

音響による超長距離海洋環境計測
に関する研究

直井 純

システム情報工学研究科

筑波大学

2006年11月

Index

第1章 序論

1.1 研究の背景	1
1.2 研究の目的	5
1.3 論文の概要	6

第2章 海洋構造と音波伝搬

2.1 はじめに	9
2.2 海洋の音速構造	9
2.3 海山による音場変化の解析	17
2.4 海山の受波パルス列への影響	22
2.5 まとめ	27

第3章 超長距離音波伝搬

3.1 はじめに	29
3.2 シミュレーション環境によるパルス列への影響	30
3.3 ステップサイズによる影響	42
3.4 位相誤差の影響	49
3.5 まとめ	62

第4章 海洋生物と音波伝搬環境

4.1 はじめに	65
4.2 伝搬経路と周波数条件	66
4.3 伝搬損失の計算	70
4.4 ソナー方程式による受信レベル計算	70
4.5 浅瀬や海山による影響	73
4.6 まとめ	74

第5章 沿岸域における音響環境

5.1 はじめに	75
5.2 沿岸域における伝搬モデル	76
5.3 堆積層のないモデル	79
5.4 海底下地層をもつモデル	81

5.5 海水層と堆積層のモード分布	85
5.6 パルス性音波の伝搬	90
5.7 まとめ	92
第6章 西太平洋における超長距離音波伝搬環境	
6.1 はじめに	95
6.2 西太平洋の伝搬経路	96
6.3 受波パルス列とTime Fronts	97
6.4 各伝搬経路の特徴	100
6.5 季節変動による影響	105
6.6 パッシブ位相共役法の適用	109
6.7 小笠原 - ハワイ経路の季節変動	116
6.8 まとめ	121
第7章 結 論	123
参考文献	127
謝 辞	141
著者発表文献	
. 本論文の関係発表論文	142
. その他の論文	142
. 査読付き国際会議プロシーディング	143
. 紀要論文	145
. 研究会報告	146
. 学会講演	147
. その他	152

図の目次

Fig.1-1	Location of Myojin Sho.	2
Fig.1-2	Point Arena Sofar recorded which shows the double explosion of Myojin Sho at September 1952.	2
Fig.1-3	Heard Island Feasibility Test (HIFT)	3
Fig.1-4	Acoustic Thermometry of Ocean Climate(ATOC).....	4
Fig.2-1	Deep sound channel. (a) sound speed profile, (b) ray diagram.	11
Fig.2-2	Cylindrical coordinates.	12
Fig.2-3	Sound speed profile and structure of seamount.	18
Fig.2-4	Sound pressure distribution of flat seafloor condition. Sound source depth is 630m, and range is 500km. Frequency is changed with 200Hz(a),100Hz(b),50Hz(c) and 25Hz(d).	19
Fig.2-5	Difference of the pressure level in case of flat bottom and that including a seamount as a parameter of the seamount height. A seamount is arranged at the range of 100 km from the sound source. Height of seamount is 1000m(a), 1500m(b), 2000m(c), 2500m(d) and 3000m(e). Sound source is set on the channel axis depth of 1000 m, the frequency of the sound is 50 Hz.	21
Fig.2-6	Difference pressure level by existence of the seamount. The range from the sound source to the seamount is 200(a), 300(b) and 400 km(c). The height of seamount is 1000m. Sound source is set on the channel axis depth of 1000 m, the frequency of the sound is 50 Hz.	23
Fig.2-7	Pulse sequence of flat seafloor condition. Sound source depth is 1000m.	24
Fig.2-8	Pulse sequence effect by seamount. The seamounts are set on the range of 300 km (a) and 400 km(b) from the sound source. The height of the seamount from the seafloor is 500 m(a) and 3000m (b). Sound source depth is 1000 m.	25

