模の環境変動問題が顕在化している。地球環境は,主として気圏、水圏、雪氷圏、地圏及び人間を含む生物圏の五圏の相互作用によって成り立っている。中でも地球表面の70%を占める海洋は,大気に比べ約千倍の熱容量があり海流によって熱を赤道域から極域へ運びながら大気にエネルギーを与えるため気候変動に対する寄与が大きい。また,海洋は様々な物質や地球温暖化に関係する炭酸ガスを取り込み,地球環境変動に対して重要な役割を果たしている。したがって,地球環境の変動を捉え,将来における影響を調査するためには,広大な海洋での観測を充実させることが不可欠である。

地球規模の海洋変動の観測の基本は,海流の熱輸送量の変動を把握するために,水温と流れ分布の観測が不可欠である。従来の観測は,船舶のCTD (Conductivity, Temperature, Depth)計測装置やXBT (eXpendable Bathy Thermograph)を用いた塩分,水温の鉛直分布,及びADCP (Acoustic Doppler Current Profile)による流れの鉛直分布の観測が主体であり,深層循環のように非常に緩やかに移動する水塊を観測するためには,CTD及び採水による方法が適用される。しかし,船舶による観測では,精度の高い観測が可能ではあるが,船速に制限されて,適切な時間間隔による観測が困難であるという欠点を持つ。また,近年,係留ブイによる水温,塩分及び流速の鉛直分布の観測,漂流ブイによる流れの観測などの観測も行われるようになったがこの場合,係留点を固定して観測を行うために時間的に連続な観測結果が得られるものの,ブイの数量と設置海域の海象により設置間隔が制限されるため,把握しようとする現象の空間間隔が制約される。一方,人工衛星による観測は,地球規模の観測が可能であるが,その観測項目は表面の水温,波浪,風向・風速,海面高度等の海洋表層の観測に限られる。

そこで,メソスケール(100km,100日以上)の観測データの不足を補うために画期的な観測手法として海洋音響トモグラフィー (Ocean Acoustic Tomography; 以下OATという)観測技術が開発された。この観測技術は,1979年に米国の海洋学者

W.Munk及びC.Wunsch^{1,1)}によって提唱された。これを基にOATがスクリプス海洋研究所，ウッズホール海洋研究所，マサチューセッツ工科大学及びミシガン大学により進められた^{1.2),1.3),1.4),1.5),1.6)}。

OAT観測は，FIG.1.1に示したように数百Hzの低周波音響パルスを送受信することのできる音源と受波装置を海中の最小音速構造(SOFAR)層構造近傍に設置し，海中を様々な経路を通り数百～数千kmの長距離を伝搬する音波パルスの伝搬時間が水温・塩分・圧力の影響により変化するという性質を利用している。実際には，音速最小構造層(SOFAR軸)近傍に設置された音源/受波器(観測装置)間を多くの経路で伝搬するパルスの伝搬時間を精密に計測することにより，予め想定した音速構造を基に求められた到達予測パルスとの伝搬時間差から精密に音速構造を決定し，この分布から逆に海域の水温や塩分分布等を求めるものである。OAT観測では，水温と流向・流速分布やその変動を空間・時間的にほぼ同時性を維持しつつ，広域に亘って三次元的に

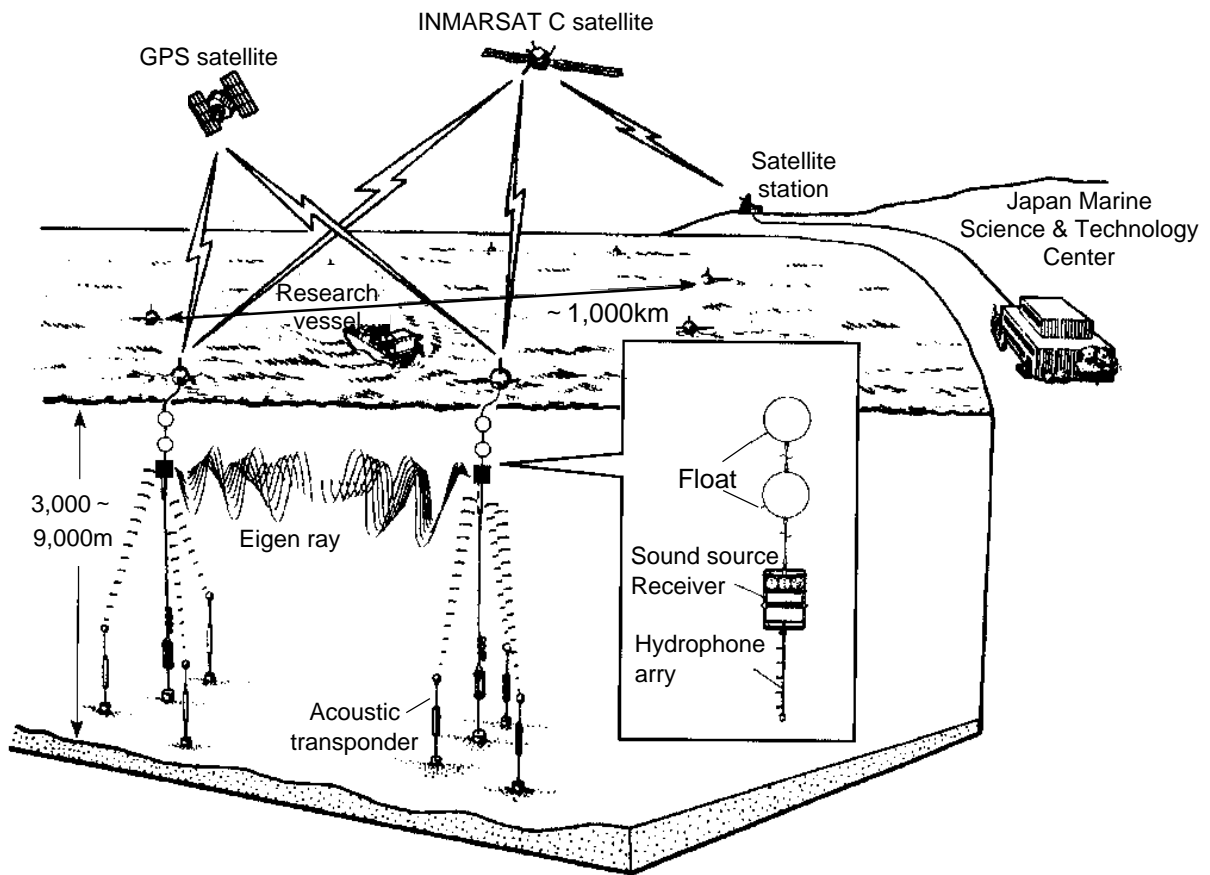


FIG.1.1 海洋音響トモグラフィ観測システム概念図

推定することが可能となるとされている。

わが国におけるOAT研究は、1984年に海洋音響学会の活動として音響トモグラフィ部会が設置されたことに始まる^{1.7),1.8),1.9)}。1988年からは、海洋科学技術センターでは、1000km四方の海洋構造の変動を実時間的に観測可能とする200Hz海洋音響トモグラフィ(Ocean Acoustic Tomography : OAT)システムの開発を目指して、1988年から本格的な研究を開始した。1989年には、M系列信号処理、音線同定、順問題、逆問題等の基礎技術の修得ため複数個の共鳴管型音源の配列による広帯域化した400Hz音源を用い、送・受波点間の250km及び324kmとしての実海域実験を実施し、観測データを取得した^{2.2)}。それらのデータを基に、1992年には、超磁歪材料を用いた係留可能な200Hz小型音源を実用化した^{2.3)}。また、1994年に実用機2基を完成させ、1997年からOATによる本格的な海洋観測に取り組み始め、更に多くの観測データが取得されるようになり、1998年からは、北西太平洋で本格的な実海域観測計画を開始した。

1.2 研究の目的

前項で述べたように、観測では、海中の最小音速構造層(SOFAR層)中を様々な経路を通り長距離(数百~数千km)を伝搬する音波パルスの伝搬時間が水温・塩分の影響により変化するという性質を利用している。実際には、FIG.1.2で示したように最小音速層(SOFAR軸)近傍に設置された音源/受波器(観測装置)間を通る多くのパルス(固有音線)の伝搬時間を精密に計測することにより、予め想定した音速構造を基に求められた到達予測パルスとの伝搬時間差から精密に音速構造を精密に決定し、この分布から逆に海域の水温や塩分の分布等を求めるものである。

従来のOATに関する研究の大部分は、もっぱら逆問題解法のための数学的な解明及びSOFAR層のモデル化等に向けられていたため、観測装置の設置手法や受信パルスの識別・同定するための研究には目が向けられてこなかった。しかしながら、OAT観測では、しかも観測装置の変動にあまり影響されず、しかも海面近傍から海底近傍まで伝搬する音線、即ち安定な固有音線が観測し易いように観測装置の配置を決めることが重要となる。また、観測された受波パルスを正確に識別し、伝搬時間を高精度で計測できるかという技術が観測の成功の鍵を握っている。そのためには、予めSOFAR層

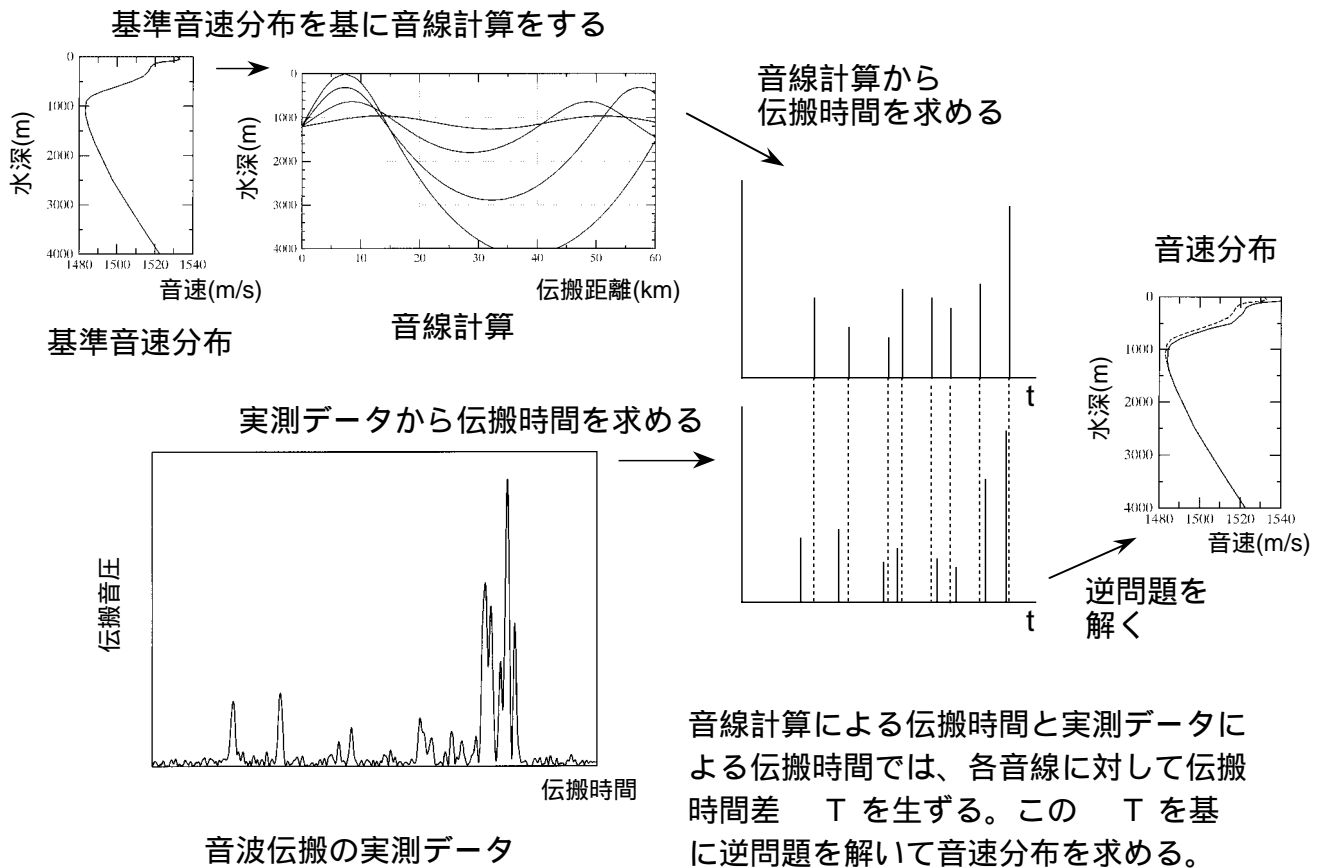


FIG1.2 Outline of the OAT data analysis

内の固有音線の特性を把握した後、送受波器を配置し長時間にわたり観測される多くのパルスの中から連続した固有音線列を見いだす音線同定が極めて重要な課題となる。

海洋科学技術センターが行った一連の音波伝搬実験のデータ解析の結果として、OAT観測を成功に導くためには、

予め計測海域の音速構造を正確に把握する

安定で分離のし易い固有音線を得るために適切な水深に観測装置を設置する

得られた受波パルスの中から有効なパルスを識別する

観測装置の距離変動を補正した後、それぞれのパルスの伝搬時間を高精度で計測する

という一連の技術の確立が重要であることが分かってきた。本論文では、～の課題に対する新たな解決法を提案し、実海域観測結果との比較によりそれらの提案が有効であることを示すことが目的である。

1.3 研究の概要

本研究における各章ごとの概要を以下に示す。

第2章「送受波器の最適設置深度の検討」においては、OAT計測装置の設置深度や設置距離の関係を把握する手法について論じる。

まず、OAT計測装置の音源や受波器の最適な設置深度を検討した。OATでは、船舶を用いて深度数千mの音速最小層近傍に音源を設置しなければならず、再設置作業は非常に困難なことから、予め音源の最適な設置深度を決定しておくことが重要であることを述べる。次に、実測した音速プロファイルを基に音線理論を用い、SOFAR層内の到達パルスについて、受波点に到達する深度、角度、伝搬時間及び伝搬損失を音源の深度をパラメータとして求める方法について明らかにする。その結果として、OAT観測において安定な到達パルスを分離するのに適した音源と受波装置の配置を伝搬距離との関係において求めることができることを述べる。また、音波伝搬実験データからこの計算方法の妥当性が検証される。

第3章「送受波器の海中位置計測の精度向上」では、OAT観測機器間の設置距離を正確に算出するために音響測位装置を改善するための提案を行う。

まず、OAT観測において潮流等の影響により刻々変動する送波・受波器間の距離を正確に決定しなければ観測精度が悪化することを論じる。次に距離計測のために利用される音響測位装置と音響トランスポンダーの最適設計を行うためのソナー方程式において信号対雑音比の決定が重要な要素となることを示す。また、海中の音波伝搬吸収減衰定数の正確な算定が不可欠であることを述べるとともに、それらの算定には、Schulkin & MarshやFrancois & Garrison等の実験式用いられていることを示す。そして、潜水調査船と母船との間で行った水深6500mまでの音波伝搬の実測データを検討し、いずれの実験式から予想される結果とは一致しないことを示す。更に、実測データを基にして様々なパラメータに合うようにFrancois & Garrisonの実験式の圧力と水温の補正項に新しい定数を導入した補正式を提案する。最後に、実際のOAT用の音響トランスポンダーを例に、提案した補正項と従来の式による音響出力の差異を検討し、

大幅な性能向上が図れる可能性を示す。

第4章「実海域実験による音速換算式の検討」では、OAT観測において、基準音場作成に影響をもたらす音速換算式の問題について言及する。

まず、音速が一般の海洋観測では深度（圧力）と水温の計測データを基に、実験室内で直接的に測定して得られた音速の公式に基づいて求められており、通常ChenとMilleroが発表した実験式が使われているが、伝搬実験において得られたパルスの伝搬時間データからChenとMilleroの式による予測が実測値とは異なることを示す。そして、その原因が深度（圧力）の影響であることを論じ、深海域を通過する音波については、ChenとMilleroの式ではなく、Del Grossoの発表した音速式を用いること有効であることを明らかにする。

第5章「海底地層を考慮した伝搬パルスの同定」では、Normal Mode法により海中を海面反射や海底反射及び海底下を伝搬してくるパルスの分離手法について論じる。

まず、SOFAR構造を持たない海域を対象に海底下の地層を加味した初期モデルを想定し、屈折現象を容易に表現するためにSticklerのモデルが有効であることを述べる。作成した初期モデルにより、海面反射や海底反射及び海底下を伝搬してくる伝搬パルスを分離手法について示す、そして、次に、地中海西部海域の実験データを基に、観測データが説明できるように地層モデルを修正し、海底下に堆積層の存在により、海底の反射波や堆積層の中を伝搬するパルスが観測データに数多く含まれていることを明らかにし、音線同定作業には海底下を伝搬するパルスも無視できないことを示す。

第6章「解析的手法による固有音線の算出」では、従来の手法に換えて解析的に固有音線を算出する新しい音線理論が提案される。

まず、今後のOAT観測の更なる広域化に対応し固有音線の同定作業を効率よく正確に行うために、従来の音線理論（shooting法）では問題があることが述べられ、新たな理論として解析的に固有音線を求める方式が提案される。次にこの方式が音速プロ

ファイルをSOFAR軸を中心に上部と下部で音速が等しくなる点で区切り，SOFAR軸と音源及び受波器深度との関係において伝搬経路を解析的に求めるものであることが述べられる。そして，この手法を用いることにより，各々の音線の伝搬経路音線の様々な特性を解析的に算出することが可能となるため，計算時間の大幅な短縮が図れ，OATの観測結果と比較から従来の音線理論では困難であった受波レベルの算出もSOFAR軸近辺を除けば，正確に行えることを論じる。次いで，軸近辺を放物線関数で近似する手法が提案され，この手法により，SOFAR軸近辺を伝搬する音線の形態をより正しく表現できるようになることが述べられ，軸近辺の音速変動は，OAT観測の結果に大きな影響を及ぼすことを示す。

第7章「結論」では本研究で得られた成果について要約し，今後の研究課題について述べる。

文 献

- 1.1) W.H.Munk and C.A.Wunsch, "Ocean acoustic tomography : A scheme for large scale monitoring", Deep-Sea Res., 123-161(1979).
- 1.2) R.C.Spindel and P.F.Worcester, "Ocean acoustic tomography programs : Accomplishments and plans", Proc. of OCEANS '90(1990).
- 1.3) J.L.Spiesberger, R.C.Spindel, and K.Metdger, "Stability and identification of ocean acoustic multipaths", JASA.67, 2011-2017(1980).
- 1.4) R.C.Spindel and J.L.Spiesberger, "Mulitipath variability due to the Gulf Stream", JASA,.69, 982-988(1981).
- 1.5) P.F.Worcester, R.C.Spindel, and B.M.Howe, "Reciprocal Acoustic Transmissions : Instrumentation for Mesoscale Monitoring of Ocean Currents", IEEE J.Ocean Eng., OE-10, 123-137(1985).
- 1.6) B.M.Howe, P.F.Worecester, and R.C.Spindel, "Ocean Acoustic Tomography : Mesoscale Velocity", J.Geophys.Res., 92, 3785-3805(1987).
- 1.7) 土出昌一，" トモグラフィ部会報告書"，海洋音響学会 (1986).

- 1.8) 蜂尾弘之，大槻茂雄，奥島基良：”相模湾における多経路伝搬音波の伝搬損失と変動の評価”，海洋音響学会 17，29-36(1990).
- 1.9) 佐伯理郎：”海洋音響断層システム開発のための送・受信装置の実海域実験”，海洋調査技術 1，45-55(1989).
- 1.10) 中埜岩男，中西俊之，緑川弘毅，土屋利雄，網谷泰孝，越智 寛，許 正憲，米山邦夫，早川向海，高橋秀幸，島津俊介，星清一郎，江本博俊：”247km 音波伝搬試験と海洋音響トモグラフィ解析法による水温分布推定の試み”，海洋科学技術センター試験研究報告 31，37-48（1995）

第2章 送受波器の最適設置深度の検討

2.1 緒言と概要

従来、主に行なわれている海洋音響トモグラフィでは、観測海域の周辺のSOFAR軸に近い深度に音源と受波装置を配置し、それらの間を音波が伝搬する時間を正確に観測することが基本となっている。固定された送波器と受波器間を結ぶ音線、即ち固有音線は送受波器の位置によって異なるが一般に多数存在する。伝搬経路が異なる多数の固有音線の伝搬時間を精密に計測した後、更にそのデータから逆問題解法により音速構造を決定し、更に海洋の流速や水温分布などの構造を明かにするものである。従って、SOFARチャンネル内の固有音線の特徴をあらかじめ把握することが極めて重要な問題となる。

一般に固有音線は海域の音速構造、送受波装置の深度とそれらの距離との関係によって決定されることが知られており^{2.1),2.2),2.3),2.4),2.5),2.6),2.7),2.8),2.9),2.10)}、観測海域と送受波器間距離が決められた後は、音源や受信機を正確な深度に設置・係留することが観測精度の向上のための重要な要素となる。このため、深海域では数キロに達する長大な係留系により、特定の深度に装置を設置する作業が必要であり、係留後に適正な固有音線が得られないことが判明しても、その後に深度を変更することは極めて困難な作業となる。従って、作業前に音源や受信装置の深度を正確に決定することが不可欠であるが、実験的な検討はなされていない。またこのような海洋音響トモグラフィ装置の設定を目的とした研究も見当たらない。

そこで我々は海洋音響トモグラフィ装置の効率的設置を図るため、SOFAR内伝搬の理論解析を行ない固有音線の特徴解析を行なった。即ち、低緯度と中緯度の代表的調査海域を選び、それらの海域で実測した音速プロファイルを基にSOFARチャンネル内の音線が、受波点に到達したときの深度、角度、伝搬時間及び伝搬損失を、音源深度をパラメータとして計算によって求めた。その結果として、安定な固有音線を得るために必要な音源深度とSOFAR軸との関係を明らかにした。また、実海域での長距離音波伝搬実験^{2.11)}により観測された固有音線データを用い、シミュレーション結果との比較を試み、本シミュレーションの妥当性を検証した。

2.2 音線理論による解析

2.2.1 層分割法による音線理論

海中の音速は温度と塩分及び深度（圧力）との関数であり，これらの変数から音速を算出する多くの実験式が提案されている。また最近では潜水調査船に装備された音速計で深海までの音速を直接計測することが可能になった。潜水調査船による実測値を基に作成した中緯度付近の水温，塩分及び音速プロファイルの一例をFIG.4.1に示す。この図のように，音速は塩分の寄与が比較的小さいことから海面からある深度までは水温の低下により深度と共に減少する。しかし，水温がほぼ一定になる1000m以深では圧力の効果によって逆に深度と共に音速が増加し，いわゆるSOFARチャンネルが形成される。このときの音速最小深度がSOFARチャンネル軸であり，この図では1000m付近に存在する。

音線理論を用いたSOFAR内音波伝搬の研究は古くから行なわれており，それらの多くはSOFAR内の音速分布を双曲線余弦関数や屈折率の二乗が放物線になる関数^{2,13)}等に近似している。これらはSOFAR軸近傍の伝搬を解析するには適しているが，SOFAR軸から離れた海面や海底近傍においては必ずしも良い近似は得られない。そこで，ここではSOFAR軸から離れた部分にも適用できるように，海面から海底までの音速プロ

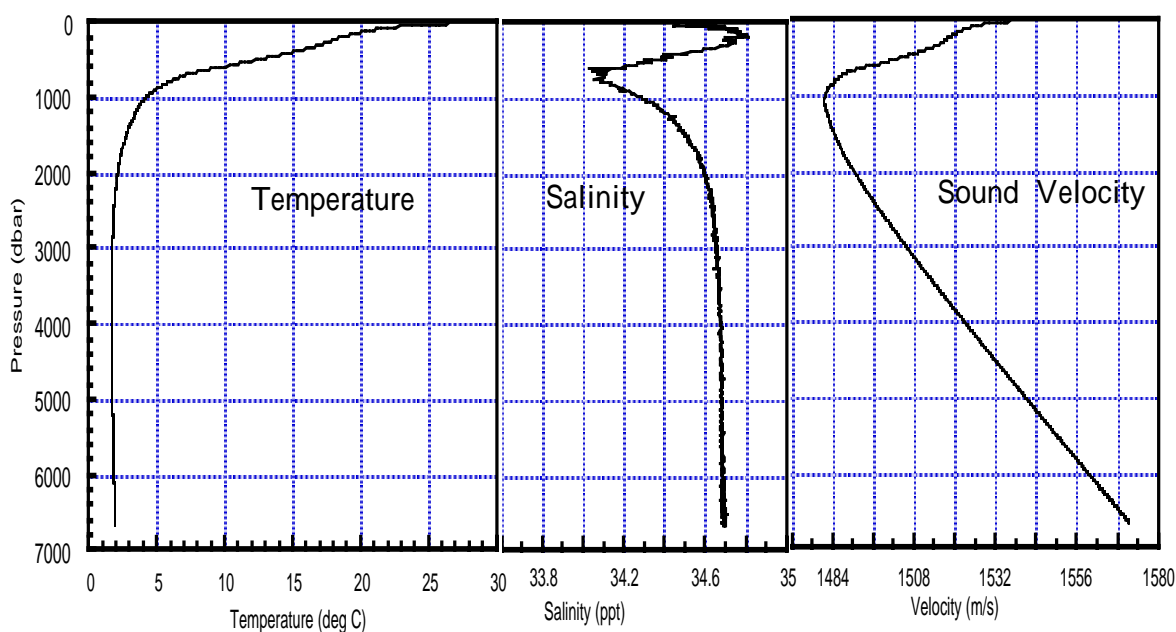


FIG.2.1 Typical data of Pressure vs. Temperature, Salinity and Sound Velocity Profile in Ryukyu Trench (24.17N,127.36E) on June 1992

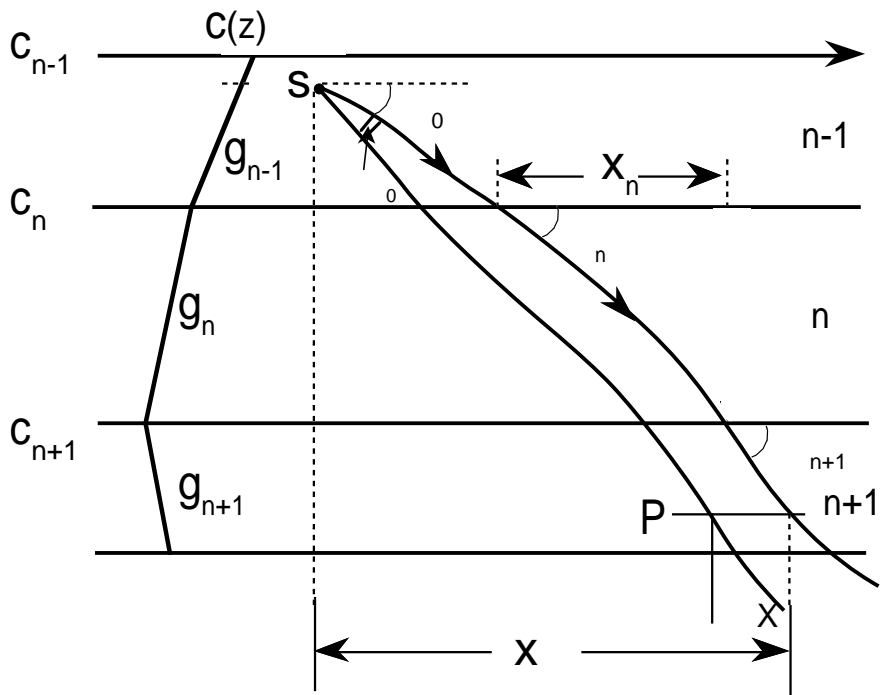


FIG.2.2 Schematic of sound ray path in SOFAR channel

ファイルを，音速勾配が直線で近似できる多層に分割する方法を用いる。

FIG.2.2に示すように，音速プロファイルを深さ方向に分割した n 番目の層内の音線について考える。各層内の音速は水平方向には変化しないものと仮定すると，音速勾配 g_n が一定な層内の音線の軌跡は円弧となるから， n 層を通過する音線の水平伝搬距離 x_n は次式で表される^{2.13}。

$$x_n = R_n(\sin \theta_{n+1} - \sin \theta_n) \quad \dots\dots\dots (2.1)$$

$$R_n = -\frac{c_n}{g_n}$$

ここで θ_n ， θ_{n+1} は n 層に対する音線の入射角と出射角， R_n はその音線の曲率半径， c_n は n 層上端の音速である。

ここで図に示すように音源 S を $n-1$ 層内におき，その音源の深度の音速を c_0 ，音源からの放射角を θ_0 とすると， n 層への入射角 θ_n はスネルの法則により求められる。

$$\theta_n = \cos^{-1} \left\{ \frac{c_n}{c_0} \cos \theta_0 \right\} \quad \dots\dots\dots (2.2)$$

同様に θ_{n+1} も求められるから，水平伝搬距離 x_n は(2.1)式により容易に求められる。

次に θ_{n+1} を入射角として $n+1$ 層内に(4.1)式を適用するとその水平伝搬距離 x_{n+1} が求められる。これを順次繰り返すことにより音線経路が描ける。

一方， n 層内を伝搬する音線の伝搬時間 t_n は，音速勾配が一定であるから次式によって得られる。

$$t_n = \int_0^S \frac{dS}{c(z)} = \frac{1}{g_n} \log \frac{\cos \theta_n (1 - \sin \theta_{n+1})}{\cos \theta_{n+1} (1 - \sin \theta_n)} \quad \dots\dots\dots (2.3)$$

ここで S は音線に沿った距離である。音線の経路は音波の伝搬経路を示すと共に音波のエネルギーの伝搬方向をも示している。従って，2本の音線間に含まれる音波のエネルギーは吸収損失を無視すると伝搬距離にかかわらず一定であるから，水平距離 x の点の音の強さ I は次式で表される。

$$I = \frac{I_0 \cos \theta_0}{x \sin \theta \left(\frac{\partial x}{\partial \theta_0} \right)} \quad \dots\dots\dots (2.4)$$

ここで I_0 は音源から単位距離における音の強さ， θ_0 は水平伝搬距離 x に於ける音線の角度である。音源から放射される音線の角度間隔 $\Delta\theta_0$ と，これら2本の音線間の観測点 P に於ける水平距離 x とを求めると(2.4)式から伝搬損失 $10 \log (I_0 / P)$ が求められる。

2.2.2 計算に用いる音速プロファイル

計算に用いる音速プロファイルとして，低緯度と中緯度の代表的な音速プロファイルを用いる。潜水調査船により実測した音速プロファイルをFIG.2.3.に示す。FIG.2.3.(a)図は1992年7月に東経135度45分，北緯32度45分で，FIG.2.3.(b)図は1993年7月に東経132度18分，北緯10度6分で計測した結果である。これらの音速プロファイルをSO-

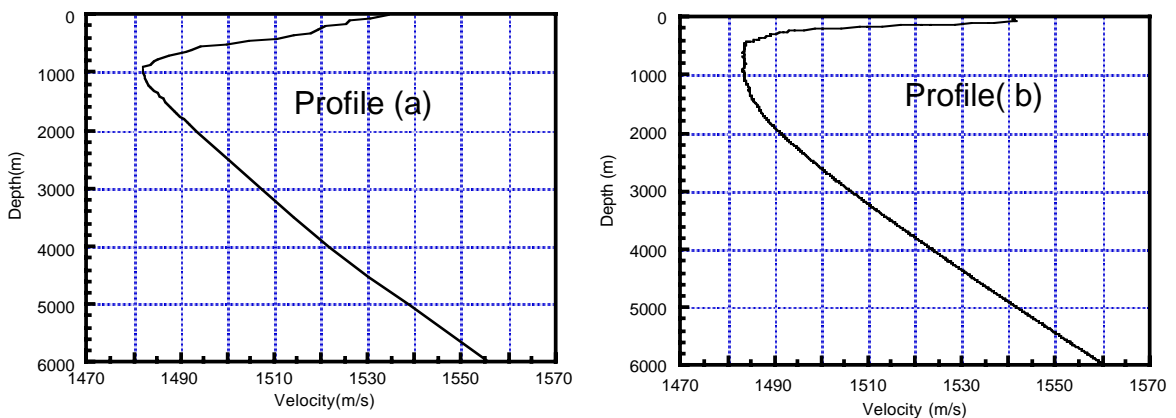


FIG.2.3 Sound velocity profiles for simulation.
Profile(a) 135.45N,32.45E , Profile (b) 132.18N,10.06E

FAR軸の上部と下部を共に音速勾配が一定な約20層に分割して計算を行った。

2.3. 音源深度と放射角度の関係

2.3.1. サイクル特性

SOFAR伝搬の基本的特性は音源がSOFAR軸上におかれた場合の特性である。軸上から放射された音線の経路の模式図をFIG.2.4(a)に示す。軸上から上向き (+ θ_0) に放射された音線は、屈折して軸上に戻り、次に下向きに進行するが再び屈折して軸上に戻り、更に上方と下方で屈折を繰り返しながら伝搬する。従って、その伝搬特性は上方と下方を1回のみ伝搬した、いわゆるサイクル特性によって決まる。

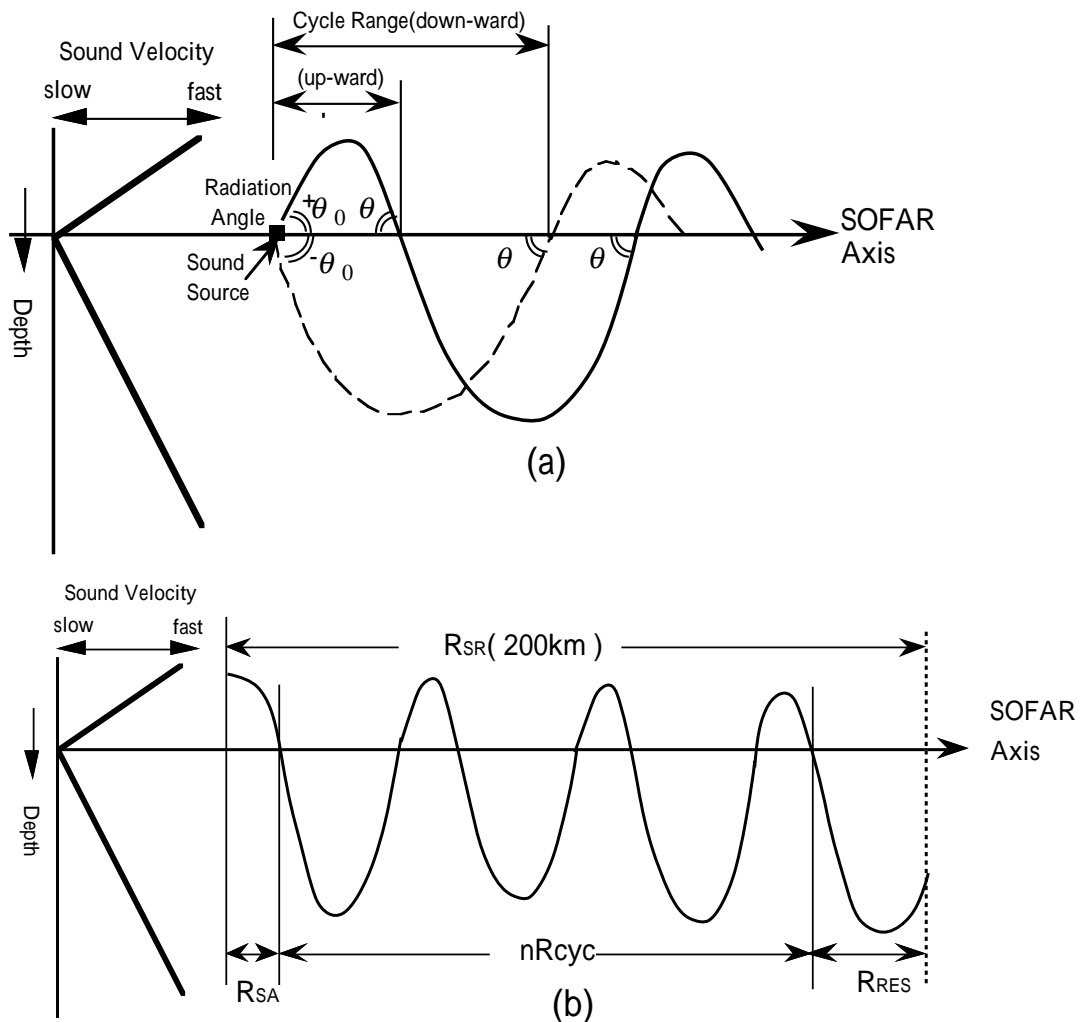


FIG.2.4 Schematic of sound ray path in SOFAR layer.

(a) Explanation of 1 cycle range in SOFAR layer

(b) Explanation of remnant range in SOFAR layer

軸と交差する角度はスネルの法則により全て等しいが軸の上部の音速勾配は下部のそれより大きいために、上部伝搬経路は下部伝搬経路に比べて短くなる。放射角に対する1サイクル距離をその上部伝搬距離と下部伝搬距離とに分けて求めた結果をFIG.2.5に実線で示す。グラフの不連続的変化は、互いに接する2層の音速勾配が大きく異なる場合、その境界に接するように入射した音線は、僅かな角度変化により大きく変化するためである。上部伝搬距離は、音速プロファイルFIG.2.3 (a)では放射角4°から10°

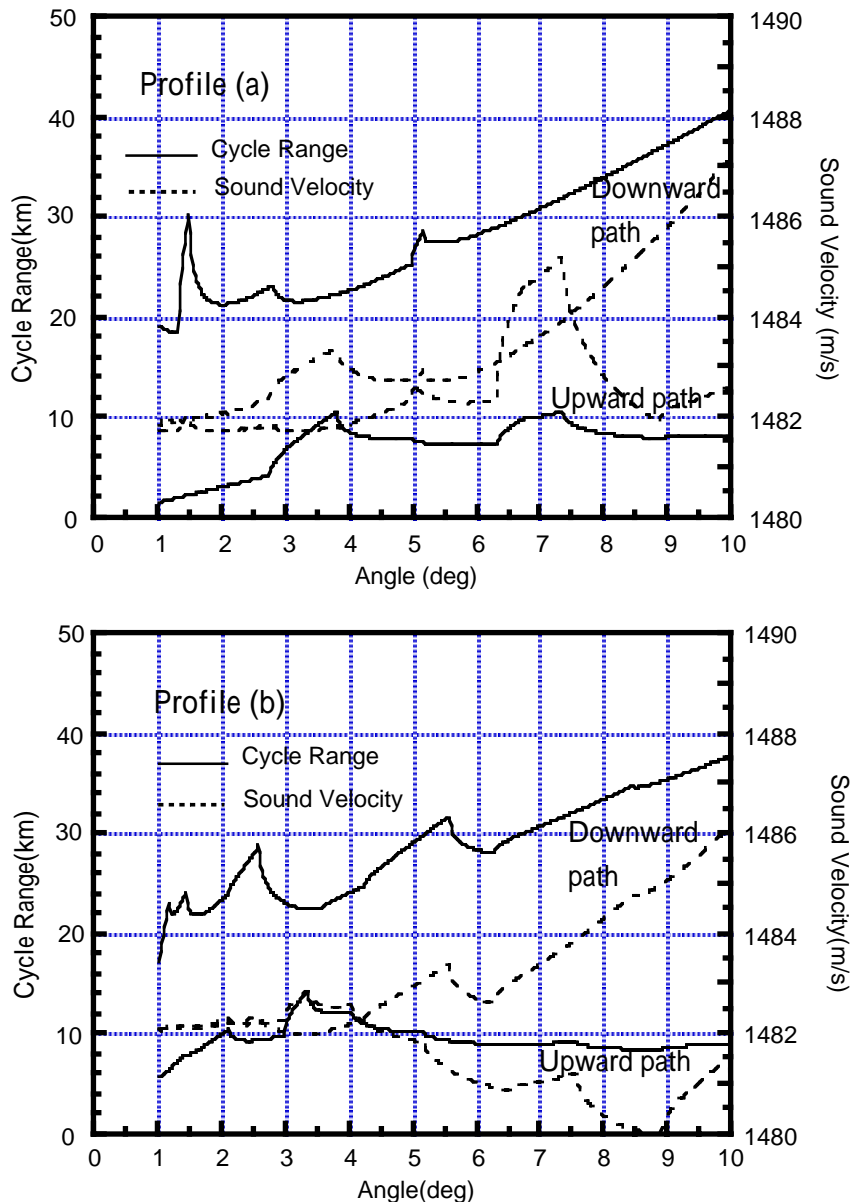


FIG 2.5 Relation between 1cycle range and sound velocity with radiation angle in profile (a) and profile FIG.2.3 (b).

°までの音線の伝搬距離は約8kmでほぼ一定である。また、音速プロファイルFIG.2.3 (b)では12kmから8kmまで放射角の上昇とは逆に減少することが分かる。一方、下部伝搬距離は音速プロファイルFIG.2.3(a), (b)いずれの場合も放射角と共に単調に増加する。また、伝搬時間特性も重要な特性の一つであるが、放射角に対する1サイクル距離の伝搬時間変化は、FIG.2.5 にほぼ類似した上昇、下降傾向を示すので簡略化のため省略する。

伝搬距離と伝搬時間から平均伝搬速度を求めた結果をFIG.2.5に破線で示す。一般

に、SOFAR音線の水平方向伝搬速度は放射角と共に増大することが知られている。^{2.14)}ところが、音速プロファイルa)では放射角の増加と共に減少する傾向に、3m/s程度の大きな変動が加わっている。また、プロファイルb)では放射角3度から9度まではほぼ一様の割合で、3m/s程度減少する。一方、下部伝搬経路の平均音速は単調に増加する。そして下部距離と上部距離の和である1サイクルの平均音速は、下部距離が上部距離より大きいと単調に増加する。上部経路と下部経路の伝搬特性が逆であることはトモグラフィ解析に重要な事項と考えられる。

次に、音源深度が軸から離れた場合を考える。軸より上又は下に置かれた音源から放射された音線は屈折して必ず軸と交差する。この交差角は(2.2)式の c_n を c_{min} （軸上の音速）と置き換えることによって求められる。この式から明らかなように音源が軸より離れた場合は交差角は音源の放射角より大きくなるのが分かる。この交差角が決まればその後の伝搬経路は上記の場合と同じに扱える。しかし、放射角の正負によって交差角は変わらないが、交差点までの距離が異なるため、その後の経路は水平方向に平行移動したものとなる。

2.3.2 放射角と到達深度

OATの観測では、一般に音源と受波器の位置は固定される。従って、音源から放射された音線で受波器に到達する音線、いわゆる固有音線の数は限られている。しかしここではOAT計測等に適した固有音線を算出するため、音源深度と送受波器間の距離は一定とするが、受波器の深度は可変とする。

また、ここでは海水の音速は深さ方向のみに変化し、水平方向には変化しないものと仮定しているので送受波器間の伝搬経路は前節で述べたサイクル距離の繰り返しである。ここでサイクル残差距離 R_{RES} を以下のように定義する。（FIG.2.4 (b)）

$$R_{RES} = R_{SR} - R_{SA} - n \cdot R_{CYC} \quad \dots\dots\dots (2.5)$$

(2.5)式で R_{SR} は送受波器間距離、 R_{SA} は送波器と交差点間距離、 R_{CYC} はサイクル距離、 n はサイクル残差距離が負にならない最大整数である。受波点における音線の到達深度はサイクル残差距離とFIG.2.4(a)に示したようなサイクル特性とから容易に求められる。

FIG.2.3(a)の音速プロファイルを用いて、音源深度を700mから1100mまで100m間隔

にとり，音源から $-10^{\circ} \sim +10^{\circ}$ の範囲で 0.02° 間隔で音線を放射させ，その音線が様々な放射角に対し，200km離れた受波点に到達した時の音線の深度を計算した結果を FIG.2.6 に示す。曲線(a)，(b)，(c)，(d)，(e)及び(f)は，それぞれ音源深度が700，800，900（軸上），1000，1100，1200mの場合である。

FIG.2.6 (c)のように音源が軸上にある場合，放射角を上下ともに増加させると，ある深度において音線が到達する深度，即ち到達深度はいずれの場合も，軸の深度を中心に上下振動し，その振動幅と周期は角度の増加と共に大きくなるのが分かる。

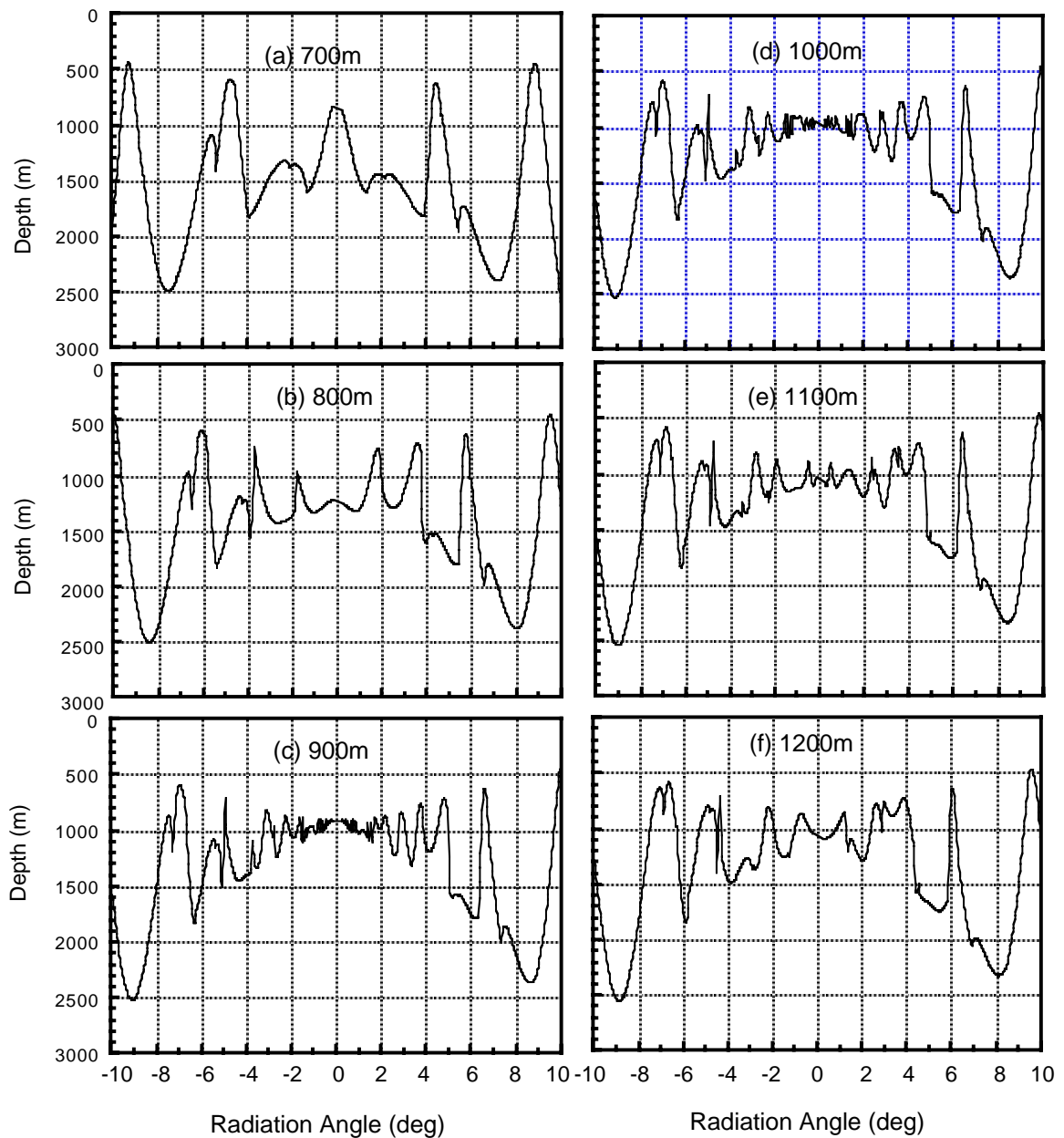


FIG.2.6 Radiation angle at sound source vs. reaching depth of proper sound ray at propagation distance 200km in profile FIG.2.3.(a).