Fig.2-9	Example of the pulse sequence received at the range of 500 km. The seamount has the height of 2000 m is arranged at the range of 200 km from the sound source. The depth of the SOFAR axis is assumed to 900 m, but the depths of the sound source are 1000 m (a) and 900 m(b).	26
Fig.3-1	Sound speed profile.	31
Fig.3-2	Waveform and frequency spectrum of a tone burst wave.	32
Fig.3-3	Received pulse for 10-cycle source pulse. Carrier frequency: 70 Hz; range: 1000 km.	33
Fig.3-4	Eigen ray path in the case of $N=3$	33
Fig.3-5	Received pulse for 10-cycle source pulse. Carrier frequency: 20 Hz; range: 1000 km.	35
Fig.3-6	Received pulse for 3-cycle source pulse. Carrier frequency: 20 Hz; range: 1000 km.	35
Fig.3-7	Received pulse for 4-cycle source pulse. Carrier frequency: 50 Hz. (a)Range: 1000 km, (b)Range: 2000 km, (c)Range: 3000 km.	36
Fig.3-8	Magnification of received pulse. Carrier frequency: 50 Hz; range: 1000 km. (a) 2 cycles, (b) 6 cycles.	38
Fig.3-9	Power spectrum of the first pulse for 2-cycle pulse of 50 Hz. (solid line: 300 km, broken line: 1000 km, dashed-dotted line: 2000 km)	39
Fig.3-10	Sound speed profile used for simulation.	40
Fig.3-11	Received pulse for 5-cycle source pulse at 3000 km. Depths of water are (a) 4600 m, (b) 4700 m, (c) 4900 m and (d) 6000 m.	40
Fig.3-12	Dispersion curves of (a) lower modes (10-30) and (b) higher modes (60-80). .	43
Fig.3-13	Propagation loss curves of range from 6800 km to 7000 km when the vertical step size is $\Delta z/16$	45
Fig.3-14	Propagation loss curves of range from 6800 km to 7000 km when the horizontal step size is $\Delta x/20$	45
Fig.3-15	Received pulse of 6 cycles sound source.((a) Range: 4000 km $H: \Delta z/2$ V: $\Delta x/4$, (b) Range: 4000 km $H: \Delta z/8$ V: $\Delta x/20$)	48

Fig.3-16	Received pulse of 6 cycles sound source.	49
Fig.3-17	Sound speed profile from Ogasawara to Hawaii.	54
Fig.3-18	Munk-type sound speed profile used simulation.	55
Fig.3-19	Tone burst wave and frequency spectrum of source sound.	56
Fig.3-20	Transmission loss of Tappert and Clearbout.	58
Fig.3-21	Transmission loss of Tappert, Clearbout and LSS model.	58
Fig.3-22	Received pulse when value of k_0 was changed.	59
Fig.3-23	Received pulses corresponding to sound speed profile of Fig.3-17. $c_0=1509$ [m/s]	60
Fig.3-24	Received pulses corresponding to sound speed profile of Fig.3-17. c_0 is average speed of each sound speed profile.	60
Fig.3-25	Received pulses of Ogasawara-Hawai path. (a) c_0 =Maximum average sound speed,(b) c_0 =Minimum average sound speed.	62
Fig.4-1	Baleen whales.	65
Fig.4-2	Baleen whales migration.	66
Fig.4-3	Propagation path(Distance 4532km).	67
Fig.4-4	Sound speed profile in a propagation path.(46 profiles about every 111km)	67
Fig.4-5	Simulation conditions.	68
Fig.4-6	Frequency spectrum of blue whale call.	68
Fig.4-7	Simulated results of attenuation loss.	71
Fig.4-8	Simulated results of attenuation loss (25Hz).	74
Fig.5-1	Propagation model with a sediment layer.	77
Fig.5-2	Distribution of propagation loss without sediment layer. Frequency; 500 Hz.	80
Fig.5-3	Distribution of propagation loss without sediment layer. Frequency; 100 Hz.	80
Fig.5-4	Distribution of propagation loss. Frequency; 500Hz, Thickness of sediment layer; 20 m, Sound speed of sediment layer; 1600 m/s.	82
Fig.5-5	Distribution of propagation loss. Frequency; 100Hz, Thickness of sediment layer; 20 m, Sound speed of sediment layer; 1600 m/s.	82
Fig.5-6	Distribution of propagation loss. Frequency; 300Hz, Thickness of sediment layer; 5m, Sound speed of sediment layer; 1550m/s.	84