放射角が正の場合は，振動のピークはサイクル残差距離がサイクル上部距離の1/2に等しいときに生じる。このピーク点の深度は，スネルの法則から $c_{\text{vert}} = c_0 / \cos \theta_0$ で与えられる音線が転換する点の音速 (c_{vert}) に対応する深度である。この深度は，音速プロファイルから読み取れる。従って，放射角が増加するとピークの深度が減少する。また，放射角の増加に伴いサイクル距離の上部距離が増加するので，ピーク間の距離が増加する。このピークになる放射角は，FIG.2.6 (a),(b)のように音源深度が軸より上の場合は，その深度によって変化するが，(d)，(e)，(f)のように軸より下の場合はあまり変化しない。さらに，送波器深度が軸より離れると，放射された音線が軸と交差する角度が増加するので交差角が小さい音線の寄与がなくなり，ピークの数も減少する。

一方，放射角が負の場合の振動のピークは，サイクル残差距離がサイクル距離の下部距離の1/2に等しいときに生じる。ピーク点の深度は，正の放射角の場合と同様に放射角が増加すると減少する。しかし，ピークになる放射角は，音源が軸の上か下で残差距離が大きく異なるため，放射角が負の場合，放射角が正の場合に比べて，かなり違った値になる。

固有音線は受波器の深度を示す水平直線とFIG.2.6やFIG.2.7のように，音源の放射角度とある距離における音線の到達深度の関係により表される曲線との交点から求められる。従って，音源深度が軸上にある場合は，受波器深度をかなり小さく取らないかぎり固有音線が多くなりそれらの区別が困難になる。受波器深度を軸より上にとると，固有音線の数も急激に減少するが，音源深度を軸より下にとった場合，FIG.2.6 (d)，(e)から明らかかなように音源深度の影響は緩やかである。

音速プロファイル(b)に対してもFIG.2.7のように同様な結果が得られるが，プロファイル(a)の場合に比べると音源が軸より上にあった場合と下にあった場合の差が少ない。これはSOFAR軸の近傍の音速勾配が上下ともに小さいことによるものと考えられる。

OAT観測ではSOFAR軸付近のみを伝搬する音線は，伝搬深度が限定されあまり有用ではないため，放射角の大きい音線だけを観測することを考えれば良い。したがって，受波器の深度を1400m程度とすれば，音源深度1000～1200mまではほぼ同様の固有音線が得られる。このことは長大な係留系の作業時の深度誤差の発生や海流や潮流の影響による深度変化を考慮すると，SOFAR軸より多少下部に音源を係留する方が実用

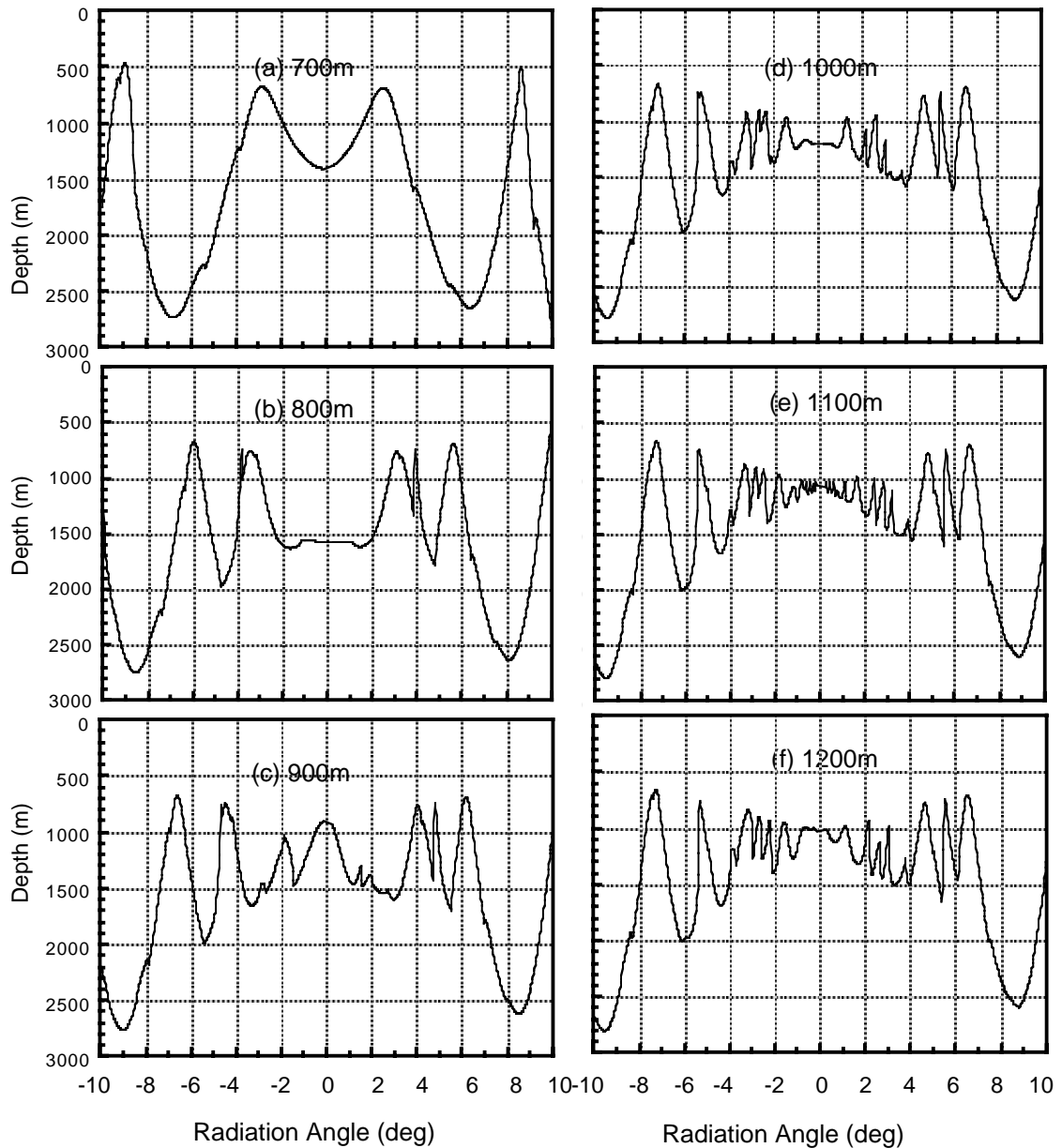


FIG.2.7 Radiation angle at sound source vs. reaching depth of proper sound ray at propagation distance 200km in profile FIG.2.3 (b)

上は有利であるといえる。

2.4 音源深度と伝搬時間の関係

放射角に対する到達伝搬時間を計算した結果をFIG.2.8.に示す。放射角が小さい、いわゆる軸近傍を通る音波の伝搬時間が最も大きく、放射角が正負いずれかの方向に増加しても放射角の増加に伴い伝搬時間が小さくなるのがわかるが、その差は伝搬距離200kmで0.5秒以内である。FIG.2.8(a)のようにSOFAR 軸より上部に音源を設置した

場合は、SOFAR軸近傍を伝搬してくる134.95秒付近の遅い音線群が到来してこないことが分かる。しかし、SOFAR軸より下部の(b),(c),(d)ではその特性に大きな変化はないように見えるが、放射角が $\pm 2^\circ$ の範囲を詳細に見ると、SOFAR軸付近の(b),(c)では、伝搬時間がほとんど変化していない。この範囲はFIG.2.7(b)から明らかなように到達音線が多数存在する領域である。しかし、到達音線の時間差が小さいため、音線群の中から検出できる有効な固有音線数が少なくなることを意味しており、OAT観測では不利な条件になる。一方FIG.2.8(d)では、伝搬時間が比較的緩やかに変化しており、検出できる固有音線数の増加が期待できる。

次に、音線の伝搬時間とその到達深度との関係をFIG.2.9に示す。音源深度が軸上及びそれより下部の場合は、伝搬時間が134.9~135.0 sの狭い時間内に多数の音線が到達する。これは主に放射角の比較的小さい音線の伝搬に対応している。これらより速く到達する音線は放射角の大きな音線である。これらが2つに分離しているのは、音速プロファイルが軸に対して深度方向に对称ではなく、軸の上部の音速勾配が下部のそれより大きいため生じる。即ち、軸より下方でその時間差が大きく、音源深度が軸より上方になるほど軸上を伝搬してくる音線が減少し、放射角の大きい音線だけが観測されるようになる。また、これらの2つの線が交差する点は、伝搬時間が同じであるため、このような深度に受波器を設置す

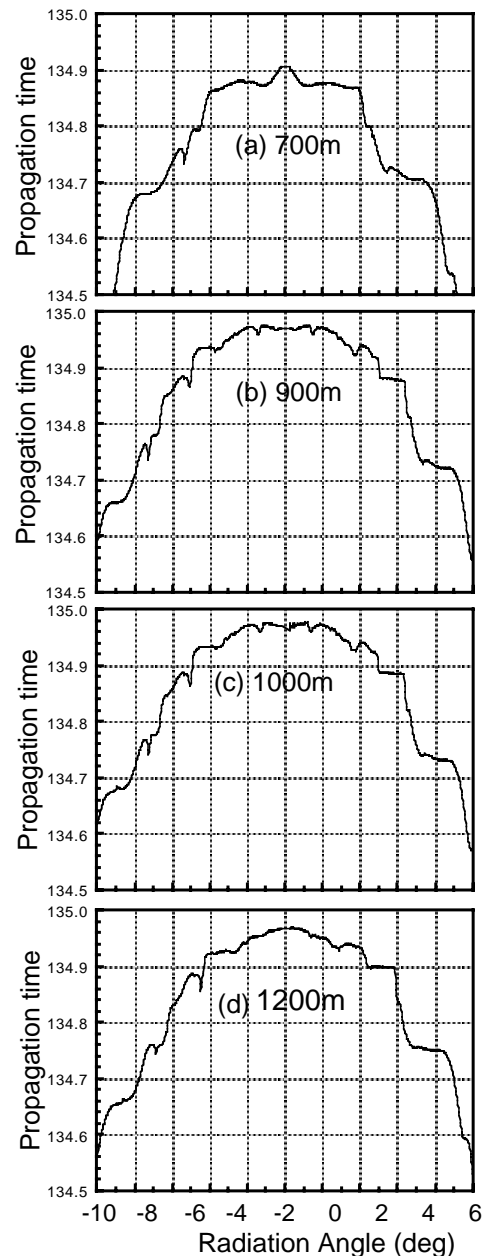


FIG.2.8 Relation between Radiation angle at sound source and propagation time at 200km distance in profile FIG.2.3 (a)

ると、2本の音線の時間差が生じないため、有効分離が困難となる。通常、OATの観測システムでは、音線の分離能力は、数ms~10msとされており、このことから、この2本の時間差が大きい方がより多くの音線が検出できることになる。その観点から考えれば、FIG.2.9(d)において受波器の深度を適当に選べば良い結果が得られることが分かる。このような結果からもSOFAR軸より多少（100~300m程度）下部に音源を係留する方が有利となると言える。

2.5 放射角と伝搬損失

放射角に対する伝搬損失の関係をFIG.2.10に示した。この図から、SOFAR軸付近に音源を配置した(b),(c)では、伝搬損失が急激に変化する箇所が多く存在する。音線理論による伝搬損失の算出は2つの隣接する音線間の間隔によって決まり、2つの音線が交差する点では音の強さが無限大になる。しかし実際には交差点では回折損失が生じる。FIG.2.5において、上部伝搬距離は放射角が増加してもそれほど変化していないことから、この間で音線が交差していることが分かる。下部経路では顕著な交差は見られないので伝搬距離200kmが4~10サイクル距離に当たるから交差回数も同等に生じている。このため、図中の線状の伝搬損失減少部は、(2.4)式の $\partial x/\partial \theta_0$ が無限大になるため生じるもので、ここでは固有音線の形成が不安定にな

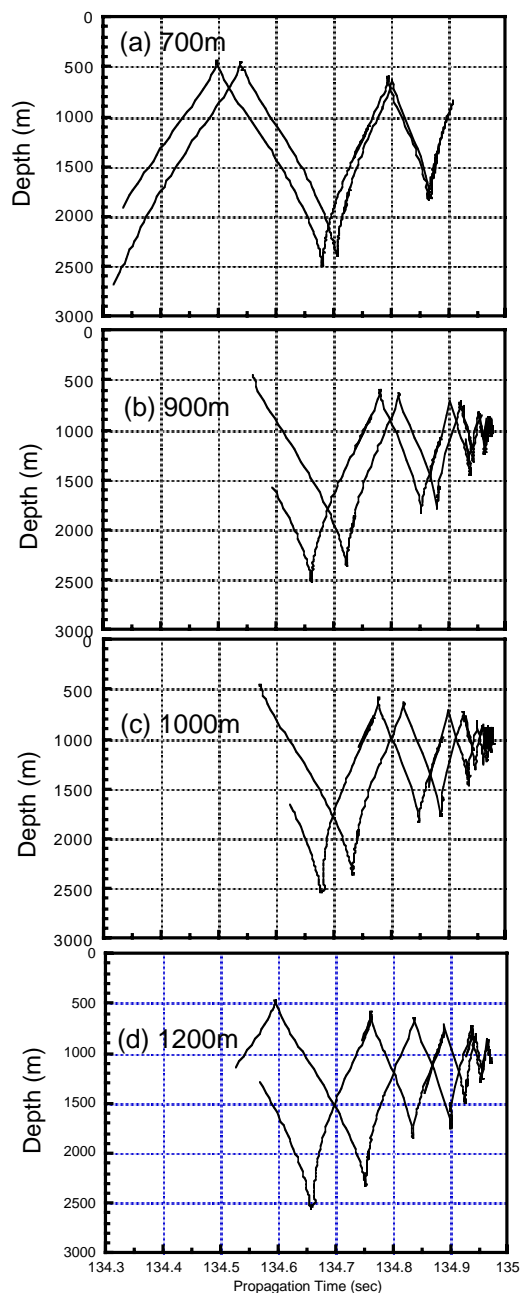


FIG.2.9 Propagation time vs. reached depth of eigen ray at propagation distance 200km in profile FIG.2.3 (a)

るか、または生じないと考えられる。したがって、伝搬損失90dB付近に変化の比較的緩やかな箇所が多い(a)や(d)の方が、より多くの固有音線が形成される可能性のあることが分かる。

以上の結果からも、OAT観測においては、音源をSOFAR軸より多少下部に係留する方がより有利であることが言える。

2.6 観測結果との比較

2.6.1 400HzOAT 観測装置の概要

FIG.2.11 に実験に使用した 400HzOAT 観測装置の構成図を示す。この図のように観測装置は、400HzOATトランシーバとそれを海中に係留し、観測終了後に回収するための装置に大別される。OATトランシーバはWebb社(Webb Research Corporation)製であり、伝搬距離は約400kmとされ、市販されている装置としては、唯一のものである。なお、入手後、運用方法などを検討するために海域実験も実施した。^{2.8}

この図のようにシステムは、大きく分けて海中に係留されるトランシーバと、水上でのトランシーバ調整用機器とで構成されている。トランシーバはFIG.2.12(b)に示すように、一対の400Hz共鳴管型送波器、アレイ型の受波器(音響測位器用の送受波器も内蔵)及び耐圧容器に納められた電子機器と電池とで構成されている。電子機器としては、コントローラ・受信器・送信器・クロック

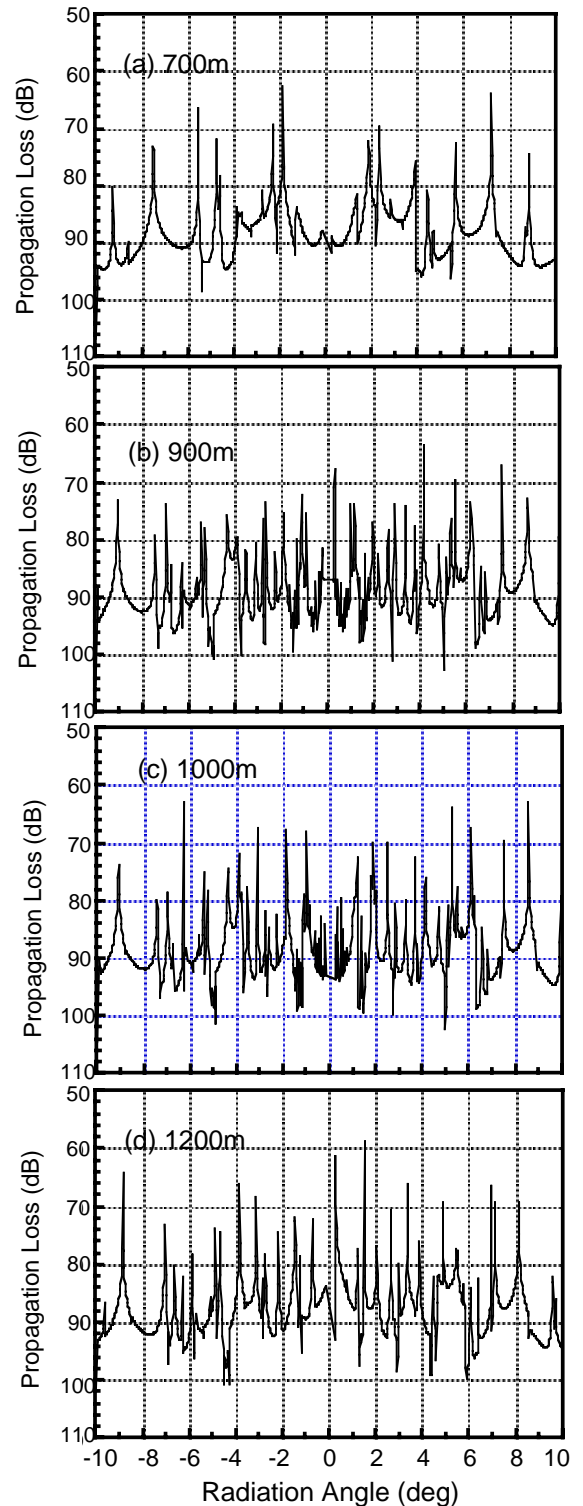


FIG.2.10 Relation between radiation angle and propagation loss at 200km distance in profile FIG.2.3(a).

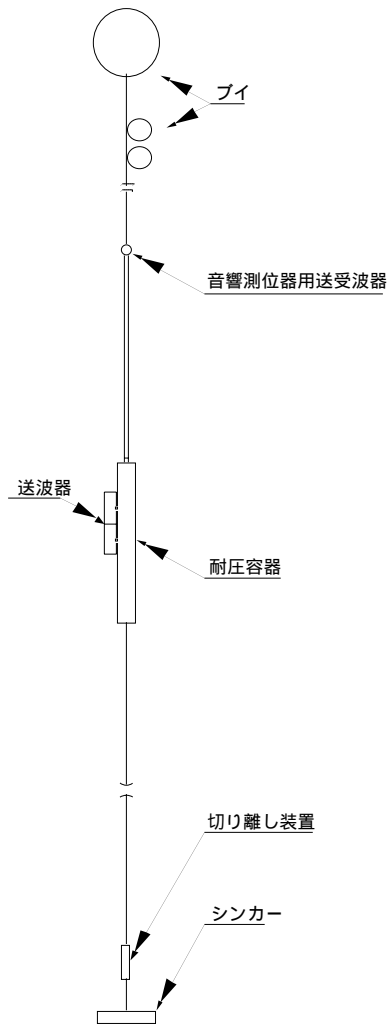
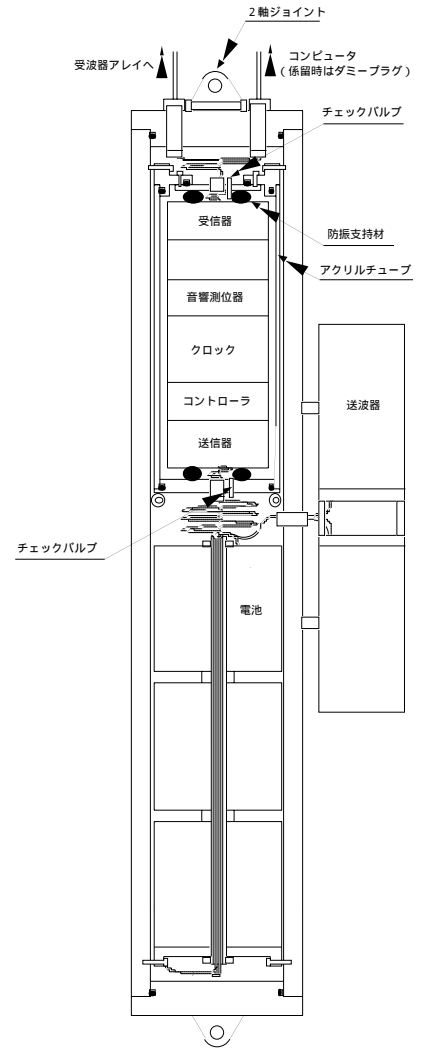


FIG.2.11 Construction of mooring system for 400Hz OAT transceiver



(a) Appearance



(b) Inside structure in the pressure hull

FIG.2.12 400Hz OAT transceiver.

ク及び音響測位器があり、これらはほとんどデジタル化され、それぞれマイクロプロセッサ制御になっている。そしてコントローラは、外部から入力される作動スケジュール及びクロックが生成する基準時刻に基づいて、通信回線へコマンドを流すことによって他の機器を制御している。

2.6.2 海域実験

今回観測データを取得した海域をFIG.2.13に示す。この図に示したミンダナオ島沖は、筆者らが400Hzトランシーバー3台をSOFAR軸付近に図のように三角形になるように設置・係留し、1991年から1992年にかけての約半年間にわたってデータを取得した海域である^{2,11)}。なお、ここで利用したデータは、装置の回収後に解析されたA-C間の

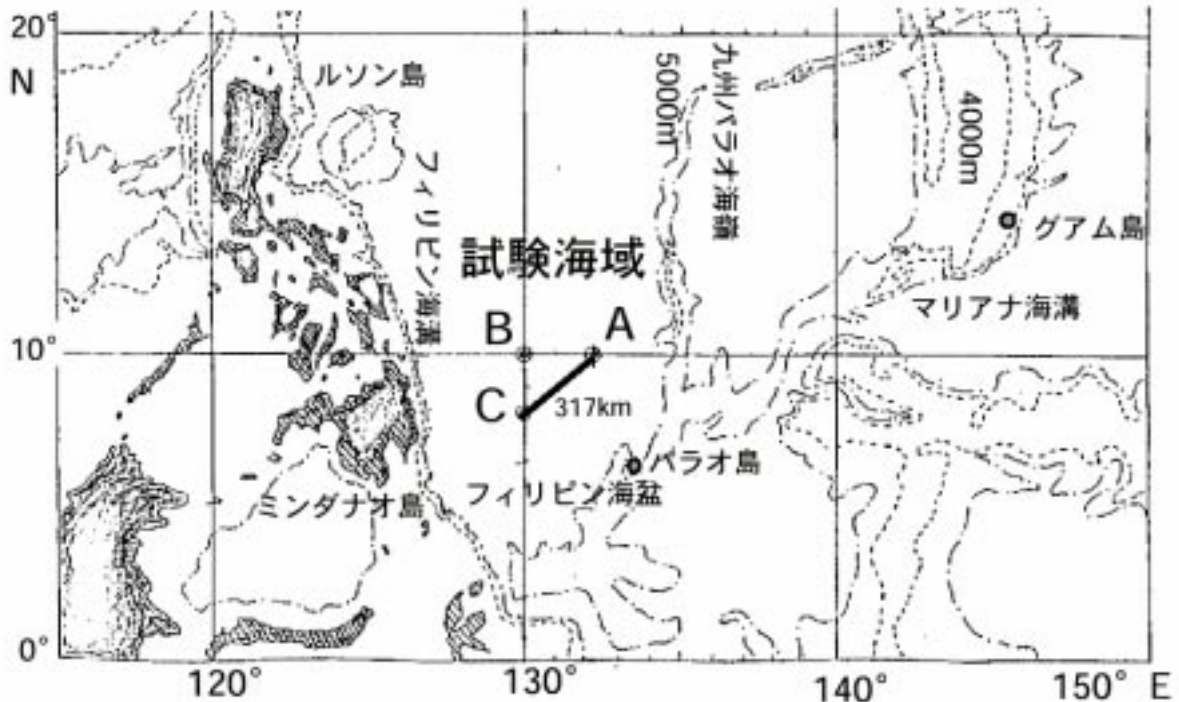


FIG.2.13 Experiment area of the Ocean acoustic tomography

伝搬経路のものであり，送受信周波数400Hz，伝搬距離317.2km，音源の設置深度は1163mである。FIG.2.14 にシミュレーションに使った伝搬経路の中心付近の音速プロファイルを示し，FIG.2.15にそのとき受信された信号の処理結果の一例を示す。

2.6.3 観測結果との比較

シミュレーション結果と実海域の観測データとの比較をFIG.2.16に示す。FIG.2.16のうち(a)は，音源の放射角に対する音線の到達深度を示しており，(b)は，放射角に対する伝搬損失を示している。(c)では，放射角に対する音線の伝搬時間を，(d)では，伝搬時間に対する音線の到達深度特性を示している。

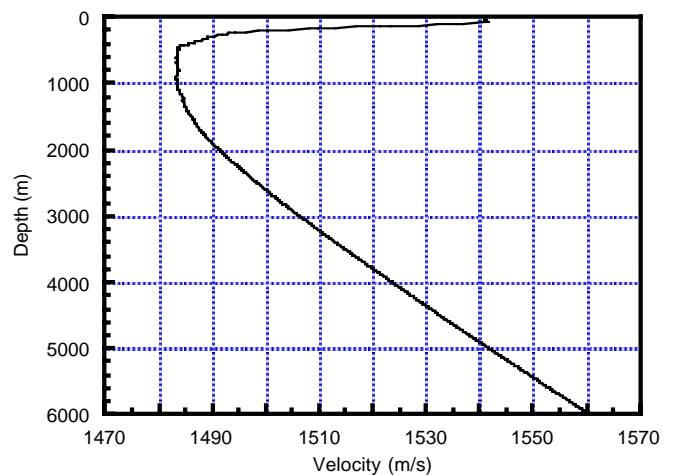


FIG.2.14 Sound velocity profile at experiment area

なお，FIG.2.16 中での 印は，

FIG.2.15に示したOAT実験時に得られた観測データを連続的に観察し，雑音と明らかに異なると判断された音線の位置を示している。FIG.2.16(a)のように受波器深度1486m

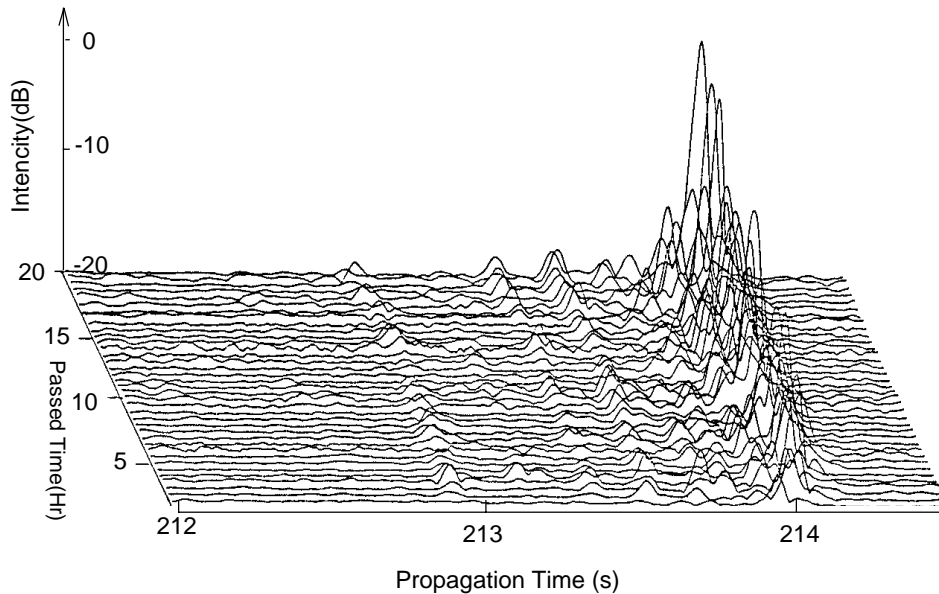


FIG.2.15 Example of observed eigen ray data at the OAT experiment.

の水平線と交差する点が到達音線の深度であるから，15本程度の音線が観測されるはずである。しかし放射角 -3.8° と $+6.2^\circ$ では観測されていない。これらの点は到達音線深度が極値を取るところに相当する。極値をとる点は(2.4)式の x が無限大になるために，伝搬損失が急激に減少するよう見えるが，実際にはこのような箇所では，音線理論の適用が困難であり，有効な固有音線にはなり難いことが分かる。

また，FIG.2.16(c)，(d)では伝搬経路全域にわたって一定の音速プロファイルを持つと仮定したために，伝搬時間の小さい音線群において僅かな伝搬時間の違いが見られる。これは，深海域を長く伝搬し，受信点に早く到達する音線群が音速の変化を大きく受けるためであると考えられる。しかし，その時間差は小さいことから，観測結果は，概ねシミュレーション結果の妥当性を裏付けていると言える。

2.7 まとめ

海洋音響トモグラフィ装置の効率的設置を図るため，音線理論を用いてSOFARチャンネル内音波伝搬を解析し，到達音線深度，伝搬時間及び伝搬損失を求め，トモグラフィ解析に適した音源深度と受波器深度を求めた。それらの結果を実海域における計測結果と対比し，以下の結論を得た。

- (1) 上部経路の平均音速は放射角と共に減少する。

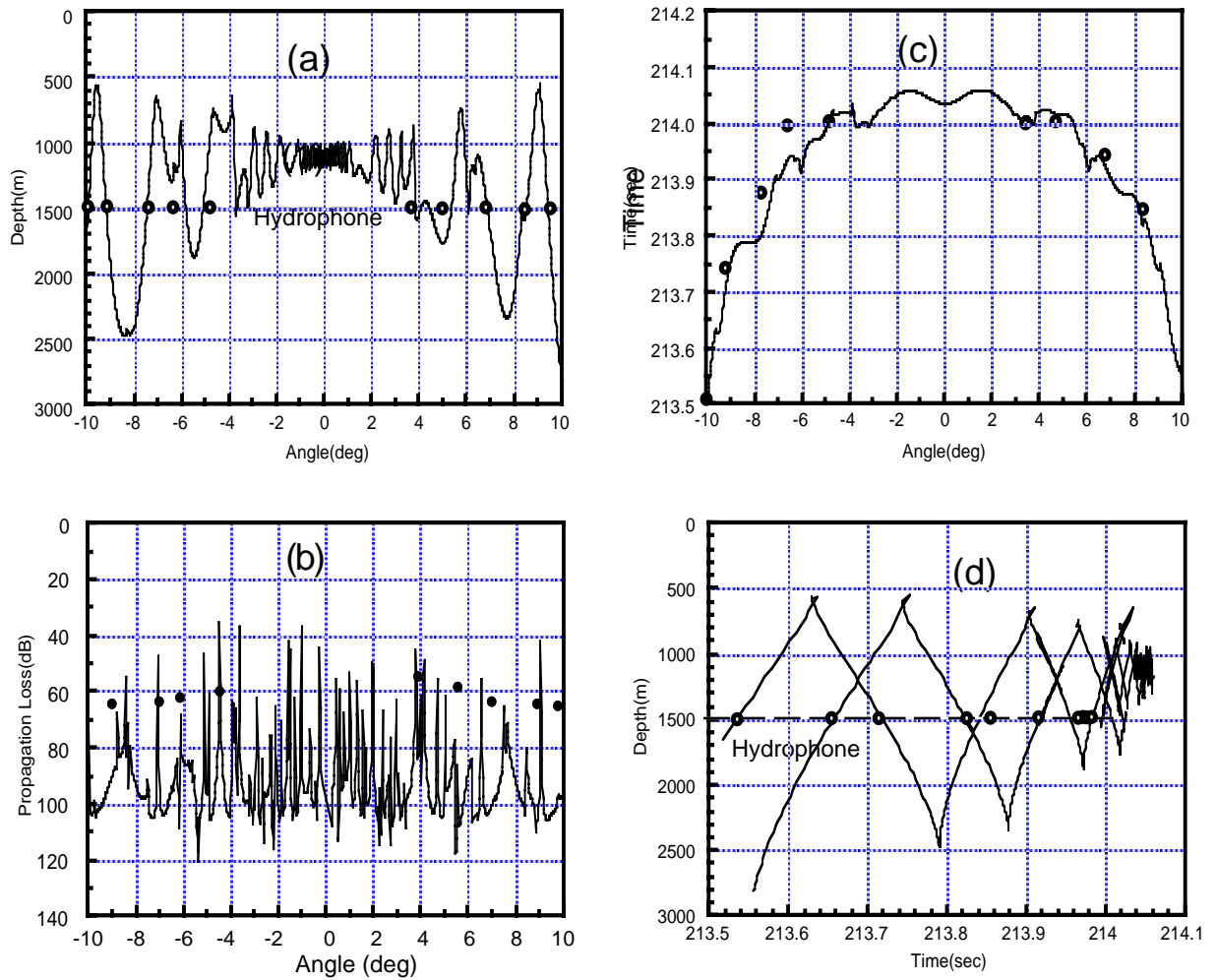


FIG.2.16 Comparison with results of simulated data(—) and observed data(○) at the off Mindanao island.(Propagation distance 317km,source depth 1186m and hydrophone depth 1486m).

- (a) Relation between radiation angle of sound source and reaching depth of eigen ray
 - (b) radiation angle of sound source and propagation loss.
 - (c) Propagation time and radiation angle
 - (d) Propagation time and reaching depth of eigen ray.
- (2) 音速傾度が小さい方が固有音線の形成が安定であり，また深度が大きいほど上部経路を活用できるため，音源深度は軸より若干（100～300m程度）下部に設定することが有効である。
- (3) 受波器深度は，音線到達深度と伝搬時間特性から求めることが有効である。

文 献

- 2.1) 中埜岩男, 海洋音響トモグラフィ技術開発プロジェクトチーム, "音響トモグラフィ技術による音速・水温分布の推定," 海洋科学技術センター第17回研究発表会要旨集, p42-47, 平成4年1月.
- 2.2) P.F.Worcester, R.C. Spindel, B.M.Jowe, "Reciprocal acoustic transmissions : Instrumentation for mesoscale monitoring of ocean currents", IEEE Journal of Oceanic Engineering, Vol.OE-10,No.2,123-137 (1985).
- 2.3) M.Ewing and J.L.Worzel, "Long-range sound transmission", Geol. Soc. Am.Memo 27,1-115(1948).
- 2.4) R.E.Williams and C.H.Wei, "Spatial and temporal fluctuations of acoustic signals propagated over long ocean paths," J. Acoust. Soc. Am. 59,1299-1309(1976).
- 2.5) R.P.Porter and R.C. Spindel, "Statistics of low-frequency multipath fluctuations in the ocean," J. Acoust. Soc. Am. 64, 269-279 (1978).
- 2.6) V.G.Nomady and H.Uberall, "Sound propagation and attenuation in the deep ocean at very long ranges," J. Acoust. Soc. Am. 57, 320-330 (1975).
- 2.7)J. A.Widtfeldt and M.J.Jacobson, "Unified analysis of conical ray transmissions with application to a time-varying ocean channel,"J.Acoust.Soc.Am. 57, 47-58 (1975).
- 2.8) W.Munk and C.Wunsch, "Ocean acoustic tomography : a scheme for large scale monitoring," Deep-Sea Res. 26, 123-161 (1979).
- 2.9) D.Behringer, T.Birdsall, M.Brown, B.Cornuelle, R. Heinmiller, R. Knox,K. Metzger, W. Munk, J. Spiesberger, R.Spindel, D.Webb, P.Worcester, and C.Wunsch,"A demonstration of ocean acoustic tomography," Nature 299, 121-125 (1982).
- 2.10) A.Tolstoy and O.Diachok, "Acoustic tomography via matched field processing," J.Acoust.Soc.Am. 89, 1119-1127 (1991).
- 2.11)海洋音響トモグラフィ技術開発プロジェクトチーム, "フィリピン海におけるトモグラフィ観測：その3," 海洋科学技術センター研究報告要旨集, P142-174 (平成4年9月).

2.12) A.Tolstoy, D.H.Berman, and E.R.Franchi, "Ray theory versus the parabolic equation in a long-range ducted environment," J.Acoust.Soc.Am. 78,176-189 (1985).

2.13) C.B.Officer, Introduction to the Theory of Sound Transmission with Application to the Ocean (McGraw-Hill, New York, 1958) p.59.

2.14) L.E.Kinsler and A.R.Frey, Fundamentals of Acoustics (John Wiley & Sons, New York, 1962) p.473.

第3章 送受波器の海中位置計測の精度向上

3.1 緒言と概要

OAT観測においては、第2章で述べたように、極めて精密に音波の伝搬時間を計測することが要求され、そのために、ルビジュウム発振器のような正確な基準時計が必要とされる。しかし、もっと重要なことは、OAT観測においては、必要な固有音線の経路を精密に決定するために、音源と受波器（もしくはトランシーバ）間の距離と深度が非常に正確に計測されなければならない点である。

現在、海上において、絶対位置を求めるためには、GPS（Global Positioning System）システムが極めて有効であり、DGPS（Differential GPS）を利用すれば、その精度は、 $\pm 0.1\text{m}$ 以内と言われ、誤差を伝搬時間換算で $\pm 0.1\text{ms}$ 以下に収めることが可能である。しかし、音源や受波器は、水深4000～7000mの海域において海底からSOFAR軸近辺まで係留されなければならないため、海中での動きは、直接海上の測位精度とは関係がない。海中特に深海域における測位は、音響トランスポンダを用いた音響測位システムを用いる他はなく、この場合、精度は、 $\pm 3\text{m}$ 程度とされ、伝搬時間換算では、 $\pm 2\text{ms}$ 程度としかならない。通常、音響測位システムの精度は、受信側のS/Nに依存するため精度向上には、送信側での送信出力の向上が要求される。しかし、OAT観測におけるトランスポンダは、数年にわたる利用を見込まなければならず、送信出力を向上させるには電池の寿命が問題となるため、ソナー方程式を用いOAT観測に適した音響トランスポンダの最適設計を行うことが不可欠である。

本章では、ソナー方程式において、最も不確定な要素とされる音波伝搬吸収減衰を正しく算出し、音響トランスポンダの最適設計を行えるようにすることを目的としている。現在、音波伝搬吸収減衰を算出する方法としては、Schulkin & Marsh や Francois & Garrison 等の実験式が用いられているが、いずれも確立された式ではなく、筆者らの過去の計測^{3.1) 3.2)}からも従来の実験式では説明できないと言う結果を得ている。

筆者らは、潜水調査船「しんかい6500」と母船との間で行った音波伝搬の実測データを基に様々なパラメータに合うようにFrancois & Garrisonの音波吸収損失式について新しい補正項を提案し、OAT観測用のトランスポンダの改善の提案を行う。

3.2 OAT観測における音響測位装置

OAT観測において精度の高い観測には、観測海域に音源と受波器間の距離が極めて正確に決定されていなければならない。また、音源や受波器は、水深4000～7000mの海域において海底からSOFAR軸近辺まで係留されなければならない。したがって、その係留系の長さは3000～6000mと長大になるため、海流や潮汐の影響により時間とともに音源や受波器間の距離や深度が変動する。第2章で述べたようにOAT観測機器(トランシーバ)は、長大な係留系として構成されるため、水平方向や深度方向の移動を変動を完全に押さえるのは困難である。したがって、実際の観測では、音響トランスポンダを用いた音響測位装置により水平位置や深度データがハードディスク等に記録され、回収後必要に応じて補正が施される。補正後のOATトランシーバの位置変動ををFIG.3.1に示す。FIG.3.1では、3時間毎10日間にわたる測位記録を示しているが、図のように係留点を中心にして最大約±300mもの変動が生じる。そのため、正確な測位結果による計測距離の補正がOAT観測の正否を決めると言って過言ではない。

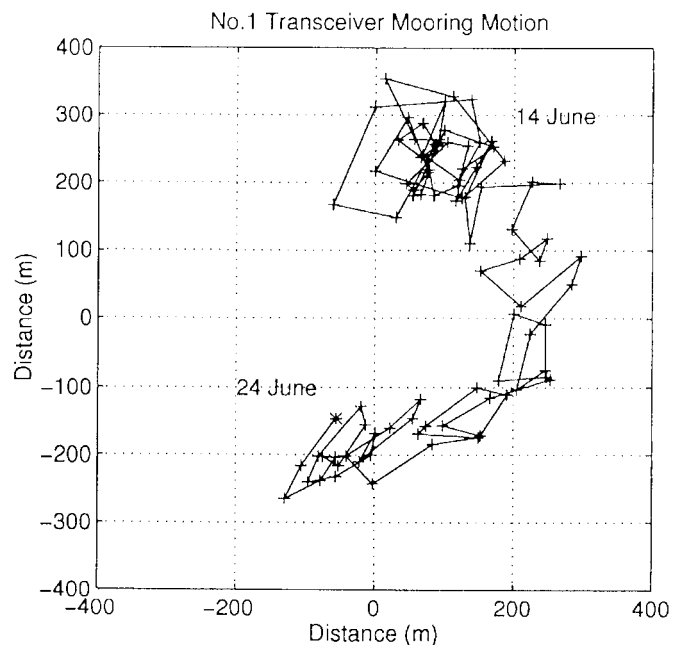


FIG.3.1 Example of OAT transceiver positioning results (every 3hours)

これらの音響測位システムでは、一般にLBL(Long Base Line)方式が用いられている^{3.14)}。LBL方式は、FIG.3.1に示したように3個のトランスポンダを海底に設置(配列)し、これらのトランスポンダを基準とする座標上で目標物 T_{XR} の位置を求める方式である。海底設置トランスポンダの座標の設定するための一連の作業は、キャリブレーションまたはサーベイと呼ばれ、測位の精度はキャリブレーションの良否に左右される。LBL方式は海底に設置するトランスポンダによって形成される座標系が基準となり、ベースラインを長くとることができる特徴があり、測位の精度が非常に良い。FIG.3.2において、OATトランシーバの下に装備された音響送受波器により海底設置ト

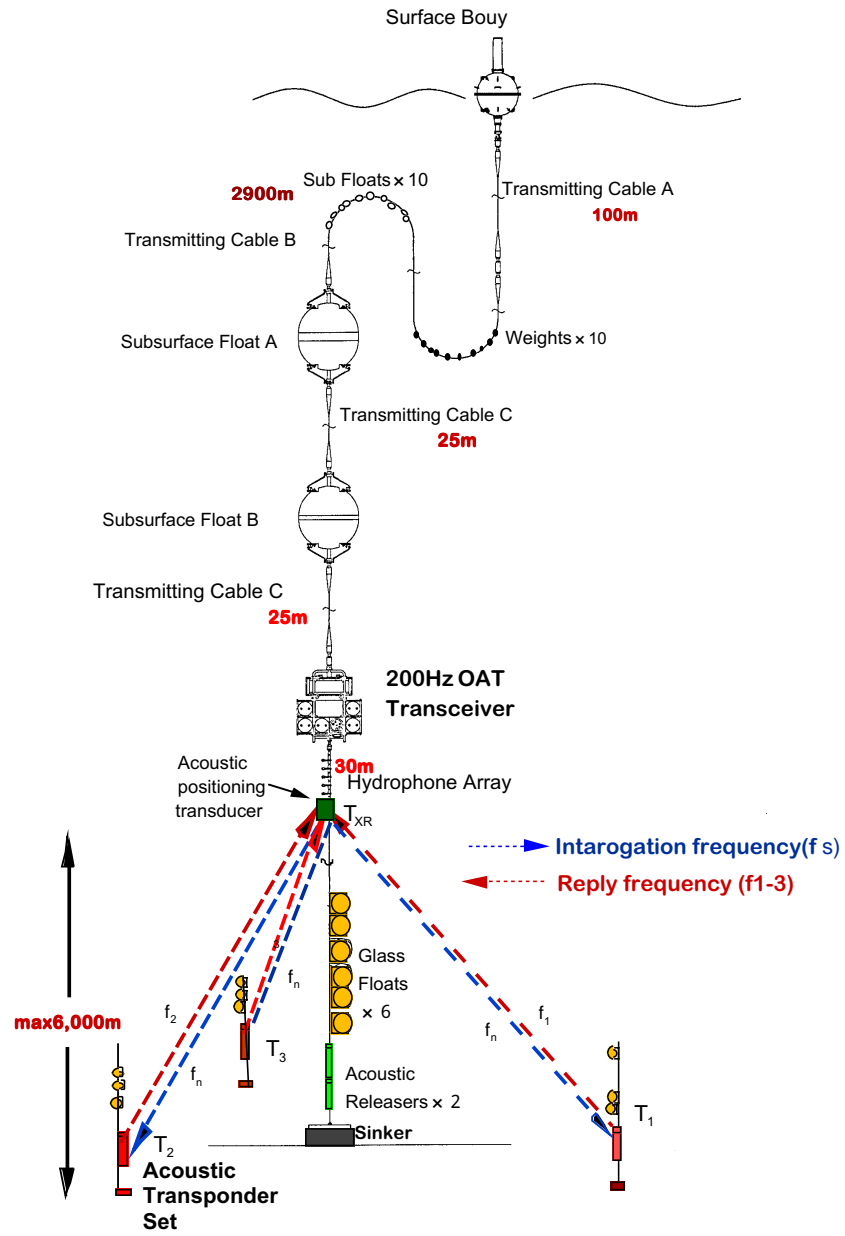


FIG.3.2 Construction of acoustic navigation system at tomography mooring system

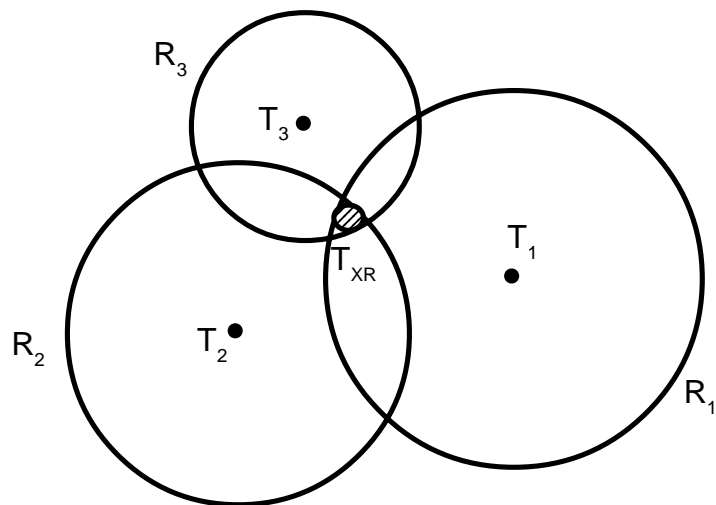


FIG.3.3 Basic principal of LBL acoustic navigation system

ランスポンダ T_n ($n=1,2,3$) に質問信号 f_s が送信され、海底設置トランスポンダからの応答信号 f_n ($n=1,2,3$) を受信して、その質問・応答時間差から母船と各海底設置トランスポンダ間の距離 R_n ($n=1,2,3$) を求める。結果として、FIG.3.3 のように三角測量の原理により、各トランスポンダから半径 R_n の円弧の交点が座標上の目標物 T_{XR} の位置である。

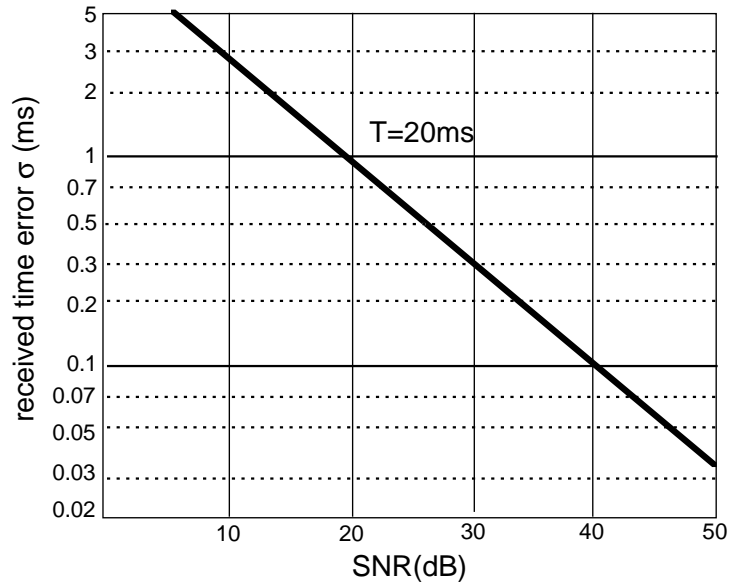


FIG.3.4 Relation between SNR and received time error (pulse width 20ms)

3.3 ソナー方程式における吸収損失

一般に、海底に設置したトランスポンダの時間計測誤差の標準偏差 $\sigma_n(\tau)$ は、信号対雑音比 (SNR) との関係において次式で与えられる^{3.16)}。

$$\sigma_n(\tau) = 1 / \sqrt{snr} \cdot T / 2 \quad (3.1)$$

ここで、 T は、送信パルス幅である。FIG.3. には式3.1 から求めた SNR と $\sigma_n(\tau)$ との関係を示した。この図のように、SNR と $\sigma_n(\tau)$ とは単純な関係である。また、計測距離の誤差の標準偏差 $\sigma_n(r)$ は、音速を c とすると、

$$\sigma_n(r) = 1 / \sqrt{snr} \cdot T / 2 \cdot c \quad (3.2)$$

で与えられる。

(3.2) 式から、音響トランスポンダの設計において距離精度を確保するためには十分な S/N が必要であることがわかるが、受信機付近の雑音が決まればトランスポンダ近傍の SNR の改善には、音響出力を向上させるしか方法がない。一方、OAT 観測においては 2 年以上にわたる長時間の観測が必要でありその間連続的に正確な測位データの取得が不可欠である。通常、トランスポンダは電池で駆動されるため、電池の寿命を考慮すると、送信出力の増加も限界があるため、送信出力を必要十分な値に設定する必要が肝要であることからソナー方程式による音響出力の見積もりが重要となる。

一般に、音響トランスポンダーのような音響機器に必要な音響出力 S_L (dB/V/ μ Pa at 1m) は次のようなソナー方程式により求められる。

$$S_L = SNR + (N_L + 10\log Bw) + T_L \quad (3.3)$$

但し、ここで、SNR は、検出の閾値 (dB) N_L は受信側の周囲雑音 (dB/ Hz), Bw は受信帯域幅(Hz), T_L は伝搬損失であり、更に次のように表せる。

$$T_L = 20\log r \times 1000 + \alpha r \quad (3.4)$$

但し、ここで r は伝搬距離(km), α は吸収損失(dB/km) であり、Thorp の実験式^{3.3)} や Schulkin & Marsh^{3.4,3.5)} Francois & Garrison の実験式^{3.6)} 等から求められてきた。式(3.3) や(3.4)において、吸収損失 α 以外は既知もしくは計測値が存在し確定することが可能である。しかし、海水中の音波の吸収は多くの研究者により研究されてきているが必ずしも確定されてはいない。従来の音波の吸収損失の研究は、実験室において海水を模した液体(人工海水)を使うか、実際の海洋における計測値を使うかのどちらであった。実験室での測定では、吸収に影響する海水の成分の特定や、その成分の吸収に対する依存性や海洋学の特性的決定に役立つが、測定することができる効果を得るため、非常に濃縮されていたり、吸収に寄与する原因を調査する目的でいくつかの海水の成分を除いている可能性が大きい。したがって、現実的な吸収係数の決定には海洋で測定計測されることが望まれる。

現在、海水の吸収は、水の吸収と海洋に含まれる少量の塩分により起こる吸収が合成されたものであると考えられている。吸収の研究では、まず真水の吸収が発見され、その後、第二次世界大戦でのソナーの研究に伴い硫酸マグネシウムによる吸収が発見された。その後、より低周波の研究が進められ、ほう酸の吸収が発見された。吸収損失と圧力に関する研究の大部分は実験室で行われたものであり、海洋での研究特に深海域における吸収の計測はほとんど行われていないが、これは、深海で吸収損失を精度良く計測することが技術的に困難であったことによると考えられる。

1994年から1995年にかけて海洋科学センターの潜水調査船「しんかい16500」は、音波の吸収損失を計測する目的のために使われた。吸収損失計測のための音波伝搬試験は、主に北西太平洋で行われ、水深1000mから6500mまでの間で安定で連続した20kHzの受信データが多数得られた。

本章では、潜水調査船で計測された音波伝搬受信データから吸収損失を求め、Thorp, Schukin and Marsh, Francois and Garrison の実験式との比較を行う。さらに、水温や塩分のパラメータを規格化し、深度の影響について、Schukin and Marsh と Francois and Garrison の実験式との比較を行う。そして、Francois and Garrison の実験式において、硫酸マグネシウムの寄与に関して、不足していた深海域のデータを補い、深海域まで対応できる圧力係数を提案する。

3.4 海水中の吸収と実験式

Thorp の実験式^{3.3)} は次式で表される。

$$\alpha = \frac{0.11 f^2}{(1 + f^2)} + \frac{44 f^2}{(4100 + f^2)} + 3 \times 10^{-4} f^2 \quad (\text{dB/km}) \quad (3.5)$$

ここで、 f は周波数 (kHz) である。

低周波まで拡張した Schulkin & Marsh^{3.4,3.5)} の実験式は、周波数、塩分、温度、圧力、pH 及び音速の関数として次のように示される。

$$\alpha = \left(\left[\frac{2(\alpha\lambda)_r}{c} \right] \frac{f_r f^2}{f_r^2 + f^2} \times 10^3 + \left(\frac{S A f_T f^2}{f_T^2 + f^2} + \frac{B f^2}{f_T} \right) (1 - 6.54 \times 10^{-4} P) \right) \times 8688 \quad (\text{dB/km}) \quad (3.6)$$

(3.6) の各係数は次のように与えられる。

$$(\alpha\lambda)_r = 3.1 \times 10^{(0.69 pH - 6)} \times 10^{-5} \quad (\text{Np/wavelength})$$

$$f_r = 6.1 \left(S / 35 \right)^{0.5} 10^{[3 - (1051/\theta)]} \quad (\text{kHz})$$

$$f_T = 21.9 \times 10^{[6 - 1520/(T + 273)]} \quad (\text{kHz})$$

ここで、 $(\alpha\lambda)_r$ は 1 波長当たりの最大吸収、 f_r はほう酸の緩和周波数、 $A (= 2.34 \times 10^{-6})$ は硫酸マグネシウムの緩和に関する定数、 $B (= 3.38 \times 10^{-6})$ は真水の粘性に関する定数、 f_T は大気圧での温度依存の硫酸マグネシウムの緩和周波数、 $\theta = 273 + T$ 、 T は温度 (°C)、 P は圧力 (atm)、 c は音速 (m/s)、 f は周波数 (kHz)、 pH は水素イオン

濃度， S は塩分（‰）である。

Francois and Garrison の実験式^{3.6)} は，周波数， pH ，塩分，温度及び深度の関数として次の式で示される。

$$\alpha = \frac{A_1 P_1 f_1 f^2}{f^2 + f_1^2} + \frac{A_2 P_2 f_2 f^2}{f^2 + f_2^2} + A_3 P_3 f^2 \quad (\text{dB/km}) \quad (3.7)$$

各係数は次のように与えられる。

$$A_1 = \frac{8.86}{c} \times 10^{(0.78 pH - 5)} \quad (\text{dB/km kHz})$$

$$P_1 = 1$$

$$f_1 = 2.8 (S/35)^{0.5} 10^{(4 - 1245/\theta)} \quad (\text{kHz})$$

$$C = 1412 + 3.21 T + 1.19 S + 0.0167 D \quad (\text{m/s})$$

$$A_2 = 21.44 \frac{S}{C} (1 + 0.025 T) \quad (\text{dB/km kHz})$$

$$P_2 = 1 - 1.37 \times 10^{-4} D + 6.2 \times 10^{-9} D^2$$

$$f_2 = \frac{8.17 \times 10^{(8 - 1990/\theta)}}{1 + 0.0018(S - 35)} \quad (\text{kHz})$$

$T < 20$

$$A_3 = 4.937 \times 10^{-4} - 2.59 \times 10^{-5} T + 9.11 \times 10^{-7} T^2 - 1.50 \times 10^{-8} T^3 \quad (\text{dB/km kHz})$$

$T > 20$

$$A_3 = 3.964 \times 10^{-4} - 1.146 \times 10^{-5} T + 1.45 \times 10^{-7} T^2 - 6.5 \times 10^{-10} T^3 \quad (\text{dB/km kHz})$$

$$P_3 = 1 - 3.83 \times 10^{-5} D + 4.9 \times 10^{-10} D^2$$

ここで f_1, f_2 はほう酸と硫酸マグネシウムの緩和周波数， P_1, P_2, P_3 は圧力依存， A_1, A_2, A_3 は水の特性で変化する定数項である。 A_1 は海水の pH で変化し A_2 は塩分とともに増加し， A_3 は温度が上がると減少する， f_1 は温度と塩分で変化し， f_2 は温度とともに増加する。 $\theta = 273 + T$ ， c は音速， pH は水素イオン濃度， f は周波数 (kHz)， S は塩分 (‰)， T は温度 (°C)， D は深度 (m)，である。

各実験式の第 1 項はほう酸の寄与，第 2 項は硫酸マグネシウムの寄与，第 3 項は水

の寄与を示している。

3.5 深海潜水調査船による計測

吸収係数を計測するために行われた音波伝搬損失の計測システムの概念図をFIG.3.5に示す。計測に用いた信号は、潜水調査船「しんかい6500」から真上の海面に浮かんでいる支援母船「よこすか」へ10秒毎に送波される約20ms幅のバースト波である。

この信号は、「よこすか」に装備されている画像情報伝送装置の受信レベルの設定のために使われているものである。画像情報伝送装置の主要目をTable 3.1に示す^{3.7)}。

20 kHzの信号は、送波器から送波される。送波器は、周波数帯域を広げるために整合層が付加されているTompilz型であり、外部の圧力とバランスするように油が充填さ

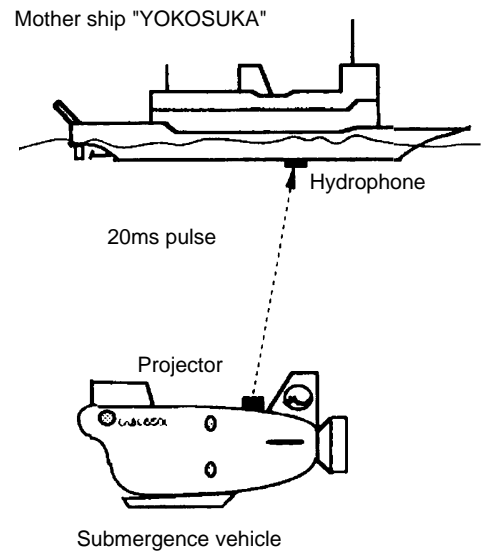
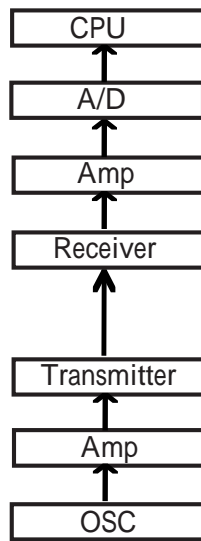
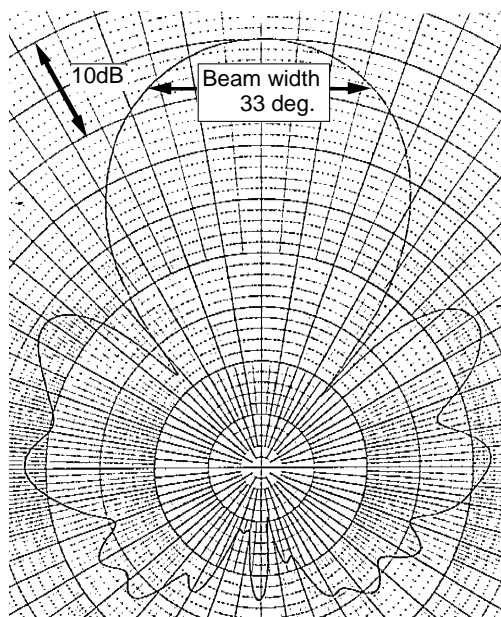
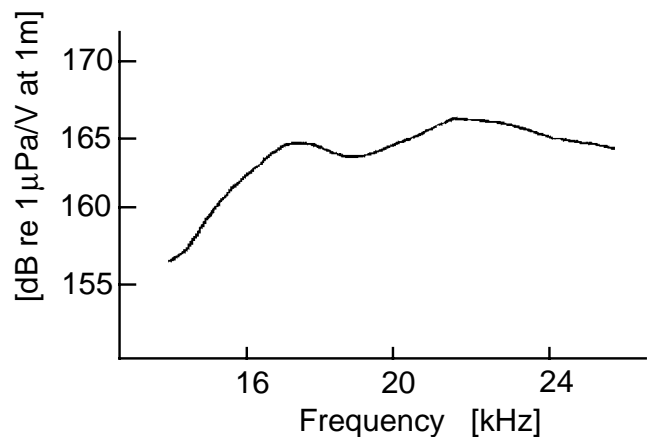


FIG.3.5 A schematic description of sound propagation loss measurements using the submersible vehicle. The submersible vehicle emits 20-kHz burst signals continuously during the dive, and the support vessel right above the vehicle receives these signals.