Fig.5-7	Distribution of propagation loss. Frequency; 300Hz, Thickness of sediment layer; 30m, Sound speed of sediment layer; 1700m/s.	84
Fig.5-8	Horizontal level of propagation loss at the depth of 4.5m. Frequency; 300Hz, Sound speed of sediment layer; 1550m/s. Each curve displayed 10dB shift and corresponds to the depth of a sediment layer 5,10,15,20,25,30m from the top.	85
Fig.5-9	Distribution of propagation loss. Frequency; 100Hz, Thickness of sediment layer; 5m, Sound speed of sediment layer; 1550m/s.	86
Fig.5-10	Distribution of propagation loss. Frequency; 100Hz, Thickness of sediment layer; 30m, Sound speed of sediment layer; 1700m/s.	86
Fig.5-11	Horizontal level of propagation loss at the depth of 4m. Frequency; 100Hz, Thickness of sediment layer; 20m. Each curve is shift 10dB and corresponds to the sound speed to the sediment layer 1550, 1600, 1650 and 1700 m/s from the top.	87
Fig.5-12	Distribution of propagation loss. Frequency; 50Hz, Thickness of sediment layer; 10m, Sound speed of sediment layer; 1600m/s.	87
Fig.5-13	Mode pattern in shallow water with sediment layer. Thickness of sediment layer; 20 m, Depth of sound source; 10 m.	88
Fig.5-14	Mode equivalent ray of sediment layer.	89
Fig.5-15	Phase velocity curve for m=1 to 11 mode, for three layers wave guide consisted of water layer, sediment layer and basement half space.	91
Fig.5-16	Horizontal level of propagation loss by the finite difference time domain method. Frequency; 100Hz. Each curve is shift 10dB and corresponds to the sound speed to the sediment layer 1550, 1600, 1650 and 1700 m/s from the top.	92
Fig.6-1	Simulated paths in west pacific ocean.	96
Fig.6-2	Sound speed profile of path-2(Ogasawara - Hawaii).	97
Fig.6-3	Sound source pulse and spectrum.	98
Fig.6-4	Received pulse of Munk-type profile at range of 6216 km.	99
Fig.6-5	Time Fronts of Munk-type profile at range of 6216 km.	100

Fig.6-6	Sound pressure distribution (a) and Time Fronts (b) of Path-1 (Hachijo - Hawaii).	103
Fig.6-7	Sound pressure distribution (a) and Time Fronts (b) of Path-2 (Ogasawara - Hawaii).	103
Fig.6-8	Sound pressure distribution (a) and Time Fronts (b) of Path-3 (Okinotorishima - Hawaii).	103
Fig.6-9	Sound pressure distribution (a) and Time Fronts (b) of Path-4 (Okinawa - Hachijo).	104
Fig.6-10	Sound pressure distribution (a) and Time Fronts (b) of Path-5 (Okinawa - Ogasawara).	104
Fig.6-11	Sound pressure distribution (a) and Time Fronts (b) of Path-6 (Okinawa - Okinotorishima).	104
Fig.6-12	Sound speed profile(Type-1).	107
Fig.6-13	Sound speed profile(Type-2).	107
Fig.6-14	Sound speed profile(Type-3).	107
Fig.6-15	Sound speed profile(Type-4).	107
Fig.6-16	Auto-correlation of received pulse series ($\tau = 0.0095$).	108
Fig.6-17	Received pulse series of Type-1 sound speed profiles.	110
Fig.6-18	Received pulse series of Type-2 sound speed profiles.	110
Fig.6-19	Received pulse series of Type-3 sound speed profiles.	110
Fig.6-20	Received pulse series of Type-4 sound speed profiles.	110
Fig.6-21	Time fronts of five different profiles.	111
Fig.6-22	Cross-correlation of received pulse series (Type-1).	115
Fig.6-23	Cross-correlation of received pulse series (Type-2).	115
Fig.6-24	Cross-correlation of received pulse series (Type-3).	115
Fig.6-25	Cross-correlation of received pulse series (Type-4).	115
Fig.6-26	Sound speed profiles of Levitus data.(a)Season-1(Jan-Mar), (b)Season-2(Apr-Jun), (c)Season-3(Jul-Sep), (d)Season-4(Oct-Dec)	117
Fig.6-27	Time fronts of the SOFAR pulses. (a)Season-1(Jan-Mar), (b)Season-2(Apr-Jun), (c)Season-3(Jul-Sep), (d)Season-4(Oct-Dec)	118

Fig.6-28	The slowest parts of the time fronts. (a)Season-1(Jan-Mar), (b)Season-2(Apr-Jun), (c)Season-3(Jul-Sep), (d)Season-4(Oct-Dec)	119
Fig.6-29	Cumulative cross-correlations between the four seasons. (a)Season-1(Jan-Mar), (b)Season-2(Apr-Jun), (c)Season-3(Jul-Sep), (d)Season-4(Oct-Dec)	120

表の目次

Table 3-1	Standard deviation of each step size.	46
Table 3-2	Calculation time of each step size.	46
Table 4-1	Conditions of the simulation and various computed values for estimated S/N ratio.	69
Table 5-1	Parameter of propagation model without sediment layer	78
Table 5-2	Parameter of propagation model with sediment layer	78
Table 5-3	Parameter of propagation model with various sediment layer	78

第1章 序 論

1.1 研究の背景

洪水や干ばつ、暖冬といった世界的な異常気象を契機に、「地球温暖化」という問題がさまざまな方面でとりあげられ、国際政治の舞台でも重要な議題の1つになっている。二酸化炭素やメタンなどの温室効果ガスの排出量削減の数値目標を定めた京都議定書も、2005年にはロシアの批准により発効となり、温暖化防止に向けて全世界規模での取り組みが行われている。また、2007年にはIPCC(気候変動に関する政府間パネル)の第4次報告書が取りまとめられる予定となっており、人為的な気候変動のリスクに関する最新の科学的、技術的、社会経済的見知からの検討が行われている。