(1) Beam pattern at 20kHz



(2) Voltage transmitting sensitivity response

FIG.3.6 The wide band acoustic projector for digital communication

れているため、高圧下でも送波感度が低下しない。送波器は、指向特性が乱されないように潜水調査船の上部に取り付けられている。20kHzにおける送波器の指向特性をFIG.3.6(1)に示す。FIG.3.6(1)のように、指向幅は、ほぼ35°（3dB down）である。したがって、潜水調査船が多少傾いても送波レベルは変動しない。また、送信周波

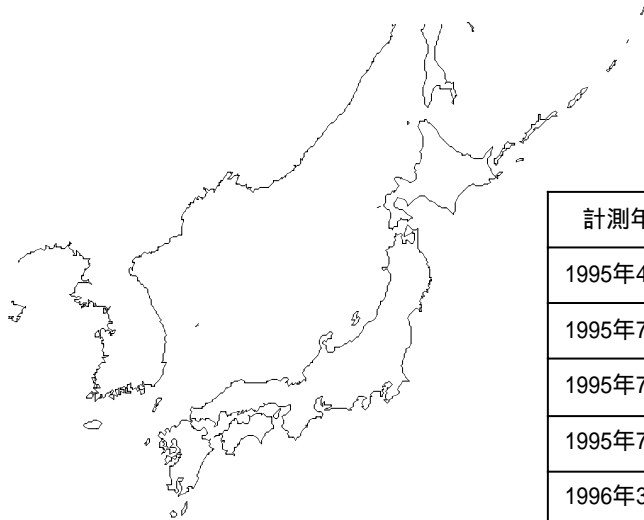
Table.3.1 Major specifications of the video images transmitter by acoustic signal

Carrier Frequency	20 kHz
Frequency Band	8 kHz (16 - 24 kHz)
Modulation	4-DPSK (Differential Phase Shift Keying)
Bit Rate	16 Kbits/sec.
Transmission Images	256x240 pixel still color images
Image Coding	DCT (Discrete Cosine Transform)
Transmission Range	6,500m
-3dB Directivity	35 degrees (at 20kHz)

数特性をFIG.3.6(2)に示す。FIG.3.6(2)のように16kから24kHzまで平坦な特性が確保されているため立ち上がり特性の良いパルス波が得られる。送波信号は、海中を伝搬し、母船の船底から2 m突き出した受波器で受信されるが、その場合、送波指向性の影響を減らすために、支援母船は、できる限る潜水調査船の直下にいるように操船される。受信信号は、A/D変換され受波レベルとして、パーソナルコンピュータに記録され、同時に、潜水調査船に装備されているCTDV計測機器^{3,17)}により、温度、電気伝導度、圧力が測定される。圧力Pは、変換公式を用い深度に換算される。電気伝導度Cは、変換公式を用い塩分に変換される。潜水調査船の方位と距離は、支援母船において、音響トランスポンダ測位システムにより時間情報と一緒に記録され、後で受信データと照合される。

3.6. 計測結果と考察

FIG.3.7 に吸収損失の計測が行われた潜水調査船の潜航海域と計測日を示す。計測は、1995 ~ 1996 年にかけて様々な海域で行われ、5回の安定したデータが取得された。異なる海域において計測された吸収損失と深度の関係をFIG.3.8を示す。潜水調査船から送信された信号は、水深約1000m から約6500m まで連続して支援母船で受信されたが、これらのデータには潜水船の動揺等による一時的レベル低下の影響が含まれている。計測が水深1000m から開始されるのは、潜水調査船の潜航深度が浅いときに衝突を防止するため、支援母船が潜水調査船の直下にいることができないからであり、同様の



計測年月日	計測海域	最大深度
1995年4月12日	日本海溝	約 6500 m
1995年7月20日	日本海溝	約 6500 m
1995年7月21日	日本海溝	約 6500 m
1995年7月25日	日本海溝	約 6500 m
1996年3月31日	琉球海溝	約 6500 m

FIG.3.7 Ocean area profile for measuring sound absorption losses

理由で浮上時も1000m より浅いデータは取得できない。

FIG.3.9 , FIG.3.10 に計測された深海域までの水温と電気伝導度の一例を示す。
FIG.3.9 から水温は深度の浅い部分においては大きく変化し、深度の深い部分において

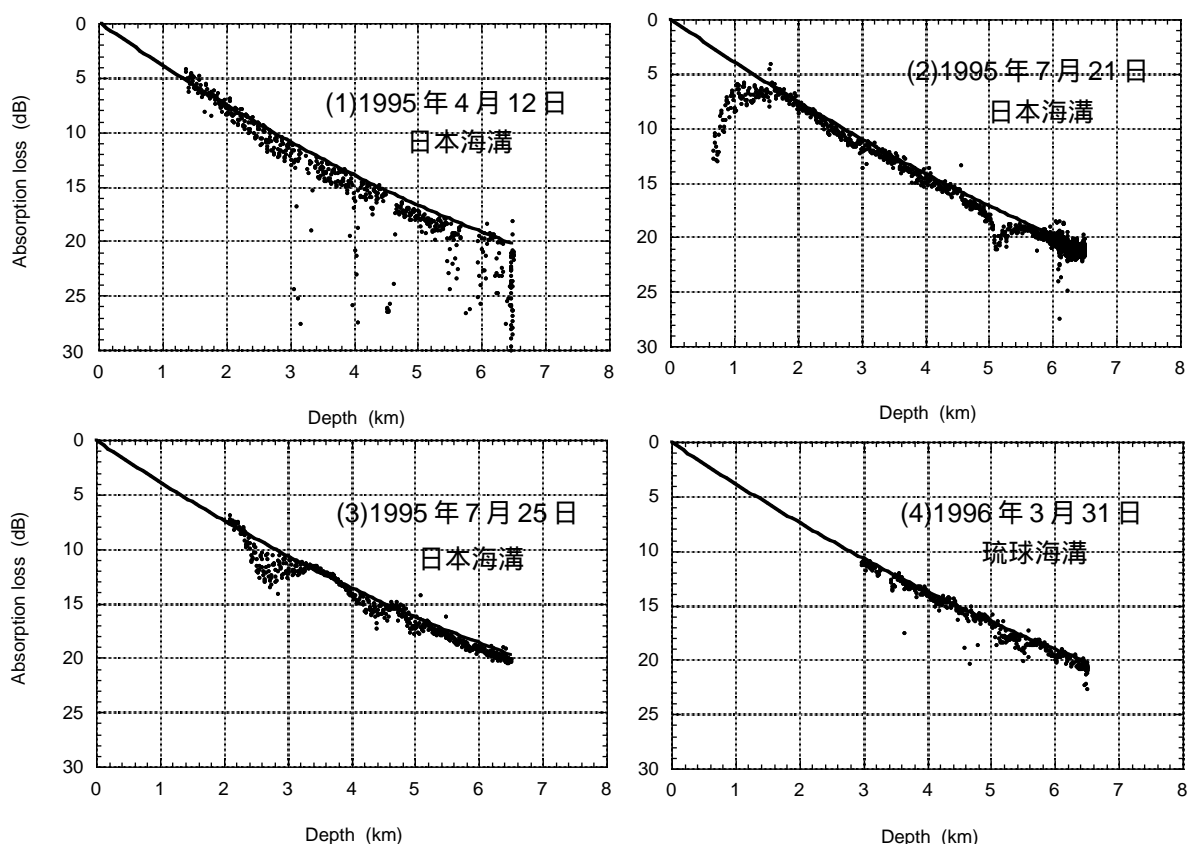


FIG.3.8 Sound absorption losses . To secure the safety of the submersible vehicle, measurements were not made at a depth range shallower than 1000 m.

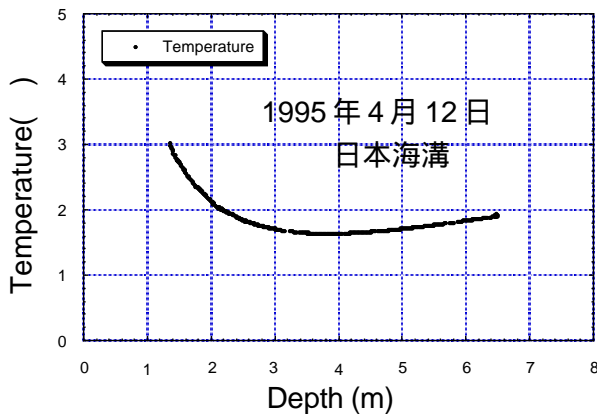


FIG.3.9 Depth dependence of temperature

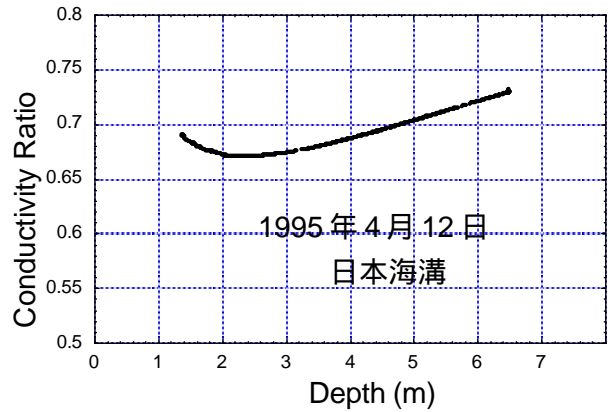


FIG.3.10 Depth dependence of electrical conductivity

は、ほぼ一定であることが分かる。FIG.3.10 より、電気伝導度の圧力に対する変化は小さく、電気伝導度は深度と共に増加する傾向であることが分かる。なお、FIG.3.10 中の縦軸 (Conductivity ratio) は、計測された電気伝導度を標準海水 (塩分 35 ‰, 温度 15 °C, 1 気圧) の電気伝導度で割ったものである。

一般に計測データにおける吸収損失は、次式で表される。

$$\alpha r = SL - RL - 20 \log r - A \quad (\text{dB}) \quad (3.8)$$

ここで SL は送波レベル RL は受波レベル $20 \log r$ は拡散損失 A は変則的な損失 r は距離 (m) である。今回のように垂直方向伝搬計測の場合 A はゼロとなる。

我々の計測において、潜水調査船に装備した状態で送波レベルは計測されていない。また、受波器の感度も同様に、母船「よこすか」に装備した後には計測が行われていない。さらに、経年変化により送波レベル、受波器の感度が変化していることも考えられるため、送波レベルと受波レベルを正確に知ることはできない。そのため、我々の計測において、(3.8) 式を使用し直接的に吸収損失を求めることはできない。そこで、1 回の計測期間中の送波レベルと受波感度は変化しないことに注目すると、記録される受波データに拡散損失を加えた値は、送波レベルより吸収損失を差し引いた値 (送波レベル - 吸収損失) と同じである。したがって、送波レベルが一定に保たれた場合、この数値の変化が吸収損失の変化に対応する。

次に、各実験式のパラメータが基準値 (深度 = 0m, 塩分 = 32.23 ‰, 温度 = 1.68 °C, $\text{ph} = 7.67$, 音速 = コネスコの音速式) とされた時、各実験式の吸収係数は、ほぼ同じになることに注目した。そこで、(送波レベル - 吸収損失) に基準値を基にして次の補正

を行う。

まず ,Schulkin and Marsh の実験式に計測データを代入し計算した結果から Schulkin and Marsh の実験式に基準値を代入して計算した結果を差し引く。そして ,その差を(送波レベル-吸収損失)のデータに加える。これにより ,(送波レベル-吸収損失)のデータが一定の塩分と水温となるように補正され ,計測データには圧力の影響のみ現れるようになる。そして ,塩分 ,温度等を一定とした吸収係数に最も近くなるように計測値を上下に平行移動させる。その結果 ,深度の影響を除いた吸収損失を推定することが可能になる。

次に ,各深度に対し最も数値の少ないデータをサンプルする。このサンプルデータから最小自乗法により二次式を求める。求められた二次式の中の一次係数は ,各実験式の吸収係数と同じ意味をもつ。ここで ,この一次係数と Schulkin and Marsh の実験式から基準値を基に計算される吸収損失の一次係数との差を比較する。もし ,この差が大きければ計算した数値を上下に平行移動させ ,もう一度一次係数の比較をする。そして 差を最も小さくなるように操作を行うことにより吸収損失の位置を推定できる。計測された吸収損失の数式化の課程において ,各深度に対し最も数値の少ないデータを使用した。FIG.3.8(1) ~ (4)中にこの方法により求めた吸収損失と深度の関係をプロットした。

各実験式の吸収係数と周波数の関係を FIG.3.11 に示したがこの図から 20kHz における各実験式の差は小さく周波数による影響は少ないことが分かる。また ,吸収係数は ,硫酸マグネシウムの緩和による影響は受けるが ,ほう酸による影響はほとんど受けないことが分かる。したがって ,緩和周波数の圧力依存に関して緩和周波数は圧力に

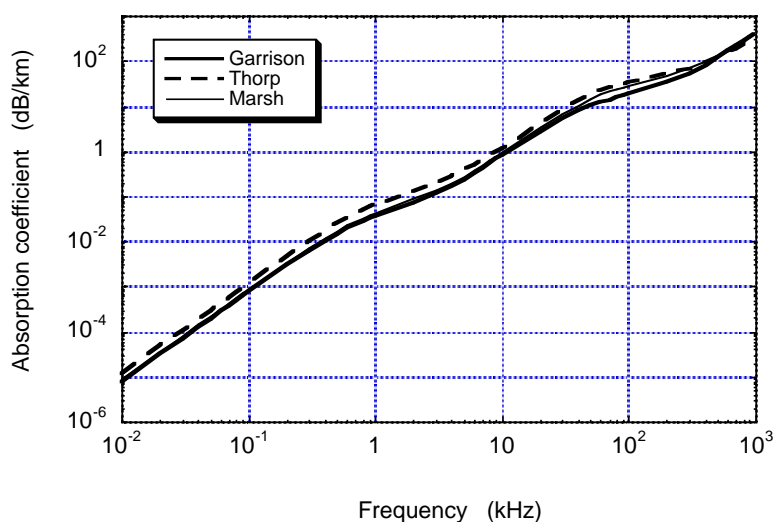


FIG.3.11 Relationship between the absorption coefficient and sound frequency obtained from different experimental formulas. The difference among the formulas and the effect of frequency are both minimal.

依存しないことが分かる^{3.7)}。計測された吸収損失と実験式から計算される吸収損失の関係をFIG.3.12(1) ~ (4)に示す。実験式から計算される吸収損失は、各深度における吸収係数を積分していくことにより求めている。吸収係数の計算には、実際の海洋で計測されたデータを使用している。ただし、pHは、海面付近で計測された値7.67を用いる。また、Marshの実験式の音速は、ユネスコの音速式を使用し計算により求められた。FIG.3.12より次のことが分かる。

(1)Thorpの実験式から計算される吸収損失は、計測された吸収損失よりも大きな吸収損失を示す。

(2)Garrisonの実験式から計算される吸収損失は、計測された吸収損失よりも小さな吸収損失を示す。

(3)Marshの実験式から計算される吸収損失は、他の実験式に比べ計測された吸収損失に近い。

しかしながら、(3)からは、単純にMarshの実験式が吸収損失の推定に適していると判断できない。なぜなら、実験室において行われたMarshの(3.6)式の導出には、2つの

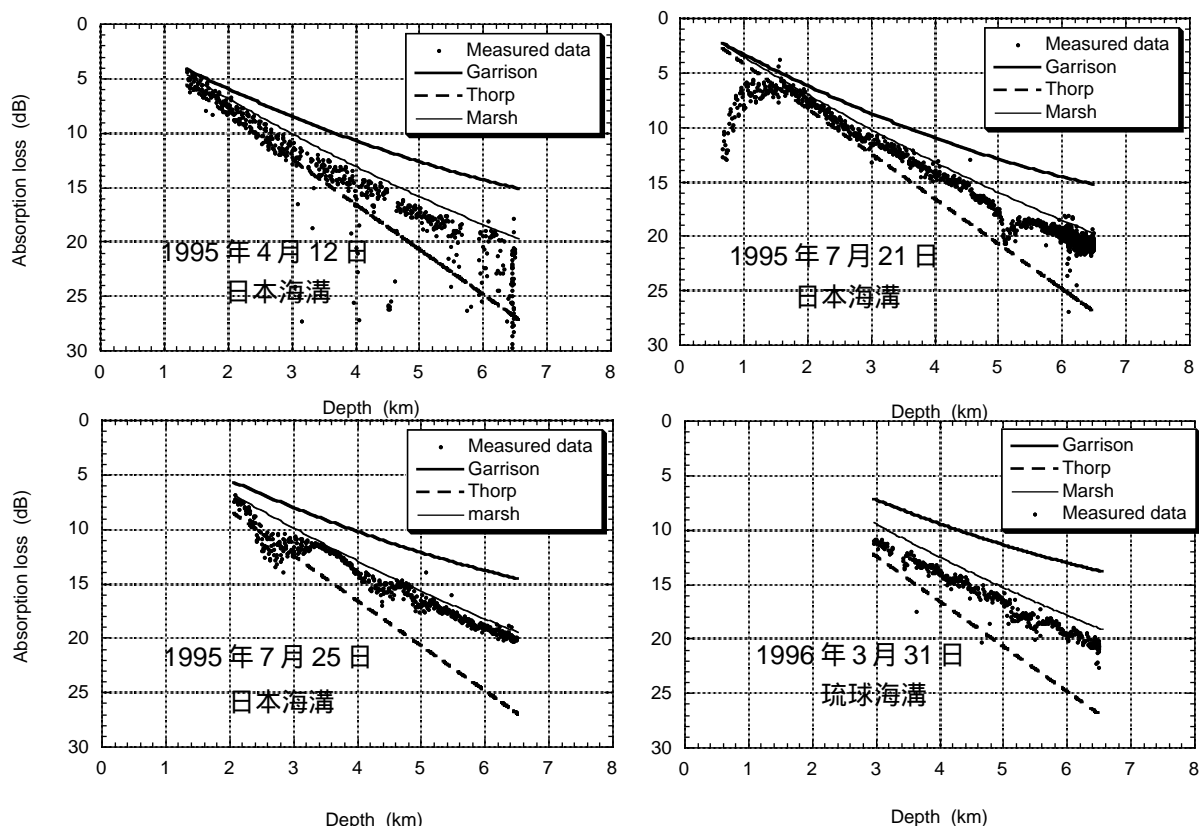


FIG.3.12 A comparison of sound absorption losses and those calculated from different experimental formulas.

疑問があるからである。疑問の第一は、硫酸マグネシウムの寄与を調査する過程において、海水よりもはるかに濃い濃度（0.5 モル）の水溶液が使われた点である。第二は、(3.1)式において、真水と硫酸マグネシウムの寄与の項に対して同じ圧力

Table 3.2. Relationship between sound absorption losses and depth obtained from four sets of measurements. The difference between the first degree term coefficient and the second degree term coefficient in each equation is not prominent.

計測年月日	計測結果
1995年4月12日	$D = 3.99 \times D - 0.14 \times D^2$
1995年7月20日	$D = 3.99 \times D - 0.13 \times D^2$
1995年7月21日	$D = 3.96 \times D - 0.12 \times D^2$
1995年7月25日	$D = 4.00 \times D - 0.15 \times D^2$
1996年3月31日	$D = 3.96 \times D - 0.13 \times D^2$

係数が用いられている点である。したがって、この場合たまたま実測値と計算値が一致した可能性を否定することができない。

次に、吸収損失と圧力の関係について考える。

FIG.3.8 では塩分と温度が基準値により補正された吸収損失と圧力の関係を示したがこの曲線は、各深度に関して吸収損失の少ないデータを選びに最小自乗法を用いたものであり、TABLE3.2 にこの吸収損失と圧力の関係式を示した。ここで、 D は吸収損失 (dB)、 D は深度 (km) である。TABLE3.2 より吸収損失と深度の関係は二次関数であることが分かる。これより、吸収損失は圧力の影響を受けていることが言える。先に示された電気伝導度の深度変化では、電気伝導度は深度と共に増加する傾向を示した。しかし、吸収損失と深度の関係では吸収損失は深度が増加したときに減少することを示している。これより、電気伝導度すなわちイオン濃度の増加が吸収損失の原因ではないことが分かる。

次に吸収係数と圧力の関係についてFIG.3.13(1),(2) に示す。これらの図は、規格化された計測データと以前に計測されたデータや理論との比較したものである。FIG.3.13 には、Bezdek が海洋において計測したデータを表す。Fisher は、Fisher が0.5 モルの硫酸マグネシウム溶液を使用し実験室において計測したデータである。Eigen and Tamm は、Eigen と Tamm が発表した理論より求められたデータ^{3.7)}を表す。

FIG.3.13 より次のことが分かる。各データとも吸収係数は深度が深くなるにつれ減少するが、このことから、硫酸マグネシウムの緩和作用は圧力の影響を受けていると

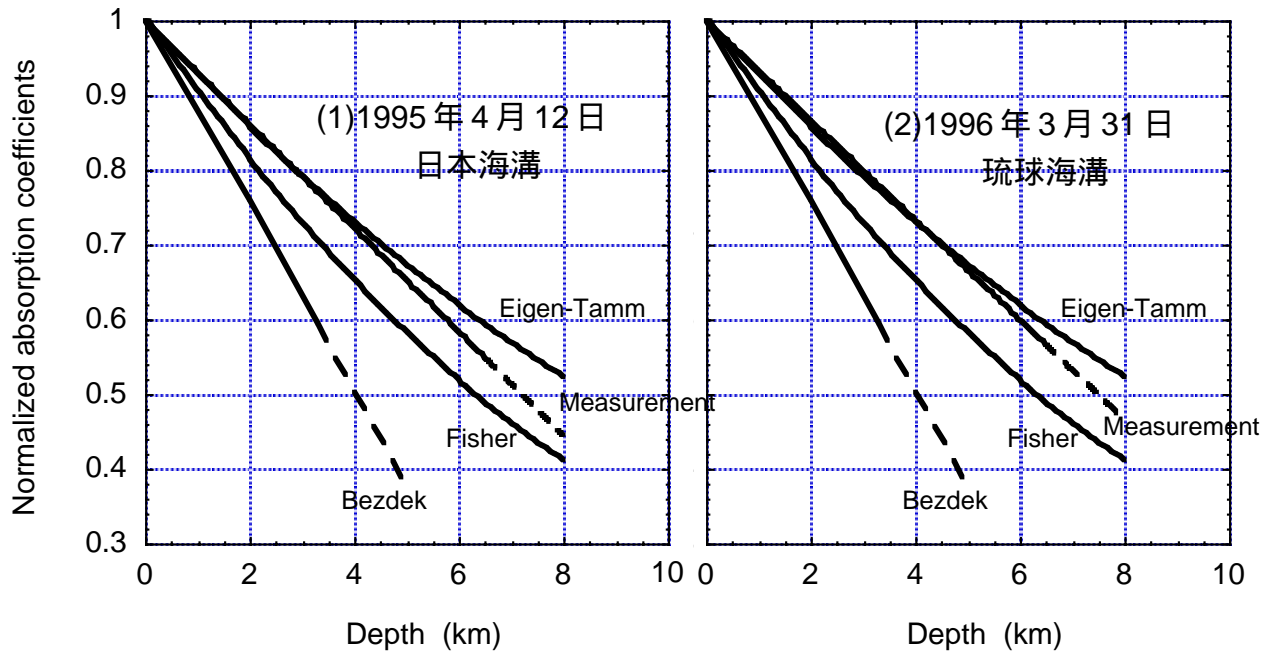


FIG.3.13 Depth dependence of sound absorption losses measured at the(1) Japan Trench on April 12, 1995 and (2)Ryukyu Trench on May 31 1996. Absorption losses are normalized so that they correspond to the conditions of constant salinity and temperature, and reflects only the effect of depth.

言うことができる。特に Bezdek の計測データは圧力に対し大きな依存を示す。また、Bezdek の海洋での計測データと Fisher が0.5モルの硫酸マグネシウム溶液を使用して計測したデータには大きな差がある。また、我々の計測データは、海洋で計測されているにもかかわらず Bezdek の計測データよりも、むしろ Fisher や Eigen and Tamm の計測した圧力の依存に近い。

従来、実海域のデータと実験室の計測データには大きな差があった。この原因としては、(1)十分な音波伝搬距離が確保できないこと(2)深海域の計測では、計測器を海面から深海まで吊す必要があり、送信機と受信機の位置関係の不安定さを生じる、等のことが考えられる。しかし、我々の海洋における計測データは実験室の計測データに近いものであった。これは、我々の計測においては、非常に安定したデータを連続的に取得できる潜水調査船を用いている点で優れているからである。

3.7 実験式の補正

計測された周波数20kHzにおける吸収の原因の大部分は、硫酸マグネシウムの緩和

作用である。そこで、吸収係数の圧力係数のうち硫酸マグネシウムの圧力係数に関して検討された。まず、Schulkin and Marsh と Francois and Garrison の実験式における硫酸マグネシウムの圧力係数について述べる。

Schulkin and Marsh の実験式の硫酸マグネシウムの圧力係数は、Fisher により計測された0.5 モルの硫酸マグネシウム溶液の圧力効果から求められている。しかしながら、海洋の硫酸マグネシウムの濃度は約0.014 モルである。また、Francois and Garrison の実験式では、硫酸マグネシウムの圧力係数は、次のように求められた。(1)Bezdek によって計測された周波数75.8 kHz のデータを二次式で近似させる。(2)次にこの近似式が大きな深度においてFisher and Simmons の実験式から求められる硫酸マグネシウムの圧力変化と平行になるように修正される。Fisher and Simmons の実験式においても硫酸マグネシウムの圧力係数は、Fisher が実施した0.5 モルの硫酸マグネシウム溶液の圧力効果から求められている。実験室の計測値が使われたのは、実際の深海域の圧力係数が計測されていなかったためと考えられる。そこで、我々は、計測データが不足していた深海域での計測データを補い、海洋

の計測データから硫酸マグネシウムの圧力係数を算出する。算出には、今回の計測の中で最もバラツキの少ない1996年3月31日の琉球海溝での計測値が使用された。圧力係数の算出のために塩分と温度が一定になるように補正された吸収損失データが使用された。実際にはある深度における吸収係数を深度0 mでの吸収係数で基準化することによりFIG.3.14 から求められる。その結果、硫酸マグネシウムの寄与中の圧力係数は以下ようになる。

$$P_2 = 1 - 0.667 \times 10^{-4}D - 0.085 \times 10^{-20}D^2 \quad (3.7)$$

ここで、 D は深度mである。FIG.3.15 に(3.7)式から求められた圧力係数をFrancois and Garrison の実験式の P_2 の替わりに代入し、我々の計測値と比較した結果を示す。FIG.3.15

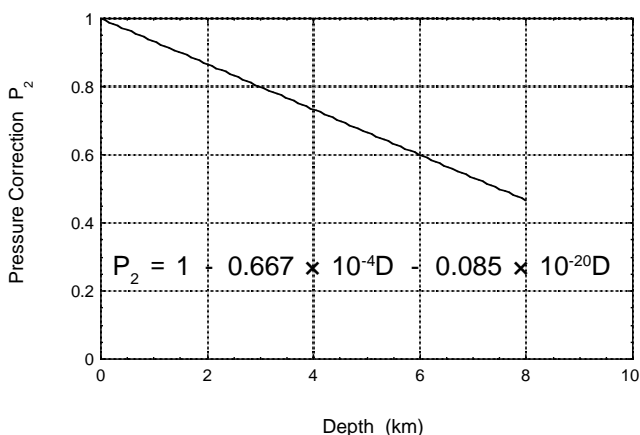


FIG.3.14 Estimation of the pressure correction P_2 from measured data measured at the Ryukyu Trench on March 31, 1996.

から P_2 を修正することにより計測された吸収損失にかなり近づいていることが分かる。

しかし、完全に一致しないことから次に、 A_2 すなわち (3.5) 式の、水温に注目して補正項を修正する。を Francois and Garrison の式における A_2 は、暖かい Dobby 湾でのデータと Chukchi 海のような低温の海域でのデータを用いて吸収損失と波長の関係 () から求められている。しかし、文献 3.9) について、我々は、Garrison らの計測において、低温域でのデータのバラツキが大きいため誤差が大きくなったと考えた。そこで、FIG.3.16 のように Dobby 湾のデータはそのまま使い、Garrison らの低温域のデータに換えて我々の深海域の実測データを使い A_2 を次のように修正する。

$$A_2 = 23.82 \frac{S}{C} (1 + 0.0103 T) \quad (3.8)$$

この (3.8) 式から求められた水温補正係数を Francois and Garrison の実験式の A_2 の代わりに代入し、我々の計測値と比較した結果を FIG. 3. 17 に示す。FIG.3.17 では、単に P_2 を補正した FIG.3.13 より、更に 1 ~ 2dB 計測値に近

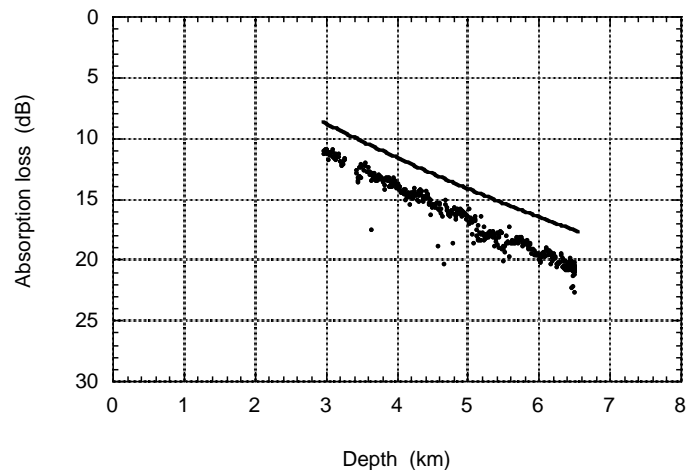
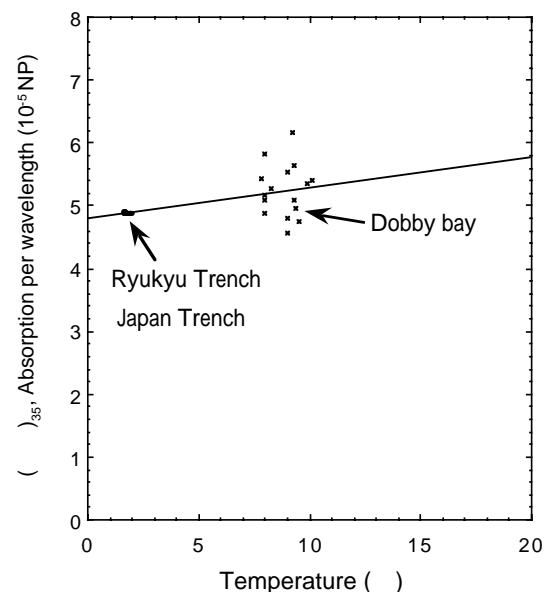


FIG.3.15 Relationship between the absorption losses calculated after modifying the P_2 equation of the Francois and Garrison experimental formula and that measured at the Ryukyu Trench on March 31, 1996.



$$(\alpha\lambda)_{35} = 4.797 \times 10^{-5} (1 + 0.0103 T)$$

$$A_2 = \left(\frac{S}{35}\right) \left(\frac{2}{c}\right) (8686) (10^3) (\alpha\lambda)_{35}$$

$$A_2 = 23.82 \frac{S}{C} (1 + 0.0103 T)$$

FIG.3.16 Temperature dependence of $MgSO_4$ constant $(\alpha\lambda)_{35}$ determined from data of Francois Garrison (Dobby bay) and measured data by "Shinkai6500"

づいていることが分かる。

しかし、FIG.3.17 でもまだ完全に計測値と一致していないことは、硫酸マグネシウムの寄与以外に真水の寄与等の他の係数の修正が必要なことを示唆していると推察される。

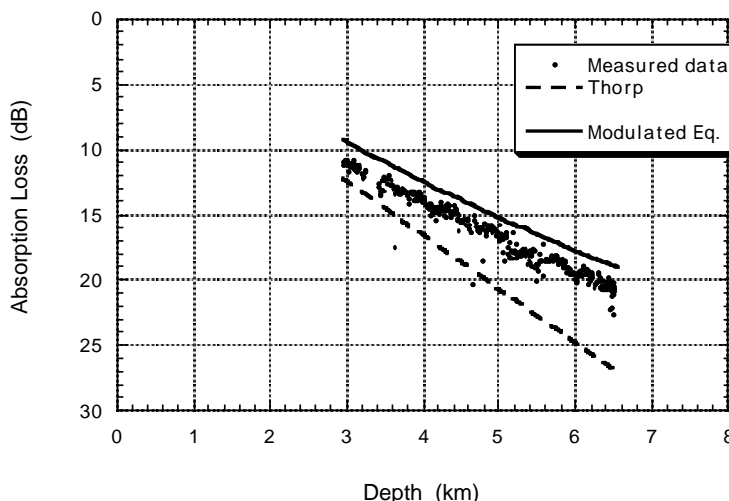


FIG.3.17 Comparison of equation of Francois and Garrison and modify of equation with measured Data

3.8 新しい吸収損失式によるトランスポンダの検討

ここでは、Francois and Garrison

の修正式を用いて、(3.1)式よりトランスポンダの観測時間誤差を求める。送信周波数を20kHzとし、水深6km海底にトランスポンダを設置し、音源(トランシーバ)を水深1kmに係留することを考える。なお、音源からトランスポンダまでの水平距離は、0.5kmとする。(3.3)式より、

$$SNR = S_L - (N_L + 10 \log Bw) + T_L \quad (3.9)$$

但し、(3.9)式で、 S_L は、送信出力(dB/ μ Pa)であり、筆者らが使用している製品(米国Bentoth社製)を想定し185(dB)とし、指向特性の劣化分(上方向)を6dBとする。 N_L は受信側の周囲雑音で深海域では、50dB (dB/ Hz)^{3.17}、 Bw は、受信帯域幅で実用的な値として250(Hz)と与える。したがって、

$$SNR = (185-6) - (50 + 24) - T_L = 105 + T_L \quad (3.10)$$

ここで、 T_L は伝搬損失であり(3.2)式より、

$$T_L = 20 \log r \times 1000 + \alpha r \quad (\text{dB})$$

で与えられる。但し、ここで r は伝搬距離(km)であり、設定条件から $r=4.025$ kmである。一般に、吸収損失 α はソナー方程式では、1km当たりの値(dB/km)として求められる。しかし、前述からの議論により、 α は、深度の関数となることが分かっている。したがって、ここでは、水深1000 ~ 6000mまで吸収損失を伝搬経路上で積分し αr として与える。従来から用いられているThorpの実験式では、 $\alpha r = 16$ (dB)である。 T_L は、

Thorp の式の場合 ,

$$\begin{aligned} T_L &= 74 + 16 = 90 \text{ (dB)} \quad \text{である。ここで ,SNR は ,} \\ \text{SNR} &= 105 - 90 = 15 \text{ (dB)} \end{aligned} \quad (3.11)$$

一方 , 提案した Francois and Garrison の修正式では , $\alpha r = 10\text{dB}$ となるため ,

$$\begin{aligned} T_L &= 74 + 10 = 84 \text{ (dB)} \quad \text{である。ここで ,SNR は ,} \\ \text{SNR} &= 105 - 84 = 26 \text{ (dB)} \end{aligned} \quad (3.12)$$

となる。したがって ,(3.11)式と(3.12)式の結果を用い ,(3.1)式から受信時間誤差の標準偏差 $\sigma_n(\tau)$ を求めると Thorp の場合は $\sigma_n(\tau) = 1.8\text{ms}$ であり , 提案した Francois and Garrison の修正式の場合は $\sigma_n(\tau) = 0.9\text{ms}$ である。距離測定誤差の標準偏差 $\sigma_n(\tau)$ は ,(3.1)式から ,それぞれ $\sigma_n(\tau) = 2.7\text{m}$ と 1.3m でほぼ半分となることがわかった。

また , 逆に従来と同じ計画値の SNR を得るには , 送信レベルを 6dB 小さくできる。したがって , 送信回数を 2 倍にすること可能であることから , 電池の寿命の観点から言えば , 更なる長期間観測にも充分対応ができると考えられる。

3.9 まとめ

OATの位置を正確に検出するための音響測位装置に使われる音響トランスポンダーの最適な設計のために , 海水中の音波の吸収損失の計測を行った。そして , 硫酸マグネシウムの寄与による音波の吸収に関し , 潜水調査船の計測結果に基づいて , 深海域のデータが補われ , 次のような新しい圧力係数の補正式が求められた。

$$P_2 = 1 - 0.667 \times 10^{-4} D - 0.085 \times 10^{-20} D^2$$

ここで , D は深度 m である。

また , Garrison らの低温域のデータに換えて我々の深海域の水温のデータが補われ , 水温の補正項 A_2 が次のように修正された。

$$A_2 = 23.82 \frac{S}{C} \left(1 + 0.0103 T \right) \quad (\text{dB/km kHz})$$

そして , この Francois and Garrison の実験式の P_2 や A_2 の代わりに代入した修正 Francois and Garrison の実験式が提案された。最終的に従来から用いられてきた Thorp の式に替えて修正 Francois and Garrison の実験式を用いると , 距離計測誤差の標準偏差は , ほぼ

1/2 になることが分かった。また,同じSNR を得るために,送信回数を約2倍に増やすことが可能であることが示された。

文 献

- 3.1) 中西,土屋,「水深6,000 m海域における海面・海底間の音波伝搬損失について」,海洋音響学会誌 39号, pp24-26 (1983)
- 3.2) 土屋,中西,網谷,野並,許,新井,杉内,鈴木,「音響による画像情報の伝送」,海洋調査技術学会誌,Vol.1, No.1, pp21-29 (1989)
- 3.3) Leonard Liebermann, "On the Dependence of Sound Absorption in Liquids," J. Acoust. Soc. Am. Vol. 28, No. 6, p1253-1255 (1956)
- 3.4) F.H. Fisher, "Effect of High Pressure on Sound Absorption and Chemical Equilibrium," J. Acoust. Soc. Am. Vol. 30, No. 5, p442-448 (1958)
- 3.5) F.H. Fisher, "Ultrasonic Absorption in MgSo₄ Solution as a Function of Pressure and Dielectric Constant," J. Acoust. Soc. Am. 38, p805-812 (1965)
- 3.6) C.C. Hsu and F.H. Fisher, "Effect of Pressure on sound absorption in synthetic seawater and in aqueous solution of MgSo₄," J. Acoust. Soc. Am. 74(2), p564-925 (1983)
- 3.7) H.F. Bedeck, "Pressure dependence of sound attenuation in the Pacific Ocean", J. Acoust. Soc. Am. Vol. 53, No. 3, 782-787, (1973)
- 3.8) F.H. Fisher and V.P. Simmons, "Sound absorption in sea water," J. Acoust. Soc. Am. 62, 558-564 (1977).
- 3.9) M. Schulkin and H. W. Marsh, "Sound absorption in sea water," J. Acoust. Soc. Am. 34, 864-865 (1962).
- 3.10) M. Schulkin and H. W. Marsh, "Low-frequency sound absorption in the ocean," J. Acoust. Soc. Am. 63, 43-48 (1978).
- 3.11) R.E. Francois and G.R. Garrison, "Sound absorption based on ocean measurements. Part 2 : Boric acid contribution and equation for total absorption", J. Acoust. Soc. Am. 72, 1879-1890 (1982).
- 3.12) N.P. Fofonoff & R.C. Millard Jr., "Algorithms for computation of fundamental properties of seawater," UNESCO Tech. pap. marine science, 44, 5-27 (1983)

- 3.13) M.Eigen and K.Tamm, "Sound Absorption in Electrolyte Solution due to Chemical Relaxation," Z.Electrochem,66,p 93-121(1962)
- 3.14) U.S.Department of Commerce Office of Technical Services, DEPENDENCE OF SOUND ABSORPTION ON CONCENTRATION, FREQUENCY,AND TEMPERATURE IN MgSO4 SOLUTIONS EQUIVALENT TO SEA WATER GRAPHS FROM CALCULATIONS BASED ON A REVIEW, E NRL Problems S02-04 RDB Project NR 522-040, Manuscript submitted November 17,1953
- 3.15)許 正憲,土屋利雄,中西俊之,網谷泰孝,「海水中における鉛直方向の音波の減衰について」,海洋科学技術センター試験研究報告,JAMSTECR23,pp31-41,1990年
- 3.16)長尾景昭,土屋利雄,他「「しんかい6500」用音響測位について」,海洋科学技術センター研究報告第26号,1991年9月
- 3.17)土屋利雄,馬場和彦,須山哲,「潜水調査船用流向流速計及びCTDV計測器」,海洋音響学会誌,第17巻第3号,pp18-21,1990年7月
- 3.18)R.J.Urick,"Principle of Underwater Sound for Engineer,pp181-210,MacGraw-Hill,1967

第4章 実海域実験による音速算出式の検討

4.1 緒言と概要

海洋音響トモグラフィでは、1章で述べたように予め目的の海域の音速場を正確に把握することが不可欠であり、そのために海中の音速を精度良く算出することが極めて重要である。海水中の音速は、古くから研究されており、Kuwahara^{4.1)}、Willson、Del Grosso 及び Chen & Millero 等の研究がよく知られている。これらの研究の大部分は、実験室において、水温、塩分及び圧力を様々に変えて音速を測定することと、それらの関数として音速を表す実験式を求めることに向けられている。古くは、Willson の式がよく使われたが、最近では、Del Grosso や Chen & Millero が一般的に使用されてきているが、Unesco の海洋科学の技術リポート^{4.2)}では、Chen & Millero の式が掲載されている。Chen & Millero の式は、水深約 1000 m において Del Grosso の式に比べ約 0.03% 早いことが知られているが、最近、Dusher 等は、長距離音波伝搬における伝搬では、Chen & Millero よりも Del Grosso の式の方が予測に近いことを示している。

我々は、1995年に伊豆小笠原海溝海域において621kmにわたる音波伝搬試験を行いその伝搬時間を計測した。我々の計測の結果では、Chen & Millero の式に比べ、Del Grosso のアルゴリズムによる予測の方がより矛盾が少ないことがわかった。

4.2 海洋の音速構造と音速の算出式

流体中の音速は、体積弾性率と密度の比の平方根で表せるが、海水の体積弾性率と密度は、海水の組成、水温及び圧力等によって変化するため簡単な式では表せない。海水の音速 c は、水温 T 、塩分 S 及び圧力 P の関数であり次のように与えられる。

$$c = f(t, s, p) \quad (4.1)$$

一般的に圧力 P は、水深 D に換算され使用されることが多い。音速 C は、水温 1 当たり約 4.6m/s、塩分 1‰ 当たり 1.15m/s 及び水深 1m 当たり及び 0.017m/s 変化する。

しかし、これらもまた水温、塩分、及び圧力の関数であるため、音速を表す式は、複雑である。近年、精密な測定においては、主に Del Grosso^{4.3)} の実験式 (1974年)、及

DelGrossoの音速式

(4.2)

(V. A. DelGrosso, J. A. S. A, 56, p1084,1974)

$$C = C_1 + C_T + C_S + C_P + C_{TSP}$$

$$C_1 = 1402.392$$

$$C_T = 4.5721T - 4.4532 \times 10^{-2} T^2 + 2.6045 \times 10^{-4} T^3 + 3.3603 \times 10^{-3} T^4$$

$$C_S = 1.329523S + 1.289558 \times 10^{-4} S^2$$

$$C_P = 1.59893 \times 10^{-2} P + 2.478901 \times 10^{-7} P^2 - 8.485727 \times 10^{-12} P^3$$

$$\begin{aligned} C_{TSP} = & -1.275628 \times 10^{-2} TS + 6.477152 \times 10^{-4} TP + 2.760566 \times 10^{-2} T^2 P^2 \\ & - 1.65695 \times 10^{-8} TP^2 + 5.536118 \times 10^{-13} TP^3 - 4.466674 \times 10^{-8} T^3 P \\ & - 1.681126 \times 10^{-11} S^2 P^2 + 9.684032 \times 10^{-5} T^5 S + 4.952146 \times 10^{-7} TS^2 P \\ & - 3.473123 \times 10^{-5} TSP \end{aligned}$$

where S: Salinity (ppt), T: Temperature (), P: Pressure (bar)

Chen & Milleroの音速式

(4.3)

(Chen C.-T; Millero F. J., J. A.S.A, 62(5), p1129,1977)

$$U(s, t, p) = C_w(t, p) + A(t, p)S + B(t, p)S^{3/2} + D(t, p)$$

$$\begin{aligned} C_w(t, p) = & C_{00} + C_{01}t + C_{02}t^2 + C_{03}t^3 + C_{04}t^4 + C_{05}t^5 \\ & + (C_{10} + C_{11}t + C_{12}t^2 + C_{13}t^3 + C_{14}t^4)p \\ & + (C_{20} + C_{21}t + C_{22}t^2 + C_{23}t^3 + C_{24}t^4)p^2 \\ & + (C_{30} + C_{31}t + C_{32}t^2)p^3 \end{aligned}$$

$$C_{00} = 1402.388$$

$$C_{10} = 0.153563$$

$$C_{01} = 5.03711$$

$$C_{11} = 6.8982 \times 10^{-4}$$

$$C_{02} = -5.80952 \times 10^{-2}$$

$$C_{12} = -8.1788 \times 10^{-6}$$

$$C_{03} = 3.3420 \times 10^{-4}$$

$$C_{13} = 1.3621 \times 10^{-7}$$

$$C_{04} = -1.47800 \times 10^{-6}$$

$$C_{14} = -6.1185 \times 10^{-10}$$

$$C_{05} = 3.1464 \times 10^{-9}$$

$$C_{30} = -9.7729 \times 10^{-9}$$

$$C_{20} = 3.1260 \times 10^{-5}$$

$$C_{31} = 3.8504 \times 10^{-10}$$

$$C_{21} = -1.7107 \times 10^{-6}$$

$$C_{32} = -2.3643 \times 10^{-12}$$

$$C_{22} = 2.5974 \times 10^{-8}$$

$$C_{23} = -2.5335 \times 10^{-10}$$

$$C_{24} = 1.0405 \times 10^{-12}$$

$$D(t, p) = D_{00} + D_{10}p$$

$$D_{00} = 1.727 \times 10^{-3} \quad D_{10} = -7.9836 \times 10^{-6}$$

$$\begin{aligned} A(t, p) = & A_{00} + A_{01}t + A_{02}t^2 + A_{03}t^3 + A_{04}t^4 \\ & + (A_{10} + A_{11}t + A_{12}t^2 + A_{13}t^3 + A_{14}t^4)p \\ & + (A_{20} + A_{21}t + A_{22}t^2 + A_{23}t^3)p^2 \\ & + (A_{30} + A_{31}t + A_{32}t^2)p^3 \end{aligned}$$

$$A_{00} = 1.389$$

$$A_{10} = 9.4742 \times 10^{-5}$$

$$A_{01} = -1.262 \times 10^{-2}$$

$$A_{11} = 1.2580 \times 10^{-5}$$

$$A_{02} = 7.164 \times 10^{-5}$$

$$A_{12} = -6.4885 \times 10^{-6}$$

$$A_{03} = 2.006 \times 10^{-6}$$

$$A_{13} = 1.0507 \times 10^{-8}$$

$$A_{04} = -3.21 \times 10^{-8}$$

$$A_{14} = -2.0122 \times 10^{-10}$$

$$A_{20} = -3.9064 \times 10^{-7}$$

$$A_{30} = 1.100 \times 10^{-10}$$

$$A_{21} = 9.1041 \times 10^{-9}$$

$$A_{31} = 6.649 \times 10^{-12}$$

$$A_{22} = -1.6002 \times 10^{-10}$$

$$A_{32} = -3.389 \times 10^{-13}$$

$$A_{23} = 7.988 \times 10^{-12}$$

$$B(t, p) = B_{00} + B_{01}t + (B_{10} + B_{11}t)p$$

$$B_{00} = -1.922 \times 10^{-2}$$

$$B_{10} = 7.3637 \times 10^{-5}$$

$$B_{01} = -4.42 \times 10^{-5}$$

$$B_{11} = 1.7945 \times 10^{-7}$$

びChen & Millero^{4.4)}の実験式(1977年)が使われている。これらの音速式(4.2)(4.3)式)は、T、S及びDをパラメータとするため複雑な多項式である。従来これらの実験式は、主に、実験室における計測データから算出され、その式の検証も同様に新たな計測データによってのみ行われてきた。^{4.5)}1980年代になると、それらの音速式に対し、Fofnoffや Millard(1983)はその誤差について実験室内において評価を行った結果、Chen & Milleroの実験式を推奨している^{4.6)}。

1980年代の中頃から海洋音響トモグラフィの観測のために開発された様々な技術により数百～数万kmにもわたる長距離音波伝搬実験が可能となり、米国、フランスや日本で盛んに長距離音波伝搬実験が実施されるようになった。^{4.7),4.8)}そして、それらの実験から得られたデータを、音線理論やモード理論を用いて、精密に評価することにより1991年には、Spiesbergerと Metzger^{4.9)}が、1993年にはDusher等^{4.10)}が、北東太平洋海域においては、Del Grossoの式の方がChen & Milleroの式よりも実測値に近いという報告を行った。しかしながら、それらの結果については、Milleroらが1993年に反論し^{4.11)}、現在もまだ結論が出ていない。

4.3 200Hz OAT トランシーバ

海洋科学技術センターでは約10年前より研究をスタートし、1995年3月、200Hz送受信システム2基を完成した。これは、1000kmの範囲の海洋現象をリアルタイムで観測できる海洋音響トモグラフィシステムとしては世界

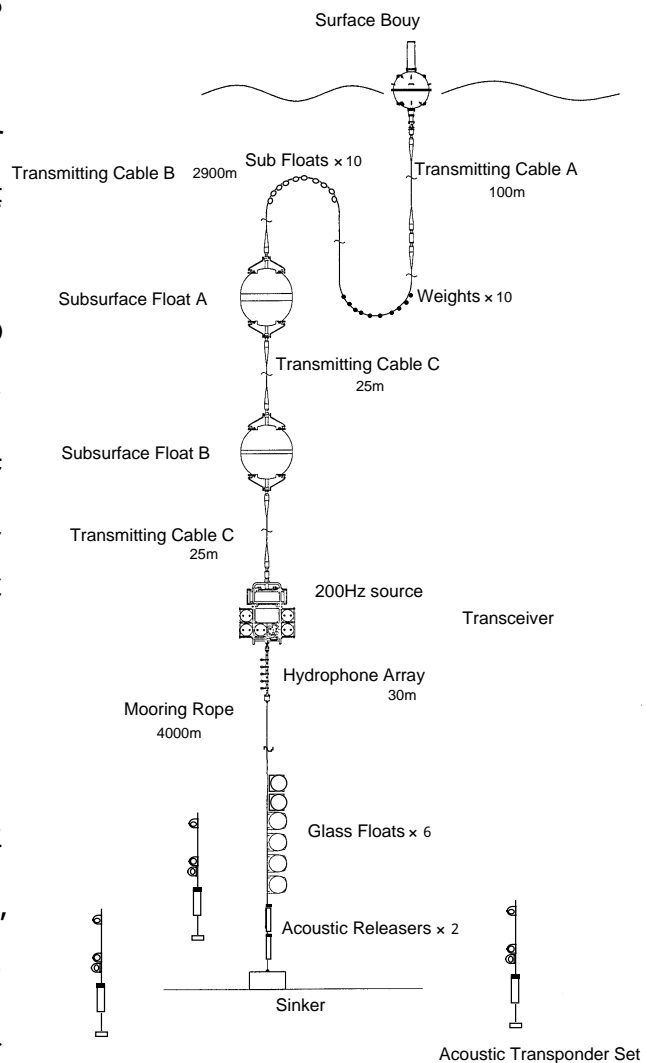


FIG.4.1 Construction for tomography mooring system.

唯一のものである。このシステムは、FIG.4.1に示したような構成で海中に係留される。システムは、音波の送受を行うトランシーバ(FIG.4.2)と、観測データを衛星経由で伝送するための海面ブイ、トランシーバの水中での挙動を計測する音響トランスポンダ等で構成される。

音源には、超磁歪材料を用いて、音源サイズの小型化と広帯域、高出力化を図った。受波信号は、トランシーバ内でビームフォーミング、相関処理、ピーク検出等の処理を行い、海面ブイから衛星送信されるデータ量を軽減している。海面ブイにはデータ伝送用のインマルサット送受信機と共にGPS受信機が搭載され、トランシーバ内の水晶時計を校正している。また電源にはリチウム電池を用い、2年間の連続観測を可能にしている。

4.4 実海域実験

音波伝搬実験は、1993年11月に、FIG.4.3に示したように伊豆小笠原東方海域で音源と受信機を設置して行われた。この実験では、第2章5項で記述した200Hzのトランシーバが使われた。音源と受信点間の距離は

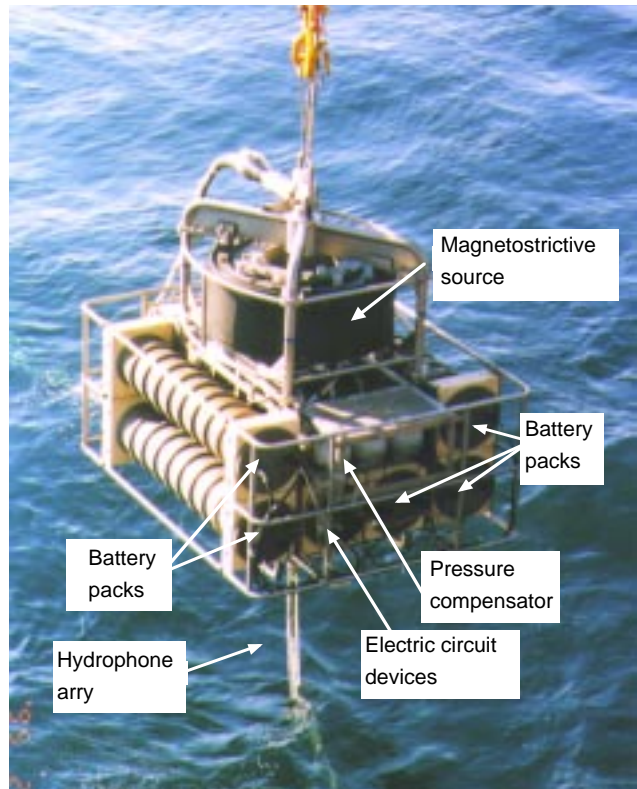


FIG.4.2 200Hz tomography transceiver.

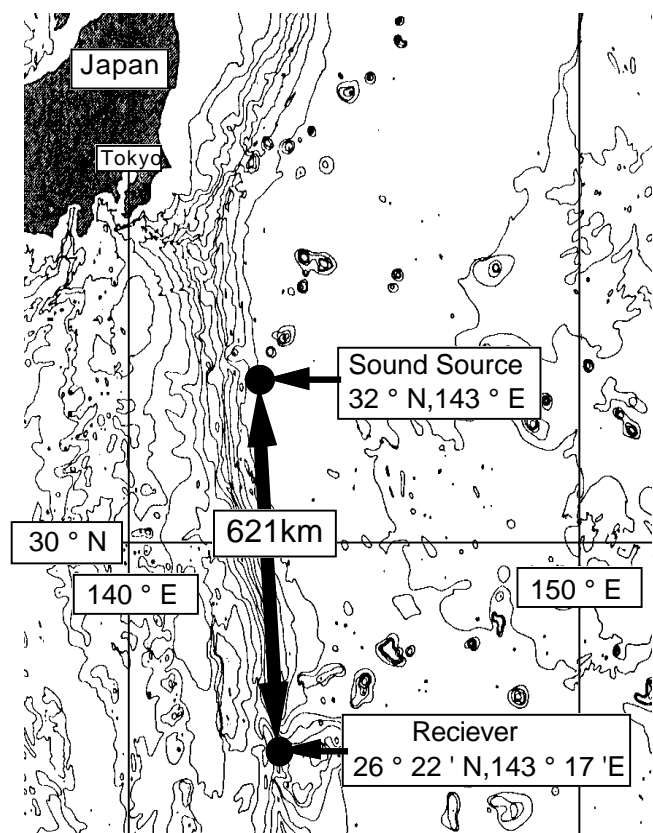


FIG.4.3 Ocean area profile of a sound propagation experiment over 621 km.

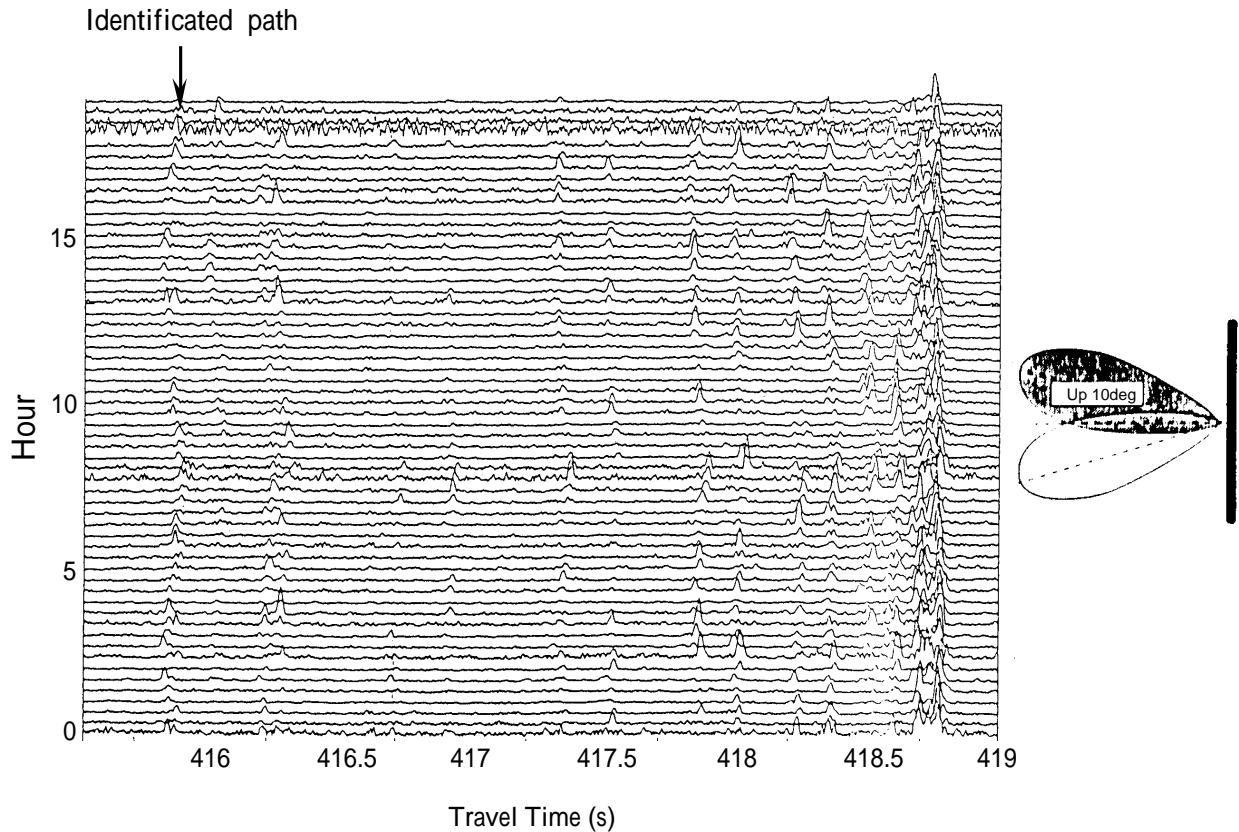


FIG.4.4 Arrival time data of pulse train received at the upper side receiving beam.
(In this figure, data at 20 min intervals over a period of 22 hrs is arranged in time series).

621.06km ,係留深度は ,音源が1242m ,受信装置は1385m ,伝搬経路に沿った水深は ,5000m ~ 9000mである。音源からは ,非常に正確なクロック (10^{-6} 秒/年) により制御された中心周波数200HzのM系列信号が20分毎に約22時間送信された。係留された音源の海流による移動は ,その周辺に配置された音響トランスポンダにより測位された。また ,地球上の絶対位置は ,GPSにより計測されたが ,その誤差は最大で , ± 20 m であると想定された。なお ,音源と受信機のクロックのズレは ,どちらも22時間なら0.01ms以下が確保される。

受信機において受信された信号は ,受信機のハイドロフォンアレーにより上方から入射してくる音波と下方向からの音波とに分離され ,A/D変換された後、各々デジタルデータとしてハードディスクに格納される。このデータをFIG.4.4に示す。FIG.4.2において ,定常的に得られたパルスを選別し ,その伝搬時間を測定した。

4.5 伝搬時間の比較

4.5.1 Chen & Millero と Del Grosso の比較

FIG.4.5は、実験海域において50kmおきに行った12地点の計測データを基に作成した水温・塩分の分布図である。この図からは、この海域において水平方向の大きな水温の変動は認められず、塩分データも水温と同様に特に際だった変動は認められない。そこで、これらの12地点のデータを平均し、

海域全体の水温・塩分場としたものをFIG.4.6に示す。^{4.12)}

そして、このプロファイルを基にChen & Millero及びDel Grossoの音速式によりFIG.4.7のように音速プロファイルを求めた。FIG.4.8では、

Chen & MilleroとDel Grossoの音速の差を深度との関数として求めた。FIG.4.8のように、音速差は、深度が大きくなるにつれ徐々に大きくなり、水深6,000mでは、ほぼ0.7m/sの差が生じることがわかる。また、全般的にChen & Milleroの式の音速がDel Grossoのそれよりも速いため、音

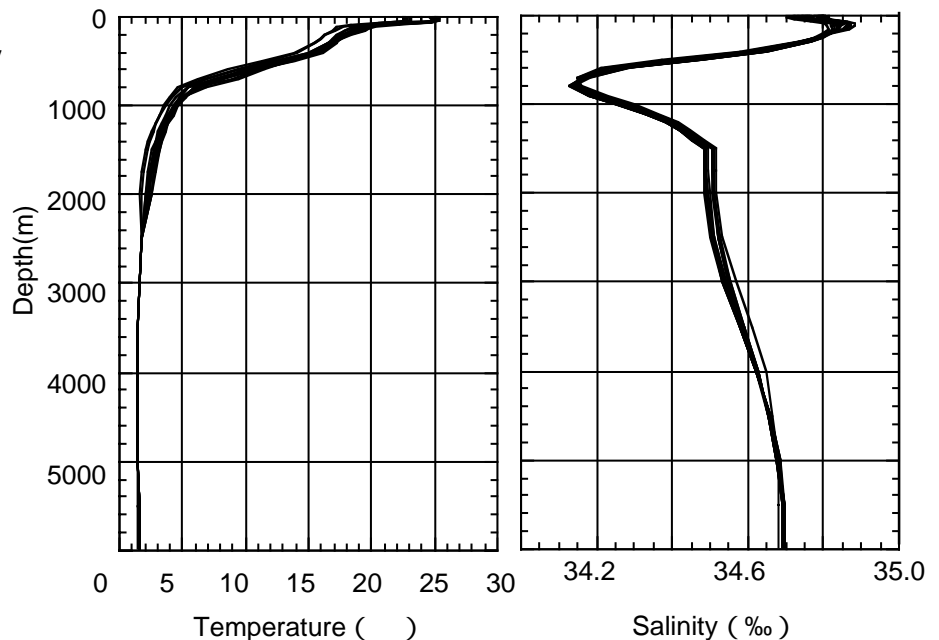


FIG.4.5 A profile of the temperature and salinity in ocean area of the experiment.

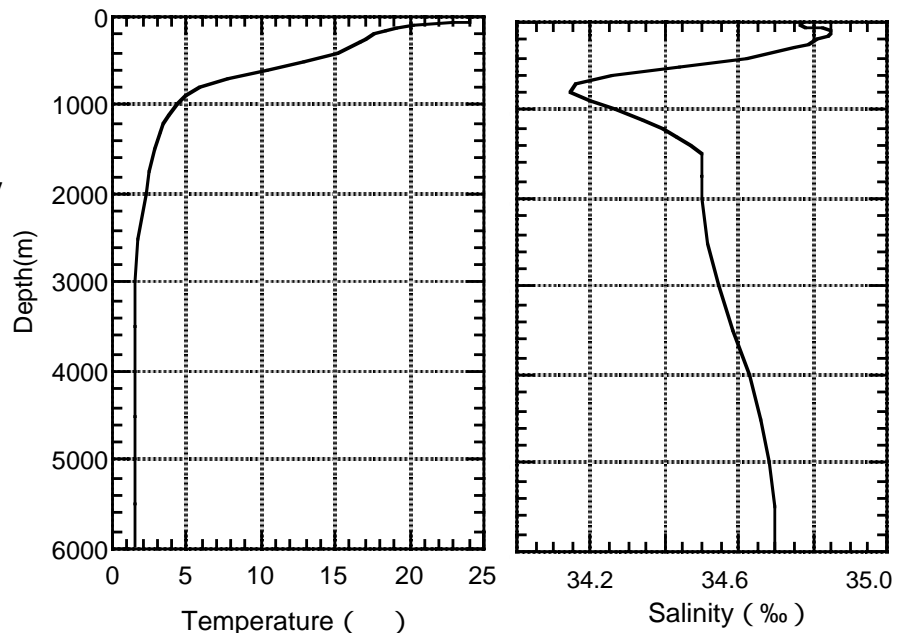


FIG.4.6 Profiles of temperature and salinity being a base of the calculation of estimated sound arrival time. (Mean value of all data could be found).

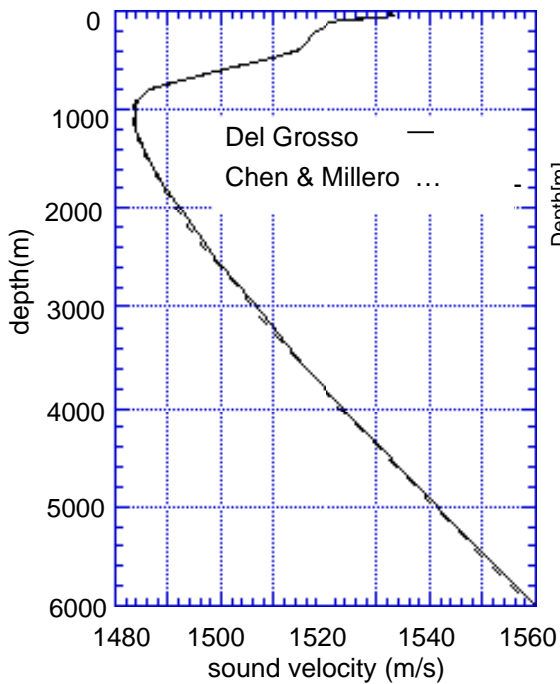


FIG.4.7 Sound speed profile by the equation of the DelGrosso and the Chen & Millero

波の伝搬では、Chen & Millero では伝搬時間が短くなることが予想される。FIG.4.7 のように水深2000m以深では、水温や塩分は、ほぼ一定であるため、これらの差は主に、音速算出式の圧力に依存する項の違いによるものと考えられる。

FIG.4.7の音速プロファイルを基に、音源からの放射角を0.01度刻みで±18度までの間で2章2項で述べた層分割法音線理論に基づいて、伝搬時間の計算を行った^{4.13,4.14}

^{4.15}。FIG.4.9にChen & MilleroとDel Grossoの両式による音源の放射角に対する受信点での音線の到達時間差を取った。この図のように、両者の差は、±5度くらいまでの放射角度の小さい音線では、両式の差は70ms程度とほぼ一定であるが、それよりも大きい放射角では、到達時間差は広がる傾向にある。

FIG.4.10では、FIG.4.7のプロファイ

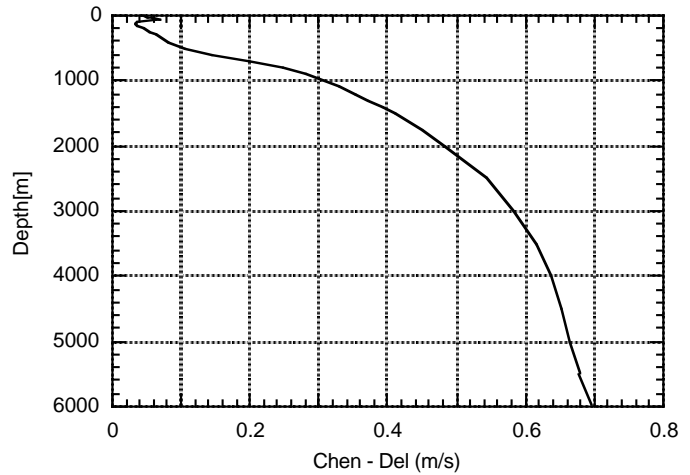


FIG.4.8 Difference of sound speed values between the respective sound speed equation (sound speed value in which the sound speed value from the Del Grosso equation is subtracted from that from the Chen & Millero equation calculated based on the sound speed profile seen in FIG. 4.6 is shown).

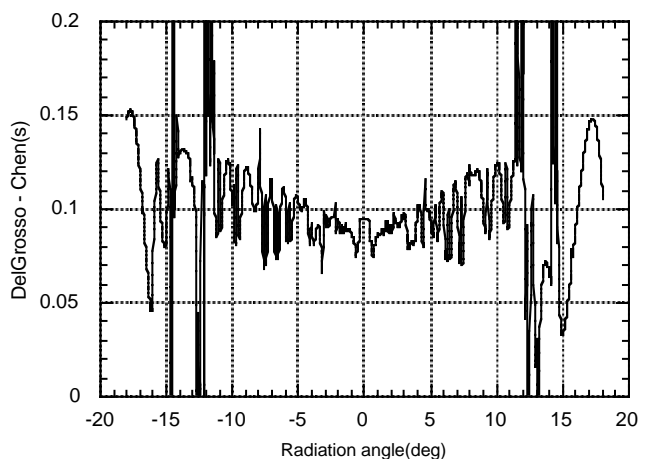


FIG.4.9 Sound source radiation angle vs computed travel time difference by FIG.2.7 (Del Grosso minus Chen & Millero)

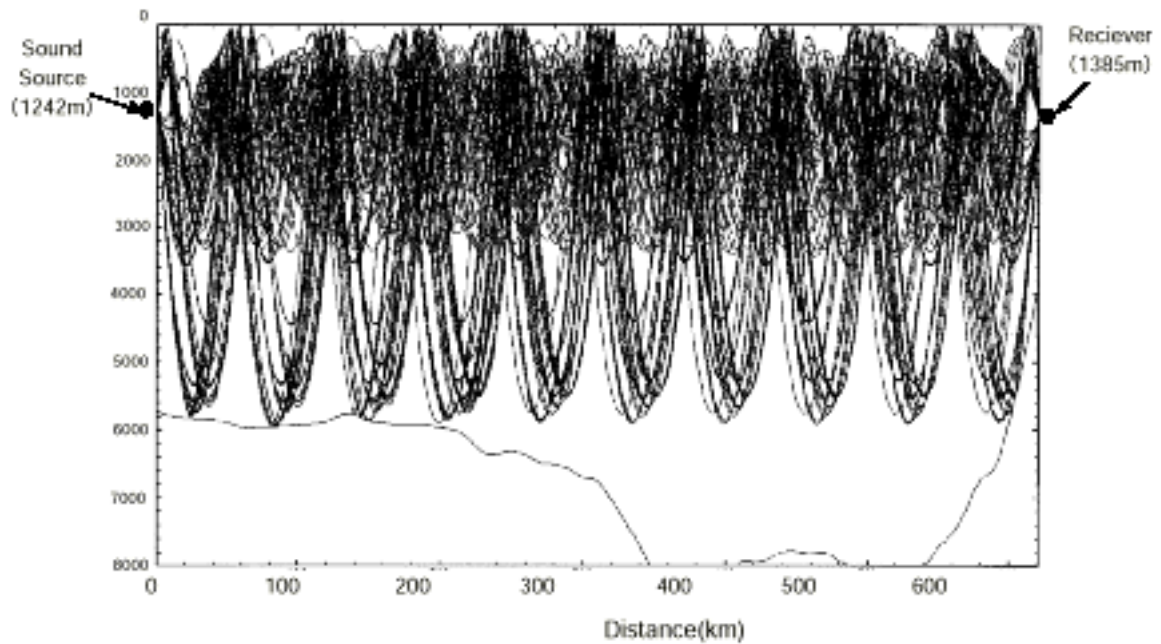


FIG.4.10 Profile of eigen rays from sound source to receiver in the experimental ocean area

ルを基に作成した固有音線図を示す。FIG.4.10のように、放射角の小さい音線は、SOFARの軸付近のみを通過してくる音線であるのに対し長い距離にわたり伝搬するためにFIG.4.8に示した音速の差が伝搬時間に大きく反映されることができている。FIG.4.11は、実験海域での放射角度と音速との関係を示す。この図のように放射角が大きくなるにしたがい音速は徐々に大きくなっているが、 17° 付近から急激に小さくなる。これは、音線が海底に到達したためであると考えられ、これらの音線は、十分に遅れて受信点に到達する。したがって、放射角がほぼ 17° で最も早く到達する音線が、最も深海域を通過してきたパルスとすることができる^{4.17)}。

4.5.2 実測値との比較

FIG.4.4 に示したデータは、実際にOAT 受信装置の上方向ビームによって受信されたデータであり、20分おきに22時間にわたって得られたものである。

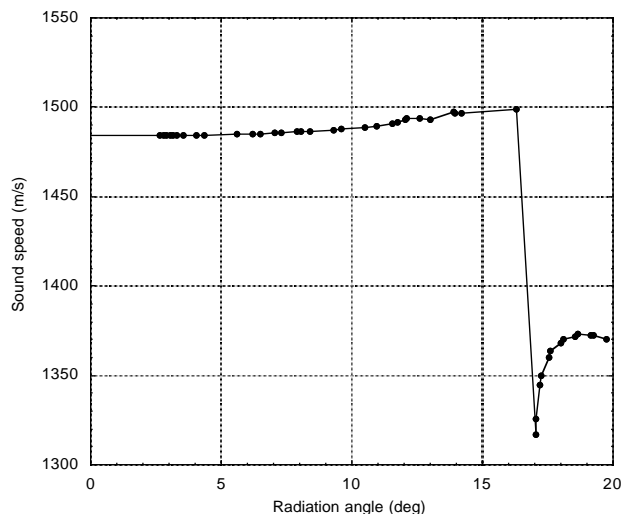


FIG.4.11 Relation of the radiation angle of a sound source with the mean velocity of an eigen sound ray.(Explanation of the techniques for identifying sound rays.)

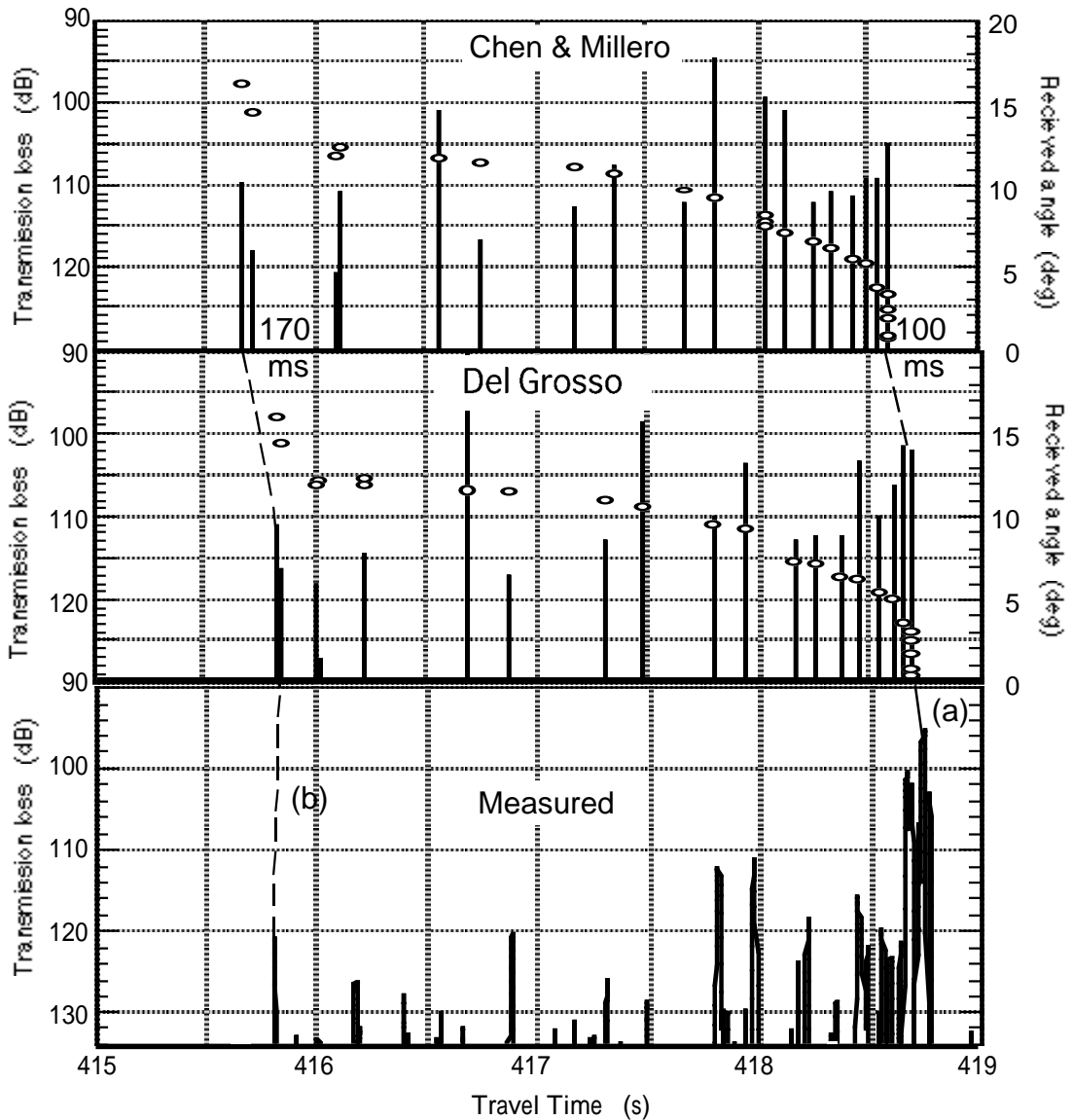


FIG.4.12 A comparison between the arrival time of the eigen rays [Measured value (upper part), estimated arrival time by the Del Grosso equation (center), and estimated arrival time by the Chen & Millero equation are compared].

FIG.4.12に、FIG.4.4の受信データを平均した音線のパターン(中央)と各音速式で求めた音速プロファイルにより計算された固有音線のパターン(Chen(上)とDel Grosso(下))を音源からの放射角度()と共に示した。FIG.4.12の図中では、受信点に最も遅く到達する音線、即ち、SOFAR軸付近を伝搬してくる音線を点線(a)で結んでいる。また、FIG.4.12のように放射角17°付近で最も早く到達する音線、即ち、最も深海域を伝搬してくると考えられる音線を点線(b)で結んでいる。この図から概ね次のことが言える。

(1)Del Grosso による予測到達時間は、概ね測定値と合っている。

(2)Chen & Milleroによる予測到達時間は、測定値に比べ、SOFAR軸を伝搬する音線では、約100ms早い。FIG.4.11で示した±5度までの音線の放射角における時間差70msに近い値である。

(3)Chen & Milleroによる予測到達時間は、深海域を通過してくる音線については約170ms早く到達している。

この結果は、Chen & Milleroの音速式よりもDel Grossoの音速式の方がより矛盾の少ないアルゴリズムであることを示唆している。また、予測到達時間の差異は深海域になるほど大きくなることから音速に対する圧力の影響の違いを予想させる。

4.5.3 誤差の見積もり

この計測における、最大の誤差要因は、音源と受信機との距離の計測誤差である。これは、主に音響測位とGPSによる計測誤差であるが、現在のところ、音響測位とGPSによる測位精度は±20m程度と考えられる。この場合、音速1500m/sとすると、到達時間の誤差は $40/1500 \approx 27$ msである。また、音源と受信装置に内蔵されているクロックは、ルビジュウムがGPSの時間信号により整合されているため、極めて正確であり、計測時間（22時間）の間のクロックの誤差は、1msよりも十分小さい。

FIG.4.4のデータを見ると、436s付近に、潮汐による影響と思われる変動が見られる。しかし、音響トランスポンダによる測位データに補正を行った結果、その変動は、せいぜい10ms以内である。これらを合計しても、見積もられる誤差は、全体で40ms以内と考えられ、計測値と理論値の差170msという値は、十分大きく、信頼できる値であると考えられる。

4.6 まとめ

従来の計測では困難であった音速式の検証は、OATデータを利用し、音線理論により行うことができることが示された。その結果、深海域を通過する音線については、Chen & Milleroの式よりもDel Grossoの式の方が実測値と比較的良く一致することがわかった。また、検討の結果、2つの式の差の要因は、深海域における圧力の依存の違いによるものであると考えられた。我々が目指す1000kmのOAT観測では、2つの音速式

の違いによる伝搬時間差は、ほぼ 250ms となることから初期音速場の作成において Chen & Millero の式を利用することは、観測後の逆問題の解決には大きな障害となると考えられる。したがって、今後は、音速プロファイルの作成には Del Grosso の音速換算式を利用することを推奨する。

文 献

- 4.1) P.F.Worcester, R.C. Spindel, B.M.Jowe, "Reciprocal acoustic transmissions : Instrumentation for mesoscale monitoring of ocean currents", IEEE Journal of Oceanic Engineering, Vol.OE-10,No.2,123-137 (1985).
- 4.2) S.Kuwahara, "Velocity of sound in sea-water and calculation of the velocity for use in sonic sounding", Hydrographic Rev. 16,123-140(1938)
- 4.3)W.D.Wilson, "Equation for the speed sound in sea water",J.Acoust.Soc.Am.Vol.32,1357 (L) (1960) W.D.Wilson, " Equation for the speed sound in sea water",J.Acoust.Soc.Am.Vol.32,1357(L) (1960)
- 4.4) V.A.DelGrosso,"New equation for the speed of sound in natural water (with comparision to other equation)) ", J.Acoust.Soc.Am.Vol.56 No.4, p1084-1091 (1974)
- 4.5) Chen-Tung Chen& F.Millero, "Speed of sound in seawater at high pressures",J.Acoust.Soc.Am.Vol.62, No.5,1129-1135,(1977)
- 4.6) N.P.Fofonoff & R.C.Millard Jr., "Algorithms for computation of fundamental properties of seawater", Unesco Tech. pap. marine science 44,25-27 (1983)
- 4.7)G.R.Garrison,P.C.Kirkland, and S.R.Murphy., "Long-Range Measurement of Soun Speed in Sea Water", J. Acoust. Soc. Am. Vol. 33, 360-361 (1961)
- 4.8)Toshiyuki Nakanishi and the ocaen acoustic tomography technology development team, "Development of the ocean acoustic tomography technology at Japan", Proceeding of Meeting of The Marine Acoustic Society of Japan,1097-1098,(1995) (in Japanese)
- 4.9)J.L.Spiesberger,K.Mitzger,"New estimate of sound speed in water", J.Acoust.Soc.Am.89,1697-1700 (1991)
- 4.10)Brian D. Dushaw,Peter F.Worcester Bruce D. Cornuelle,"On equation for the speed of

sound in sea water", J. Acoust. Soc. Am. 93(1), 255-275 (1993)

4.11) Frank J. Millero and Xu Li, "Comments on "On equation for the speed of sound in seawater", J. Acoust. Soc. Am. 95(5), 2757-2759 (1994)

4.12) Toshiaki Nakamura, "Current state and future plan of the technology for ocean acoustic tomography", Proceeding of Meeting of The Acoustical Society of Japan, 1239-1242 (1994)
(in Japanese)

4.13) Toshio Tsuchiya, Toshiaki Kikuchi, Michio Ohki, "Inference of propagation time in the SOFAR channel by method of divided layer", Proceeding of Meeting of Acoustical Society of Japan, 1097-1098 (1994) (in Japanese)

4.14) C.B. Officer, Introduction to the Theory of Sound Transmission with Application to the Ocean (McGraw-Hill, New York, 1958) p.59.

4.15) Toshio Tsuchiya, Toshiaki Kikuchi, Toshiyuki Nakanishi, Yasutaka Amitani and Hiroshi Ochi, "Relation between sound depth and proper ray in the SOFAR channel, Journal of Acoustical Society of Japan (J), 14-24, (1995) (in Japanese)

4.16) S. Levitus, Climatological atlas of the world ocean, NOAA Professional Paper 13, (U.S. Government Printing Office Washington DC, 1982)

4.17) APL-UW Technical Report, The Applied Tomography Experiment of 1990, (Applied Physics Laboratory University of Washington, 1991)

第5章 海底地層を考慮した伝搬パルスの同定

5.1 緒言と概要

OAT観測においては、取得されたデータを解析するために最も重要な事項は、観測データに含まれる様々な伝搬経路を持つパルスの識別・同定を行うことである。従来、これら伝搬パルスの識別・同定にあたっては、海水中を伝搬するパルスに限定し、音線理論による解析が一般的に行われてきた。^{5.1),5.2)}しかし、近年、実海域において、多くの長距離音波伝搬データが取得されるようになり、それらのデータが詳細に検討されてきた。その結果、従来の音線理論では取り扱うことが極めて困難な海底反射の影響や海底下を伝搬したと考えられる振幅の小さな信号やパルスが混在していることが分かってきた。したがって、これらのパルスを正確に識別することが極めて重要な課題であり、そのために海底や海底下の影響を考慮することのできる Normal Mode 法の適用が期待されてきた。^{5.3),5.4),5.5)}

OAT観測のような比較的高い周波域領域(200 ~ 400Hz)における Normal Mode 法による解析手法を複雑な音速プロファイルの海域へ適用するのは困難とされ、理論的な計算値と実測データと詳細な比較は殆ど行われてこなかった。しかし、北極海や地中海のような一部の海域では、水温、塩分濃度の深度方向の変動が極めて単調なため、音速が、主に深度(圧力)の影響を受けて直線的に増大するという単純な構造となることが知られおり、このような海域で行われた音波伝搬実験のデータは、Normal Mode 法による解析が容易に行えると考えられた。

海洋科学技術センターでは、米国 Woods Hole 海洋研究所等との合同で新しい OAT用の送受信装置を開発した。そして、地中海西部海域において400Hzの周波数で255.4kmの距離の音波伝搬実験^{5.6)}を実施し、1994年1月~同10月末まで、数多くの音波伝搬データを取得した。そこで、筆者らは、実際のこの地中海西部海域で計測された音速プロファイルを基に、層分割法による Normal Mode 法^{5.7)}により伝搬特性について解析し、取得された音波伝搬実データと比較した。

その解析にあたっては、海水中の伝搬だけではなく、Normal Mode 法の特徴を生かし、海底下の伝搬の影響も考慮した計算を行った。そのため、まず、海水層と海

底基盤層の2層からなる海洋モデル及び海水層と海底基盤層間に1層の海底堆積層を考慮した3層からなる海洋モデルを設定し、周波数領域における励振モードと音場の関係を把握した。その後、速度勾配、海底深度や受波器深度等を変化させることにより、OATにおいて最重要課題である実測データに含まれる伝搬パルスを伝搬経路により識別した。

5.2 数値計算法の概要

5.2.1 層分割法による多層モデル^{5,7)}

FIG.5.1に示したように各層内の密度が一定であり、屈折率の2乗が線形になると仮定し、海洋を多層に分割するモデルの場合、 n 層内の深さ方向の音圧は、次のように表される。

$$p(z,k) = A_n Ai [Z_n(z)] + B_n Bi [Z_n(z)] , \quad n = 1, 2, \dots, N \quad (5.1)$$

ここで、 n は最上層を1とする各層の番号、 N は総分割数、 A_n, B_n は分割した各層間の境界条件により決定される第 n 層の係数、 $Ai(x), Bi(x)$ はAiry関数、 $Z_n(z)$ は音速、深さ、密度及び音波の周波数で決まる補助関数である。任意の受波点(r, z)における音圧は(1)式より、Ewing, Jardetzky 及び Press¹³⁾の提示した手法を用いて、次のように表される。

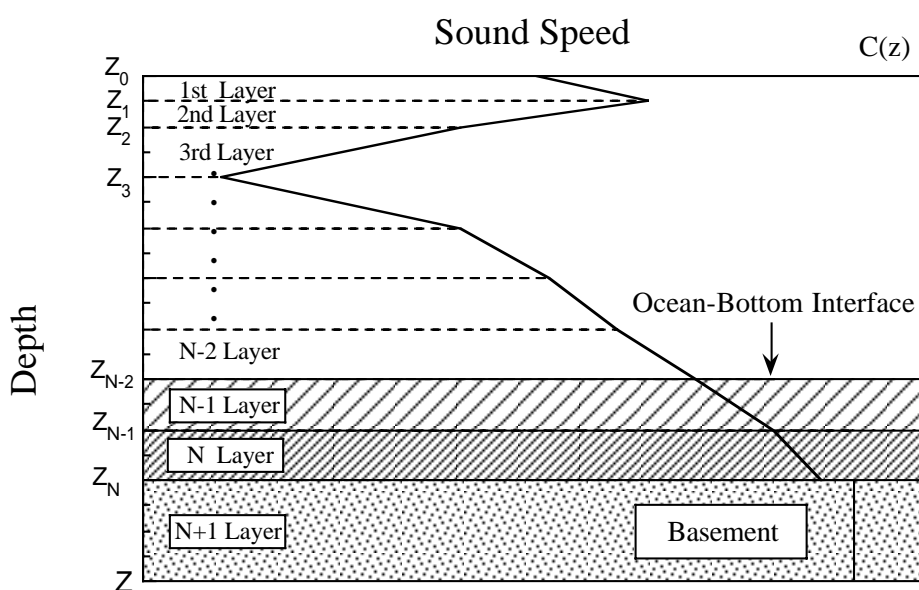


FIG.5.1 Typical sound-speed profile with N layers. The last layer is an isovelocity half space.

$$\begin{aligned}
p(r, z, z_0) = & \frac{i}{2\rho_0} \sum_{m=1}^M C_0(k_m) p(z_0, k_m) p(z, k_m) H_0^{(1)}(k_m r) \\
& + \frac{i}{2\rho_0} \int_0^{k_B} C_1(k) p(z_0, k) p(z, k) H_0^{(1)}(kr) k dk \\
& + \frac{i}{2\rho_0} \int_0^{\infty} C_2(k) p(z_0, ik) p(z, ik) K_0(kr) k dk
\end{aligned} \tag{5.2}$$

ここで、 r は音源からの水平距離、 z は受波器深度、 z_0 は音源深度、 ρ_0 は音源のある層の密度、 M は固有モードの総数、 k_m は m 次の固有モードの波数、 $C_0(k_m)$ は m 次の固有モードの波数、音速、深さ、密度及び音波の周波数で決まる振幅係数、 $H_0^{(1)}(x)$ は0次の第1種ハンケル関数、 $K_0(x)$ は0次の変形ベッセル関数である。係数 $C_0(k_m)$ 、 $C_1(k)$ 及び $C_2(k)$ は次式で与えられる。

$$C_0(k_m) = k_m [H_m p^2(z_N, k_m) + \omega^2 \beta_N L_N^2 \pi^{-1} \rho_N^{-1} (A_N \dot{B}_N - B_N \dot{A}_N)]^{-1}$$

$$H_m = k_m \mu^{-1}(k_m) \rho_{N+1}^{-1} + 2k_m L_N^4 \omega^2 \beta_N \rho_N^{-1} - 2k_m \mu^2(k_m) \rho_N \omega^2 \beta_N \rho_{N+1}^{-2}$$

$$\dot{A}_N = \frac{dA_N}{d\lambda}$$

$$C_1(k) = \pi^{-1} k (k_B^2 - k^2)^{1/2} \rho_{N+1}^{-1} \{ [(k_B^2 - k^2)^{1/2} p(z_N, k) \rho_{N+1}^{-1}]^2 + [p'(z_N, k) \rho_N^{-1}]^2 \}^{-1}$$

$$C_2(k) = -i 2\pi^2 k (k_B^2 + k^2)^{1/2} \rho_{N+1}^{-1} \{ [(k_B^2 + k^2)^{1/2} p(z_N, ik) \rho_{N+1}^{-1}]^2 + [p'(z_N, ik) \rho_N^{-1}]^2 \}^{-1}$$

(5.2)式の第2項以降は、分岐線回りの積分効果である。これは海底地表面を伝搬する波(ラティラル波)を表している Stickler^{5,7)}も彼の論文中で明らかにしているようにラティラル波は伝搬距離に従って著しく減衰するため、十分に受波点が音源から離れている場合、音場の形成にはほとんど寄与しない。したがって本研究では、受波点を音源から十分に離し、固有モードの有限和のみで音場を表現することにする。

5.2.2 時間領域解析法

境界層内を伝搬する音波の受波点での音圧は、数多くのモードの成分の和として与えられる。さらに、時間領域で解析するためには、パルスのスペクトルに対応した多数の周波数で波動理論の解析、計算を行う必要がある。そこで、Normal mode

法を用いると受波点における音圧の時間応答波形 $F(r, z, z_0, t)$ は (2) 式より、次のように表される^{5.14), 5.15)}。

$$F(r, z, z_0, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_1}^{\omega_2} P(r, z, z_0, \omega) S(\omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (5.3)$$

ここで、 ω は角周波数、 $S(\omega)$ はパルス波の周波数スペクトルである。ただし、積分区間 (ω_1, ω_2) は $S(\omega)$ が有効な値をとる範囲である。

5.3 地中海西部 OAT 実験の概要^{5.6)}

1994年1月末から10月まで、地中海西部全域において海洋音響トモグラフィによる観測がフランス、ドイツの研究グループを中心に実施された。この観測には、海洋科学技術センターと米国 Woods Hole 海洋研究所との共同研究チームも参加し、FIG.5.2に示すような構成のSテザーと呼ばれる海洋音響トモグラフィ送受信装置をFIG.5.3の実験海域図中のRの位置に設置した。海面ブイシステムは、米国 Webb 社製の 400 Hz のトモグラフィトランシーバに、衛星通信のための海面ブイを接続し、リアルタイムに計測データの送信が行えるように新たに設計されたものである。トランシーバの設定深度は 150 m であるが、海面ブイは、風や海流の影響を受け揺れ動く。そのため、この影響をトランシーバに極力及ぼさないように海面ブイとトランシーバ間に 150 m の S テザーと呼ばれる特殊なテザーケーブルと 8 個の浮体を取り付けて緩衝させている。トランシーバ上部には、係留索を緊張係留させ、回収

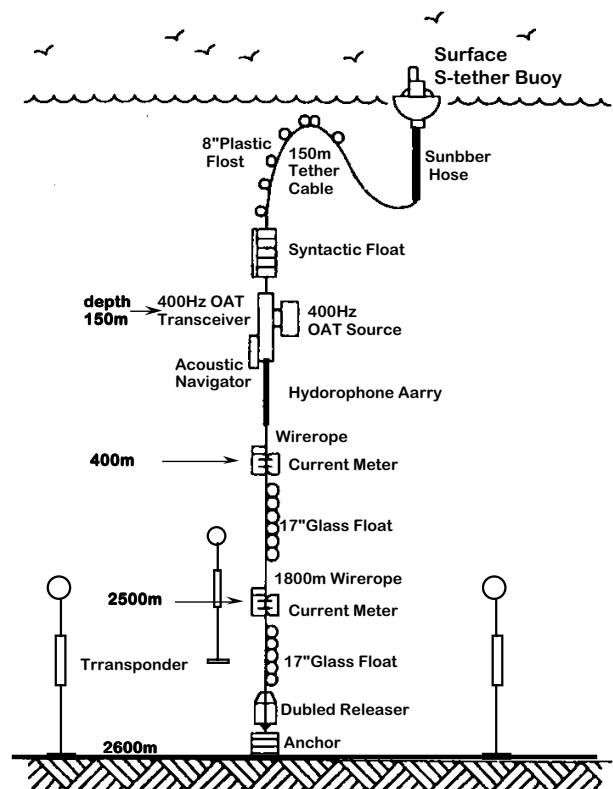


FIG.5.2 Schematic diagram of S-tether buoy system.

時の浮力となるための浮体が接続され、トランシーバ下部には受波器アレイが接続されている。また、回収後に音響測位用のトランスポンダーが配置され、測位データが記録される。

トランシーバからは、1日4回6時間毎に270日間にわたりM系列の音波が送信された。海洋科学技術センターでは、FIG.5.3中のRの位置において、受信装置を設置し、データを取得することができた。

FIG.5.3の海域では、FIG.5.4のように、水温、塩分の深度方向の変動が単調であるため、音速は主に深度(圧力)の影響を受けて直線的に増大するという特殊な音速構造を形成する。また、地中海西部域の伝搬経路付近の海底地形及び海底下の大雑把な構造は、マルチナロービーム測深機やマルチチャンネル地震探査法によって得られている^{5.11)}。それによれば、水深は、ほぼ2650~2750mと平坦であり大きな地形の変化はなく、海底下400~600m付近に過去において地中海が干上がった時に形成されたとされる非常に堅い岩塩の層が発達しているのが確認されている。このため、この層が音響的な基盤層と考え、以後の計算を実施した。

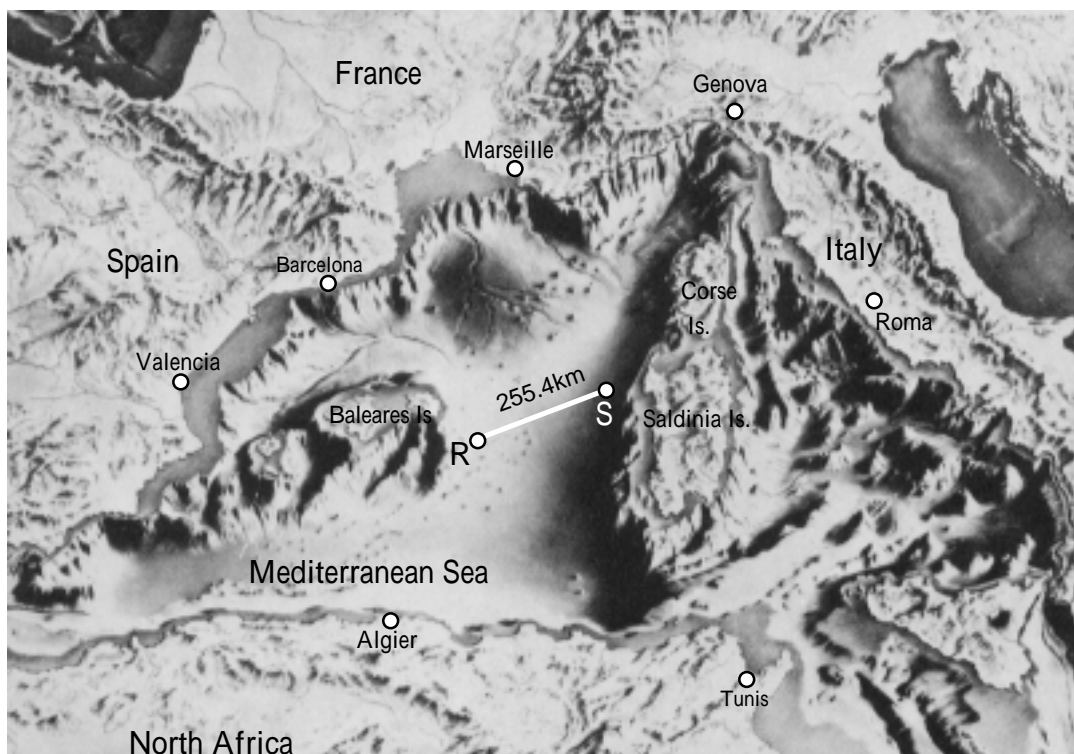


FIG.5.3 Map of the OAT experimentation area in west Mediterranean Sea

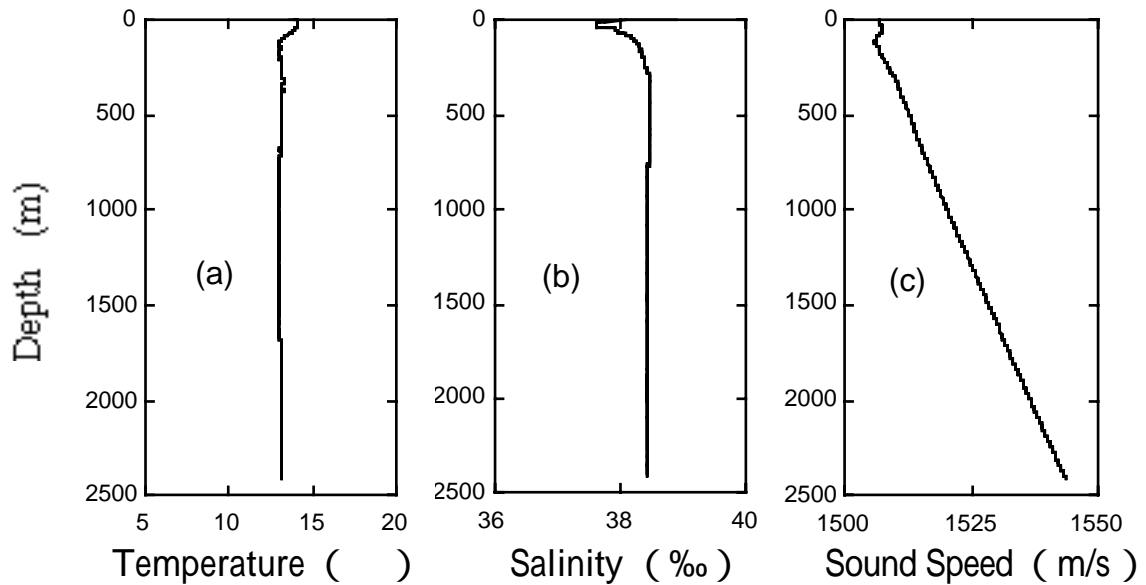


FIG.5.4 Sea water temperature(a), salinity(b) and sound speed(c) profile in West Mediterranean Sea(measured at $39^{\circ} 53.5' N$, $4^{\circ} 43.3' E$ in 11th Jan 1994).