地球表面の約7割を占める海洋は、その質量、熱容量が大気に比べ格段に大きく、地球規模かつ、数年、数十年単位に及ぶ長期の気候変動に対して大きな影響を及ぼす。また、海洋は二酸化炭素などの温室効果ガスの交換を通して気候変動に関与している。大気との間で出入りした熱が、海洋の循環によって海洋表層から深層に至るまでどのように輸送され、分布するかを明らかにしなければ、地球温暖化などの気候変動を定量的に表すことはできない。すなわち、地球温暖化の予測には、海洋の研究及び観測が不可欠なのである[1,2]。

海洋の観測は、国内外の海洋研究機関によって積極的に進められており、また広大な海洋を観測するためには全地球規模での協力が必要である。2003年には地球観測サミットが開催されるなど、地球温暖化や気候変動による世界的災害など環境危機に対応するため、全地球的な観測網の整備にむけての取り組みも行われている。現在、全地球的な観測を行うために、船舶や観測ブイなどを用いた観測が行われているが、このような観測ではデータ量が絶対的に不足し、海洋現象の変動を時間的、空間的なつながりとして把握することは困難である。この問題が克服されれば、エル・ニーニョなどに代表される気候変動現象を解明するうえで飛躍的な進展が期待できる[3]。

海中における長距離音波伝搬現象への関心は、1952年9月に起きた明神礁の爆発音がカリフォルニアで観測されたことに始まる(Fig.1-1,1-2)[4]。その後1955年5月には東太平洋で核爆弾を音源とした太平洋全域の音波伝搬観測が行われた[5]。これらの観測では海底火山や核爆発という巨大な音源を用いているので、音波の長距離伝搬も可能と考えられるが、これらの観測から海水の音波吸収係数が大きくないことが推測された。そこで1960年3月に、TNT火薬 200ポンドを音源として、オーストラリアのパース近海から大西洋のパミューダ島

までの伝搬実験が行われ、バミューダ島で良好な信号が受波された[6]。しかしながら、この伝搬実験では伝搬経路に疑問が提示されている。すなわち、アフリカ南端の喜望峰により経路の一部が遮蔽された可能性があるのである。そこで、地形の影響の少ない場所の検討が行われ、パースから南極よりのハード島であればほぼ地球全域にわたる経路が形成されることが分かった。そして1991年1月に、周波数57 Hz, 出力3.3 kWの音源を用いて、Heard Island Feasibility Test (HIFT)が行われ、ほぼ全域で良好な信号を受波することが出来た(Fig.1-3)[7]。この実験の成功により地球温暖化をモニターするAcoustic Thermometry of Ocean Climate(ATOC)への関心が高まった(Fig.1-4)[8,9]。

一方、数百から1000 km四方程度の海域では、音波を用いて海水温や海流の分布を準リアルタイムに計測するという海洋音響トモグラフィ(Ocean Acoustic Tomography : OAT)[10-13]が考案された。OATは、1979年に米国のWalter MunkとCarl Wunschによりその理論が提

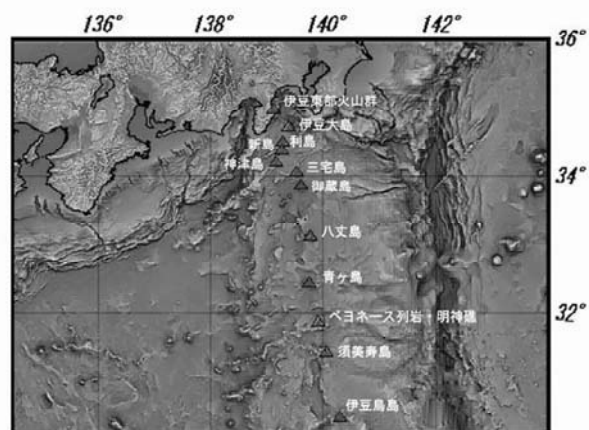


Fig.1-1 Location of Myojin-sho.

(<http://www1.kaiho.mlit.go.jp/GIJUTSUKOKUSAI/kaiikiDB/kaiyo14-2.htm>)

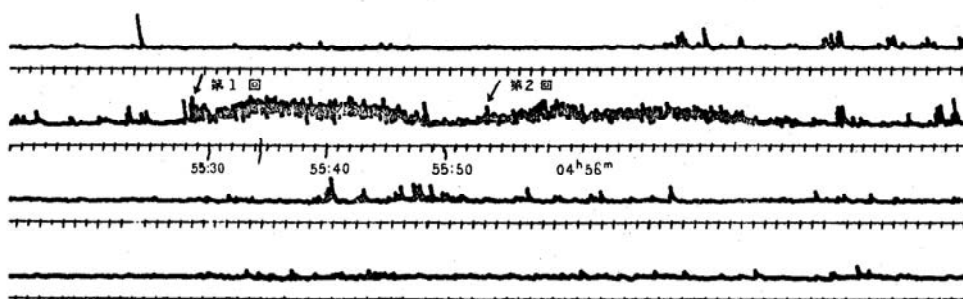
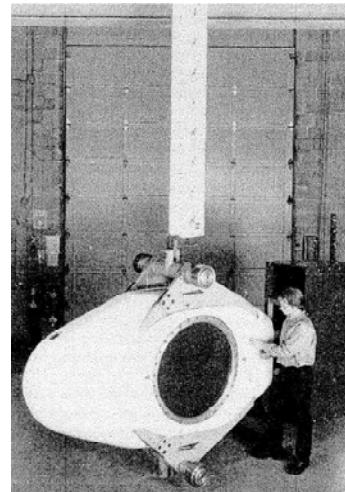
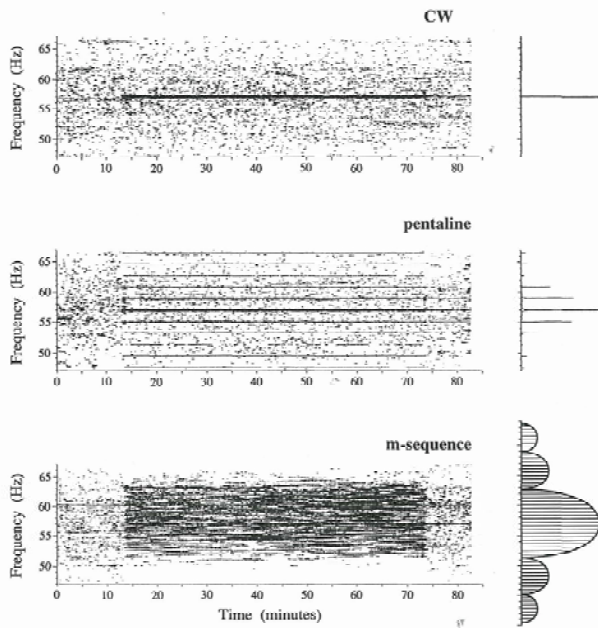
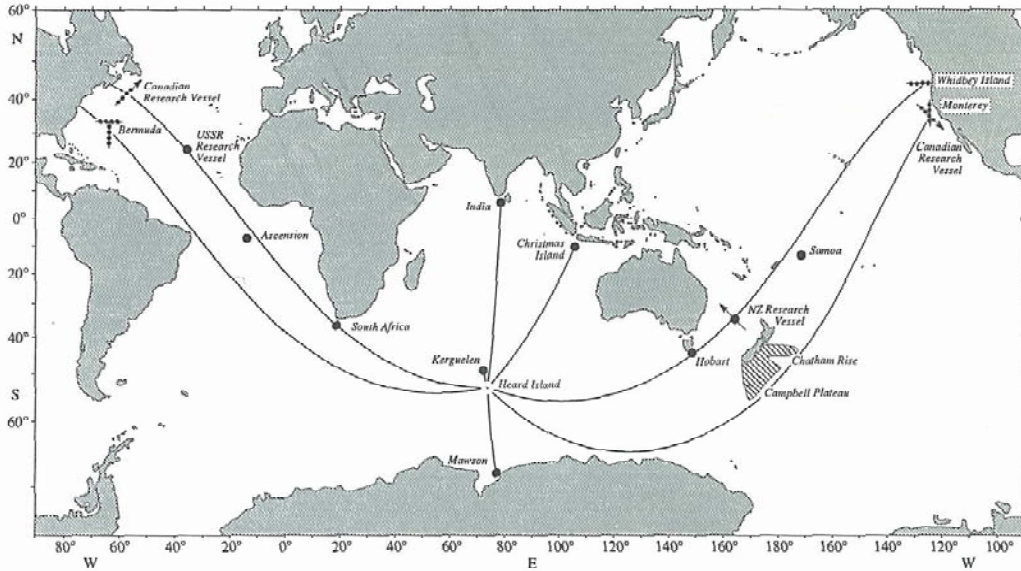


Fig.1-2 Point Arena Sofar recorded which shows the double explosion of Myojin Sho at September 1952. [4]