5.4 数値計算結果

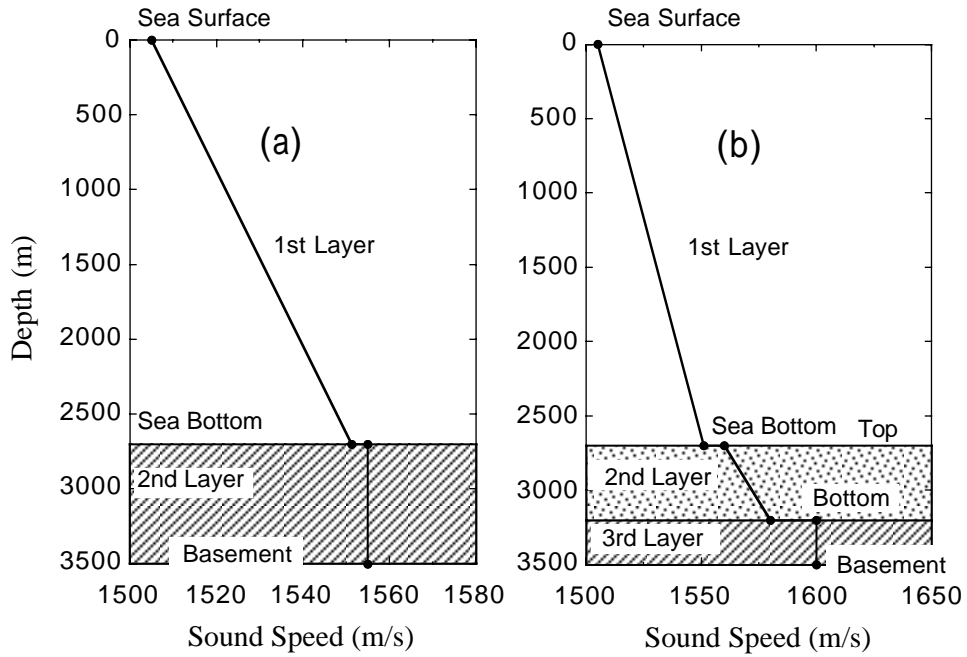
5.4.1 励振モードと音場の関係^{(5.7), (5.8), (5.9)}

長距離音波伝搬解析においては、まず周波数領域においてその海洋が空間的にどのような音圧分布を形成するのかを把握しておく必要がある。そこで、FIG.5.4のデータを基に、海水層と海底基盤層からなる2層モデル及び海水層と海底基盤層間に1層の海底堆積層が存在するような3層モデルの2種類を初期モデルとして設定し、それぞれのモデルにおける励振モードと海洋音圧分布を求めた。計算に用いた周波数は、OAT実験に使用された音源周波数400Hzとした。FIG.5.5にそれぞれのモデルに用いた音速プロファイルを示す。

5.4.2 2層海洋モデル

FIG.5.4に示したように、この地中海西部海域では、海水層内においては、音速が深度とともに直線的に増大し、海底面下においては、音速が一定であるとすれば、音源から放射された音波は、海面のみでの反射を繰り返し伝搬するものと海面及び海底面の両面で反射を繰り返し伝搬する2種類が考えられる。ただし、海底面において臨界角よりも小さな角度で入射する音波の一部は海底中へ透過する。

FIG.5.6には、音源位置から水平距離100kmの地点における励振モードの形状を示した。この2層海洋モデルにおける音源の深度は150mであり、励振される最大モー



	Sound Speed (m/s) / Depth (m)				
	1st Layer Sea Surface	Sea Bottom	2nd Layer Top	3rd Layer Bottom	Basement
(a) 2 Layer Model	1505.0 / 0.0	1548.20 / 2700.0	----	----	1555.0
(b) 3 Layer Model	1505.0 / 0.0	1551.17 / 2700.0	1560.00 / 2700.0	1580.00 / 3200.0	1600.0

FIG.5.5 Sound speed profile with (a) the ocean partitioned one layer and the bottom into one and (b) the ocean partitioned one layer and the bottom into two. These last layers are an isovelocity half space.

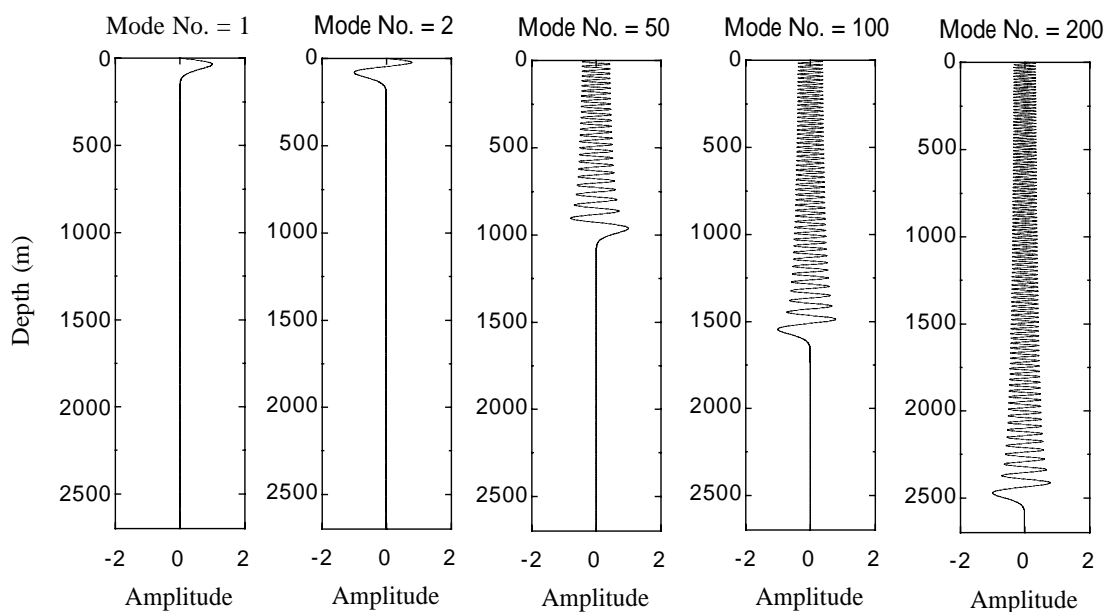


FIG.5.6 Selected modes for the sound speed profile in FIG.5 (a)

ド数は、247個である。FIG.5.7(a)は実験海域の各地点において、第1モードから第100モードまでの海面及び下方転回点間に捕捉されたモードのみを加算した場合、FIG.5.7(b)は励振される全モードを加算した場合の音圧分布図である。(a)を見ると、音線理論解析と同様に海面のみで反射を繰り返し伝搬する様々な音線の重ね合わせにより、その焦線の部分が顕著に現れている。また、海洋の音圧分布(音場)は、各励振

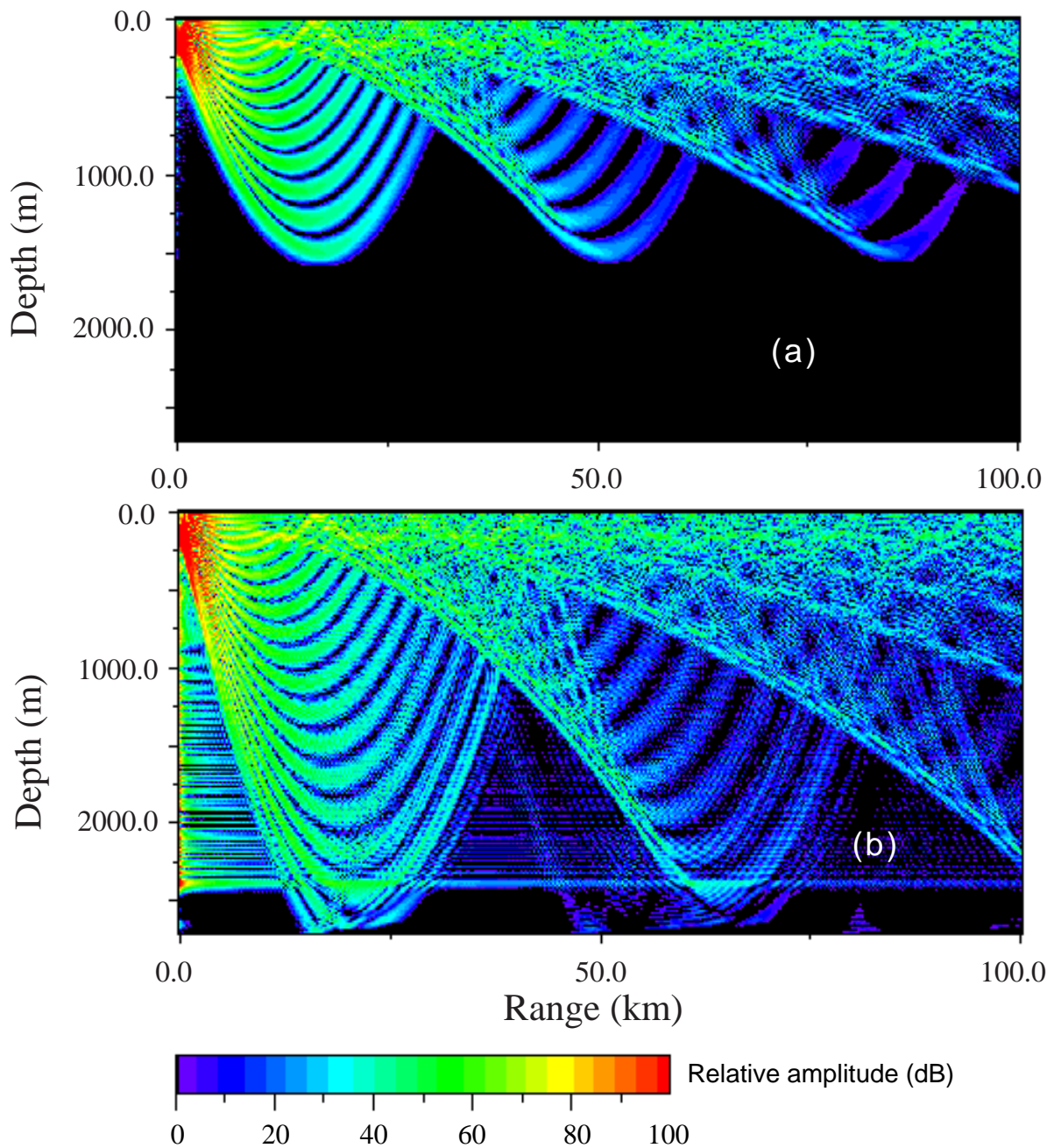


FIG.5.7 Sound fields for the sound-speed profile in FIG.5(a) including (a)surface guided modes(1st to 100th) only, (b)all modes.

モードの下方転回点深度に対応しており、その励振モードの加算数が大きく影響することがわかる。(b)を見ると、海面と海底の両面で反射を繰り返し伝搬する音線の重ね合わせにより、海底反射波による焦線が新たに現れてくることがわかる。これらの焦線は、海底面での反射波の波数に相当する高次のモードが臨界角よりも大きな角度で海底面に入射したことにより生

じると考えることができる。

このように励振されるモードの加算数は、音場形成に大きく影響を及ぼすことが確認された。

特に、海底基盤層の音速によつては、励振されるモード数が増

大するため、海底面での入射臨界角が小さくなり、海底反射の影響を受けやすくなることが予想される。

5.4.3 3層海洋モデル^{5.8)}

本項では、FIG.5.5(b)の3層モデルを用いて、臨界角よりも小さな角度で海底面へ入射し、海底中へ透過した音波が形成する音場を1層の堆積層を考慮することにより、把握することを目的とする。既にPekeris¹⁹⁾やPress,Ewingら^{5.8)}は、各層の音速及び密度が均一な媒質からなる3層モデルについて解析している。彼らは、このモデルにおいて各層の音速、密度の相違により各境界面で音波の反射及び透過現象が起こり、FIG.5.8に示すように、ある角度で海底中へ透過した1つの音波は、様々な伝搬経路に分かれ、さらに複雑に干渉することを紹介している。本節で用いた3層モデルは、さらに各層の音速が均一でないため、海底中へ透過した音波は、基盤層へ当たらず上方へ屈折する場合、基盤層上面で反射する場合の双方について考慮する必要がある。FIG.5.9に、音源位置から水平距離100kmの地点における励振モードの形状を示す。ただし、本節における研究の対象が海底堆積層内へ透過する音波であるため、励振モードの計算は、その下方転回点深度が海底深度に相当するものを第1モードとし、それ以深の高次モードについてのみ行い、FIG.5.9では、その一部を表示している。モード1及びモード50は、海底面での反射波の波数に相当するモード、モード

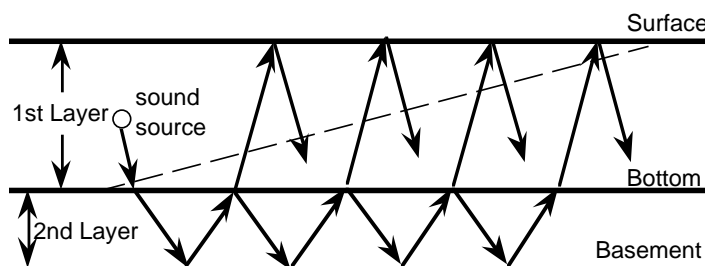


FIG.5.8 Reflection and transmission at fluid-fluid interface for three layered half space.

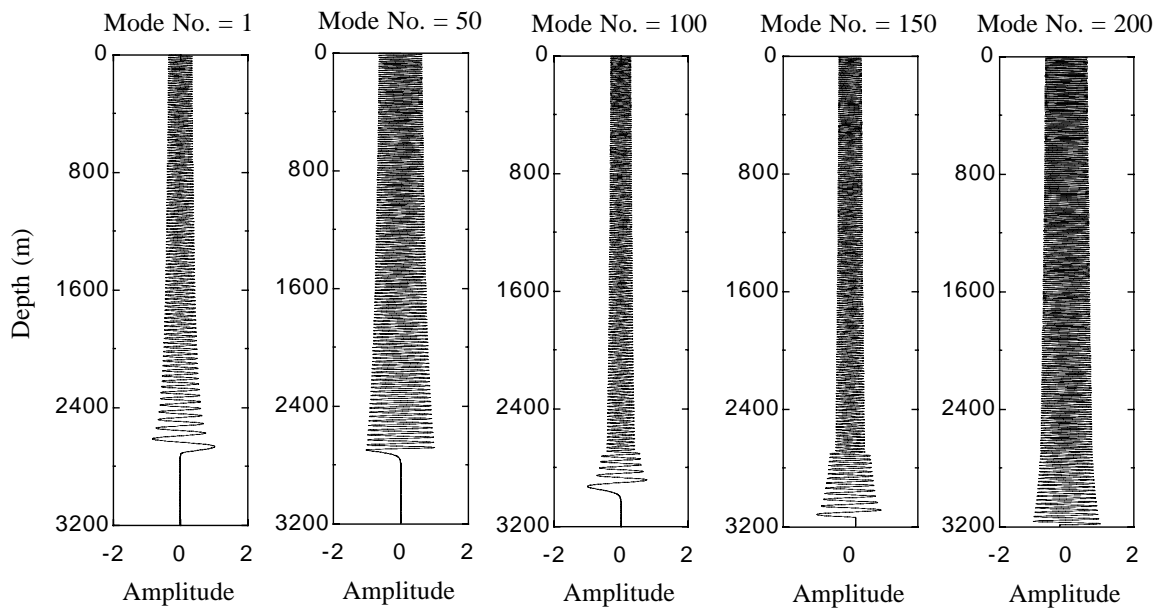


FIG.5.9 Selected modes for the sound speed profile in FIG.5(b).

100及びモード150は、海底堆積層内において基盤層にあたることなく上方へ屈折する音波の波数に相当するモード、モード200は、基盤層上面での反射波の波数に相当するモードである。さらに、モード100及び150の形状を見ると、海水層と海底堆積層の音速と密度が不連続であるため、海底面において、モードの振幅が大きく変わることがわかる。

FIG.5.10に、音源位置から水平距離100 km及び25 kmまでの海洋の2次元音圧分布(全モード加算)を示す。FIG.5.10を見ると、基盤層へ当たることなく上方へ屈折する音波を含め、海底へ入射した音波が、FIG.5.8に類似する様々な音線経路へと分かれて伝搬する様子を視覚的に理解できる。FIG.5.10は、それぞれの音線経路を表したもではなく、様々な音波の重ね合わせにより、その焦線の部分が顕著に現れているものである。そのため、モード数を制限するモードフィルタリングという考えを導入する。すなわち、(a)海底反射波、(b)海底堆積層内の屈折波及び(c)基盤層上面での反射波のそれぞれの波数に相当するモードのみを加算し、それらの海洋の音圧分布を求める。FIG.5.11にそれぞれの音圧分布(音源位置から水平距離25 kmまで)を示す。FIG.5.11(a)を見ると、海底面における臨界角よりも大きな角度で入射する音波は、全反射し伝搬するのに対して、(b)、(c)を見ると、臨界角よりも小さな角度で海底面へ入射した音波が、海水層と堆積層の音速及び密度の相違により、海底中へ透過する音波

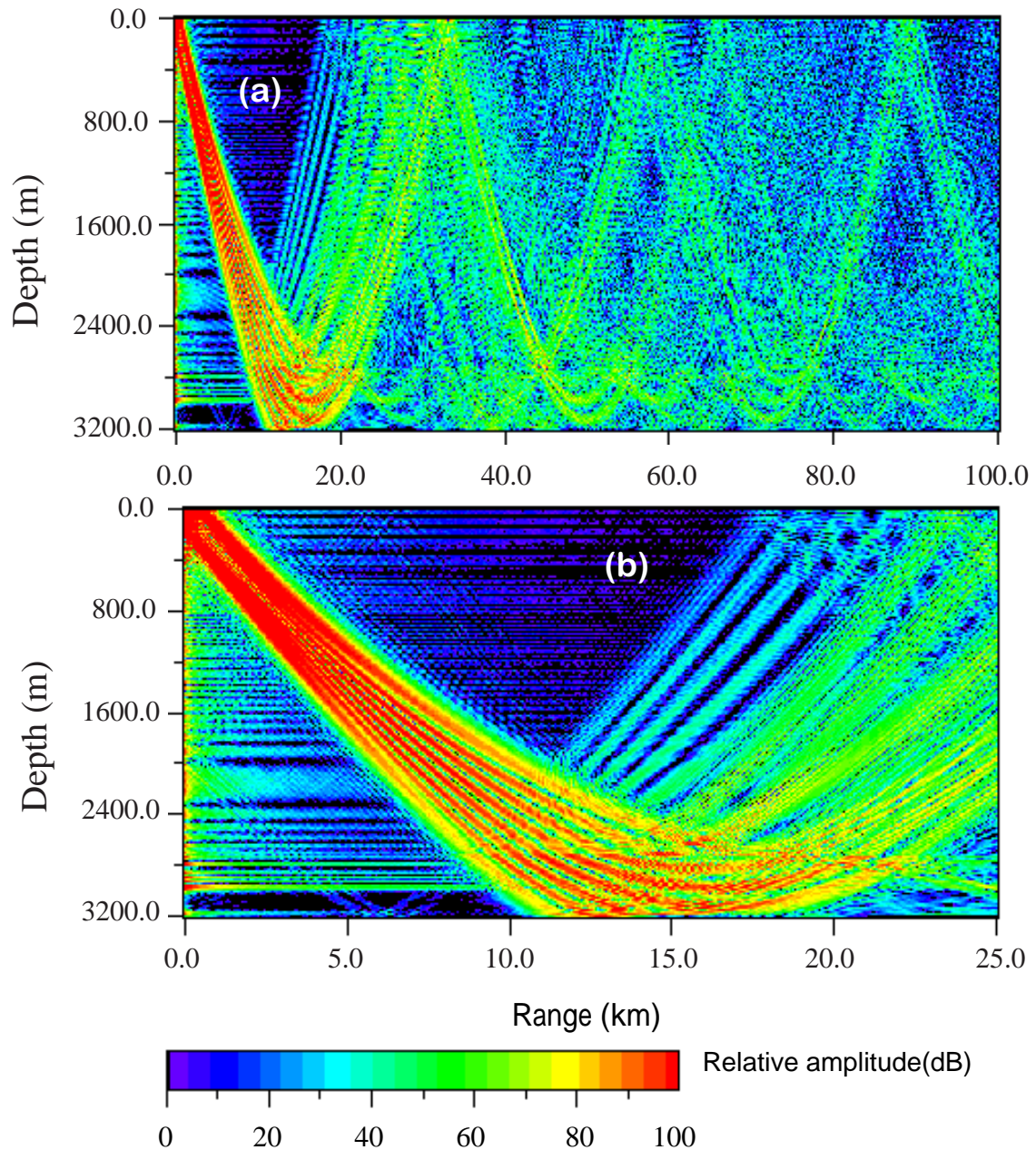


FIG.5.10 Sound fields for the sound-speed profile in FIG.5.5(b) including all modes (a) 0 to 100 km and (b) 0 to 25 km.

の他に，一部は海底面において反射する音波へと分離することがわかる。このように，媒質の音速及び密度の異なる境界面では，上層媒質から下層媒質へ入射する場合，下層へ透過するものと上層へ反射するもの，また逆に下層媒質から上層媒質へ入射する場合，再度下層へ反射するものと上層へ透過するものが同時に存在する。そのため，海底堆積層へ入射した音波の伝搬経路は，それらの重ね合わせであることから，非常に複雑なものとなる。そこで，FIG.5.11に示したように，モードフィルタリ

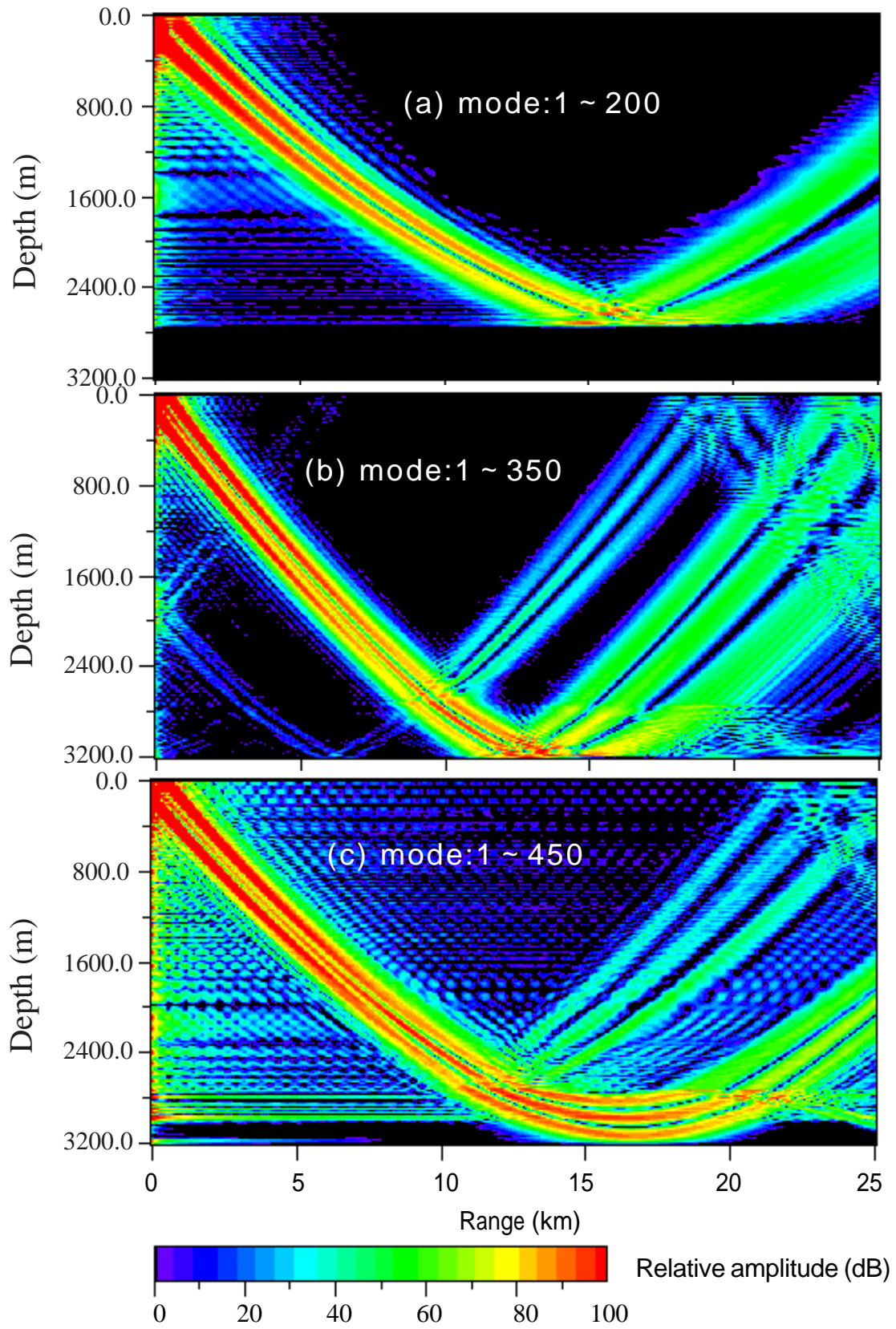


FIG.5.11 Sound fields for the sound-speed profile in FIG.5(b) including only modes corresponded to (a) reflected wave at bottom , (b) reflected wave at top of basement and (c) refracted wave in 2nd layer.

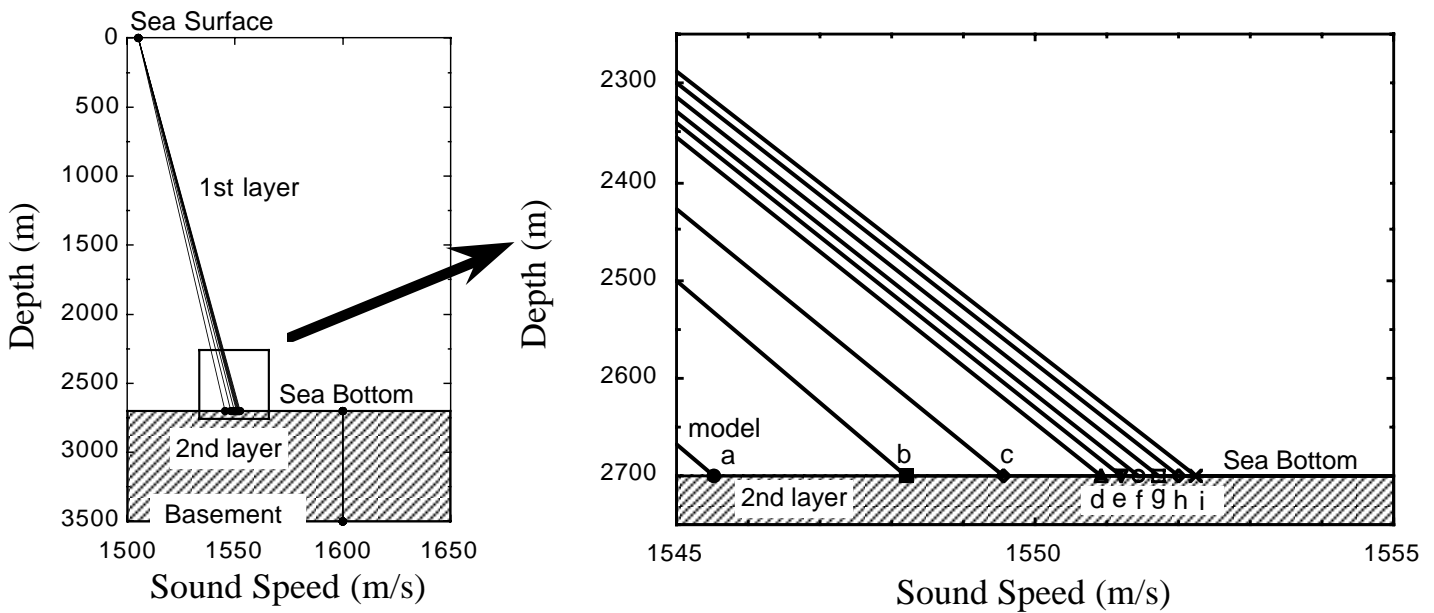
ングという考え方をを用いることは、それら複雑な伝搬現象を解析するためには、非常に有効であると考えられる。

5.4.4 速度勾配が伝搬特性に与える影響

5.4.3項では、周波数領域において海洋が空間的にどのような音場を形成するかについて解析したが、本節以降、時間領域における音波の伝搬特性について解析する。

さて、地中海西部OAT実験海域の水温、塩分濃度及び音速プロファイル(FIG.5.4)は、実際に観測を開始する前、機器の設置の際に観測されたものであり、観測データを収集した時点での海洋構造については、明らかでない。つまり、観測された伝搬パルスの識別にあたっては、その時点における海洋音速構造を正確に予測する必要がある。そこで本章では、海水層と基盤層の2層からなる海洋モデルを用いて、その海水層内の速度勾配(g)と受波パルスの形状の関係について解析した。解析にあたっては、FIG.5.12に示す9種類の速度勾配を持つ音速プロファイルを用いた。ここでは、音源深度、受波器深度、送受波器間距離を各々実海域実験に合わせて、 $z_0 = 150 \text{ m}$ 、 $z = 150 \text{ m}$ 、 $r = 255.4 \text{ km}$ としている。また音源としては、OAT用の装置を考慮し、中心周波数 400 Hz 、スペクトルバンド幅 50 Hz の方形スペクトルを用い、周波数領域におけるサンプリング周波数間隔を $df = 0.05 \text{ Hz}$ 、時間領域における観測時間幅を $T_s = 20 \text{ s}(1/df)$ とした。なお、海水層及び基盤層の密度は、それぞれ 1000 kg/m^3 、 2000 kg/m^3 である。

はじめに速度勾配 g の変化を大きく ($g: +0.015$ から $+0.018$ まで $+10^{-3}$ 間隔) とり、その伝搬特性に与える影響を大まかに把握した後、速度勾配の変化を小さく ($g: +0.0171$ から $+0.0175$ まで $+10^{-4}$ 間隔) し、その影響を詳細に検討する。FIG.5.13に Model a, b, c 及び i における受波パルスの形状を、FIG.5.14に Model d, e, f, g 及び h における受波パルスの形状を示す。速度勾配と伝搬特性の関係について議論する前に、各図に見られる共通な伝搬特性について述べる。ここでは、音源と受波器を同一深度に設定したために、同一の下方転回点の数を持つ3つのパルスからなるパルス群が形成されている。N個の下方転回点を持つパルス群内の各パルス(捕捉波)の伝搬経路の模式図(一例として、 $N=3$ の場合)を FIG.5.15 に示す^{5.1),5.15)}。海面のみで反射を繰り返し伝搬する音波(捕捉波)については、パルス群内のパルスの下方転回



Model Name	Sound Speed (m/s)			Sound-Speed Gradient (1/s)
	1 st Layer Sea Surface (Depth = 0.0 m)	2nd Layer Sea Bottom (Depth = 2700.0 m)	Basement	
a	↑	1545.50	↑	0.0150
b		1548.20		0.0160
c		1550.90		0.0170
d	1505.0	1551.17	1600.0	0.0171
e		1551.44		0.0172
f		1551.71		0.0173
g		1551.98		0.0174
h		1552.25		0.0175
i		1553.60		0.0180
		↓		

FIG.5.12 Nine kinds of sound speed profiles with the ocean partitioned one layer and the bottom into one. These last layers are an isovelocity half space.

点深度が深いパルス群ほど速く到達する。一方、海面と海底面の両面で反射を繰り返して伝搬する音波(海底反射波)は、臨界角よりも大きい範囲内において海底面での入射角が大きく、伝搬経路の短い音波ほど速く到達する。さらに、海底反射波は一部捕捉波に重なるものもあるが捕捉波よりも遅れて到達する。170 s 以降に見られる3つのパルス群は海底反射波である。

次に、FIG.5.12から速度勾配が伝搬パルスに与える影響について考える。海面での反射回数が多く浅い領域を伝搬するパルス群では、速度勾配の相違による音速の変化

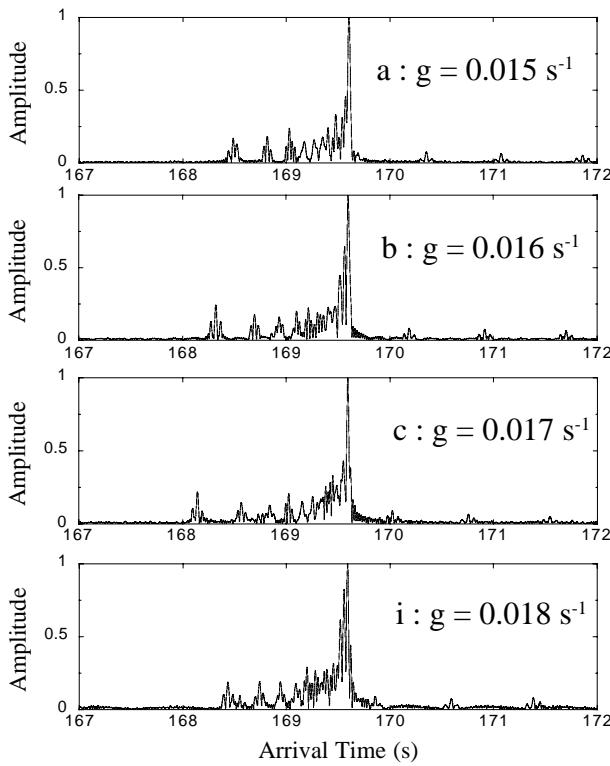


FIG.5.13 Arrival pulse waveforms including both surface guided wave and top-bottom trapped wave by normal mode method for four kinds of sound speed gradients.

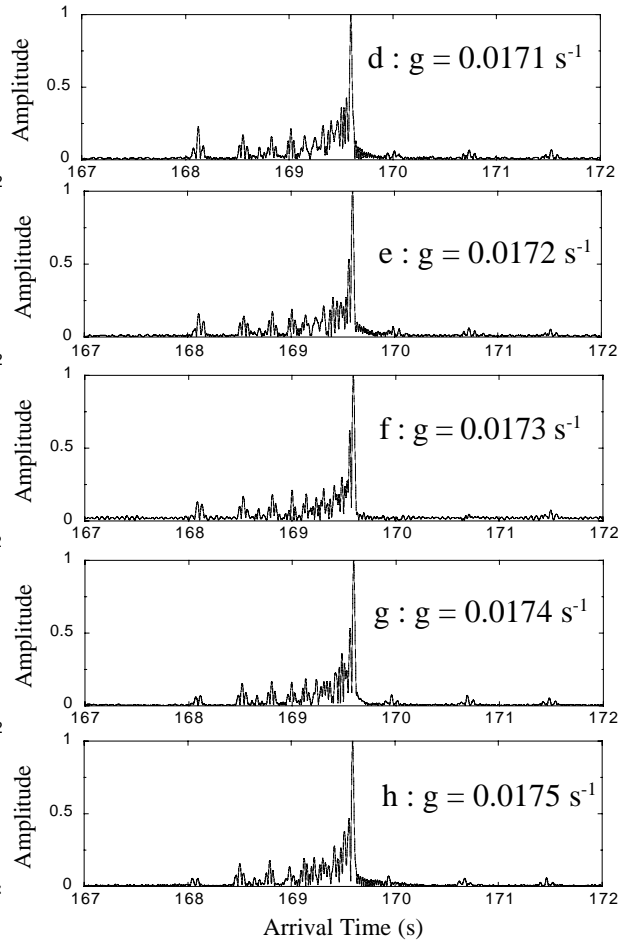


FIG.5.14 Arrival pulse waveforms including both surface guided wave and top-bottom trapped wave by normal mode method for five kinds of sound speed gradients.

量が小さい。そのため、その伝搬時間に殆ど差がないのに対して、下方転回点深度の深いパルス群ほど速度勾配の影響を受け

て、その伝搬時間の差も顕著に現れている。換言すれば、速度勾配が大きくなると、ある下方転回点の数が同じパルス群に限った場合、スネルの法則に従い、その下方転回点深度が深くなっていく。(a),(b)及び(c)において最も速く到達するパルス群は、6個の下方転回点を持つパルス群に相当するが、(i)においては、このパルス群が確認されない。つまり、これは速度勾配の増大に伴い、その下方転回点深度が深くなり過ぎて、海底にあたったことを示すものである。さらに、海底反射波については、速度勾配の影響が大きい深海領域を伝搬するため、その伝搬経路が長くなる音波（遅れて到達する音波）ほどその影響も大きい。次に、FIG.5.14によりFIG.5.13(i)において消滅した6個の下方転回点を持つパルス群の動向について、より詳細に考察する。FIG.5.14においても、N=6個のパルス群以外のパルスの動向については今述べたと

おりである。FIG.5.14(d) ,(e)及び(f)を見ると , FIG.5.15 で示した N-1 回の海面反射回数 (今回は 5 回) の伝搬経路を持つパルスがまず海底に当たり , 消滅する様子が確認できる。さらに , 速度勾配が大きくなるに従い , FIG.5.15 の N 回の海面反射回数を持つパルスが海底の影響を受けてくることわかる。ただし , 伝搬経路を線として扱う音線理論と異なり , 波動理論による解析では音波伝搬に寄与するモードの影響が残るため , その振幅は徐々に小さくなっていくと考えられる。

以上の解析結果から , 速度勾配が大きくなるに伴い , その音速の変化量が大きくなる深海域を通る音波はその伝搬時間に大きな影響を受けることを明らかにできたものとする。

5.4.5 海底深度が伝搬特性に与える影響

一般にOAT実験等の長距離音波伝搬においては , 送受波器間の観測海域において , その海底深度が一定であるということは希であり , その海底深度の相違が伝搬特性に与える影響を予め把握しておく必要がある。そこで , 本節では , 予想される最大深度 2700 m を基準として , その前後 50 m の範囲でその設定深度を変化させ , それらが , 受波パルスの形状にどのような影響を及ぼすかについて検討した。勿論海底深度の影響を受ける音波は , 海底にあたる海底反射波に限定されるために本節では , 海底反射波についてのみ解析した。解析にあたっては , 5.4.4 項の Model d (速度勾配 : $g = 0.0171s^{-1}$) を用いて , その海底深度を 2650 m から 2750 m まで 25 m 間隔に変化させ , その影響について考察した。ただし , それぞれの海底深度における音速は , $g =$

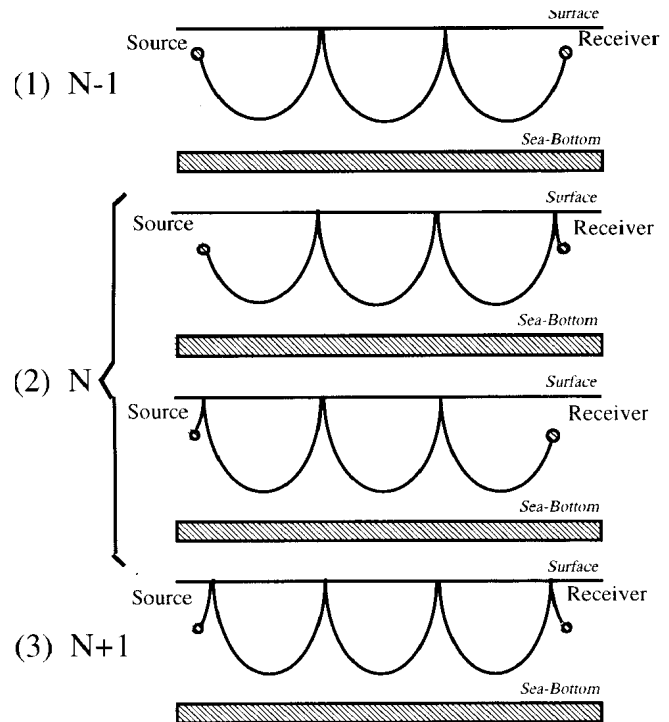


FIG.5.15 Four kinds of ray paths with number of reflection at sea surface (1) N-1, (2) N and (3) N+1 (e.g. shown ray paths of surface guided wave with N=3)

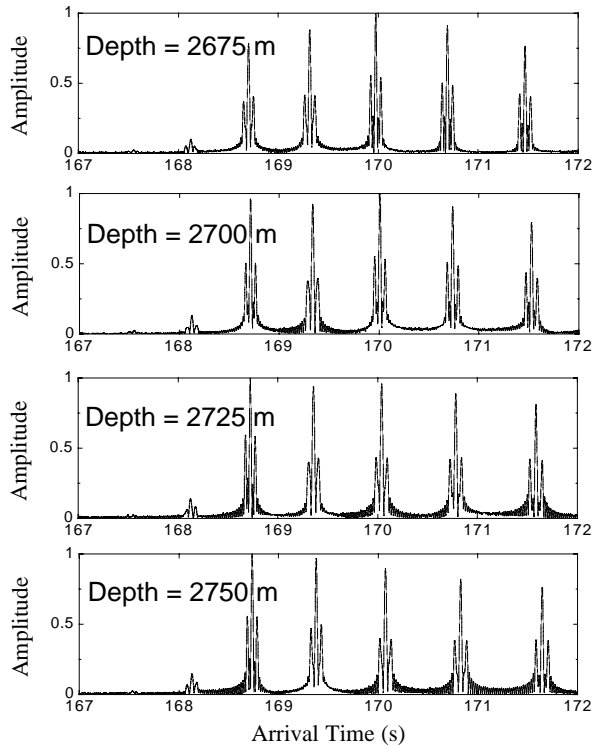


FIG.5.16 Arrival pulse waveforms including top-bottom trapped wave only by normal mode method for five kinds of depths.

するモード間に制限したために、寄与しているモードの影響が十分に加味されなかったことによると考えられる。さて、これらの図から、ある同一の反射回数を持つパルス群についてみると、海底深度が深くなるにつれ、その伝搬時間が長くなることわかる。また FIG.5.17 に示すように、反射回数が多くなるほど、その伝搬時間の遅延量が大きくなることわかる。5.4.4 項において示したように、反射回数の多いパルスは、捕捉波よりもかなり遅れて到達するため、捕捉波との識別が容易であることに加えて、これらは海底深度の影響を受けやすいという特性を考慮に入れることにより、観測海域の海底深度の推定に有効であることが言える。

5.4.6 受波器深度が伝搬特性に与える影響

これまで受波器の設定位置を音源

0.0171s⁻¹により換算し設定した。それぞれの海底深度の海洋モデルにおける受波パルスの形状を FIG.5.16 に示す。各図内の海底反射パルス群は、伝搬時間約168.2 s 付近のパルス群を先頭に右側へそれぞれ海底面における反射回数(FIG.15)に示した下方転回点の数 N に相当する)が、6、7、8、9、10 及び11 回に相当するパルス群である。伝搬時間約 168.2 s 付近に見られる海底反射回数 6 回の振幅の小さなパルス群については、今回海底反射波の特性のみを調べるために、励振モードの加算数を基盤層及び海底面の音速により定まる波数に相当

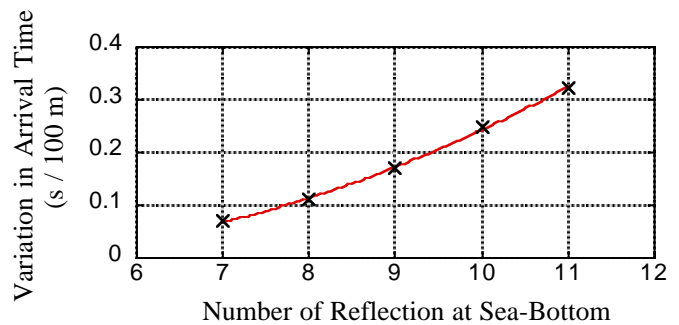


FIG.5.17 Relationship between number of reflection at bottom and variation in arrival time.

から 255.4 km 離れた深度 150 m に固定した状態で速度勾配及び海底深度の影響について解析したが、実際の海洋では、海流及び潮汐等の影響を受けて音源を含め、受波器位置は常に変動しているもの考えられる。OAT 実験においては、受波器の動きを追尾するために、受波器周辺の海底に数個の音響トランスポンダを設置し、リアルタイムに高い精度で確認され、その位置補正がなされている。しかし、音源及び受波器の相対位置が変化した場合の伝搬特性についても十分把握する必要がある。そこで、本節では、海流の影響を受けて受波器位置が変化することを想定し、受波器位置を海底のアンカー位置を中心とし、その海底からのケーブル長を半径とする円弧上に移動させ、その伝搬特性に及ぼす影響について考察した。

解析にあたっては、音源を深度 150 m に固定したまま、5.4.4 項の Model d (速度勾配： $g = 0.0171\text{s}^{-1}$) を用いた。受波器位置については、TABLE のとおりである。それぞれの受波器位置における受波パルスの形状を FIG.5.18 に示す。FIG.5.18 を見ると、音源と受波器を同一深度に設定した

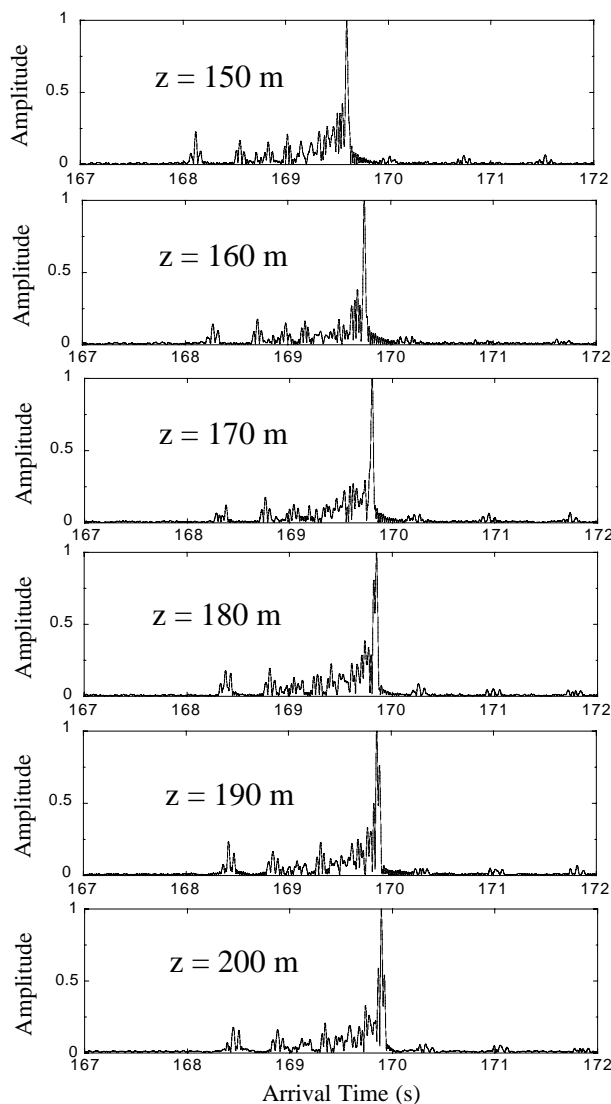


FIG.5.18 Arrival pulse waveforms including both surface guided wave and top-bottom trapped wave by normal mode method for six kinds of receiver depths.

TABLE Values of range and hydrophone depth for six kinds of models.

Model No.	1	2	3	4	5	6
Range (km)	255.4	255.626	255.719	255.79	255.85	255.902
Hydrophone Depth (m)	150.0	160.0	170.0	180.0	190.0	200.0

Model 1の場合、それぞれのパルス群は2つの中央のパルスが両側のパルスの約2倍の振幅となることは前述したとおりである。今回、受波器を音源と逆方向に（遠方に）移動させたことにより、その水平伝搬距離が延長し、その伝搬時間が長くなっている。また、受波器深度が深くなるとともに、各パルス群内の中央の2つのパルスが、海底反射波を含めて、3つのパルスからなるパルス群となり形成が不明確になってくることがわかる。さらに、受波器深度が深くなるにつれて、Model 1, 2において最も浅い領域を伝搬し、最後に到達していた音波がそれらの伝搬領域よりも受波器の深度の方が深くなったために、受波されなくなる。このことは、Model 5, 6において、最後に到達する音波の振幅が徐々に小さくなることから確認できる。

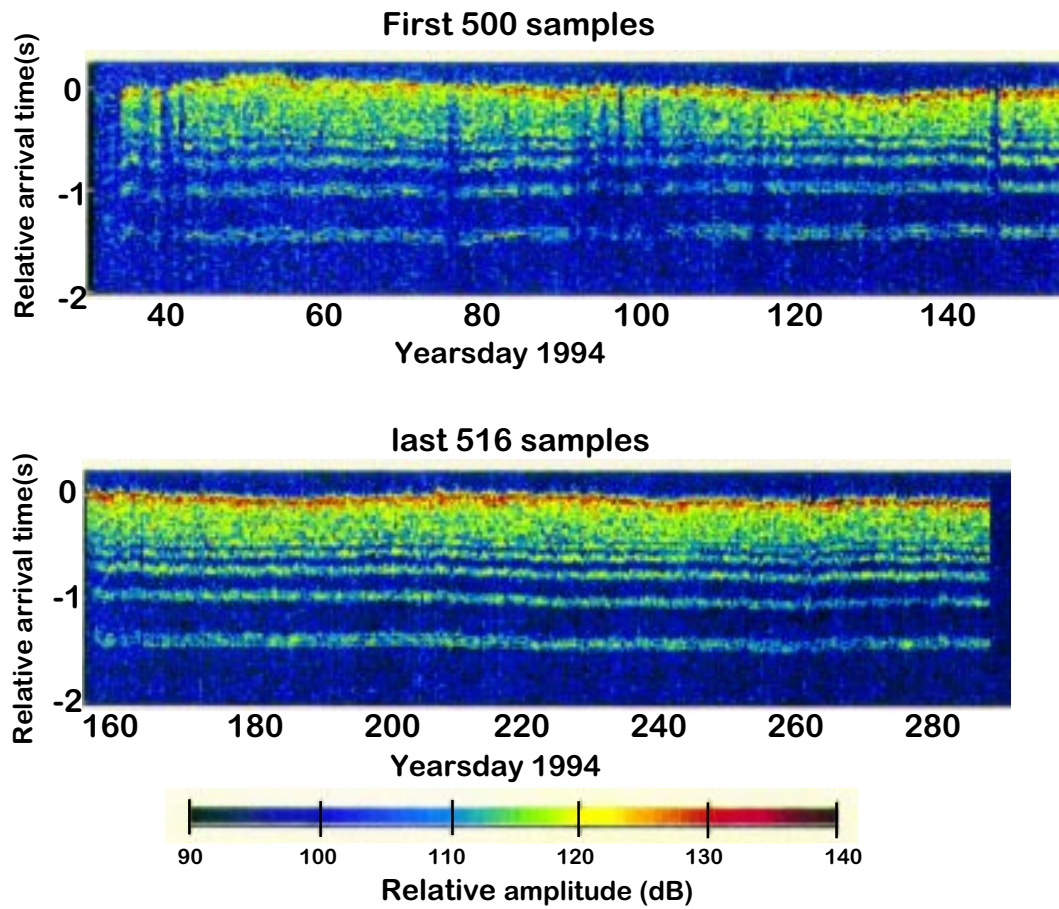
このように音源と受波器の相対位置が変化した場合、その受波パルスの形状は大きく影響を受ける。以上の解析結果から伝搬パルスを正確に識別するため、最適と考えられる設定位置は、Model 1に示した音源及び受波器を同一深度に設定し、3つのパルスからなるパルス群を形成するように配慮することである。また、今回観測に用いられたSテザーブイのように海流・潮汐等の影響を極力受けない観測システムの設計についても更なる配慮が必要である。

5.5 観測実データを用いた伝搬経路の識別

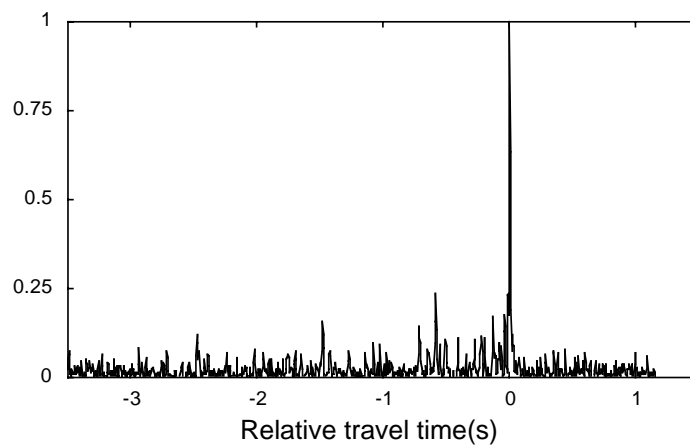
これまでの地中海西部モデルにおける解析結果を踏まえて、観測実データ中に含まれる伝搬パルスをその伝搬経路により識別した。

地中海西部におけるOAT実験では、4.2項で述べたとおり、約270日間にわたり、約1000回の伝搬データを取得している。FIG.5.19(a)に取得された受信データを示す。この図では、受信レベルとYearsday（1994年1月1日を第1日とした経過日）との関係を示している。この海域では、海水層内の音速が深度とともに直線的に増大するという特殊な構造を形成するため、その伝搬パルスは、海面での反射を繰り返し伝搬していく。そのため、海面の波浪の影響を受けやすいという特徴を持つ。したがって、この図のよう受信レベルの非常に低いところ（青色）は、海象状況が悪いと考えることができる。

今回識別の対象とした観測データを、FIG.5.19(b)に示す。このデータは、受波パル



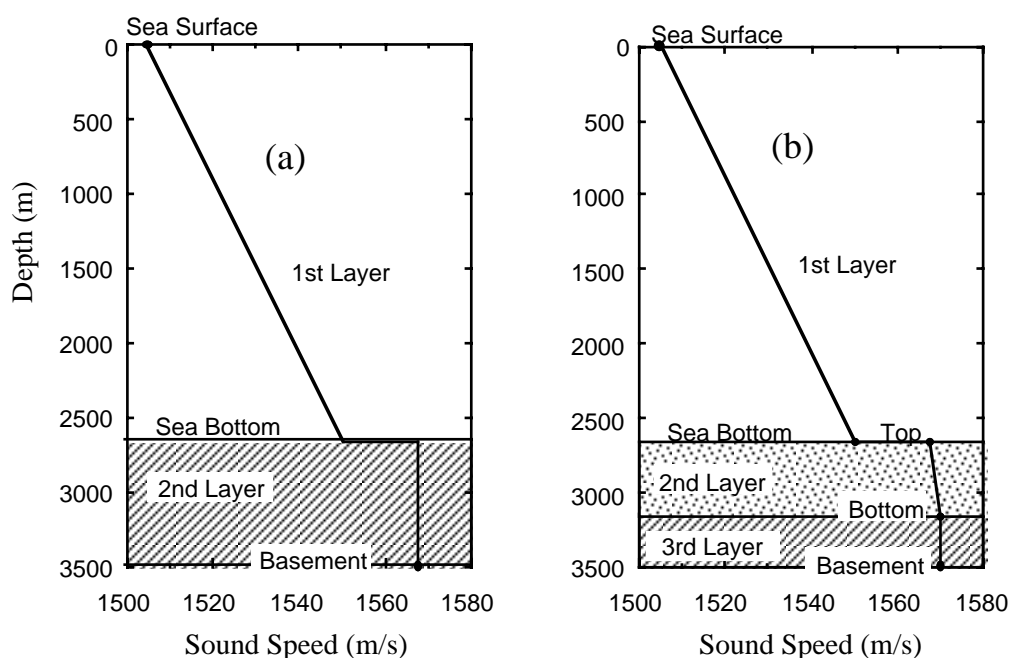
(a)



(b)

FIG.5.19 Received data at 255.4 km(S to R in FIG.2) OAT experimentation in west Mediterranean Sea. (a)Color contour indication of received amplitude data , (b)amplitude indication at 200 years day.