57 Hz sound source

Transmitted sound of HIFT

Fig.1-3 Heard Island Feasibility Test (HIFT). [7]

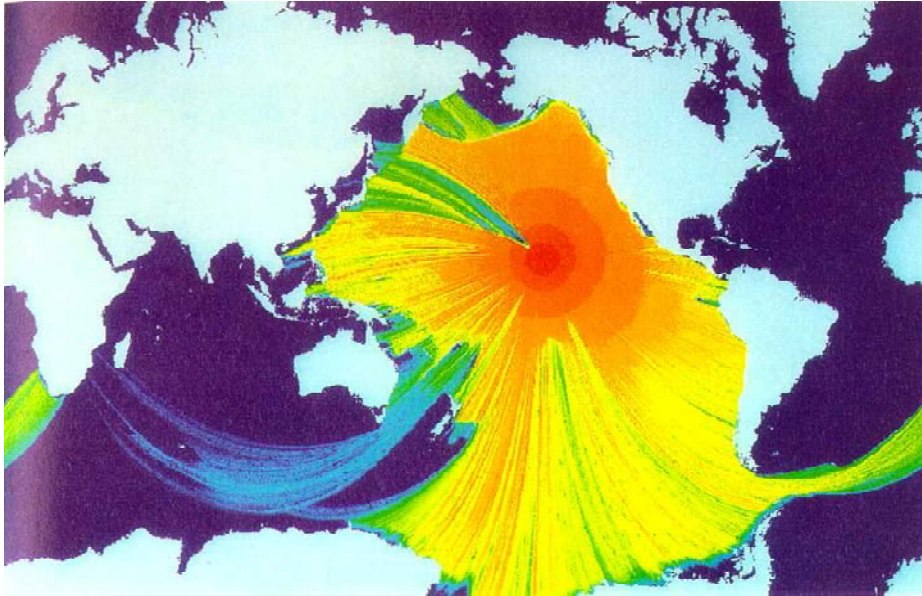


Fig.1-4 Acoustic Thermometry of Ocean Climate(ATOC). [8]

唱され、1981年にはバミューダ島海域において300 kmの伝搬実験が行われた。また、わが国においては、1988年から1000 km四方の海洋構造の変動を実時間的に観測可能とする200 Hz OATシステムの開発を目指して、海洋科学技術センター(現独立行政法人海洋研究開発機構)で本格的な研究が開始された。1990年には、フィリピン沖において米国製トランシーバを使用したトモグラフィ観測実験が、1991年には小笠原海域において621 kmの伝搬実験が行われた。また1995年には、四国沖で1000 kmの双方向伝搬実験、1997年には3基のトランシーバを使用した黒潮続流域観測実験、1999年には5基を使用した赤道域観測実験、そして2000年には7基による赤道域観測実験が実施されている。

地球温暖化といった地球規模の環境変化を観測するためには、1000 km程度の観測ではなく、太平洋を横断するような超長距離のモニタリングを考慮する必要がある。数十Hzの音波はサウンドチャンネルを通過して、数千kmという超長距離を伝搬することが知られている。このような海中音波の長距離伝搬性を活用した観測システム開発に関する研究は、既に東太平洋において行われており、ハワイ諸島からアラスカとカリフォルニアに至る長距離伝搬実験が行われている。[14-18] しかしながら、西太平洋においては一時的な実験を除き、ほとんど研究が行われていないのが現状である。

1.2 研究の目的

地球温暖化をモニターするためには長期にわたる安定な計測が不可欠である。ハード島を基地とすることは、ほぼ地球全域をカバーできる点で有利であるが、気候条件が厳しいことが問題としてあげられる。そこで気象条件が厳しい太平洋や、海氷で覆われている北極海(Acoustic Monitoring of Ocean Climate: AMOC)などでの観測が選ばれている[19]。一方、音波を伝搬する媒質である海水は均質でなく、様々な不均質要因が含まれている。しかしながら、長距離伝搬には吸収係数が小さい低周波音波が用いられるため、微細な変動の影響は少ないと考えられる。低周波音波に影響する不均質要因には海流、フロント、内部波、中規模渦等があげられる。また、時間的変動、特に季節的変動の影響があると考えられる。これらの不均質要因は海域によっても異なり、海山や海嶺といった海底地形の影響を考慮する必要がある。

前項で述べたように、海中を伝搬する音波を用いて、地球規模の環境変化を観測する試みがなされている。しかしながら、OATにおいては解を求めるために音線理論を用いており、パルスの同定の複雑さから、必要とされる精度の観測が行われているとは言いがたいのが現状である。また、ATOC計画などにおいては、音源から発信される音波が、鯨に代表される海洋生物に影響を与えることが懸念されており、計画が順調に進んでいるとは言いがたいのが現状である。

そこで本研究では、海中を伝搬する音波を用いて、環境変動をモニタリングすることを目的とし、これに必要な基礎的な検討を行う。はじめに、海中のサウンドチャンネルを用いた音波伝搬について概説し、次に太平洋を横断するような超長距離の音波伝搬について、検討を行う。さらに、音響通信の観点から水棲哺乳類における相互遠距離通信の可能性を探る。また、沿岸域における音波伝搬についても、水中雑音と堆積層の関係から考察を加える。最後に、日本の位置する西太平洋において、その海域の特徴を反映したシミュレーションを行い、季節変動をとらえることの可能性について言及する。

このように本研究の目的は、海中音波伝搬を用いた地球環境の変動観測手法の開発と、環境変動の影響を受けやすい海洋生物の生態を音響的に検証することにある。すなわち、観測例が少ない西太平洋を調査海域として、超長距離音波伝搬の問題点を指摘し、それらを解決することにより、同海域における環境変動を観測するシミュレーション法を確立し、観測網の開発に必要な基礎的データを検討する。さらに、音響的見地から海洋生物の生態に影響する要因を明らかにする。

1.3 論文の概要

本論文は7つの章から構成される。第1章では、研究の背景となる海中の長距離音波伝搬の歴史的経緯を示す。そして、その特性を応用した環境観測手法の開発過程を示し、併せて海洋研究開発機構における開発過程を示す。それを元に研究の目的を明らかにする。

第2章では、音波伝搬の基礎をなす波動方程式の解法であるノーマルモード法と放物型方程式法について述べる。また、深海域の音波伝搬に直接寄与する海洋構造を明らかにし、その代表的な構造であるサウンドチャンネル中の音圧分布とその特性を示す。更に、西太平洋海域に多い海山が音波伝搬に及ぼす影響を、周波数領域のみならず時間領域でも解析し、時間領域での解析の重要性を示す。加えて、長期観測において重要な季節変動の影響について述べる。

第3章では、太平洋を横断するような、超長距離における音波伝搬の考察を行う。海洋観測を長期的に安定に行うために、装置の維持管理が容易な島々間の伝搬を利用することが多い。西太平洋のハワイ島から沖ノ島までの距離は約7000 kmである。従来長距離音波伝搬の解析には放物型方程式法が多く用いられているが、4000 kmを超える距離で用いられた例は少ない。そこで始めに伝搬距離が超長距離になった場合の問題点を検討した。その結果、1)周波数とパルス幅、2)構造的分散、3)ステップサイズ、4)位相誤差、の4点の影響があることを明らかにする。これらの問題を解決することにより、長距離伝搬をシミュレートする手法を確立する。

第4章では、鯨類の生態系に関与していると思われる鯨類の相互の遠距離通信の可能性について音波伝搬理論から検討する。地球環境の変動は人類のみならずあらゆる生物にとって重要な問題である。ヒゲクジラ類は様々な経路を通過して大洋を南北方向に回遊するが、雌雄が一体となって回遊することは希である。したがって、相互に何らかの方法により遠距離通信を行っていると考えられている。そこで様々な種類の鯨に対して、北太平洋における音波伝搬シミュレーションを行い、ソーナー方程式を用いて海中雑音中で識別可能な音のレベルを求める。その結果から、長距離通信を行っていると考えられる種類を明らかにする。さらに、鯨類の生息海域である島の周辺や海山等、海底地形による音波伝搬への影響を調べ、鯨類の遠距離の通信の可能性を示す。

第5章では、沿岸域における音波伝搬について、堆積層の影響を調べる。近年、大規模な沿岸工事が原因と見られる振動公害が発生している。また、一見平坦な海岸に鯨が座礁する現象が古くから起きている。これらの不可解な現象を音波伝搬の見地から検討した結果、沿岸の海洋構造によって伝搬異常が生じることが原因であることを示唆した。一般に、外洋から海岸方向へ伝搬する音波は水深が浅くなるにつれて遮断され、海岸まで達することはない。そこで海底下構造に原因があると考え、海底下に堆積層を含む伝搬モデルを設定し、放物型方程式法を用いて伝搬シミュレーションを行う。そして低周波域での伝搬減衰が大きく低下することを明らかにする。また、ノーマルモード法を用いて水中と堆積層に励起されるモードを調べ、水中と堆積層中のモードが強制的に結合するために低周波の伝搬減衰が低下することを示す。さらに、広帯域のパルス性音源を用いたシミュレーションにより、伝搬の広帯域性を確認する。これにより、外洋からの音波が遮断されずに海岸まで伝搬し、雑音環境が連続になり得ることを示す。鯨等が生息する海中は雑音の多い環境であるが、雑音環境の見かけ上の連続性によって座礁が起こり得る可能性を示唆する。