その振幅が最も大きくなると考えられる 200yearday 付近のデータであり，FIG.19(a)において，海面状態が良好で海面での散乱等の影響が最も少ないものと想定されるものである。FIG.5.19(b)のように，観測データ中には，様々な振幅を持つ信号が含まれている。そのため，様々な識別作業，すなわち信号及び雑音との識別，海面のみで反射を繰り返し伝搬する（捕捉波）及び海面と海底の両面で反射を繰り返し伝搬する（海底反射波）との識別等，の作業は，困難であることが予想される。そこで本節では，これまでの検討結果を考慮して，海水層と海底基盤層からなる 2 層モデル及び海水層と海底基盤層間に 1 層の海底堆積層が存在するような 3 層モデルの 2 種類を設定し，観測データの識別を試みた。



	Sound Speed (m/s) / Depth (m)				
	1st Layer Sea Surface	2nd Layer Sea Bottom	3rd layer Top	Bottom	Basement
(a) 2 Layer Model	1505.0 / 0.0	1550.49 / 2660.0	----	----	1567.71
(b) 3 Layer Model	1505.0 / 0.0	1550.49 / 2660.0	1567.71 / 2660.0	1570.00 / 3160.0	1600.00

FIG.5.20 Sound speed profile with (a) the ocean partitioned one layer and the bottom into one and (b) the ocean partitioned one layer and the bottom into two. These last layers are an isovelocity half space.

FIG.5.20にそれぞれのモデルに用いた音速プロファイルを示す。この図において、音源深度、受波器深度、送受波器間距離は、実海域試験に合わせ、それぞれ $z_0 = 150$ m, $z = 150$ m, $r = 255.4$ km としている。また音源には、中心周波数 400 Hz, スペクトルバンド幅 50 Hz の方形スペクトルを用い、周波数領域におけるサンプリング周波数間隔を $df = 0.05$ Hz, 時間領域における観測時間幅を $T_s = 20$ s ($1 / df$) とした。なお、海水層、海底堆積層及び基盤層の密度は、それぞれ 1000 kg/m³, 1500 kg/m³ 及び 2000 kg/m³ である。なお、速度勾配及び海底深度については、5.4.4 項及び 5.4.5 項での解析結果と観測データとの照合により設定した。速度勾配については、FIG.5.19 の観測データ中の -1.5 s, -0.6 s 及び 0 s の 3 つの振幅の大きな信号を捕捉波の基準とした場合、計算により求めた受波パルス(捕捉波)が、それらに一致する速度勾配 ($g = 0.0171$ s⁻¹) をデータ収集時の海洋の速度勾配として適用した。また、海底深度については、FIG.5.19 の観測データ中の +0.4 s 及び +1.0 s 付近のパルス群を海底反射波であるとの予測の基に、計算により求めた受波パルス(海底反射波)が、それらに一致する海底深度 ($Z_N = 2660$ m) を観測海域の水深として適用した。

5.5.1 2層海洋モデルの適用

まず、FIG.5.20(a)の2層モデルを用いて、観測データに含まれる海水層内を伝搬する捕捉波と海底反射波の識別を行った。FIG.19(2)の観測データと計算結果との比較

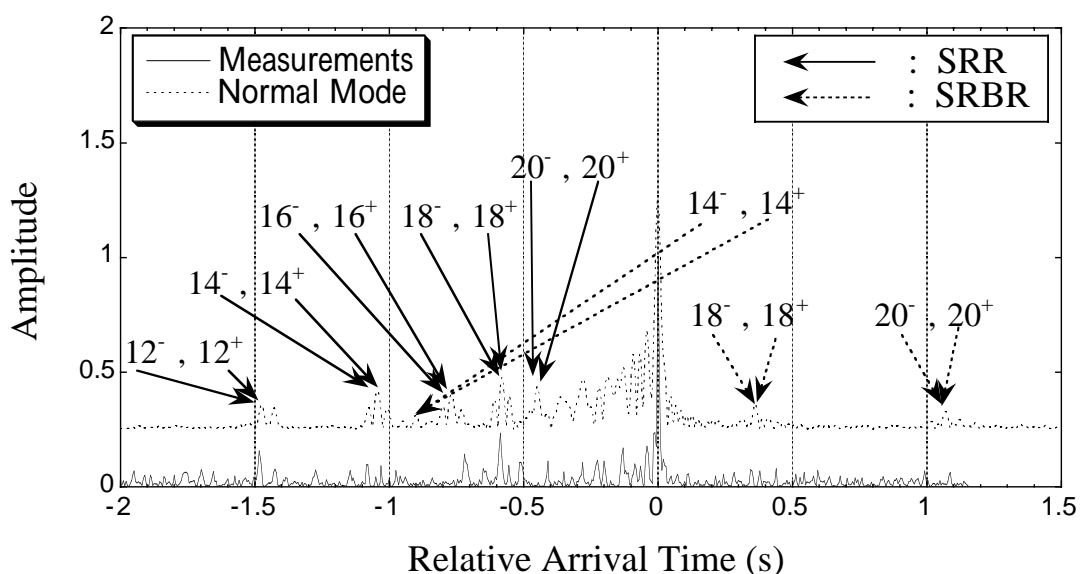


FIG.5.21 Arrival pulse waveforms. The solid line is measurements shown in FIG.5.19 (b) and the dot line is results by NM for the sound speed profile in FIG.20

をFIG.5.21に示す。

図中の実線は、観測データを、点線は計算結果である。海面のみで反射を繰り返し伝搬する固有音線(Surface-Reflected Refracted ray:SRR)⁴⁾及び海面と海底の両面で反射を繰り返し伝搬する固有音線(Surface-Reflected Bottom-Reflected ray:SRBR)^{5,4)}の伝搬

経路をFIG.5.22に示す。これらの図

中の±の符号を付した数字は、それぞれ海面と海底面での反射回数を含めた転回点の数を示しており、その符号は、音源から上方へ放射された音波を+、下方へ放射された音波を-として表示している。SRRについては、転回点の数が12から20個、SRBRについては、14から20個のパルスについてのみ表示している。なお、SRBRの16個の転回点を持つパルスはSRRに重複するために、識別が困難であるので表示については省略した。SRR及びSRBRともに、各パルス群内のパルスは、FIG.5.15に示したように、(1)音源から下方へ放射され、受波器に下方から到達するパルス、(2)音源から下方へ放射され、受波器に上方から到達するパルスと音源から上方へ放射され、受波器に下方から到達する2つのパルス及び(3)音源から上方へ放射され、受波器に上方から到達するパルスに相当する。また、(2)のパルスは同一時刻に到達するために、干渉し強め合いその振幅が左右のパルスの約2倍の振幅とな

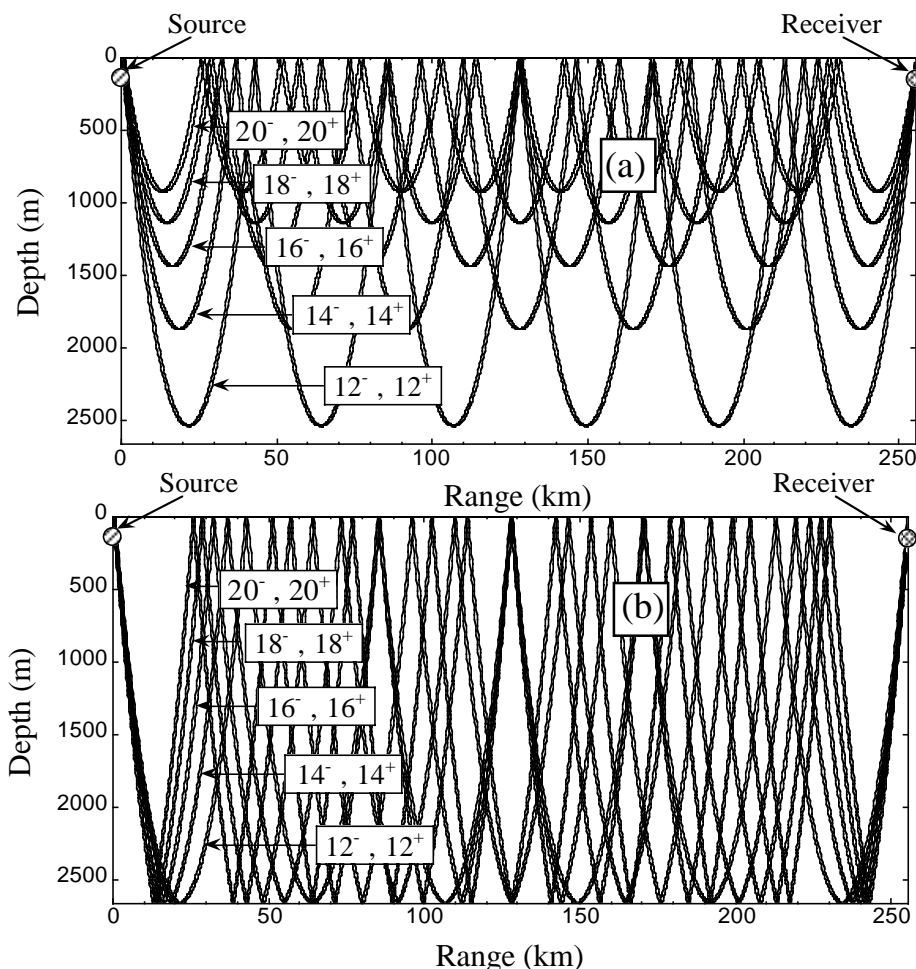


FIG.5.22 Ray diagram for a 255.4 km, (a) surface-reflected refracted rays(SRR) and (b) surface-reflected bottom-reflected rays(SRBR).

る。さらに、FIG.5.22の伝搬経路から考えると、SRRについては、下方転回点深度の深いパルス群ほど速く到達し、SRBRについては、海底面における入射角が大きく、伝搬経路が短くなるパルス群ほどは速く到達することがわかる。なお、FIG.5.22においては2つのパルスの伝搬経路のみ示してある。今回、海洋をその音速構造が水平方向には変化しない成層モデルとして解析しているため、すべての伝搬パルスを識別することには多少無理があるが、水温変動があまり大きくないと考えられる深海域を伝搬するパルス群については、概ね識別が可能であることが確認できる。逆に、天候等の影響を受けやすい水温変動が比較的大きいと考えられる浅海域を伝搬するパルスについては、送受波器間に音速構造の大きな変化がある場合、非成層モデルを用いた解析が必要となると考えられる。さらに、観測データを見ると理論計算により求めたパルスの前後にも振幅の小さなパルスが確認できる。そこで、次節では、海水層と基盤層の間に層厚500 mの堆積層を考慮した3層モデルを用いて解析を行った。

5.5.2 3層海洋モデルの適用

前節では、海水層内を伝搬するパルスについて解析したが、観測データ中にその他振幅の小さな信号が確認されるため、1層の海底堆積層を考慮した3層海洋モデルを用いて、堆積層が伝搬特性に与える影響について解析した。今回、観測海域の堆積

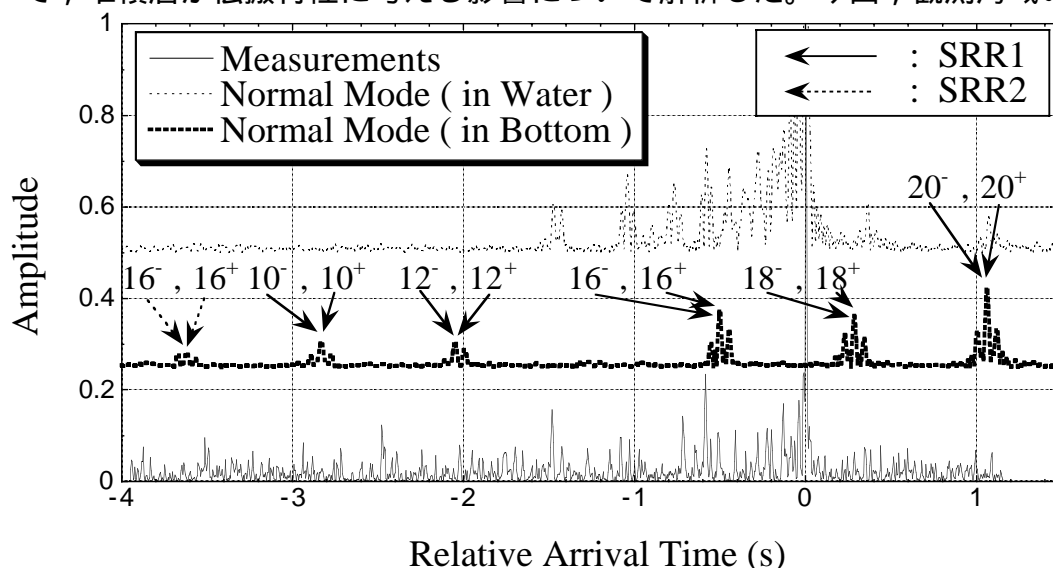


FIG.5.23 Arrival pulse waveforms. The solid line is measurements shown in FIG.19 (b) the upper and lower dot line are results by NM for the each sound speed profile in FIG.20 respectively.

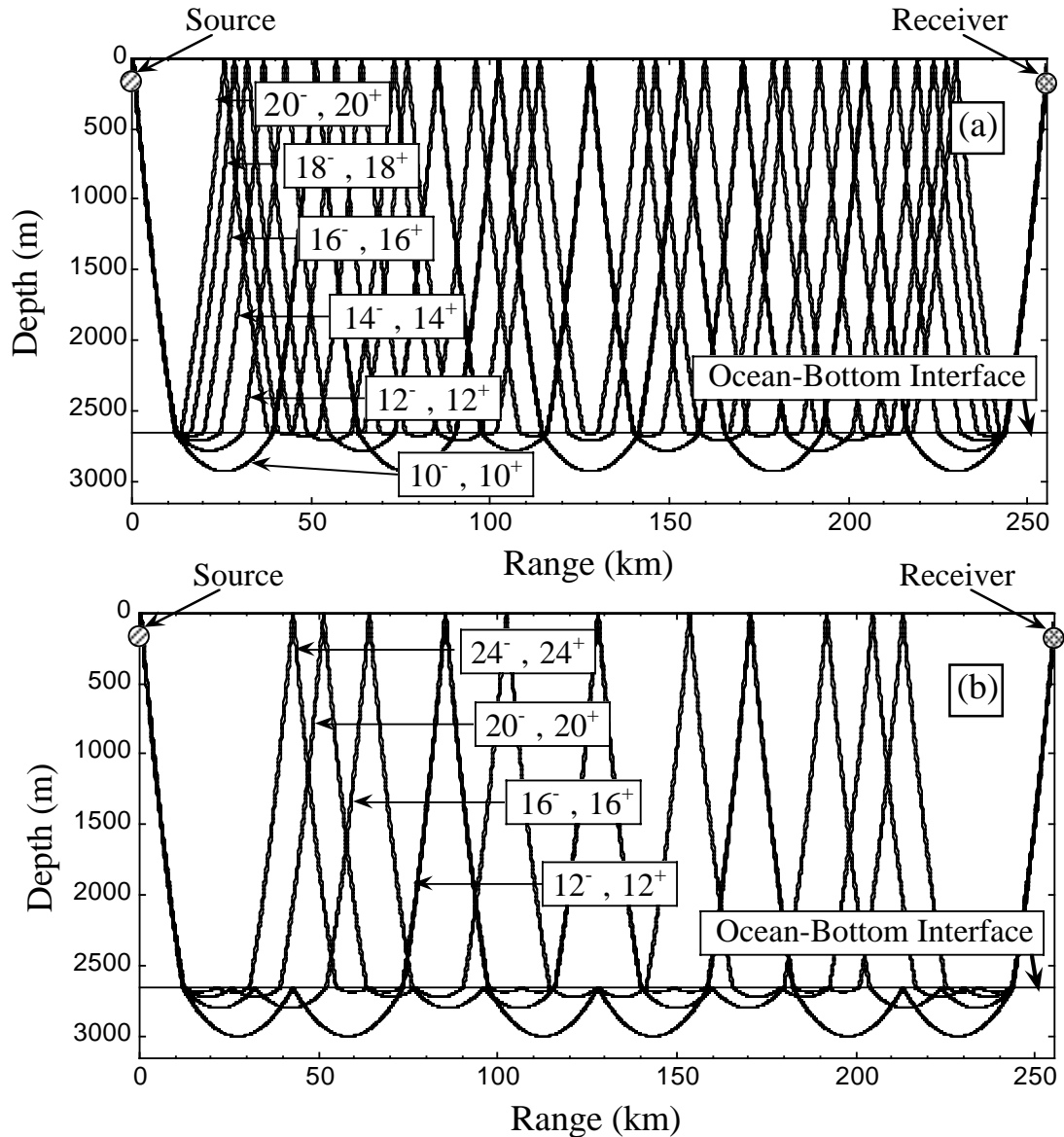


FIG.5.24 Ray diagram for a 255.4 km, (a) surface-reflected once refracted rays(SRR1) and (b) surface-reflected twice refracted rays(SRR2).

層等に関するデータが明らかでないため、その1例とし、Clay及びSilt等の混合層を想定した。2層(上部曲線)及び3層(中部)モデルの計算結果と観測データ(下部)との比較をFIG.5.23に示す。ただし、3層モデルにおいては、4.2項で示したように海底へ透過した音波は様々な経路に分かれ、複雑に干渉する。そのため、今回時間領域解析にあたっては、モード数を制限して加算を行う、モードフィルタリングの考え方をを用いて、海底中へ透過した音波の中で、基盤層にあたることなく上方へ屈折し、堆積層上面へ戻る音波の伝搬経路のみについて解析した。それらのパルスの中で、特に海面から出て海面へ戻るまで(1サイクル)の間に堆積層内に1個の下方転

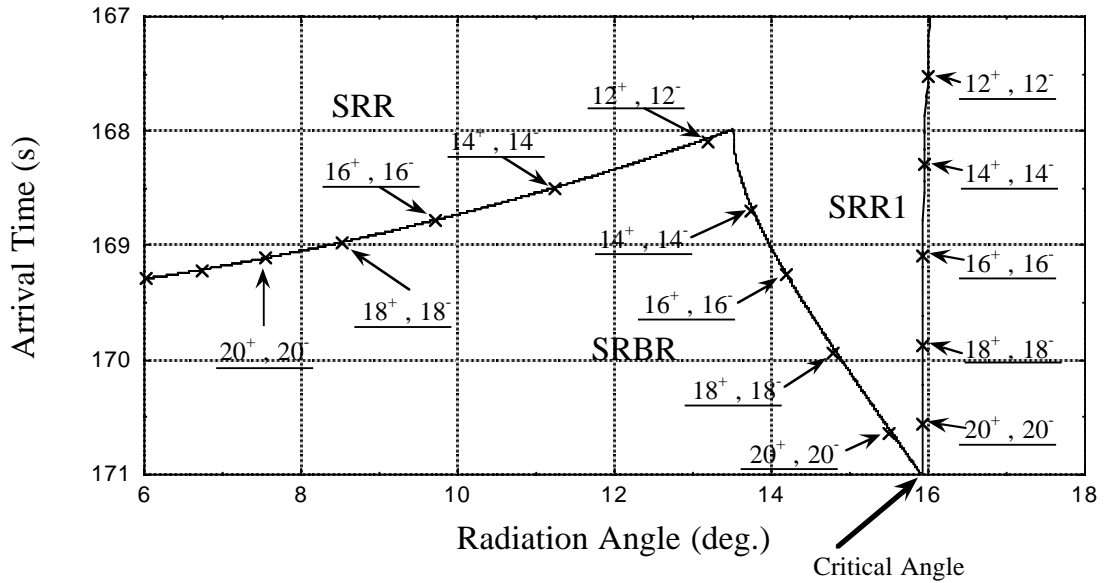


FIG.5.25 Relationship between radiation angle and arrival time by ray theory.

回点を持つ固有音線(SRR1)及び2個の下方転回点を持つ固有音線(SRR2)の伝搬経路(2つのパルスのみ)をFIG.5.24に示す。FIG.5.24を見ると海水層内を伝搬するパルス(SRR)よりも速く到達するパルス(SRR1の $10^\pm \cdot 12^\pm$ 及びSRR2の 16^\pm)やSRRと重なるようなパルス(SRR1の $16^\pm \cdot 18^\pm$)などが見られる。ここで、音線理論により求めたSRR, SRBR及びSRR1の放射角度と伝搬時間の関係をFIG.5.25に示す。FIG.5.25を見ると、放射角の大きさが 13.513° 以内の音波は、海面のみで反射を繰り返し伝搬するSRRに、放射角の大きさが $13.513^\circ \sim 15.922^\circ$ の範囲内の音波は海面と海底の両面で反射を繰り返し伝搬するSRBRに、そして海底面において臨界角となる 15.922° よりも大きな角度で放射された音波は海底中へ透過するSRR1である。この図からわかるように、SRR1の中には、海水層内を伝搬するSRR及びSRBRよりも速く到達する音波が存在するということがわかる。

今回の解析に用いた堆積層のモデルは、その一例であり一概に観測データとの比較はできないが、本解析結果は観測データに堆積層内を伝搬するパルスの混在の可能性を示唆するものと考えられる。さらに、今回海底中へ透過する音波の内、基盤層上面で反射し、海水層へ戻る音波の経路については、除外して解析したことを考慮すれば、観測データ中には、さらにそれらの経路を持つパルスが含まれる可能性があるということも言える。

5.6 まとめ

現在，OATにおいては、伝搬パルスを正確に識別することが極めて重要な課題であり，そのために海底や海底下の影響を考慮することのできる Normal Mode 法の適用が期待されてきた。本章では，層分割法によるノーマルモード法を実際のOAT観測に適用し，地中海西部OAT観測データ中に含まれる伝搬パルスをその伝搬経路により識別した。そして，識別を行う上での問題点等について以下に示す事項を確認した。

(1) 励振モードと音場の関係について

- (a) 基盤層の音速が速くなるに伴い，海底反射の影響を受けやすくなるため，反射波の伝搬特性を十分かつ慎重に把握する必要がある。
- (b) 堆積層を考慮した場合，海底中へ透過する音波は様々な経路へ分離し，さらに複雑に干渉する。それぞれの経路別の伝搬現象を大まかに把握するため，モードフィルタリングの考え方をを用いることは非常に有効な手段である。

(2) 時間領域解析について

- (a) 海洋の速度勾配が大きくなるに伴い，音速変化が大きくなる深海域を伝搬する音波は，その影響が伝搬時間に大きな差となって現れる。
- (b) 海底面での反射回数が増えるにつれ，海底反射波は捕捉波よりもかなり遅れて到達するため，捕捉波との識別が容易になるとともに，海底深度の影響を受け易いため，海底深度の推定に有効なものとなる。
- (c.)音源と受波器の相対位置の関係は，受波パルスの形状に大きく影響するため，伝搬パルスの識別という観点からすれば，双方を同一深度に設定し，かつ海流や潮汐等の影響が極力音源及び受波器へ及ばない観測システムの設計に関しても更なる配慮が必要である。

(3) 観測データの識別結果について

- (a)海洋を成層モデルとして解析したため，全てのパルスを識別することには多少無理があるが，水温変動があまり大きくないと考えられる深海域を伝搬パルスについては，概ね識別が可能であることを確認した。逆に天候等の影響を受けやすい浅海域を伝搬するパルスの識別にあたっては，非成層モデルを用いた

解析が必要であると考える。

(b)海底下に堆積層を考慮した場合,その堆積層の状態によっては,観測データ中に堆積層内を伝搬するパルスが含まれている可能性があることを示した。

このように,音速構造を始めとする海域固有の海洋構造により,伝搬特性は大きく変化するため,海水層内の構造のみならず,海底面下の構造についても正確に把握することが非常に重要であることを示した。

文 献

- 5.1) 日本海洋学会,海と地球環境 - 海洋学の最前線 -, (東京大学出版会,東京,(1995),第1,2章,pp.225-230.
- 5.2) 菊池年晃,"地球温暖化と海中長距離音波伝搬,"日本音響学会誌 47(3), pp.192-195(1991).
- 5.3) 中西俊之,海洋音響トモグラフィ技術開発プロジェクトチーム,"わが国における海洋音響トモグラフィ技術開発"海洋音響学会平成7年度研究発表会講演論文集, pp.83-88(1995).
- 5.4) W.H.Munk and C.Wunsh, "Ocean acoustic tomography : a scheme for large scale monitoring,"Deep-Sea Res.26,pp.123-161(1978).
- 5.5) 中村敏明,"海洋音響トモグラフィ技術の現状と将来,"日本音響学会平成6年度研究発表会講演論文集, pp.1239-1242(1995).
- 5.6) L.Boden,J.B.Bowlin and J.L.Spiesberger, "Time domain analysis of normal mode, parabolic, and ray solutions of the wave equation,"J.Acoust.Soc.Am.90(2), pp.954-958 (1991).
- 5.7) 土屋利雄,菊池年晃,中西俊之,越智寛,藤森英俊,"層分割法によるSOFARチャンネル内の固有音線計算と音速プロファイルとの関係,"信学技報 US94-33(1994)
- 5.8) S.Imayoshi, T.Tsuchiya, T.Kikuchi and A.Hasegawa, "Time-domain analysis of SOFAR propagation in low-latitude sea area by wave theory and ray theory,"Jpn.J.Appl.Phys.34, pp.2940-2942 (1995).
- 5.9) J.J.Romm, "Applications of normal mode analysis to ocean acoustic tomography,"

(M.I.T 博士論文 1987).

5.10) M.A.Pedersen and D.F.Gordon, " Normal-mode theory applied to short-range propagation in an underwater acoustic surface duct," J.Acoust.Soc.Am.37(1),pp.105-118 (1965).

5.11) 藤森英俊 , 中埜岩男 , J.Lynch , A.Newhall , " 地中海音響トモグラフィ実験による音波伝搬データ解析 , " 海洋音響学会平成 7 年度研究発表会講演論文集 , pp.101-104(1995.5).

5.12) D.C.Stickler,"Normal-mode program with both the discrete and branch line contributions," J.Acoust.Soc.Am.57(4), pp.856-861(1975).

5.13) W.M.Ewing, W.S.Jardetzky and F.Press, Elastic waves in layered media,(McGraw-Hill, New York,1957), Chap.4.

5.14) F.B.Jensen, "Wave theory modeling : A convenient approach to CW and pulse propagation modeling in low-frequency acoustics," IEEE J. Oceanic Eng.13,pp.186-197 (1988).

5.15) 今吉真一 , 菊池年晃 , 長谷川秋雄 , 土屋利雄 , 藤森英俊 , " 一定音速勾配を持つ海洋モデルにおける長距離伝搬パルスの特性 ", 信学技報 US95-34(1995.8).

5.16) National Science Fundation 編, " Initial Report of the Deep Sea Drilling Project, " Vol.773

5.17) C.L.Pekeris, "Theory of propagation of explosive sound in shallow water", Geol.Soc.Am. Memoir 27 (1948).

5.18) 大島孝二 , 石原豊彦 , " 浅海における音波伝搬の音線理論及びモード理論による解析 ", 信学技報 US94-32(1994).

第6章 解析的手法による固有音線の算出

6.1 緒言と概要

海洋音響トモグラフィでは、音源と受波装置は共にSOFAR軸付近にほぼ固定して設置され、これらの間を伝搬する音波パルスの伝搬時間を正確に計測する^{6.1),6.2)}。そのデータから音速場を逆問題によって算出するためには、音速パルスの伝搬経路を明確にしなければならない。また、伝搬時間経路が解明されたら、その経路が調査海域を充分網羅しているか、逆に充分網羅するためには送波装置や受波装置の設定深度が適切であるかどうか判断しなければならない^{6.3)}。

伝搬パルスの解析には、波動理論と音線理論が用いられている。波動理論は、受波パルスのレベルを検討する際に充分有効であるが、複雑な境界条件には適用することができない^{6.4)}。また、伝搬経路や個々の受波パルスを解析するためには長時間の計算が必要である。一方、音線理論では、送波装置から受波装置まで到達する音線、いわゆる固有音線概念が用いられるので伝搬経路の解明には有効である。従来、音線理論による固有音線の算出では、shooting法がよく用いられてきた^{6.5)}。これは、音速プロファイルと音源・受波装置間距離及びそれらの深度を設定し、音源から送波される音線の放射角を少しずつ変化させ受波装置に到達する音線、すなわち固有音線を求める手法である。shooting法では、固有音線を正確に算出するためには放射角の刻みを 0.001° 以下と非常に小さく設定しなければならないが、放射角を非常に小さく設定すると計算時間が長くなるという欠点があった。更に、音速プロファイルと固有音線との関係及び固有音線特性であるサイクル回数や伝搬域の算出並びに受信パルスのレベルの算出にも問題があると言われていた。

そこで、本章ではshooting法に換えて音線のサイクル回数、送受波器の深度等の影響や受信パルスのレベルを算出し易く、音速プロファイルと伝搬音線との関係が明確であり、更にOAT観測において受波パルスの同定に有利な音線理論(等音速分割理論)を提案し、実測データを用いてその効果について検証する。

6.2 等音速分割法の原理

従来，音線経路の算出には，2章で述べたように，海洋を層状構造と近似して鉛直方向の音速分布，いわゆる音速プロファイルを数十層に分割し各層中の経路を順次計算する方法が使われている。しかし，層分割法の理論的根拠は曖昧であり単に音速の変化を小さくすることのみが考慮されていた。しかし，層の分割法によっ

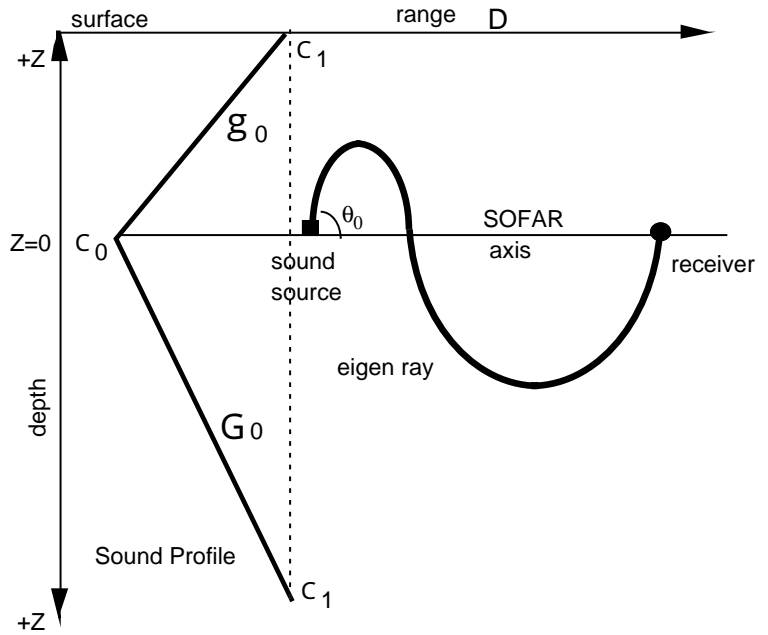


FIG.6.1 The approach of the 2layer equally sound speed divided model

ては，音線経路のみならず，固有音線にも影響することが分かってきた。そこでこれらの問題を解明する一方法としてと音速分割法を考えその特性を明らかにする。

6.2.1 等音速分割プロファイルとサイクルモード

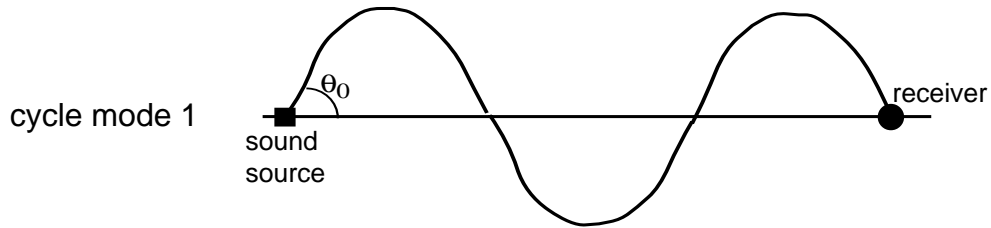
FIG.6.1 に示すような双直線プロファイルを考える。従来の音線理論では，通常は，海面に原点 ($z=0$) を置くため，音速勾配 g_0 と G_0 は， g_0 が負で G_0 は正とする。しかし，SOFAR 内の音線は，周期的であるから，音線の曲率を含めずに単純にできる。ここでは SOFAR 軸を z 軸の原点と考え，その上と下を完全に独立と考える。即ち z は，上部下部方向共に正の二つの座標軸を考える。したがって， g_0 と G_0 は，共に正の量となる。この場合，上部経路の曲率半径 R_u と下部経路の曲率半径 R_d は，次のように表せる。

$$R_u = \frac{c_0}{g_0 \cos \theta_0} \quad R_d = \frac{c_0}{G_0 \cos \theta_0} \quad (6.1)$$

ここで θ_0 は，音源（軸上）からの放射角で，上部も下部も共に正である。受波装置も音源と同様に軸上にあると仮定すると，音源から受波器に到達する音線いわゆる固有音線を形成する音線の形態は限られてくる。

即ち，音源と受波装置が共に軸上にある場合の固有音線は，次の4通りである。上

上部半周期が下部半周期より 1 回多い場合



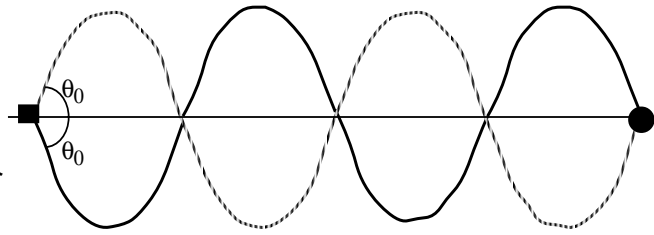
上部半周期と下部半周期上部が同数の場合

音波が上方に出た場合

cycle mode 2

音波が下方に出た場合

cycle mode 3



上部半周期が下部半周期より 1 回少ない場合

cycle mode 4

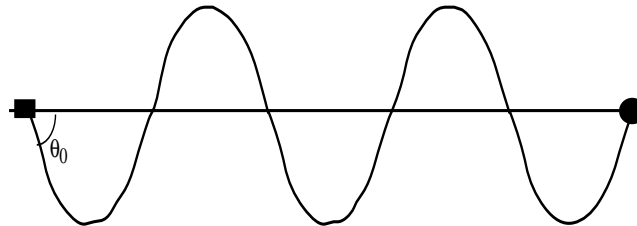


FIG.6.2 The approach of the cycle mode ($n = 2$)

部半周期が下部半周期より 1 回多い場合 ,これをサイクルモード (cycle mode) 1 とする。次に上部半周期と下部半周期が同数の場合で最初に音源から上部に音が出た場合をサイクルモード 2 , 下方に出た場合をサイクルモード 3 とする。最後に , 上部半周期が下部半周期より 1 つ少ない場合をサイクルモード 4 とする。サイクルモード 2 と 3 の固有音線は , 上部と下部を通る回数 n は等しいから , 固有音線は次式で表される。

$$2nR_u \sin \theta_0 + 2nR_d \sin \theta_0 = D \quad (6.2a)$$

ここで D は , 送受波装置間の距離である。

サイクルモード 1 の場合は , 上部の回数より下部が 1 少ないから固有音線は , 次式を満足しなければならない。

$$2nR_u \sin \theta_0 + 2(n-1)R_d \sin \theta_0 = D \quad (6.2b)$$

サイクルモード4の場合は，上部が下部より1多い。したがって，

$$2nR_u \sin \theta_0 + 2(n+1)R_d \sin \theta_0 = D \quad (6.2c)$$

(6.2a)式に(6.1)式を代入すると，

$$\tan \theta_0 = \frac{D}{2n c_0 \left(\frac{1}{g_0} + \frac{1}{G_1} \right)} \quad (6.3)$$

したがって，サイクルモード2,3の固有音線の放射角 θ_{eig} は，次式から求められる。

$$\theta_{eig} = \tan^{-1} \left(\frac{D}{2nc_0 \left(\frac{1}{g_0} + \frac{1}{G_0} \right)} \right) \quad (6.4a)$$

実際の海洋では，海底と海面が存在するが，一般の調査海域では海底は充分深いので無視すると，海面までの距離（深度 Z_s ）によって放射角の上限が決まる。即ち，

$$\frac{\cos \theta_0}{c_0} = \frac{1}{c_0 + g_0 Z_s}$$

固有音線の放射角が求められると，固有音線の伝搬時間 t が求められる。

音線の伝搬時間は，音線経路に関して時間積分することにより求められる。

即ち，

$$t = \int_0^s \frac{ds}{c(z)} = \int_0^z \frac{dz}{c \sin \theta} \quad (6.5)$$

この式を，音線の角 θ で表すためにスネルの法則を用いる。

$$\frac{\cos \theta_0}{c_0} = \frac{\cos \theta}{c(z)} = p \quad (6.6)$$

ここで p は，固有音線の定数，音線パラメータである。(6.6)式を z で微分すると，

$$\sin \theta \cdot \frac{d\theta}{dz} = c'(z)p \quad (6.7)$$

(6.7)式を(6.5)式に代入すると，

$$t = \int_{\theta_0}^{\theta} \frac{d\theta}{c'(z) \cos \theta} \quad (6.8)$$

ここで、負符号は音速勾配 $c'(z)$ に含めた。音速プロファイルが任意の関数である場合積分が困難であるため、一般には(6.8)式を数値積分して伝搬時間を求める。しかし、音速勾配が深度 z の線形関数である場合は、(6.8)式は、容易に積分ができて次式になる。

$$t = \frac{1}{g} \int_{\theta_0}^{\theta} \frac{d\theta}{\cos \theta} = \frac{1}{g} \cdot \log \left| \frac{\tan\left(\frac{\theta}{2} + \frac{\pi}{4}\right)}{\tan\left(\frac{\theta_0}{2} + \frac{\pi}{4}\right)} \right| = \frac{1}{g} \cdot \log \frac{(1 - \sin \theta) / \cos \theta}{(1 - \sin \theta_0) / \cos \theta_0} \quad (6.9)$$

ここで、 θ_0 は、音線の放射角で、 θ は、この音線がある深度に達した時の角度である。したがって、上部半周期を伝搬する時間は、転回点即ち、 $\theta = 0$ までの伝搬時間の2倍となる。

軸上の放射点から転回点に達するまでの伝搬時間は、

$$t = \frac{1}{g} \cdot \log \frac{1}{(1 - \sin \theta_0) / \cos \theta_0} = \frac{1}{g} \cdot \log \frac{1}{1 / \cos \theta_0 - \tan \theta_0} \quad (6.10)$$

サイクルモード2と3の場合は、(6.4)式から

$$\tan \theta_0 = \frac{Dg_0 G_0}{2n c_0 (g_0 + G_0)}, \quad \cos \theta_0 = \frac{2n c_0 (g_0 + G_0)}{\sqrt{\left\{2n c_0 (g_0 + G_0)\right\}^2 + (Dg_0 G_0)^2}} \quad (6.11)$$

故に(6.10)式は、次式で表される。

$$t = \frac{1}{g} \cdot \log \frac{2n c_0 (g_0 + G_0)}{\sqrt{\left\{2n c_0 (g_0 + G_0)\right\}^2 + (Dg_0 G_0)^2} - Dg_0 G_0} \quad (6.12)$$

上記時間の2倍が上部の半サイクルの伝搬時間である。上部と下部の勾配 g_0 と G_0 を用いると n 回の完全サイクルからなる固有音線の伝搬時間は、次式で表される。

$$t_{eig} = \frac{2n}{g_0} \cdot \log \frac{2n c_0 (g_0 + G_0)}{\sqrt{\left\{2n c_0 (g_0 + G_0)\right\}^2 + (Dg_0 G_0)^2} - Dg_0 G_0}$$

$$+ \frac{2n}{G_0} \cdot \log \frac{2nc_0(g_0 + G_0)}{\sqrt{\left\{2nc_0(g_0 + G_0)\right\}^2 + (D g_0 G_0)^2 - D g_0 G_0}} \quad (6.13)$$

サイクルモード1の場合は、(6.2)式より、

$$2nR_u \sin \theta_0 + 2(n+1)R_d \sin \theta_0 = D$$

となる、サイクルモード2、3の場合と同様にして、固有音線の放射角 θ_{eig} は、

$$\theta_{eig} = \tan^{-1} \left\{ \frac{D}{2nc_0 \left(\frac{n-1}{g_0} + \frac{n}{G_0} \right)} \right\} \quad (6.14)$$

固有音線の伝搬時間は、

$$t = \frac{2(n-1)}{g_0} \cdot \log \frac{2nc_0 \{nG_0 + (n-1)g_0\}}{\sqrt{(2nc_0 n G_0 + ng_0)^2 + (D g_0 G_0)^2 - D g_0 G_0}} + \frac{2n}{G_0} \cdot \log \frac{2nc_0 \{nG_0 + (n-1)g_0\}}{\sqrt{(2nc_0 n G_0 + ng_0)^2 + (D g_0 G_0)^2 - D g_0 G_0}} \quad (6.15)$$

同様な方法で、サイクルモード4の場合の関係式は、次のようになる。

$$2nR_u \sin \theta_0 + 2(n-1)R_d \sin \theta_0 = D$$

$$\theta_{eig} = \tan^{-1} \left\{ \frac{D}{2nc_0 \left(\frac{n}{g_0} + \frac{n+1}{G_0} \right)} \right\} \quad (6.16)$$

$$t = \frac{2n}{g_0} \cdot \log \frac{2nc_0 \{nG_0 + (n+1)g_0\}}{\sqrt{\left\{2nc_0 n G_0 + (n+1)g_0\right\}^2 + 1 - 1}} + \frac{2(n-1)}{G_0} \cdot \log \frac{2nc_0 \{nG_0 + (n+1)g_0\}}{\sqrt{\left\{2nc_0 n G_0 + (n+1)g_0\right\}^2 + 1 - 1}} \quad (6.17)$$

したがって (6.3)式は各サイクルモードにより次のように書き換えられる。

$$\text{サイクルモード 1} \quad \left(\frac{n+1}{g_0} + \frac{n}{G_0} \right) = \frac{D}{2n c_0 \tan \theta_0} \quad (6.18)$$

$$\text{サイクルモード 2,3} \quad \left(\frac{n}{g_0} + \frac{n}{G_0} \right) = \frac{D}{2n c_0 \tan \theta_0} \quad (6.19)$$

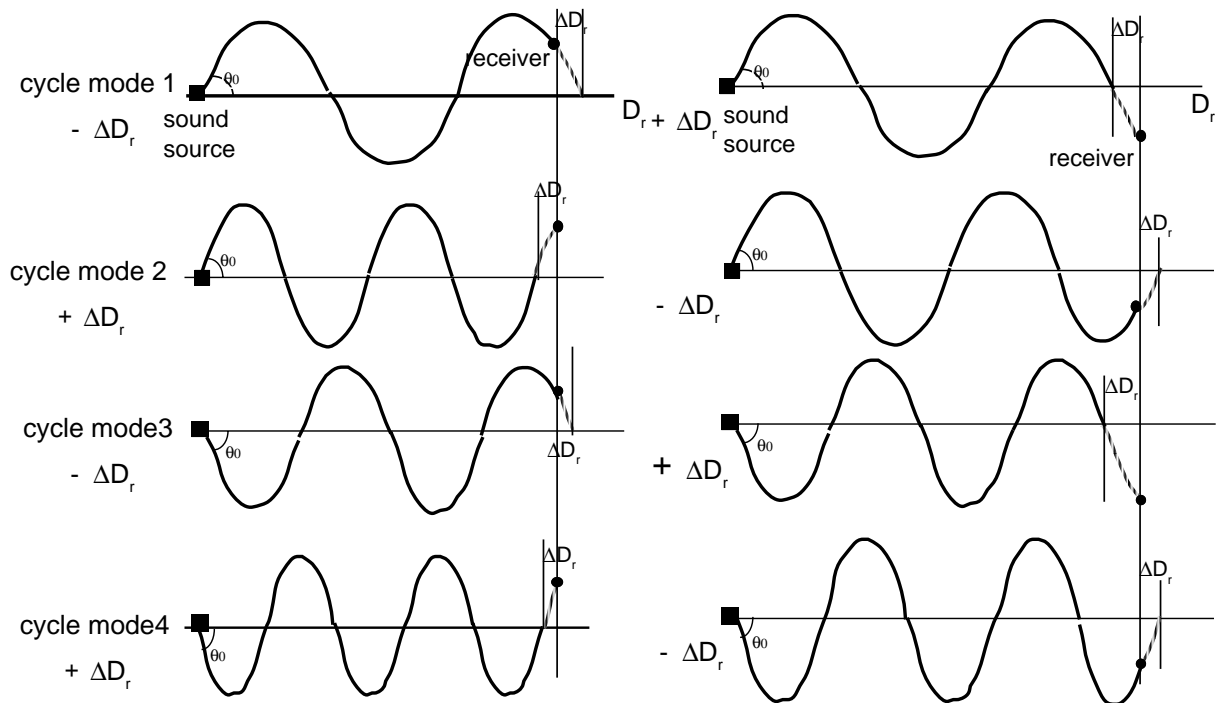
$$\text{サイクルモード 4} \quad \left(\frac{n}{g_0} + \frac{n-1}{G_0} \right) = \frac{D}{2n c_0 \tan \theta_0} \quad (6.20)$$

但し (6.19)式のサイクルモード 2 の場合は、放射角 θ が上部であり、サイクルモード 3 の場合と放射角 θ が下部に対する場合である。

6.2.2 音源と受波装置が軸から離れている場合

先ず、受波装置が軸より上部にある場合、FIG.6.3(1)中の距離 D_r がDに漸減される。

$$\Delta D_r = R (\sin \theta_r - \sin \theta_0) \quad (6.21)$$



(1) The case in which the receiver was installed at the upper part of the axis.

(2) The case in which the receiver was installed at the under side of the axis.

FIG.6.3 The approach in not installing the receiver on the SOFAR axis.

ここで、 θ_r は、受波点へ入射する音線の角で (6.6) 式で容易に求められる。したがって (6.3) 式の D を $(D \pm D_r)$ と置くことにより容易に求めることができる。

但し、受波装置が軸より上の場合は、全てのサイクルモードに対応せず、FIG.6.3 に示すように、

- サイクルモード 1 では、 $- D_r$ 、
- サイクルモード 2 では、 $+ D_r$ 、
- サイクルモード 3 では、 $- D_r$ 、
- サイクルモード 4 では、 $+ D_r$ 、

となる。

受波装置が軸より下の場合 (FIG.6.3(2)) は、

D_r の正負が上記とは逆になる。また、音源が軸より離れて設置された場合も受波装置の場合と同様にして容易に加えることができる。

実際の OAT 観測において、SOFAR 構造中の音源と受波装置の関係は、以上のサイクルモード 1 ~ 4 以外には存在しない。したがって、これらの式により、伝搬特性を shooting 法に依らず解析的に求めることができる。即ち、shooting 法では、音源での放射角を少しずつ変えてすべての音線についての経路を求め受波点で捉えられる固有音線をサーチしなければならない。しかしながら、解析的に求める手法では、音源と受波器間距離と深度が決定すれば、方程式として固有音線を表示させることが可能となるため大幅な計算時間の短縮が計れる。

6.2.3 等音速分割法によるプロファイルの伝搬特性

中緯度の音速プロファイルは、Munk の式によって、簡便的に表される。この Munk の式で軸の深度を 1000m とすると FIG.6.4 のようなプロファイルが得られる。これを、双直線に近似すると海面と軸及び約 3000m の音速は、それぞれ 1529m/s、1492m/s 及び 1529m/s となる。この場合、 g_0 は、0.037、 G_0 は、0.0127 である。水平伝搬距離を一般の OAT 観測で用いられている 1000km と仮定した。先ず (6.2) 式から固有音線のサイク

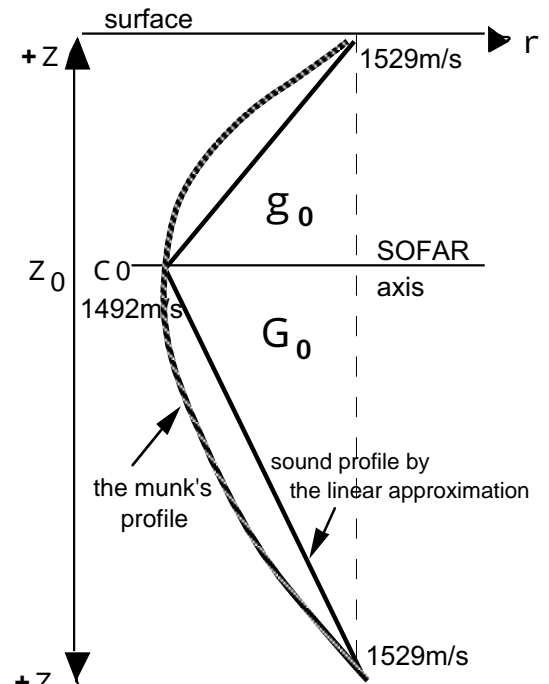


FIG.6.4 Equally divided layer profile for simulation calculation based on the Munk 's profile

ル数 n と放射角 θ_0 を求めた。次に、(6.15)式、(6.16)式で伝搬時間を求めた。最後に固有音線の放射角 θ_0 に微小角 0.02° 加えた放射角の音線を計算し、2つの音線間の間隔から伝搬時間を計算した。

これらの結果を FIG.6.5(a) に示す。

横軸は伝搬時間で、縦軸は伝搬損失と、放射角 (印) である。これらのパルスは、全て固有音線のサイクルモードに対応している。FIG.6.5(b) は、FIG.6.5(a) の時間軸を拡大したものであるが、ハッチングで囲んだ部分からわかるように、サイクルモード 2 と 3 に対応するパルス (それぞれ放射角 ± 11 度に対応する) は、ほぼ同時刻に到達するので、4 本のパルスが見かけ上 3 本に見える。このサイクルモード 2、3 に到達するパルスの後にサイクルモード 1 に対応するパルスが到達し、サイクルモード 2、3 に対応するパルスの後に、サイクルモード 4 に対応するパルスが到達する。従って、3 本構造のパルス群が、各サイクル数毎に存在する。

双直線の形状による伝搬特性を調べるため、上部の音速勾配のみを変えて計算した結果として固有音線の放射角に対する伝搬時間を FIG.6.6 に示す。図中の実線、破線、一点鎖線は、各々 $g_0 = 0.027, 0.037, 0.047$ に対応するものである。この図から、放射角が大きいほど音速の速い海面や海底付近を通る

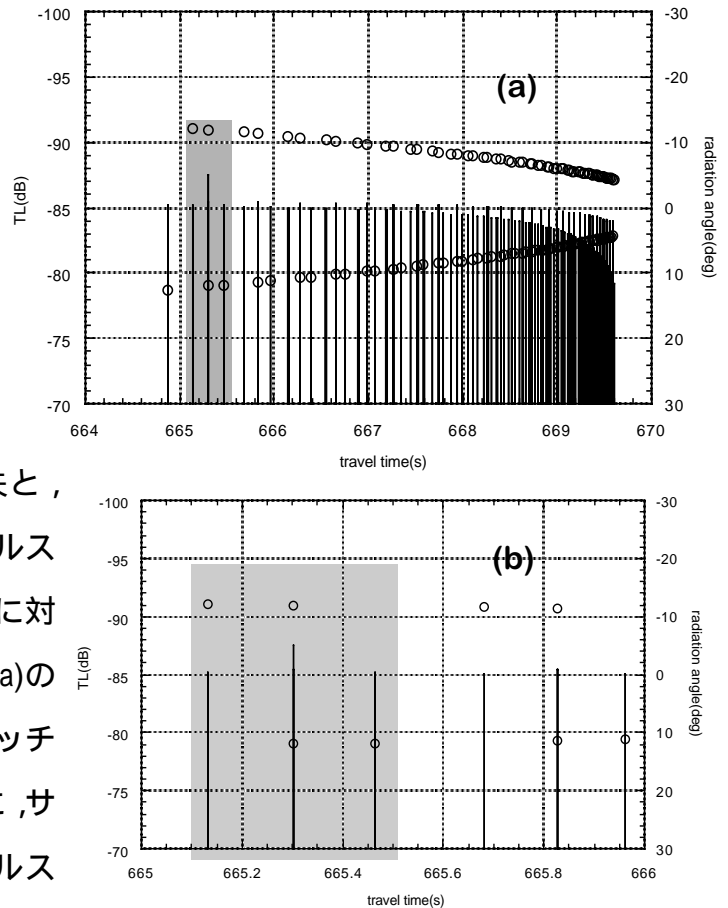


FIG.6.5 Eigen ray pattern by the 2-layer equally divided layer

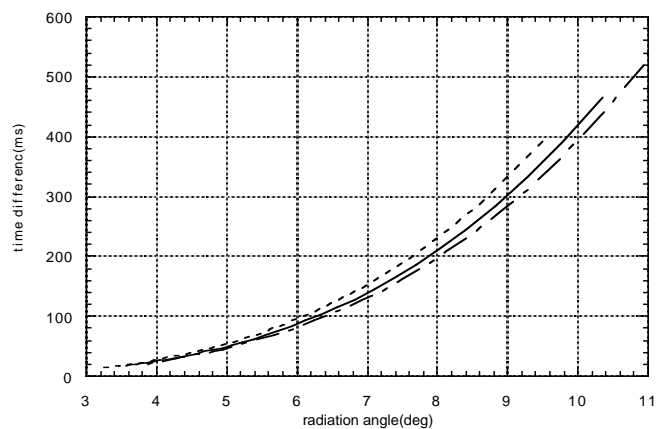


FIG.6.6 Relation between radiation angle and travel times

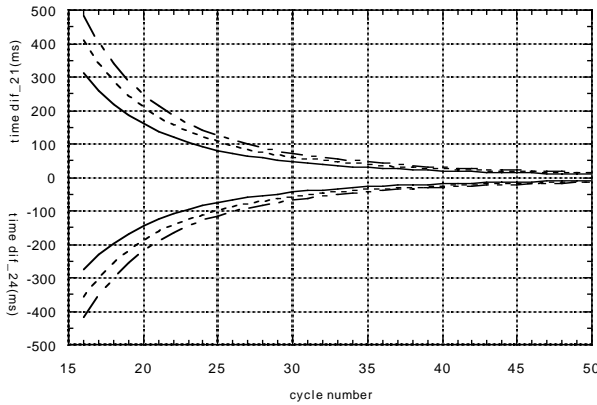


FIG.6.7 Relation between cycle number and travel time difference

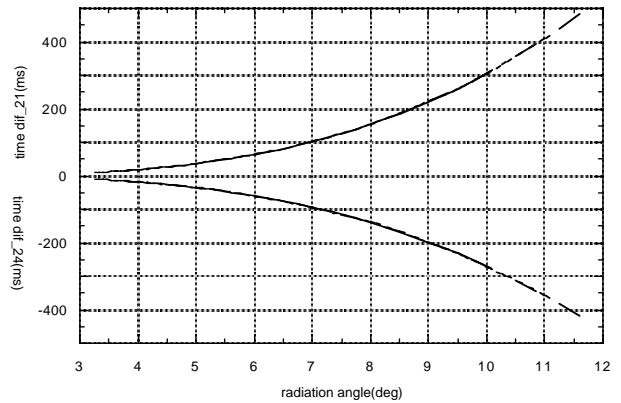


FIG.6.8 Relation between radiation angle and travel time difference

ため伝搬時間は、短くなる事が分かる。

しかし、ここでは、3本構造のパルスに区別できるほどの差異は見られない。そこで、FIG.6.7では、放射角(横軸)とnサイクルとn+1サイクルに対応するパルス群の時間差(縦軸)の関係を示した。この図では、上部領域の音速勾配によってパルス群の配列間隔が大きく変わることがわかる。

FIG.6.8は、同様なパルスの時間間隔を、サイクル数を横軸にとって図示したものである。サイクル数が少ない、即ち、OAT観測で重要な海面付近をとる固有音線のパルスの間隔は、 g_0 の値によって大きく変わることがわかる。

以上のように等音速分割法による固有音線計算では、サイクルモードの概念が導入されていることから、同時刻に到達した音線群の中に異なる伝搬経路を持つ固有音線が存在するような場合は、判別が容易になることが考えられる。

6.3 多層プロファイルへの適用

前節の考え方を現実の音速プロファイルに適用するために多層化を考える。FIG.6.2と同様にFIG.6.9のよ

うにSOFAR軸をZ軸原点とし、上部・下部方向共にZ軸の正方向をとる。SOFAR軸

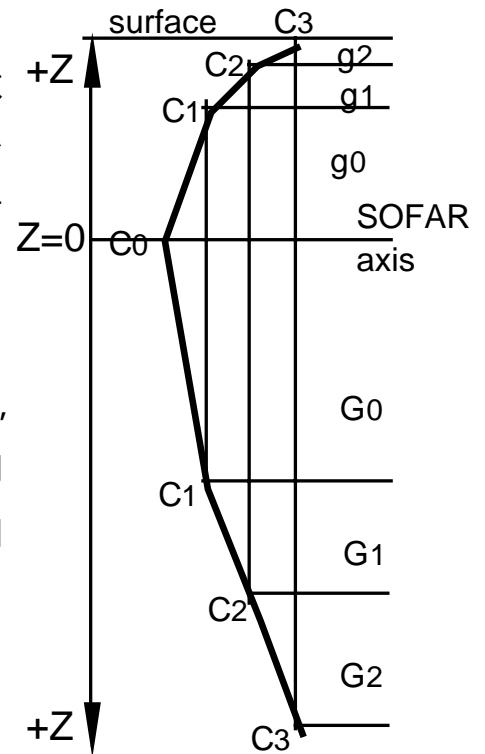


FIG.6.9 The approach of multi layer profile by the the equally divided layer

の下部の音速は，圧力の効果によって単調に増加する。上方は，上部にほぼ一様に増加するが，局所的に音速が減少する場合もある。しかし，ここでは，固有音線の全体像を把握するため単純化して，単調に増加するものとする。

多層化は，従来から一般に行われているように任意の層に区切るのではなく，図に示したように上部と下部で音速が等しくなる点で区切る。一般に上部層は，変化が大きく，下部層は，単調である。したがって，上部層の音速プロファイルの形状にしたがって，通常の分割法，即ち音速勾配が一様とみなせる層に分割するが下部層は，その時の音速に対応した値で決める。

上下部共に，3層とした場合の固有音線の形状は，サイクルモード2，3の場合，

$$\begin{aligned} & \left(R_{u0} + R_{d0} \right) \left(\sin \theta_0 - \sin \theta_1 \right) + \left(R_{u1} + R_{d1} \right) \left(\sin \theta_1 - \sin \theta_2 \right) \\ & + \left(R_{u2} + R_{d2} \right) \left(\sin \theta_2 - \sin \theta_3 \right) + \left(R_{u2} + R_{d3} \right) \sin \theta_3 = \frac{D}{Z_n} \end{aligned} \quad (6.21)$$

ここで， θ_i は，各層への音線の入射角で， R_{ui} ， R_{di} は，上部と下部の*i*層の受波の曲率半径で次の式で表せる。

$$R_{ui} = \frac{c_i}{g_i \cos \theta_i} \quad R_{di} = \frac{c_i}{G_i \cos \theta_i} \quad (6.22)$$

スネルの法則

$$\frac{\cos \theta_0}{c_0} = \frac{\cos \theta_i}{c_i} \quad (6.23)$$

により，各層の入射角は放射角で表せるから(6.4)式は，公式により

$$\begin{aligned} & \left(\frac{1}{g_0} + \frac{1}{G_0} \right) \sin \theta_0 + n \sum_{k=1}^n \left(\frac{1}{g_k} + \frac{1}{G_{k-1}} \right) \sin \theta_k \\ & + n \sum_{k=1}^n \left(\frac{1}{G_k} + \frac{1}{G_{k-1}} \right) \sin \theta_k = \frac{D \cos \theta_0}{Z c_0} \end{aligned} \quad (6.24)$$

ただし，上式の*n*は，サイクルモード1の場合*n*-1をとり，サイクルモード4の場合は*n*+1となる。

6.4 任意分割shooting法と等音速分割法の比較

6.4.1 シミュレーションの音速プロファイル

ここでシミュレーションの対象とした取得データは、200Hz OATトランシーバーの性能試験のために1995年12月14日～同31日までの間2台のトランシーバーが係留された際のものである。2台のトランシーバー間の設置間隔は200.65km、トランシーバーの設置深度は各々992mと1114mである。

FIG.6.10に海域の音速プロファイルを示

す。ここでは、伝搬距離200km間を約50km毎に計測された4地点のプロファイルを重ねてプロットしている。FIG.6.10のように、この海域は、典型的な中緯度海域のSOFAR構造を示し、SOFAR軸はほぼ水深1000mに存在する。計測された4地点での音速の差異は非常に小さいため、音速プロファイルを平均してこの海域の音速場と設定し、シミュレーション計算を実施した。FIG. 6.11では、2.2項のshooting法により固有音線を

求めるために通常行われている方法、即ち任意の深度で音速プロファイルを分割する方法を示す。この場合、音速の変化が大きい部分は細かく、単調な部分は粗く合計26層に分割している。一方、FIG. 6.12では、解析的に固有音線を求める方法として、SOFAR軸を中心に上下に等音速になるようプロファイルを分割方法を示す。ここでは、SOFAR軸の上下に13分割ずつ即ちFIG.6.11と同様に音速プロファイルを合計で26分割している。

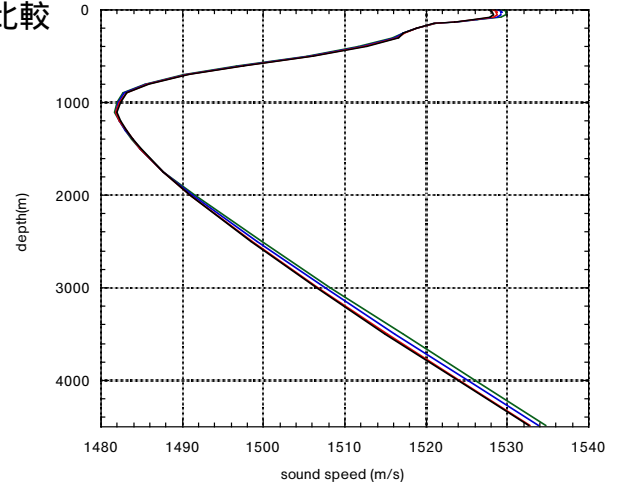


FIG.6.10 Sound speed profiles at 200km experimental area

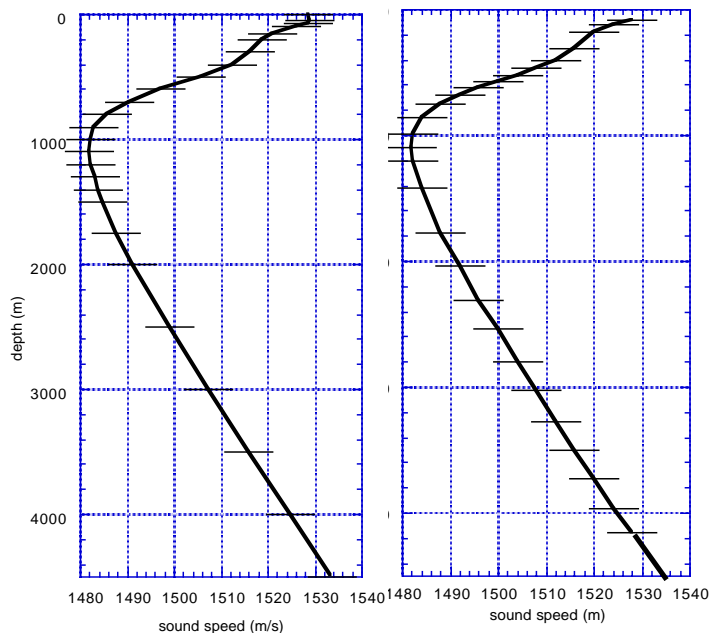


FIG.6.11 The method for dividing the sound speed profile into the optional layer

FIG.6.12 The method for dividing the sound speed profile into the equally divided layer

6.4.2 固有音線の特性比較

FIG.6.13では、200km音源（TR1）の放射角に対する受波器（TR2）における固有音線の到達時間を示している。shooting法での音波の到達時間は、(2.1)式～(2.4)式から、また、等音速分割での到達時間は(6.15)式から求めたものである。FIG.6.13をみるとshooting法と等音速分割法での差はあまり大きくなく音源の放射角に対し同じような傾向を示す。

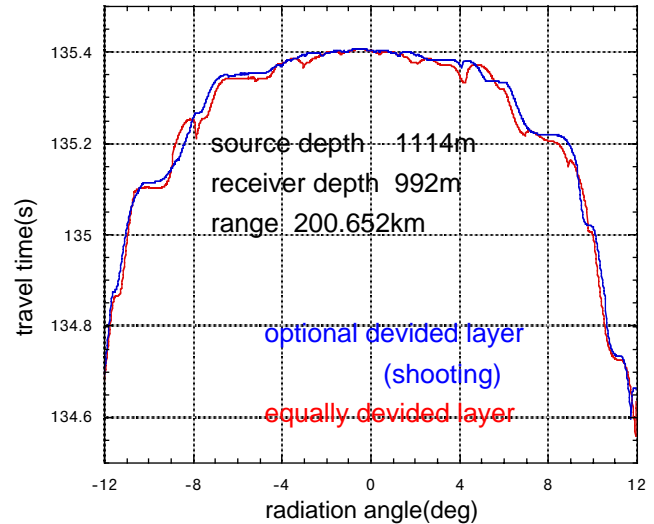


FIG.6.13 Relation between radiation angle and travel times

FIG.6.14では放射角と固有音線の伝搬減衰損失を示す。この図では、伝搬損失の少ない音線が固有音線として到達するが、伝搬損失は、分割方法によって大きく異なり、特に軸近辺では全く異なる特性を示す。2.2項で述べたように、音線理論における伝搬減衰は、隣り合った音線の水平距離差の比によって求められるため、固有音線が形成される場合は、隣り合った音線の伝搬時間差が小さい場合である。そこで、FIG.6.15では、隣り合った音線の伝搬経路差を取った。FIG.6.15をみると等音速分割では、伝搬時間の差があまりない。一方、任意に分割した場合は、FIG.6.15のように放射角0° 近辺や15° 付近に大きな伝搬時間差が見られる。これは、固有音線のゴースト現象と考えることができ、OAT観測において、

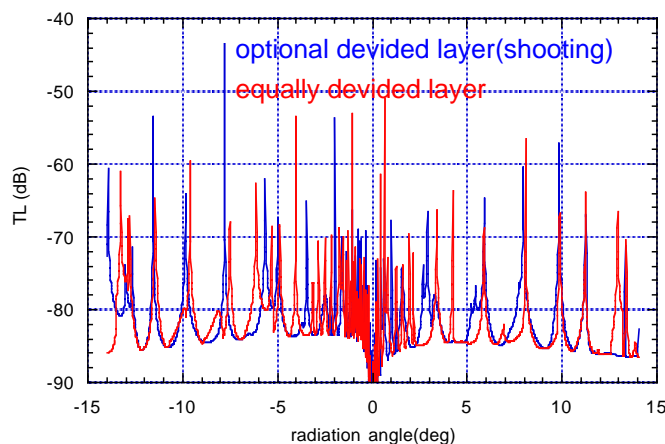


FIG.6.14 Relation between radiation angle and transmission loss

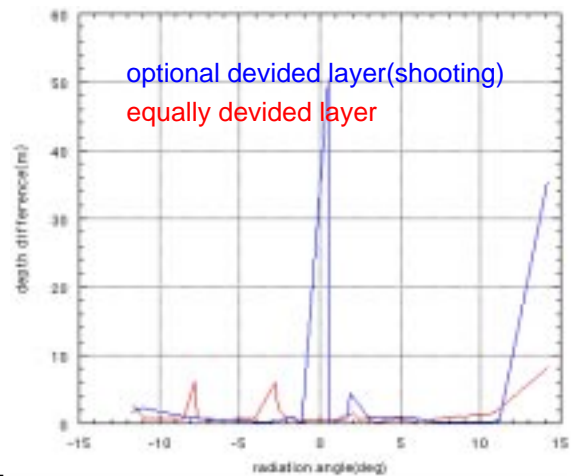


FIG.6.15 Relation between radiation angle and travel time difference in the eigen rays

全く異なる音線を検出することから，同定作業に大きな誤りを生じる恐れがある。即ち，FIG.6.16のようにshooting法では，任意に音速を分割するとSOFAR軸付近から放射された音波は，軸上部と下部で異なる音速傾度を持つ層を通過するために異種の音線を生じ易いといえる。一方，FIG.6.17で示すように等音速に分割する方法では，SOFAR軸の上下で必ず同じ音速値（エネルギー準位）を持つ層を通過することから分割数の影響が半分で済むため，ゴーストの影響を減少させることができることが推察される。

また，6.2.2項で述べたように等音速分割による解析的手法では，shootingのように放射角度

を小刻みに変えながら固有音線を探す訳ではなく，伝搬距離と設置深度から方程式的に解を求めることから，計算時間が大幅に違ってくる可能性がある。

C言語のCPU timeコマンドによる概略値の比較を行った。計算条件として，

- 伝搬距離：1000km
- 水平分割数：3
- 音速プロファイル：62層分割
- 音源角度の間隔：0.02度
- 使用マシン：Pentium 300MHz

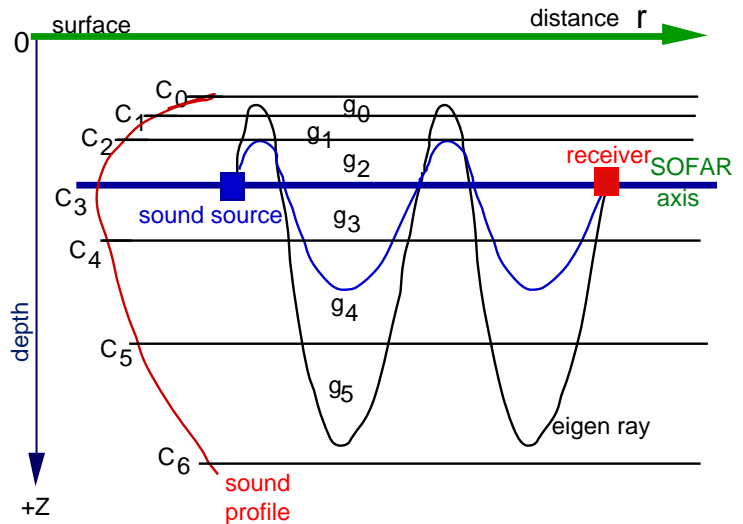


FIG. 6.16 The approach off eigen ray by the optional layer

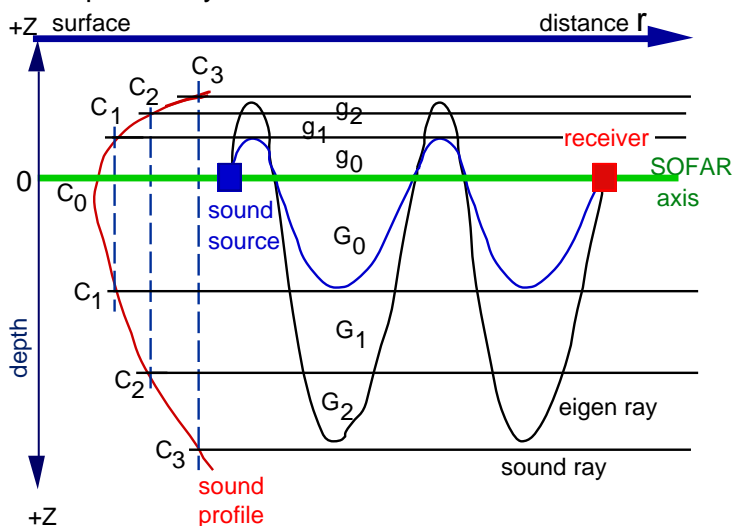


FIG. 6.17 The approach of eigen ray by equally divided layer

とした場合，Shooting法では約27分，解析的手法では約2分となった。角度間隔を一桁上げるためには約10倍の時間が必要であることを考えるとこの差は，極めて大きなものと言える。

6.4.3 実測値との比較

FIG.6.18では，実測値と計算値を比較したものである。この場合観察される固有音線数が少ないが，これは，3章で結論されたように，音源と受波器深度が異なる，伝搬距離が200kmと比較的小さいという理由から説明できる。FIG18(1)のshooting法を見ると，(b)のパルスの大きさは実測値(a)と比較する

と15dB近く小さい値を示している。また，実測値では現れないゴーストパルスが(c)の位置に出現している。このゴーストパルスは，受信入射角度が -40° であり，最も早く

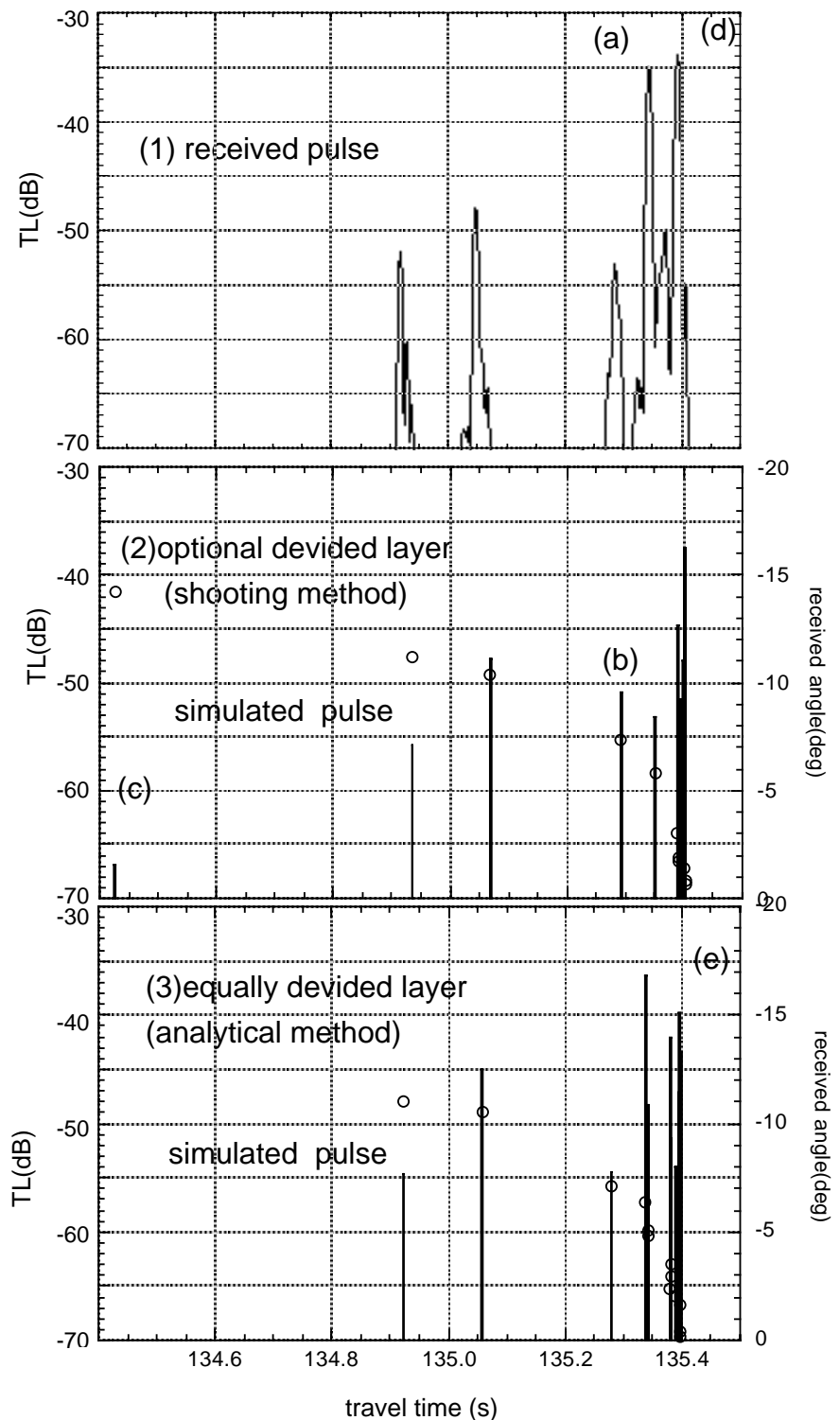


FIG.6.18 Comparison with recieved pulse and simulated pulse (equally devided layer and optional layer)

到達するパルスであり，音線の同定作業では有用なパルスとして認識され，誤差の要因となる危険性が大きい。一方，(3)の等音速分割による解析的手法では，概ね，実測値を良く表現しており，ゴーストも見られないことからこの手法の有効性が確認できる。

但し，細かく見ると(d)のように最も遅く到達するパルス，即ち，SOFAR 軸近辺を伝搬するパルスについては，観測値では固有音線が一本しか現れないのに比べ，等音速分割における計算を用いても(e)の付近ではかなりの数の音線が見られる。このことから，SOFAR軸近傍を伝搬する固有音線については，必ずしも実測値を正確に表しているとは言い難いため，次にSOFAR軸近傍の固有音線の特性を調査した。

6.5 SOFAR軸近傍の固有音線特性

6.4項の結果から等音速分割法の有効性が確認されたが，更にSOFAR軸近辺を伝搬する固有音線パルスの特性を調査するために，分割数と固有音線との関係を中心に検討を行った。

6.5.1 音速プロファイルと実測値

本項で比較検討のために利用したデータは，OATトランシーバの評価試験のために行った伝搬実験の受信パルスのデータである。これらのデータは，我々の行った伝搬実験において最も短距離（174.2km）のものであり，伝搬距離が短いほど海面反射等の影響が少なく，また，伝搬サイクル数も少ないため，評価が行い易いと考えたためである。FIG.6.19に実験海域の音速プロファイルを示す。図のように実験海域は，SOFAR軸が1100m付近に存在し，典型的な中緯度域のSOFAR構造を有する。なお，送受波器の設置に当たっては，文献(6.2)の結果を基に，音源はSOFAR軸よりも僅かに下部の水深1150mに設置し，受信器は，それより上部の水深1100 mに設置している。これにより，軸近傍を伝搬してくる固有音線パルスを減少させることができることが期待され

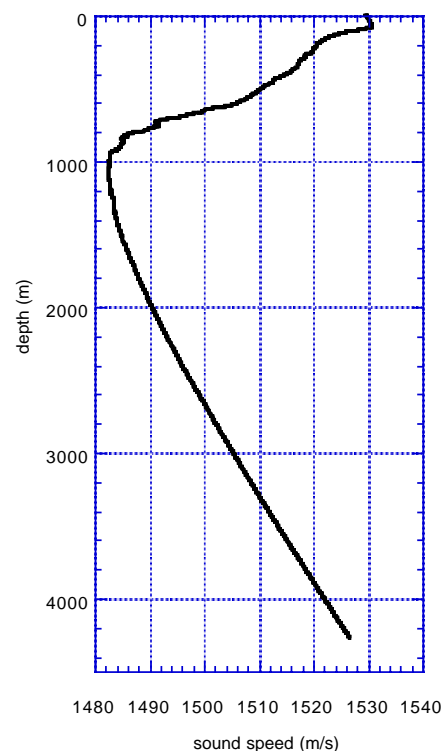


FIG.6.19 Sound speed profile at propagation experimental area by the CTDV

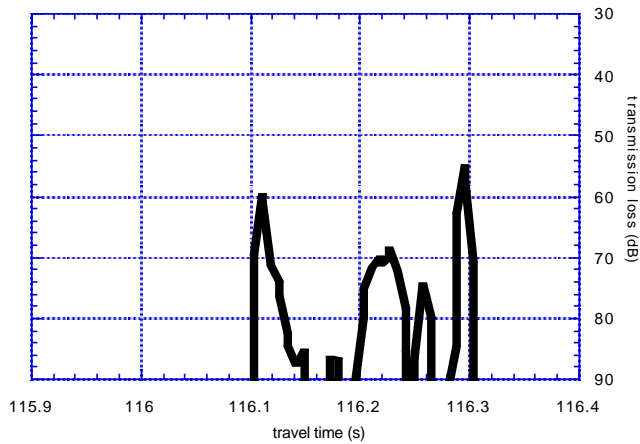


FIG.6.20 Measured pulses by the 200Hz OAT transceiver

る。FIG.6.20は、伝搬実験で取得された軸近辺を伝搬する固有音線パルス群を示すが、この図では3~4個のパルスに分離され、軸近傍の伝搬パルスは、多くないことが見て取れる。

6.5.2 計算値と計測値の比較

計算値との比較は、先ず、参照値としてFIG.6.19の音速プロファイル等を等音速分割法により20分割し、FIG.6.21に示すようなプロファイルを作成し、これを参照プロファイルとした。FIG.6.22は、参照プロファイルを基に解析的手法を用い伝搬距離174kmにおける固有音線パルスを算出した結果であり、この図からFIG.6.20の実測値とは異なり合計28本もの多くの固有音線が生じていることがわかる。固有音源の放射角を見ると $\pm 5^\circ$ まではパルスレベルがほぼ一定であり、伝搬時間は漸次遅くなる傾向が見られる。これは、FIG.6.21のようにSOFAR軸の音速1483m/s ~ 1490mの点まで直線で近似した層分割（SOFAR軸の上部水深800m，下部2000mまで）を行ったことに起因すると考えられる。また、伝搬時間

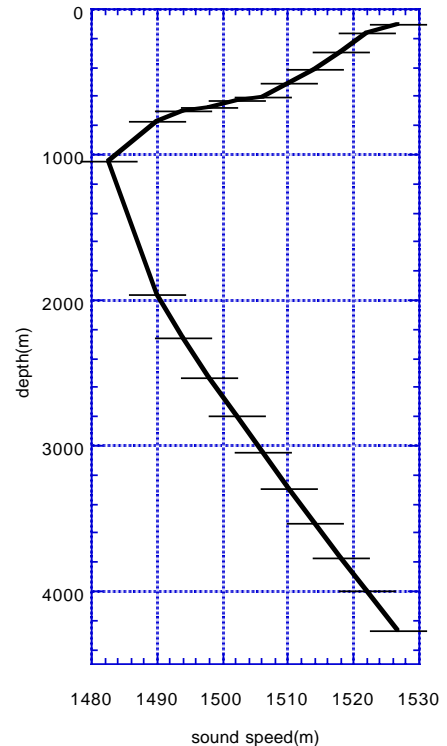


FIG.6.21 Reference profile (equally divided 20 layers)

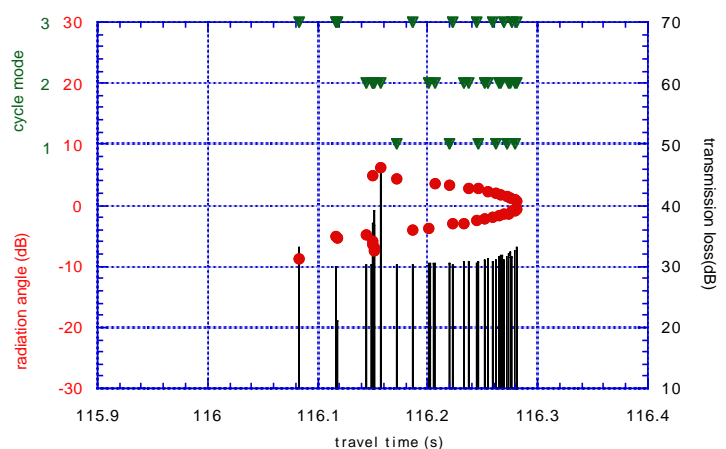


FIG.6.22 calculated eigen ray by the profile of FIG.6.21

118.15s付近のパルスでのレベル変動は、層分割の境により生じたと考えられる。

6.5.3 分割数の変化と固有音線特性

次に分割数の影響を検討するため、SOFAR軸から上部水深800m、下部2000mの間を2~10分割した層を設定し固有音線パルスの変化を調査した。FIG.6.23に分割方法を示す。分割は、音速1490m/sよりも遅い部分について細かく分割していく方法をとった。FIG.6.23のように分割数が増えていくにしたがって、軸近辺の音速傾度が小さくなっていくことから固有音線数の減少が予測できる。

FIG.6.24では、FIG.6.23の分割方法に対応した固有音線の変化を示す。FIG.6.24(2)を見ると分割数を2層増やしただけで音線数は23本から15本に激減する。また分割数を

4, 6と増やすほど受信点における固有音線数は漸減するが、(4)の6分割以上の場合は生成される音線数やその形態（伝搬損失、サイクルモード）に大きな変化が見られなくなる。FIG.6.20の実測値において、
 に関しては、FIG.6.24(3)の計算結果と概ね良い対応が見られる。しかし、最も遅く到達するの固有音線は実測値では1本だけであるのに対しFIG.6.24(6)ではの

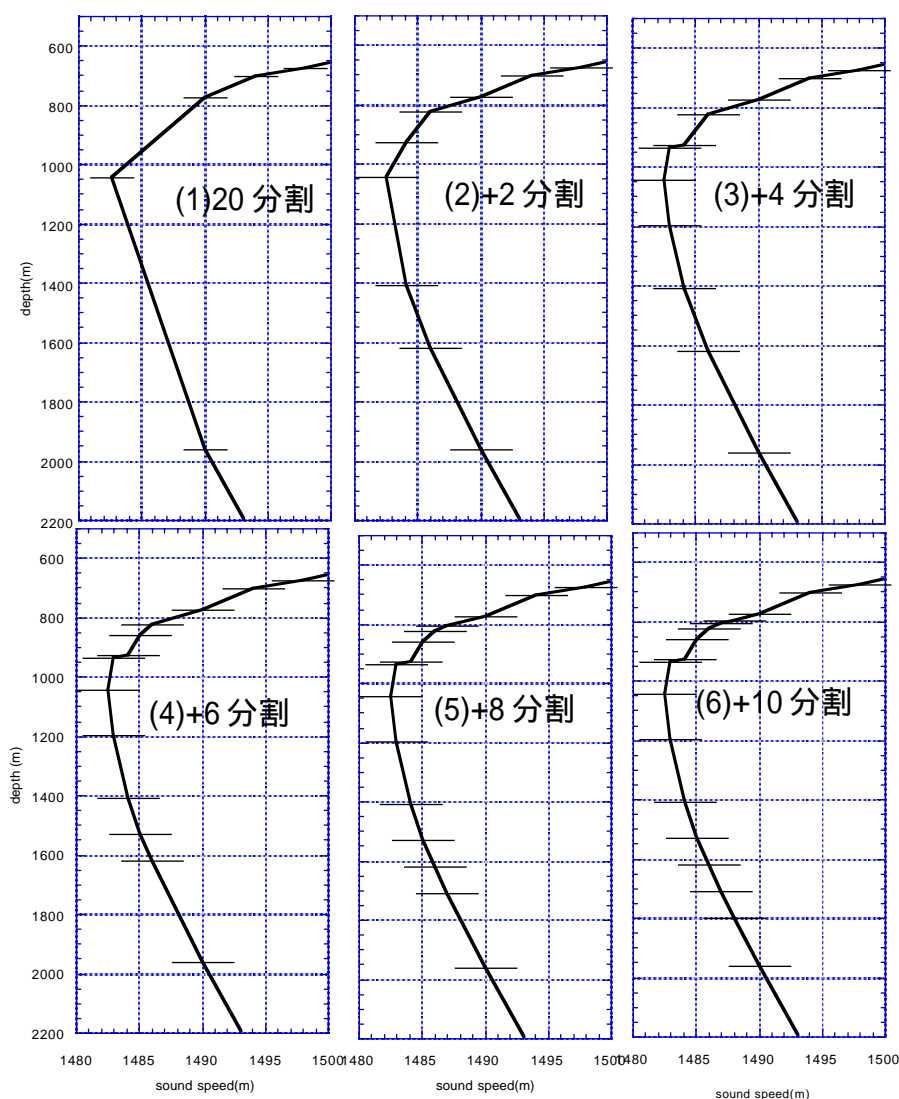


FIG.6.23 Sound speed profile by lineal approximation nearby SOFAR axis (additional 2-10 layers)

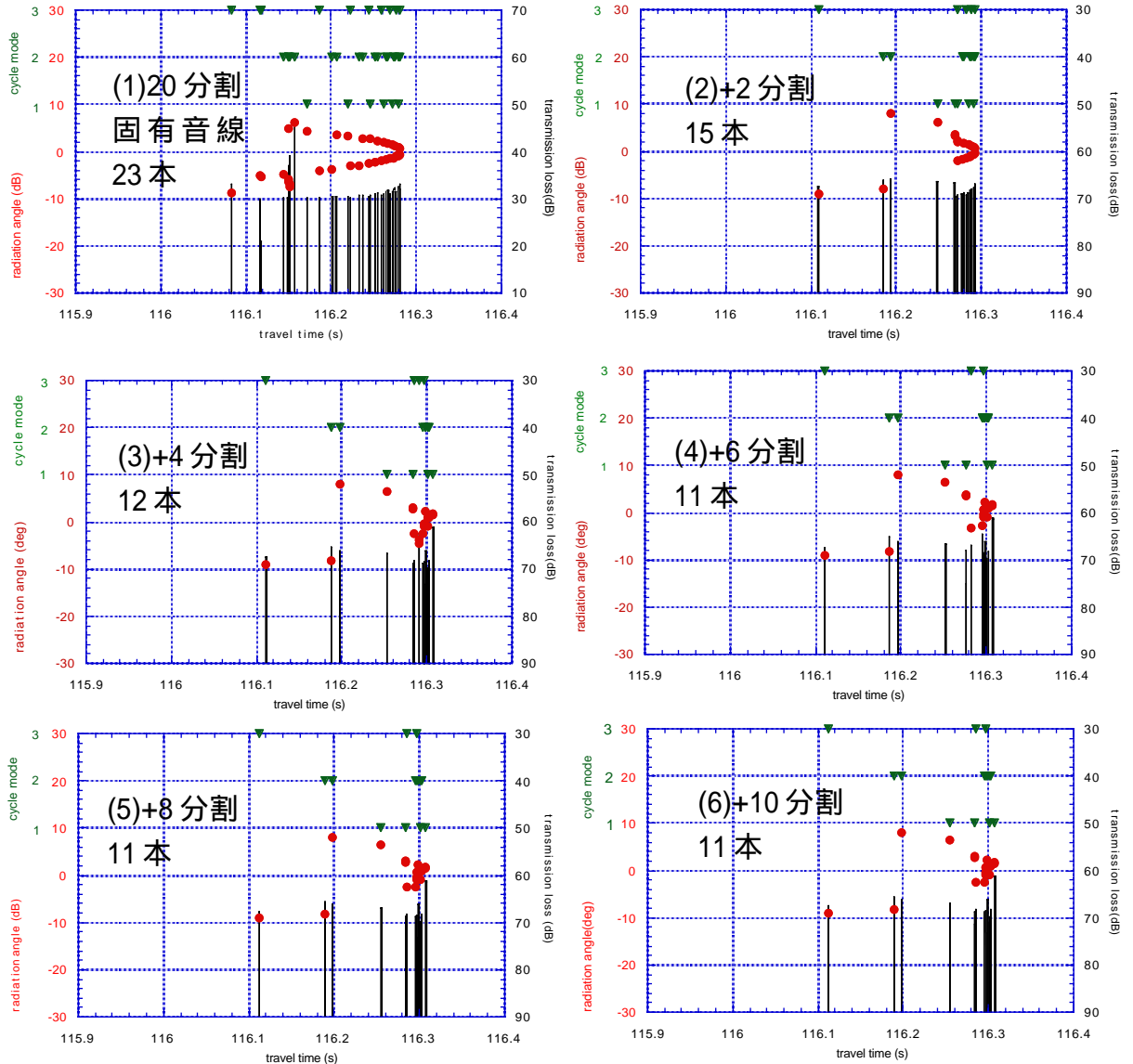


FIG.6.24 Calculated eigen rays by the profile of FIG.6.23

付近には7本も出現していることがわかる。このことは、直線近似による限界を示してあり、どのように細かく分割してもSOFAR軸近辺のように音速傾度が連続的に緩やかに変化する場所を直線で近似することは不可能であることから、スネルの法則から固有音線を正確に表現することはできないことが示唆される。これらの結果は、逆に、軸近辺においては直線近似ではなく別の関数による近似が実測データを表現できるようになる可能性を示唆している。

6.6 SOFAR軸近傍の放物線近似

音速プロファイルを断片的でなく連続的関数で表示することを考える。従来、連続

的関数としては放物線，cosh，指数関数等が考えられているが，いずれもSOFARの上下，全体を一つの連続関数で表示する方法がとられている。この場合，軸の上下の音速変化が大きく異なるために問題が生じる。そこで，ここでは，6.5項のように軸の上下を別々に考え共に実際のプロファイルに整合するようにSOFAR軸近傍を直線ではなく放物線関数で近似する手法を考える。

6.6.1 放物線近似手法

SOFAR軸上Z軸の原点を置き，その軸より下部の音速プロファイルをFIG6.25のように音速プロファイルを放物線関数で近似する。

$$C = C_0(1 + \alpha Z^2) \quad (6.22)$$

ここで C_0 は，軸上 ($Z=0$) の音速であり， α は，放物線の係数である通常のSOFARでは， α は，1より十分に小さいために，(6.22)式は次のように近似できて，後の積分が容易になる。

$$C \approx C_0(1 + 2\alpha Z^2)^{-1/2} \quad (6.23)$$

一方，音線が深度 Z_0 (SOFAR軸) から Z_1 まで進行する間の水平伝搬距離 r は次式で表される。

$$r = \int_{z_1}^{z_2} \cot \varphi \, dZ = \int_{z_1}^{z_2} \frac{dr}{dz} \, dZ$$

ここで， $\frac{dr}{dz}$ は，次のように表せる。

$$\frac{dr}{dZ} = \cot \varphi = \frac{\cos \varphi}{(1 - \cos^2 \varphi)^{1/2}} = \left(\frac{1}{\cos^2 \varphi} - 1 \right)^{-1/2} \quad (6.24)$$

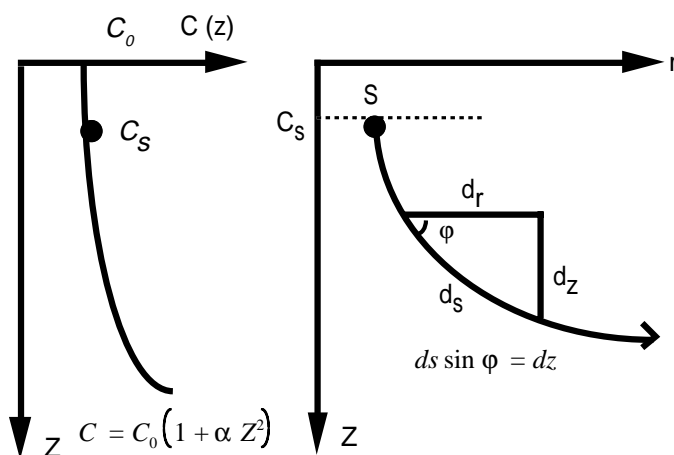


FIG.6.25 The approach of the parabolic approximate nearby the SOFAR axis

音源における音速と放射角をそれぞれ C_s , φ_s とすると, スネルの法則から,

$$\frac{\cos \varphi_s}{C_s} = \frac{\cos \varphi_0}{C_0} = \frac{\cos \varphi}{C(Z)} \quad (6.25)$$

ここで, 添字Sは, 音源を表す。(6.25)式と(6.23)式を(6.24)式を代入すると

$$\begin{aligned} \frac{dr}{dZ} &= \left\{ \frac{C_0^2}{C_0 \cos^2 \varphi_s} - 1 \right\}^{1/2} = \left\{ \frac{C_0^2}{C_0 \cos^2 \varphi_s} (1 - 2\alpha Z^2) - 1 \right\}^{-1/2} \\ &= \frac{C_0 \cos \varphi_s}{C_s} \left\{ (1 - 2\alpha Z^2) \frac{C_0^2 \cos^2 \varphi_s}{C_s^2} \right\}^{-1/2} \\ &= (2\alpha)^{-1/2} \frac{C_0 \cos \varphi_s}{C_s} \left\{ \frac{1}{2\alpha} - Z^2 - \frac{1}{2\alpha} \frac{C_0^2 \cos^2 \varphi_s}{2\alpha C_s^2} \right\}^{-1/2} \\ &= (2\alpha)^{-1/2} \frac{C_0 \cos \varphi_s}{C_s} (\beta - Z^2)^{-1/2} \end{aligned} \quad (6.26)$$

ここで,

$$\beta \equiv \frac{1}{2\alpha} \left(1 - \frac{C_0^2 \cos^2 \varphi_s}{C_s^2} \right) \equiv \frac{1}{2\alpha} (1 - \cos^2 \varphi_0) \quad (6.27)$$

と置いた。ここでは, φ_0 は, 音速 C_0 の点, 即ち $Z=0$ における音線角である。

従って, 音源からの深度 Z_n までの音線の水平距離 r は,

$$r = \int_{Z_s}^{Z_n} \frac{dr}{dZ} dZ = (2\alpha)^{-1/2} \frac{C_0 \cos \varphi_s}{C_s} \int_{Z_s}^{Z_n} (\beta - Z^2)^{-1/2} dZ \quad (6.28)$$

積分は, $\int (a^2 - x^2)^{1/2} = -\arctan \frac{Z \sqrt{a^2 - Z^2}}{-a + Z^2}$

$$\text{故に} \quad r = \frac{C_0 \cos \varphi_s}{C_s (2\alpha)^{1/2}} \left[-\tan^{-1} \frac{Z(\beta - Z^2)^{1/2}}{-\beta + Z^2} \right]_{Z_s}^{Z_n} \quad (6.29)$$

FIG.6.26のように音波が音源から放射されて再び音源深度に至るまでの音線の水平伝搬距離 r_c は,

$$r = \frac{C_0 \cos \varphi_s}{C_s (2\alpha)^{1/2}} \left[-\tan^{-1} \frac{z(\beta - Z^2)^{1/2}}{-\beta + Z^2} \right]_{Z_s}^{Z_n} \quad (6.31)$$

ここで, Z_m は, 音線が水平になる最大深度である。また, その先の音線が $Z=0$ に達する

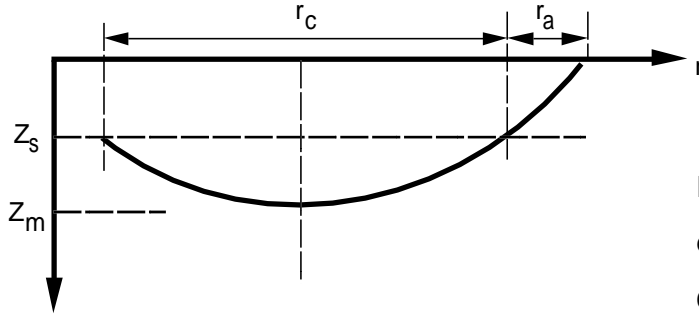


FIG.6.26 Relation between source depth Z_s and horizontal range r_c of eigen ray

までの水平伝搬距離 r_a は,

$$r_a = \frac{C_0 \cos \phi_s}{C_s(2\alpha)^{1/2}} \left[-\tan^{-1} \frac{Z(\beta - Z^2)^{1/2}}{-\beta + Z^2} \right]_0^{Z_s} \quad (6.32)$$

となる。音源が $Z=0$ にある場合の水平距離 r_{cm} は,

$$\begin{aligned} r_{cm} &= \frac{C_0 \cos \phi_s}{C_s(2\alpha)^{1/2}} \left[-\tan^{-1} \frac{Z(\beta - Z^2)^{1/2}}{-\beta + Z^2} \right]_0^{Z_m} \\ &= \frac{2 \cos \phi_s}{(2\alpha)^{1/2}} \left[-\tan^{-1} \frac{Z(\beta - Z^2)^{1/2}}{-\beta + Z^2} + \tan^{-1} 0 \right]_0^{Z_m} \end{aligned} \quad (6.33)$$

カッコ内の第1項は Z_n と Z_n を対比して置換すると単純化できる。即ち(6.23)式から Z_m の音速は,

$$\begin{aligned} C_m &= C_0 (1 - 2\alpha Z_m^2)^{-1/2} \\ Z_m^2 &= \frac{1}{2\alpha} \left(1 - \frac{C_0^2}{C_m^2} \right) = \frac{1}{2\alpha} (1 - \cos^2 \phi^2) \end{aligned}$$

(6.27)から明らかなように, $\beta = Z_m^2$ である。したがって, カッコ内の第1項は,

$$\begin{aligned} -\tan^{-1} \frac{\left\{ Z_m^2 (\beta - Z_m^2) \right\}^{1/2}}{-\beta + Z_m^2} &= -\tan^{-1} \left[\frac{\left\{ Z_m^2 (\beta - Z_m^2) \right\}^{1/2}}{\beta + Z_m^2} \right] \\ &= -\tan^{-1} \left[-\frac{\left\{ Z_m^2 (\beta - Z_m^2) \right\}^{1/2}}{(\beta + Z_m^2)^2} \right] = -\tan^{-1} \left[-\frac{\left\{ Z_m^2 \right\}^{1/2}}{(\beta - Z_m^2)^2} \right] \end{aligned}$$

$$= -\tan^{-1} \left[- \left\{ \frac{1}{\left(\frac{\beta}{Z_m^2} - Z_m^2 \right)^2} \right\}^{1/2} \right] = -\tan^{-1} [\infty] = - \left(-\frac{\pi}{2} \right) = \frac{\pi}{2}$$

したがって,

$$r_m = \frac{\pi \cos \varphi_0}{(2\alpha)^{1/2}} \quad (6.34)$$

となる。また, 残差距離 r_a は,

$$\begin{aligned} r_a &= \frac{C_0 \cos \varphi_s}{C_s (2\alpha)^{1/2}} \left[-\tan^{-1} \frac{Z_s(\beta - Z_s^2)^{1/2}}{-\beta + Z_s^2} \right] = \frac{C_0 \cos \varphi_s}{C_s (2\alpha)^{1/2}} \left[-\tan^{-1} \left\{ - \left(\frac{Z_s^2(\beta - Z_s^2)}{(\beta - Z_s^2)} \right)^{1/2} \right\} \right] \\ &= \frac{C_0 \cos \varphi_s}{C_s (2\alpha)^{1/2}} \left[-\tan^{-1} \left\{ - \left(\frac{Z_s}{(\beta - Z_s^2)^{1/2}} \right) \right\} \right] \end{aligned} \quad (6.35)$$

となる。一方, 伝搬時間 t は, 次のように求められる。

$$\begin{aligned} t &= \int \frac{ds}{C} = \int \frac{dz}{C \sin \varphi} = \int \frac{dz}{C (1 - \cos^2 \varphi)^{1/2}} \\ &= \int \frac{dz}{C \left\{ 1 - \left(\frac{\cos \varphi_s}{C_s} \right)^2 \right\}^{1/2}} = \int \frac{dz}{C \frac{\cos \varphi_s}{C_s} \left\{ \frac{C_s^2}{\cos^2 \varphi_s} - C^2 \right\}^{1/2}} \\ &= \int \frac{dz}{C \frac{\cos \varphi_s}{C_s} \left\{ \frac{C_s^2}{\cos^2 \varphi_s} - C^2 \right\}^{1/2}} = \int \frac{(1 - 2\alpha z^2)^{1/2} dz}{C_0 \frac{\cos \varphi_s}{C_s} C_0 \left\{ \frac{C_s^2}{\cos^2 \varphi_s} - (1 - 2\alpha z^2)^{-1} \right\}^{1/2}} \end{aligned} \quad (6.36)$$

ここで $\alpha \ll 1$ なる近似を用いると

$$\begin{aligned}
t &= \int \frac{1 - \alpha z^2}{C_0 \frac{\cos \varphi_s}{C_s} \left\{ \frac{C_s^2}{C_0 \cos^2 \varphi_s} - (1 - 2\alpha z^2)^{-1} \right\}^{1/2}} dz = \int \frac{(1 - \alpha z^2) dz}{C_0 \cos \varphi_0 \left\{ \frac{1}{\cos^2 \varphi_0} - 1 - 2\alpha z^2 \right\}^{1/2}} \\
&= \int \frac{(1 - \alpha z^2) dz}{C_0 \cos \varphi_0 (2\alpha)^{1/2} \left\{ \frac{1}{2\alpha} \left(\frac{1}{\cos^2 \varphi_0} - 1 \right) - z^2 \right\}^{1/2}} = \int \frac{\left(\frac{1}{\alpha} - \alpha z^2 \right) dz}{\left(\frac{z}{\alpha} \right)^{1/2} C_0 \cos \varphi_0 \left\{ \frac{1}{2\alpha} \left(\frac{1}{\cos^2 \varphi_0} - 1 \right) - z^2 \right\}^{1/2}} \\
&= \int \frac{a - z^2}{b (d - z^2)^{1/2}} dz = \frac{1}{2b} \left\{ z(d - z^2)^{1/2} - (2a - d) \tan^{-1} \left\{ \frac{z(d - z^2)^{1/2}}{z^2 - d} \right\} \right\} \frac{-z}{(d - z^2)^{1/2}} \quad (6.37)
\end{aligned}$$

$$a \equiv \frac{1}{\alpha}, \quad b \equiv \left(\frac{z}{\alpha} \right)^{1/2} C_0 \cos \varphi_0, \quad d \equiv \frac{1}{2\alpha},$$

$$d = \frac{1}{2\alpha \cos^2 \varphi_0} (1 - \cos^2 \varphi_0) = \frac{\beta}{\cos^2 \varphi_0}, \quad \beta = \frac{1}{2\alpha} (1 - \cos^2 \varphi_0)$$

ここで、 $(d - z^2)^{1/2}$ が $z = z_m$ のとき

$$(d - z^2)^{1/2} = \left(\frac{z_m^2}{\cos^2 \varphi_0} - z_m^2 \right)^{1/2} = z_m \left(\frac{1}{\cos^2 \varphi_0} - 1 \right)^{1/2} \quad (6.38)$$

従って、 $z = z_m$ で になることはない、よって $z=0$ から $z = z_m$ まで全区間で式(6.37)を適用することができる。

6.6.2 放物線関数と直線近似との比較

放物線関数近似の有効性を調査するために、実データを用いた比較を試みた。FIG.6.27の実線は、FIG.6.23(6)の音速プロファイルにおいて、SOFAR軸付近傍のプロファイルを放物線関数 $C = C_0 (1 + \alpha Z^2)$ で近似したものである。この図において、縦軸の深度は、SOFAR軸（水深 1482m）を原点 0 として表している。図中の直線（ ）は、FIG.6.23(6)において等音速分割を行った箇所であり、このデータを基にSOFAR軸の上下にそれぞれ別の係数（ α_u, α_d ）を持つ放物線関数で近似した音速プロファイル

を求めた。図のように α の値は、上側の方が下側よりほぼ一桁大きい。

FIG.6.28(a)は、FIG.6.27の放物線関数近似プロファイルによるSOFAR軸近辺のみを伝搬する音線(音源の放射角が $\pm 5^\circ$ 以内)固有音線を示している。図のように、音源放射角 $\pm 1^\circ$ 付近の2本のパルスしか見ることができず、これらのパルスは、伝搬時間から、FIG.6.20の図中の実測値に該当すると考えられる。一方、直線で近似したFIG.6.28(b)では、合計で9本ものパルスが観測されることから、SOFAR軸近傍では、プロファイルを直線で近似することは有効ではないと言える。

6.7 SOFAR 軸付近の音速変動が固有音線に及ぼす影響

6.6項の放物線近似手法の有効性が確認されたことから、直線近似ではシミュレーションが困難であったSOFAR軸付近の音速プロファイルの変動が固有音線に及ぼす影響を解析した。

本シミュレーションにおける音速プロファイルはFIG.6.27を用い、SOFAR軸の深度は1045m、音

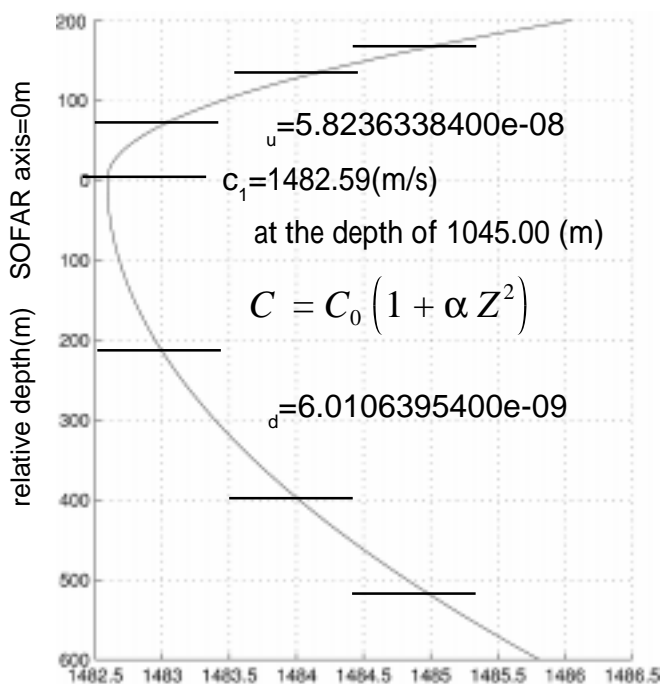


FIG.6.27 Approximated sound speed profile of FIG.6.23(6) by the parabolic function at nearby SOFAR axis

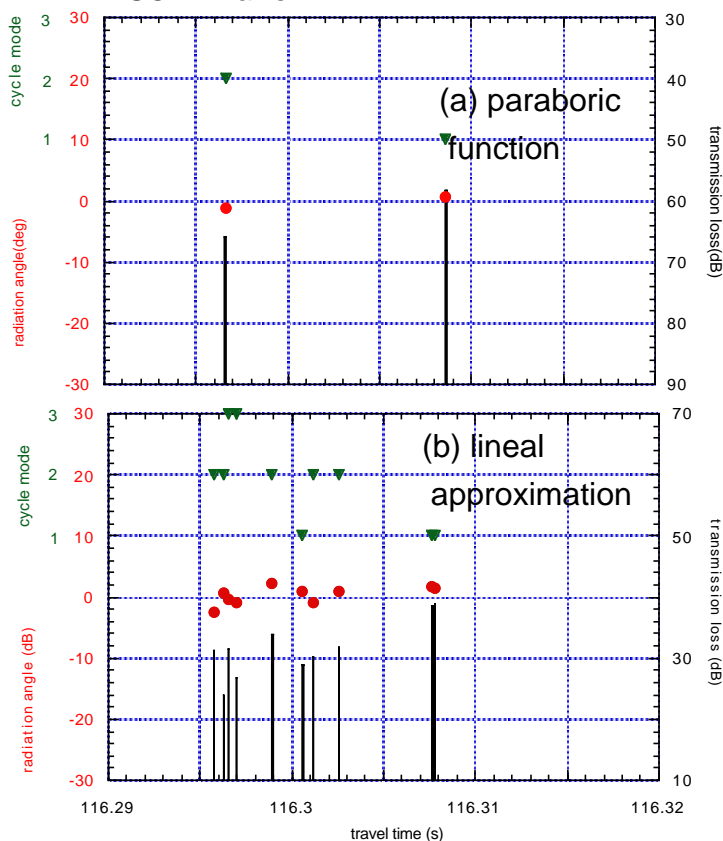


FIG.6.28 Compared with the eigen ray diagram of the approximated parabolic function (a) and lineal approximation (b)

源の設置深度は 1050m とした。FIG.6.29 に示すように、音速プロファイルを放物線で近似した場合、焦点状に音線が集中する領域が発生する。このことは、軸付近に受波器を設置した場合、その位置（距離）が焦点状の領域を外れている場合はほとんど固有音線が存在しないことを示している。これは(6.34)式から明らかなように、転回点距離が放射角の余弦関数となり、放射角がゼロに近い領域（今回のシミュレーションでは $\pm 5^\circ$ ）では r の変化は小さなものとなるためである。

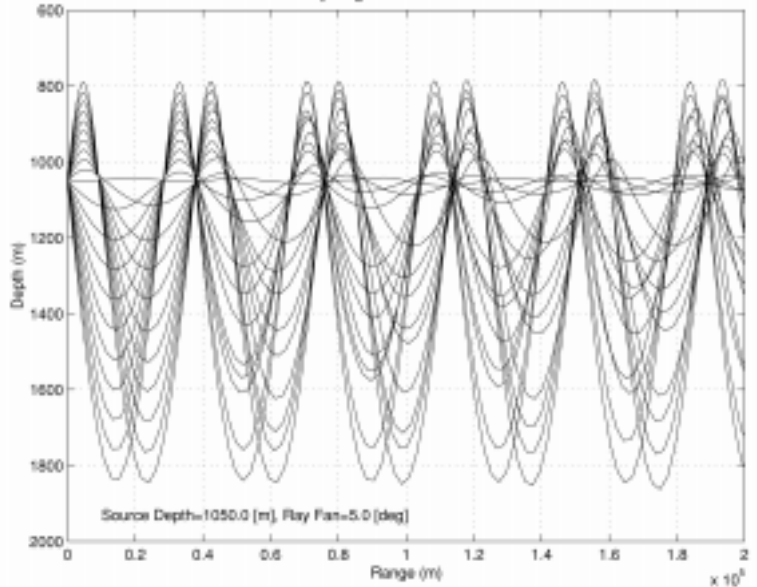


FIG.6.29 Results of simulated eigen ray diagram by the sound speed profile C_1 at FIG.6.29

FIG.6.30 のように、軸深度 1045m、音源深度 1050m、受波器深度 1080m、距離 210km にて、軸付近の音速 c_2 を c_1 に対して ± 0.2 m/s の範囲で変化させたときの固有音線の伝搬時間を FIG.31 に示す。ここでは、変動がない ($c_2 = c_1$) 場合の最も遅いパルスの伝搬時間を基準として表示している。FIG.6.31 を見ると、軸付近の音速が数 cm/s のオーダーで変化した場合でも固有音線の状態が大きく変化しており、伝搬時間が軸近傍の音速に敏感であることがわかる。FIG.6.31 の結果は、観測データに見られる遅いパルスの伝搬時間の揺らぎに類似している。そして、このことは、内

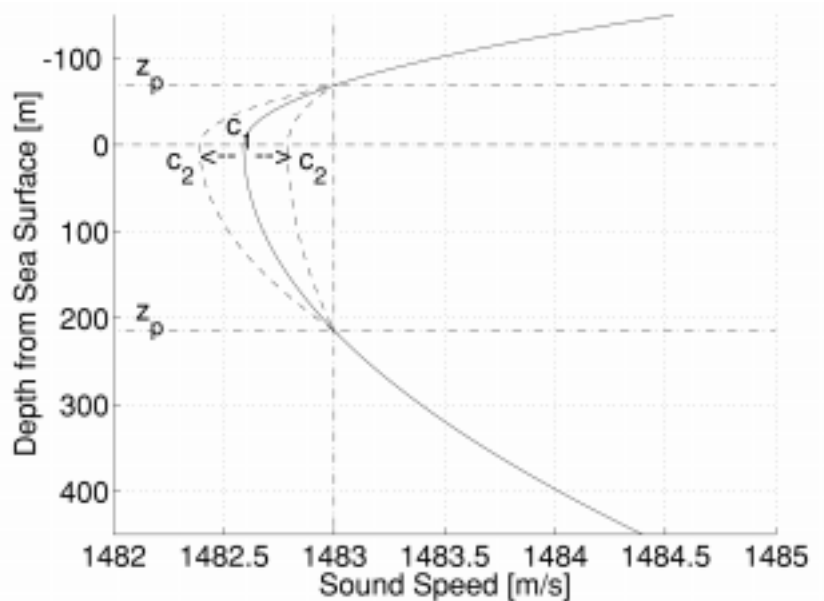


FIG.6.30 Simulation of fluctuated sound speed profile nearby SOFAR axis

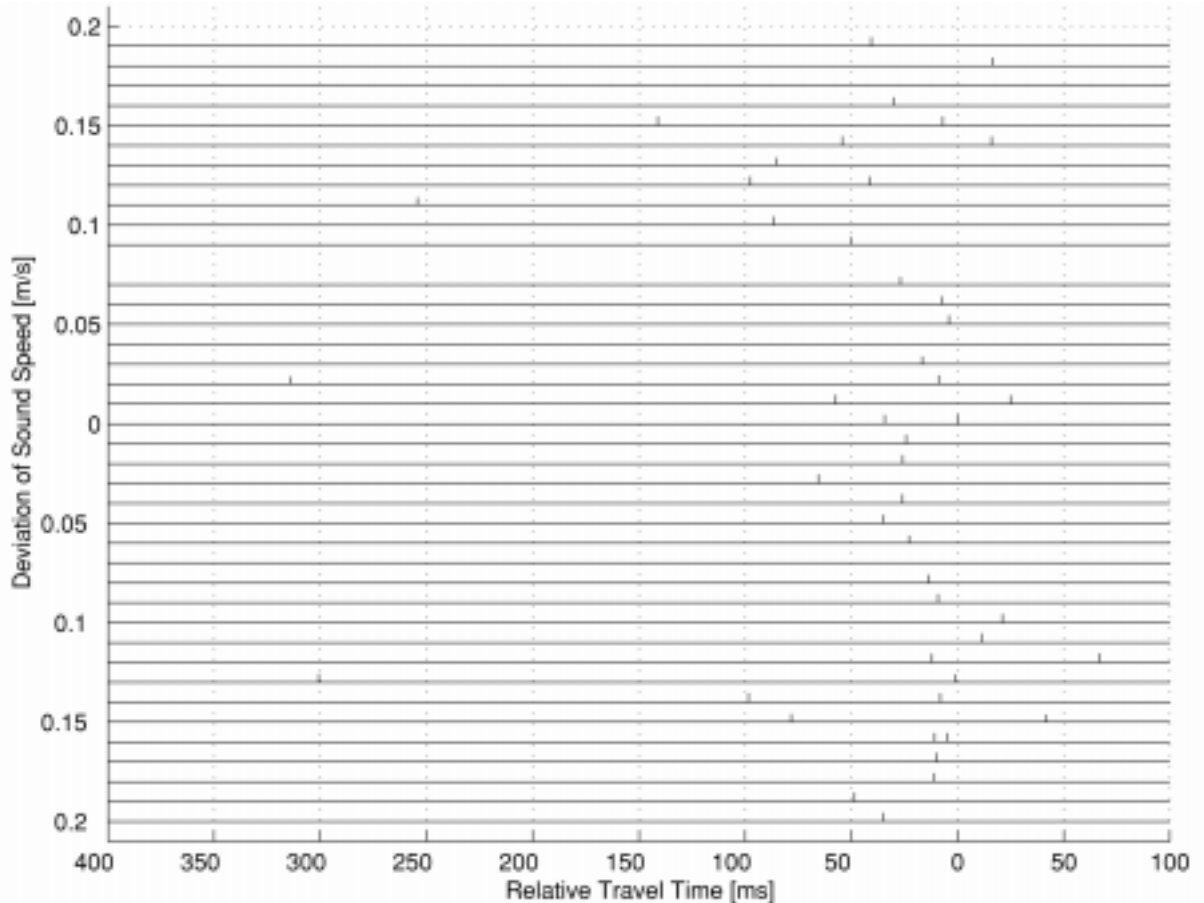


FIG.6.31 Results of simulated eigen ray pattern by the fluctuated sound speed profile from C_2 to C_2 at FIG.6.29

部波やその他の原因による局所的な水温変化が軸付近に生じた場合に、固有音線が大きく変化することを示しており、OATにおける受波パルス伝搬時間の時間変化の連続性の乱れの原因とも考えられる。したがって、従来から行われてきたSOFAR軸近傍を伝搬してくる固有音線について、伝搬距離の補正を行っただけで音線同定の基準パルスとすることは、誤差要因となることは容易に想像できる。これらのことから、正しい音線同定のためには、先ず、内部波などの誤差要因を消去することが前提であり、そのためには、軸近傍を音速プロファイルを放物線関数等で近似し、固有音線を算出することが有効であると考えられる。

6.8 まとめ

先ず、今後のOAT観測の更なる広域化に対応し固有音線の同定作業を効率よく正確に行うために、従来の音線理論(shooting法)では問題があるため、新たな理論として

解析的に固有音線を求める手法（等音速分割法）を提案した。この手法では、先ず音速プロファイルをSOFAR軸を原点として、上部と下部で音速が等しくなる点で区切り各々の層を直線で近似するものである。次にSOFAR軸と音源及び受波器深度との関係においてサイクルモードを決定し、伝搬経路を解析的に求める。実データとの比較からこの手法には、次のような利点があることが分かった。

(1)各々の音線の伝搬経路音線の様々な特性を解析的(方程式として)に算出することが可能となるため、計算時間の大幅な短縮(10倍以上)が図れる。

(2)音速プロファイルをSOFAR軸を中心に等音速に分割するため、SOFAR軸の上下で必ず同じ音速値を持つ層を通過することから分割数の影響が半分で済む。そのため、異種の音線が混入することが少なくなり、固有音線のゴーストを減少させることができる。

(3)shooting法では困難であった固有音線パルスのレベルも正しく表現できる。

(4)直線近似では、層を細かく分割してもSOFAR軸近傍の固有音線数を実測値と一致させることはできない。

そこで、等音速分割法の応用としてSOFAR軸近傍を放物線関数で近似する手法を提案した。この手法により、以下のことが言える。

(5)SOFAR軸近辺を伝搬する音線の形態を正しく表現できるようになり実測値と同様な固有音線数を得ることが出来る。

(6)放物線プロファイルにおいては、SOFAR軸付近の音速の数cm/s程度の変動により、最も遅い固有音線パルスが大きく変化する。逆に言えばこれらの変動から、軸付近の音速変動の推定が可能であり、内部波の存在などの海洋現象を解明する手掛かりになることが示唆される。

文 献

6.1) W.H.Munk and C.A.Wunsch, "Ocean acoustic tomography : A scheme for large scale monitoring", Deep-Sea Res., 123-161(1979).

6.2)R.C.Spindel and P.F.Worcester, "Ocean acoustic tomography programs : Accomplishments

and plans", Proc. of OCEANS '90(1990).

6.3) 中埜岩男, 土屋利雄, 他「247km 音波伝搬実験と海洋音響トモグラフィ解析手法による水温分布推定の試み」, 海洋科学技術センター試験研究報告, JAMSTECR 31, pp.30-33, 1995 年

6.4) Ants T. Piip, " Fine Structure and Stability of the Sound Channel in the Ocean. ", JASA36, 1948-1953(1964)

6.5) A.Tolstoy, D.H.Berman, and E.R.Franchi, "Ray theory versus the parabolic equation in a long-range ducted environment," J.Acoust.Soc.Am. 78,176-189 (1985).

6.6) C.B.Officer, Introduction to the Theory of Sound Transmission with Application to the Ocean (McGraw-Hill, New York, 1958) p.59.

第7章 結 論

7.1 研究の成果

7.1.1 第1章「序論」では、海洋音響トモグラフィが必要とされる背景を述べるとともに深海域において実施されるOAT観測における観測精度や処理速度の向上及び固有音線の検出・同定作業の精度向上が本研究の目的であることを述べた。

7.1.2 第2章「送受波器の最適設置深度の検討」では、OAT計測装置の音源や受波器の最適な設置深度を検討した。OATでは、船舶を用いて深度数千mの音速最小層近傍に音源を設置しなければならず、再設置作業は非常に困難なことから、予め音源の最適な設置深度を決定しておくことが重要である。そこで、実測した音速プロファイルを基に音線理論により、音速最小層内の受波点での到達パルスについて、伝搬経路及びS/Nの点において安定な固有音線が得られる送受波器の深度を求める方法について述べた。そして、分離し易く、安定な固有音線を得るためには、音源を音速最小層よりも多少深く設置することが望ましいことを示した。

7.1.3 第3章「送受波器の海中位置計測の精度向上」では、距離計測の精度向上のために不可欠な音響トランスポンダの性能向上のための検討を行った。音響トランスポンダの最適設計には、音波伝搬吸収定数が必要であり、その定数を求めるための従来の実験式は、深海域において必ずしも観測値と一致しないことが知られていた。そこで、潜水調査船と母船との間の音波伝搬実験結果で得られた信号レベルを解析した結果に基づいて、従来のFrancois & Garrisonの実験式に対し圧力と水温項の補正式を提案した。そして、この補正式を採用することにより、信号対雑音比の算定が正確に行えることから、従来のトランスポンダと比較して2倍程度の距離計測精度の向上が可能であることを示した。

7.1.4 第4章「実海域実験による音速換算式の検討」では、OAT観測における音速構造の予測計算に適した音速換算式を選定した。一般的に音速は、水温、塩分及び深度(圧力)の観測データを基にChen & Milleroの音速換算標準式により算出されてきたが、本論文では、この標準式に基づき音線理論を用いて算出されたパルスの伝搬時間予測は、実海域での音波伝搬実験の結果とは差異があることを示した。そして、その原因が深度(圧力)の影響であり、OAT観測のように深海域を通過する音波伝搬の場合は、

DelGrosso の発表した音速式を用いること有効であることを提案した。

7.1.5 第5章「海底地層の影響を考慮した伝搬パルスの同定」では、受信パルスの分離・同定には海中伝搬以外のパルスを考慮することが必要であることを述べた。先ず、音速最小層構造を持たない海域を対象とし Normal Mode 理論を用い、海底下の地層を加味したモデルを想定することにより、反射波及び海底下伝搬パルスを分離できることを述べた。また、この考察を地中海における伝搬実験により確認した。音速最小層を持つ海域における通常の OAT 観測でも、観測データ中には反射波や堆積層の中を伝搬するパルスが多く含まれており、それらの存在は、解析作業において無視できないことを計算値と観測値の比較により示した。

7.1.6 第6章「解析的手法による固有音線の算出」では、今後の OAT 観測の更なる広域化に対応して固有音線の同定作業を迅速・正確に行うため、従来の音線理論 (shooting 法) に換えて、音速プロファイルを音速最小層を中心に上下に等音速に分割し、解析的に固有音線を求める手法 (等音速分割法) を提案した。併せて、音速最小層近傍を双曲線関数で近似する手法を示し、計算値と実測データの比較から、これらの理論によって音線計算時間の大幅な短縮が図れ、更に固有音線数及び信号レベルの正確な算出が行えることを述べた。

7.1.7 第7章「結論」では本研究で得られた成果について要約し、今後の研究課題について述べた。

7.2 今後の課題

海洋科学技術センターでは、1998年度以降、最大10基程度のシステムによる観測を本格的に行う計画がある。したがって、観測の結果として得られる伝搬パルスのデータは、極めて膨大になることが予想されるため、今後、必要な音線同定作業を更に迅速に行うとともに、可能な限り省力化を図るための努力を行うつもりである。更に、伝搬パルスのデータがルーチンとして蓄積されるようになると、それらのデータの中に、新たな問題 (音速の構造的な変動や内部波) が出現する可能性が大きい。そのため、OAT観測の精度向上という観点からだけではなく、SOFAR内の長距離音波伝搬現象のそのものの基本的な解明に取り組んでいくつもりである。

謝 辞

本研究を博士論文の形でまとめる機会を与えていただき、論文作成に際しては、御懇篤なるご理解とご鞭撻を賜り、また、有益なご教示を賜りました東京工業大学 精密工学研究所 上羽貞行 教授に衷心より御礼申し上げます。また、本論文を作成するにあたり、懇切なるご助言を下された東京工業大学 精密工学研究所 大槻茂雄 教授、工学部 開発システム工学科 上田光宏 教授、精密工学研究所 渡邊澄夫 助教授 及び 中村健太郎 助教授に厚く御礼申し上げます。

本研究の推進に当たっては、防衛大学校・理工学研究科 応用物理学教室 菊池年晃 教授に終始熱意溢れるご教示をいただき 時には精神的な支えになっていただきました。ここに心から厚く感謝の意を表します。

浅学非才な著者に本論文をまとめることを奨めていただき、その上常に有益な御助言をしていただきました中西俊之 博士(前 海洋科学技術センター 海洋観測研究部長)に深謝いたします。

本研究の推進及び論文作成において多大な協力いただきました防衛大学校 理工学研究科 応用物理学教室 長谷川秋雄 教授、天野孝之 研究生、布田浩二 研究生、梅沢正明 前研究生、今吉真一 前研究生の皆様には厚く御礼申し上げます。

本研究を実施するに当たり多くの助言及び御配慮をいただいた海洋科学技術センター 海洋観測研究部 中埜岩男 研究主幹、中村敏明 博士に心より感謝いたします。特に、OAT観測データの解析に御尽力をいただいた海洋観測研究部 藤森英俊 研究員には厚く御礼申し上げます。また、本研究の推進中において様々な形で御協力いただいた海洋科学技術センター 海洋技術研究部 網谷泰孝 研究副主幹、越智 寛 研究員、志村拓也 研究員、情報管理室 新井嘉人 課員、直井 純 研究員、及び潜水調査船「しんかい6500」運航チーム 橋本菊夫 航法管制長の皆様には心より感謝の意を表します。

最後になりましたが、本論文作成のために様々なご配慮をいただきました海洋科学技術センター 千々谷真人 企画担当理事、堀田 宏 研究担当理事に深謝いたします。

関連発表論文等

1. 審査付き論文 (14 件)

- (1) 土屋利雄, 中西俊之, 網谷泰孝, 野並健二, 許 正憲, 新井嘉人, 杉内克巳, 鈴木道也, 「音響による画像情報の伝送」, 海洋調査技術学会誌, Vol.1, No.1, pp.21-29 (1989)
- (2) I.Inoue,N.Nada,T.Tsuchiya,T.Nakanishi “TOMPILZ PIEZOELECTRIC TRANSDUCERS WITH ACOUSTIC MATCHING PLATES FOR UNDERWATER COLOR IMAGE TRANSMISSION”, ACOUSTICAL IMAGING,VOL.17, pp.597-607 (1989)
- (3) Tadahiro Ichihara,Toshio Tsuchiya,Toshiyuki Nakanishi,Toshiaki Kikuchi, “Frequency Characteristics of Scattering Sound Pressure from Pipe Containing Sediments” Jpn.J.Appl.Phys.Vol.32, pp.2469-2472 (1993)
- (4) Hiroshi Shibata,Toshiaki Kikuchi,Toshio Tsuchiya,Akio Hasegawa,Michio Ohki,"Effect of Thin Cylindrical Shell Vibration on Resonant Frequency of Cylindrical Resonator -Type Sound Source” ,Jpn.J. Appl.Phys.Vol.33,pp.3290-3293 (1994)
- (5) 土屋利雄, 菊池年晃, 中西俊之, 網谷泰孝, 越智寛, 「SOFAR チャンネル中の音源深度と固有音線の関係」, 日本音響学会 51 巻 1 号, pp14-24 (1995)
- (6) 中村敏明, 土屋利雄, 中埜岩男, 中西俊之, 海法宇治, 鎌田弘志, 「海洋音響トモグラフィ用 200Hz 低周波音源」, 海洋音響学会誌, Vol.21, No.2, pp.481-482 (1994)
- (7) Shinichi Imayoshi, Toshio Tsuchiya, Toshiaki Kikuchi ,Akio Hasegawa, “Time-domain analysis of SOFAR propagation in low-latitude sea area by wave theory and ray theory”, Jpn.J.Appl.Phys.Vol.34, pp.2940-2942 (1995)
- (8) Shinnichi Imayoshi, Toshio Tsuchiya,Toshiaki Kikuchi, Akio Hasegawa, Hidetoshi Fujimori, “Relationship between Acoustic Bandwidth

and Characteristics of Sound Propagation in West Mediterranean Sea” ,
Jpn.J.Appl.Phys.Vol.35, pp.2963-2966 (1996)

(9) Masaaki Umezawa, Toshio Tsuchiya, Toshiaki Kikuchi, Akio Hasegawa, “Measurements of Absorption Coefficients in the Deep-Sea Area” ,
Jpn.J.Appl.Phys.Vol.35, pp.2967-2969 (1996)

(10) 今吉真一, 菊池年晃, 長谷川秋雄, 土屋利雄, 「均一の音速分布をもつ海洋モデルにおける音波伝搬特性」, 海洋音響学会誌, Vol.23, No.1, pp.43-50 (1996)

(11) 土屋利雄, 菊池年晃, 藤森英俊, 越智 寛, 長谷川秋雄, 「海底下の影響を考慮した地中海西部海域の長距離音波伝搬解析」, 日本音響学会, 54 巻 5 号, pp.351-364 (1998)

(12) Toshio Tsuchiya, “A Use of Several Acoustic Instrument in Search for Sunken Ship in Deep Water” , Sea Technology, 40(4), pp.72-74(1999)

(13) Toshio Tsuchiya, Hiroshi Ochi , Jun Naoi, Katsura Shibata, “Evaluation of the performance of deep sea survey sonars by results of search for sunken ship” , Jpn.J.Appl.Phys., 38, pp.3370-3373(1999)

(14) N.Takahashi, K.Futa, T.Tsuchiya, T.Kikuchi, "Calculation of eigenrays with equi-sound-speed division of sound speed profile", J.Acoust.Soc. Jpn. (E) 21 (3) , pp153-161(2000)

2. 国際会議報告・講演 (12 件)

(1) I.Inoue, N.Nada, T.Tsuchiya, T.Nakanishi, “TOMPILZ PIEZOELECTRIC TRANSDUCERS WITH ACOUSTIC MATCHING PLATES FOR UNDERWATER COLOR IMAGE TRANSMISSION”, IEEE Transaction on Ultrasonics and Frequency Control Vol 40 No. 2 (1989)

(2) T.Tsuchiya, T.Nakanishi, Y.Amitani, T.Iimori, H.Morimatsu, “Multi Narrow -Beam Echo Sounder for R/V YOKOSUKA” , Proceeding of 18th Joint Meeting of UJNR Sea-Bottom Surveys Panel , pp.93-112 (1989)

- (3) T.Nakamura,T.Tsuchiya,Y.amitani "Acoustic characteristics of side scan sonar and sub-bottom profiler for 10,000m class ROV" ,PORSEC 92 ProceedingVol.1,pp.126-131(1992)
- (4) T. Tsuchiya, Y. Amitani, H.Ochi ,T. Shimura ,T. Kikuchi,"Sound velocity in the deep sea : Examination of measurement data obtained from a deep submergence vehicle.", 126th meeting:J.Acoust.Soc.Am.,pp.1803 (1993)
- (5) T. Tsuchiya,T.Nakanishi, Y. Amitani, H.Ochi ,T. Fujimori ,T. Kikuchi,A.Hasegawa, "Change of sound ray by various equation of the sound velocity in the 621km propagation experment", 128th meeting : J.Acoust.Soc.Am., pp.1803 (1994)
- (6) T. Tsuchiya, Y. Amitani, H.Ochi ,T.Shimura,M.Umezawa,T. Kikuchi ,,"Investigation of sound absorption in the deep sea using a submergence vehicle", 130th meeting:J.Acoust.Soc.Am., pp.2915 (1995)
- (7) T.Nakamura,I.Nakano,T.Tsuchiya,I.Kaihou,"Development of 200Hz Transceiver System for Ocean Acoustec Tomography, 3rd European Conference on Underwater Acoustics, pp.797-802 (1996)
- (8) T.Kikuchi,M.Umezawa,A.Hsegawa,T.Tsuchiya ,T. Nananishi,"Measurements of Pressure Effect on Sound Absorpyion in Seawater by Deep Submersible Vehicle",3rd European Conference on Underwater Acoustics, pp.959-962 (1996)
- (9) T.Tsuchiya, K.Hashimoto ,M.Umezawa, T.Kikuchi, A. Hasegawa, "PRESSURE EFFECT ON ABSORPTION COEFFICIENTS IN THE DEEP-SEA AREA",Proceeding of third Joint Meeting ASA and ASAJ,pp.1399-1402 (1996)
- (10) T.Tsuchiya,H.Ochi,T.Nakamura,T.Kikuchi,A.Hasegawa,"Layerd oceanic sound speed microstructure - Its effect on sound propagation", Proceeding of International workshop of the ocean acoustic tomography

(1996)

(11) T.Tsuchiya,H. Ochi , T. Nakanishi,T.Kikuchi and A.Hasegawa,"MEASUREMENTS OF SOUND ABSORPTION COEFFICIENT IN DEEP - SEA",World Congress on Ultrasonic,pp.452-453 (1997)

(12) T.Tsuchiya, T. Kikuchi and T. Nakanishi, “ Long-range sound propagation analysis in the west Mediterranean Sea considering effect of the ocean bottom.” Proceeding of the 4th European on Underwater Acoustics,pp.611-616 (1998)

3. 学会等の口頭発表 (45 件)

(1) 土屋利雄, 中西俊之, 菊池年晃, 「低周波音波のシャドゾーンへの回折」, 日本音響学会平成3年秋期研究発表会講演論文集, pp.1067-1068,1991年10月

(2) 土屋利雄, 中西俊之, 菊池年晃, 「音速プロファイル変化によるSOFAR内音線の変化」, 日本音響学会平成4年春期研究発表会講演論文集, pp.1021-1022(1992)

(3) 土屋利雄, 網谷泰孝, 越智 寛, 鈴木道也, 根岸 悟, 「音響デジタル信号による潜水調査船画像情報伝送装置の開発と試験結果」, 日本音響学会平成4年春期研究発表会講演論文集, pp.1165-1166 (1992)

(4) 土屋利雄, 中西俊之, 市原忠宏, 菊池年晃, 「セジメントを含む円筒の散乱特性」, 日本音響学会平成4年秋期研究発表会講演論文集, pp.1115-1116 (1992)

(5) 市原忠宏, 菊池年晃, 土屋利雄, 中西俊之, 「セジメントを含む円筒の散乱特性」, 第13回超音波エレクトロニクスの基礎と応用に関するシンポジウム講演予稿集, pp.155 (1993)

(6) 市原忠宏, 菊池年晃, 長谷川秋雄, 大木道生, 土屋利雄, 「層の形態がSOFAR伝搬に与える影響」, 日本音響学会平成5年度秋期研究発表会講演論文集 pp.973-974 (1993)

(7) 土屋利雄, 中西俊之, 橋本菊夫, 菊池年晃, 「深海における海水中の音速

測定と深度に対する音速勾配」, 日本音響学会平成5年春期研究発表会講演論文集, pp.965-966(1993)

(8) 土屋利雄, 網谷泰孝, 越智 寛, 鈴木道也, 「「しんかい 6500」用画像情報伝送装置の開発とその運用結果について」, 海洋音響学会平成5年研究発表会要旨集, pp.77-80 (1993)

(9) 土屋利雄, 網谷泰孝, 越智 寛, 菊池年晃, 「深海における音速と圧力の関係について」, 日本音響学会平成5年秋期研究発表会講演論文集, pp.1141-1142 (1993)

(10) 市原忠宏, 菊池年晃, 長谷川秋雄, 大木道生, 土屋利雄, 「ノーマルモード法の層分割がSOFAR伝搬予測に与える影響」, 第14回超音波エレクトロニクスの基礎と応用に関するシンポジウム講演予稿集, pp.155 (1993)

(11) 川守章好, 吉川隆, 宮田哲治, 鎌田弘志, 中埜岩男, 土屋利雄, 網谷泰孝, 「超磁歪材料を用いた低周波音源」, 電子通信学会技術報告書, Vol.93, No.189, pp.57-64 (1993)

(12) 土屋利雄, 菊池年晃, 大木道生, 「層分割法がSOFAR伝搬時間に及ぼす影響」, 日本音響学会平成6年度春期研究発表会講演論文集, pp.1021-1022(1994)

(13) 市原忠宏, 菊池年晃, 長谷川秋雄, 大木道生, 土屋利雄, 「体積層の構造が浅海域音波伝搬に与える影響」, 日本音響学会平成6年度春期研究発表会講演論文集 pp.1147-1148 (1994)

(14) 藤森英俊, 土屋利雄, 網谷泰孝, 越智 寛, 菊池年晃, 「異なる音速の算出式が音線計算に与える影響について」, 日本音響学会平成6年度春期研究発表会講演論文集, pp.1043-1044 (1994)

(15) 柴田 弘, 菊池年晃, 長谷川秋雄, 大木道生, 土屋利雄, 「有限円筒の外殻振動と円筒内共振との関係について」, 日本音響学会平成6年度春期研究発表会講演論文集, pp.1151-1152 (1994)

(16) 土屋利雄, 中西俊之, 松田洋三, 網谷泰孝, 菊池年晃, 「SOFARチャンネル中の音源深度と固有音線との関係」, 海洋音響学会平成6年研究発表会要

旨集, pp71-72 (1994)

(17) 中村敏明, 土屋利雄, 中埜岩男, 海法宇治, 「200Hz 低周波音源の長距離伝搬試験」, 海洋音響学会平成 6 年研究発表会要旨集, pp.21-24 (1994)

(18) 川守章好, 吉川隆, 坪井友宏, 中埜岩男, 土屋利雄, 中村敏明, 「超磁歪材料を用いた低周波音源の深々度特性」, 海洋音響学会講演論文集, pp.17-20 (1994)

(19) 袁剛, 中埜岩男, 藤森英俊, 土屋利雄, 金子 新, 「北赤道海流域での海洋音響トモグラフィ実験」, 海洋学会講演要旨集 (1994)

(20) 土屋利雄, 菊池年晃, 中西俊之, 越智寛, 藤森英俊, 「層分割法による SOFAR チャンネル内の固有音線計算と音速プロファイルとの関係」, 電子情報通信学会技術研究報告, US94-33 (1994)

(21) 土屋利雄, 「深海調査における音響技術について」, 日本音響学会平成 6 年秋期講演論文集, pp.1235-1238 (1994)

(22) 柴田弘, 菊池年晃, 長谷川秋雄, 土屋利雄, 「音速構造と波動理論による発生モードとの関係」, 日本音響学会平成 6 年秋期講演論文集, pp.1265-1266 (1994)

(23) 土屋利雄, 藤森英俊, 今吉真一, 菊池年晃, 長谷川秋雄, 「一定音速勾配を持つ海洋モデルにおける長距離音波伝搬パルスの特性」, 信学技報 US95-34

(24) 土屋利雄, 橋本菊夫, 梅沢正明, 菊池年晃, 長谷川秋雄, 「深海域における吸収計測の計測について」, 信学技報, US95-34 (1995)

(25) 土屋利雄, 今吉真一, 菊池年晃, 長谷川秋雄, 「低緯度海域における SOFAR 伝搬のノーマルモード法による時間領域解析」, 日本音響学会平成 7 年度春期研究発表会論文集, pp.1123-1124 (1995)

(26) 土屋利雄, 越智寛, 網谷泰孝, 菊池年晃, 長谷川秋雄, 今吉真一, 「海洋音響トモグラフィにおける音源深度と計測距離との関係」, 海洋音響学会平成 7 年度講演論文集, pp.109-112 (1995)

(27) 越智 寛, 土屋利雄, 網谷泰孝, 菊池年晃, 今吉真一, 「MATLAB によ

- る長距離音波伝搬の数値解析手法について」, 海洋音響学会平成7年度研究発表会講演論文集, pp.61-65 (1995)
- (28) 今吉真一, 土屋利雄, 菊池年晃, 長谷川秋雄, 「Pekeris Model における長距離伝搬パルス」, 海洋音響学会平成7年度研究発表会研究論文集, pp71-74 (1995)
- (29) 土屋利雄, 越智寛, 網谷泰孝, 菊池年晃, 長谷川秋雄, 今吉真一, 「代表的な三つの音速プロファイルにおける SOFAR 伝搬の比較」, 平成7年度海洋音響学会講演論文集, pp.75-78 (1995)
- (30) 土屋利雄, 藤森英俊, 今吉真一, 菊池年晃, 長谷川秋雄, 「地中海海洋構造の音圧分布と伝搬特性」, 日本音響学会平成7年度秋期研究発表会論文集, pp.1175-1176 (1995)
- (31) 土屋利雄, 橋本菊夫, 梅沢正明, 菊池年晃, 長谷川秋雄, 「海水中の吸収係数の深度変化について」, 日本音響学会平成7年度秋期研究発表会論文集, pp.1177-1178 (1995)
- (32) 土屋利雄, 越智 寛, 網谷泰孝, 志村拓也, 菊池年晃, 今吉真一, 「様々な SOFAR 構造を持つ海域におけるノーマルモード理論による伝搬特性解析」, 日本音響学会平成7年度秋期研究発表会論文集, pp.1185-1186 (1995)
- (33) 梅沢正明, 菊池年晃, 長谷川秋雄, 土屋利雄, 橋本菊夫, 「20kHz における海水中の吸収係数の算出」, 日本音響学会平成8年度春期研究発表会論文集, pp.1155-1256 (1996)
- (34) 土屋利雄, 今吉真一, 藤森英俊, 菊池年晃, 長谷川秋雄, 「地中海トモグラフィ実験における受波パルスの経路と識別」, 日本音響学会平成8年度春期研究発表会論文集, pp.1159-1257 (1996)
- (35) 土屋利雄, 今吉真一, 藤森英俊, 菊池年晃, 長谷川秋雄, 「地中海西部海域での OAT 実験における受波パルス列の識別」, 海洋音響学会平成8年度講演論文集, pp.63-66 (1996)
- (36) 志村拓也, 土屋利雄, 中村敏明, 永原炎, 菊池年晃, 「海洋音響トモグラフィにおける音源深度と固有音線との関係」, 海洋音響学会講演論文集, pp.67-71

(1996)

(37) 土屋利雄, 橋本菊夫, 梅沢正明, 菊池年晃, 長谷川秋雄, 「吸収係数の圧力係数が及ぼす誤差要因の検討」, 日本音響学会平成9年度春期研究発表会論文集, pp.1231-1232 (1997)

(38) 土屋利雄, 石渡誠, 菊池年晃, 長谷川秋雄, 「海洋音響トモグラフィにおける音線の同定法について」, 日本音響学会平成9年度春期研究発表会論文集, pp.1221-1222 (1997)

(39) 志村拓也, 土屋利雄, 網谷泰孝, 「深海における音波の吸収損失の圧力補正について」, 海洋音響学会平成9年度研究発表会論文集, pp.97-23 (1997)

(40) 土屋利雄, 中村敏明, 中西俊之, 菊池年晃, 長谷川秋雄, 「固有音線消失に対する音速微細構造の影響」, 海洋音響学会平成9年度研究発表会論文集, pp.97-29 (1997)

(41) 土屋利雄, 越智 寛, 志村拓也, 菊池年晃, 長谷川秋雄, 天野孝之, 「双直線分割法音線理論による固有音線の算出とその特性」, 日本音響学会平成9年度秋期研究発表会論文集, pp.1183-1184 (1997)

(42) 天野孝之, 菊池年晃, 長谷川秋雄, 土屋利雄, 越智 寛, 「SOFAR内の音速微細構造が長距離音波伝搬に与える影響」, 日本音響学会平成9年度秋期研究発表会論文集, pp.1181-1182 (1997)

(43) 土屋利雄, 菊池年晃, 長谷川秋雄, 中西俊之, 「解析的手法による固有音線の算出と実データとの比較」, 日本音響学会平成10年度春期研究発表会論文集, pp.1153-1154 (1998)

(44) 布田浩二, 菊池年晃, 土屋利雄, 「SOFAR軸付近の音速変動が固有音線に及ぼす影響」, 日本音響学会平成10年度秋期研究発表会論文集 (1998)

(45) 土屋利雄, 越智寛, 直井純, 柴田桂, 「沈没船の探索結果による深海探査ソーナーの性能評価」, 第19回超音波エレクトロニクスの基礎と応用に関するシンポジウム講演予稿集, pp.257-256 (1998)

4. その他の審査付き論文 (6件)

- (1) 中西俊之, 土屋利雄, 「水深 6,000 m 海域における海面・海底間の音波伝搬損失について」, 海洋音響学会誌 39 号, pp.24-26 (1983)
- (2) 土屋利雄, 馬場和彦, 須山哲, 「深海潜水調査船用流向流速計及び CTDV 計測装置」, 海洋音響学会誌, 第 17 巻第 3 号, pp.18-21(1990)
- (3) 中村敏明, 土屋利雄, 網谷泰孝, 森松弘, 「無人探査機用パラメトリックサブボトムプロファイラの開発」, 海洋音響学会誌 69 号, pp.26-36 (1993) (海洋音響学会論文賞)
- (4) 土屋利雄, 「深海調査研究船「かいいい」の建造」, 海洋調査技術学会誌 19 号, pp.57-65 (1998)
- (5) 土屋利雄, 「海底面探査 - マルチナロービーム測深器とサイドスキャンソナー」, 日本造船学会誌 823 号, pp.23-28 (1998)
- (6) 土屋利雄, 「地層探査 - サブボトムプロファイラ」, 日本造船学会誌 823 号, pp.32-36 (1998)

5. 報告等 (16 件)

- (1) 土屋, 網谷, 中西, 「「しんかい 2000」用サブボトムプロファイラの開発」, 海洋科学技術センター試験研究報告第 15 号, pp.15-22 (1985)
- (2) 許, 土屋, 中西, 網谷, 「海水中における鉛直方向の音波の減衰について」, 海洋科学技術センター試験研究報告第 23 号, pp.31-41 (1990)
- (3) 土屋, 網谷, 青木, 山本, 中西, 「音響による画像信号伝送の基礎研究」, 海洋科学技術センター試験研究報告第 17 号, pp.53-63 (1985)
- (4) 土屋, 中西, 網谷, 山本, 許, 野並, 「音響による画像信号の研究」 海洋科学技術センター試験研究報告第 19 号, pp.35-48 (1988)
- (5) 網谷, 土屋, 中西, 尾崎 「シービームの音線屈折補正に関する研究」, 海洋科学技術センター試験研究報告第 20 号, pp.53-63 (1988)
- (6) 松浦, 中西, 土屋, 網谷, 佐野, 山本, 松本, 織田, 「6500m 潜水調査船支援母船「よこすか」の個体伝搬雑音低減対策について」, 海洋科学技術センター試験研究報告第 21 号, pp.11-29 (1989)

- (7) 許, 中西, 土屋, 網谷, 新井, 「広帯域送受波器の開発」, 海洋科学技術センター試験研究報告第 21 号, pp.45-55 (1989)
- (8) 土屋, 中西, 網谷, 野並, 許, 新井, 杉内, 鈴木, 「音響による画像情報のデジタル伝送 (P S K 方式)」, 海洋科学技術センター試験研究報告第 22 号, pp.21-32 (1989)
- (9) 土屋, 中西, 馬場, 「PSK 音響信号伝送のための信号補正法の検討」, 海洋科学技術センター研究報告第 25 号, pp.31-41 (1990)
- (10) 許, 中西, 土屋, 野並, 網谷, 新井, 「海中における鉛直方向の音波の減衰について」, 海洋科学技術センター研究報告第 23 号, pp.31-41 (1990)
- (11) 中村, 中西, 土屋, 越智, 森松, 「深海用パラメトリックサブボトムプロファイラの基礎的研究」, 海洋科学技術センター研究報告第 25 号, pp.1-12 (1991)
- (12) 網谷, 土屋, 越智, 「Webb 社製海洋音響トモグラフィトランシーバについて」, 海洋科学技術センター試験研究報告第 28 号, pp.47-55 (1992)
- (13) 新家, 土屋, 網谷, 中埜, 中西, 吉川, 鎌田, 「200Hz 低周波音源の開発」, 海洋科学技術センター試験研究報告第 29 号 (1994)
- (14) 中村, 中埜, 土屋, 中西, 吉川, 鎌田, 海法, 「200Hz 海洋音響トモグラフィ用音源について」, 海洋科学技術センター試験研究報告第 31 号 (1995)
- (15) 中埜, 土屋, 他 「247km 音波伝搬実験と海洋音響トモグラフィ解析手法による水温分布推定の試み」, 海洋科学技術センター試験研究報告第 31 号, pp.30-33 (1995)
- (16) 中村, 土屋, 他 「200Hz 送受信システムの開発」, 海洋科学技術センター試験研究報告第 31 号, pp.103-113 (1995 年)

6. 関連した特許・実用新案 (5 件)

- (1) 中埜岩男, 土屋利雄, 「初期音場設定方法」, 特許公開:平 7-83748, 公開日: 1995 年 3 月 31 日
- (2) 中埜岩男, 土屋利雄, 網谷泰孝, 「希土類合金を用いた水中用低周波送波器」,

特許番号：第 0580156, 1997 年 2 月 5 日

(3) 土屋利雄、網谷泰孝, 他, 「高磁歪希土類合金の保護機構」, 実用新案登録:
第 2570221, 1998 年 2 月 6 日

(4) 中埜岩男, 土屋利雄, 「音線計算装置」, 特許出願番号：特願平 8-218540,
1998 年 3 月 11 日

(5) 土屋利雄, 他, 「耐圧容器蓋部の締め付け構造」, 特許出願番号：特願平
10-109555, 1998 年 6 月 4 日

7. 業績表彰 (6 件)

(1) 海洋音響学会業績賞 「音響航法システムの開発」, 昭和 56 年 4 月

(2) 海洋音響学会業績賞 「しんかい 6500」及び「よこすか」に関わる音響装
置の開発」, 平成 3 年 5 月

(3) 日本水路協会水路技術奨励賞, 「深海用海底地形探査装置の開発」, 平成 3
年 5 月

(4) 海洋科学技術センター研究業績賞, 「水中画像伝送装置の開発」, 平成 4 年
10 月

(5) 科学技術長官賞, 「音響による画像情報の伝送」, 平成 5 年 4 月

(6) 海洋音響学会論文賞, 「パラメトリックサブボトムプロファイラの開発」,
平成 6 年 4 月