第6章では、第3章で確立した超長距離音波伝搬のシミュレーション法を用いて、西太平洋に設定した6つの伝搬経路で伝搬シミュレーションを行い、各経路の特徴を把握する。更に、パッシブ位相共役法に基づいた伝搬シミュレーションを行いその有用性を明らかにする。始めに、各経路を伝搬するパルス列を求めるが、経路によっては、パルス列の圧縮や短絡が見られるので、その原因を明確にするため伝搬パルス列の時間-深度座標における強度分布 (Time Fronts) を作成する。そして、その結果から Time Fronts の有用性を示す。また、海底の影響が小さい小笠原からハワイに至る経路で、実際の海域の音速プロファイルを用いた伝搬シミュレーションを行う。この経路は緯度変化が少ないため、比較的季節変動が少ない経路ではあるが、変化が微小な地球温暖化による変化をモニターするにはこの季節変動が雑音となる。そこで季節毎の音速プロファイルを用いて伝搬シミュレーションを行うことにより、変動を定量的に明らかにする。また、地球温暖化をモニターするためにはパルス列を詳細に解析する必要はなく、むしろ短く圧縮したパルスの方が有用であると考えられる。そこで、パッシブ位相共役法の応用を検討し、その結果、季節による伝搬時間の変動が明確になることを示す。

第7章では、本研究で得られた成果について要約し、今後の課題について述べる。

第2章 海洋構造と音波伝搬

2.1 はじめに

1991年にハード島で行われたHIFT(Hard Island Feasibility Test)[1]に代表されるように、数十Hzの低周波音波は、吸収減衰が少ないため海洋中を数千kmも伝搬することが知られている。この海中音波の長距離伝搬を応用することにより、地球温暖化などグローバルな環境変化をモニタすることが可能になると考えられている。その計画のひとつにATOC(Acoustical Thermometry of Ocean Climate)がある[2]。ATOCではハワイ沖を音源とする計画であるが、太平洋は水深の変化が少ないため長距離にわたって音波を伝搬させるのに適している。しかし温暖化の兆候につながる微少な変動を取得するためには、局所的な地形変化や季節変動による影響を十分把握しておく必要がある。

このような音波伝搬をもちいた観測には、海洋音響トモグラフィ(Ocean Acoustic Tomography : OAT)[3]が用いられるが、これは海洋中を伝搬する音波の伝搬時間を正確に計測することにより、広大な海域の温度分布を計測する技術である。音源と受波器からなる幾つかの変換器が、計測海域の周辺に設置され、それぞれの変換器間を伝搬する音波の伝搬時間を正確に計測する。そして計測された伝搬時間の変動を逆問題解析をとおして温度分布の変動に換算する。これらの解析において、通常、固有音線の伝搬経路は変わらないと仮定して、パルスの伝搬時間の差を温度差に換算する。しかし、実際の海洋においては海山などの地形変化が存在する。そのため、これらの影響が音波伝搬経路や海洋音響トモグラフィの観測精度といった、長距離音波伝搬に及ぼす影響の範囲と程度を調べる必要がある。

本章では、海洋の音速構造とシミュレーションにおける波動方程式の差分分解について述べるとともに、長距離音波伝搬において、その伝搬経路に配した海山が受信信号に与える影響を調べる。

2.2 海洋の音速構造

2.2.1 海水中の音速

海洋における音波伝搬は、海洋の不均質性により音場に大きな影響を受ける。例えば、深度による音速の規則的な変化は深海サウンドチャンネル(SOFAR: Sound Fixing and Ranging)を形成し、その結果として長距離の音波伝搬を可能にする。ランダムな不均質は、音波の散乱を引き起こし、その結果として音場に変動を引き起こす。このような不均質には荒れた海

面、海底、内部波、大規模な渦、小規模擾乱、生物に由来する深海散乱層(DSL: deep scattering layer)などがある。

海水中の音速の変化は比較的小さく、一般に1450 ~ 1540 m/sの間であり、この音速変化が海洋における音波伝搬に大きな影響を及ぼす。海中における音速は温度 T 、塩分濃度 S 、圧力 P (または深度 z) により求めることができる。以下に示すようないくつかの実験式が提案されている[4]。

$$c(z, T, S) = 1449.2 + 4.6T - 0.055T^2 + 0.00029T^3 \\ + (1.34 - 0.01T)(S - 35) + 0.016z \quad (2.1a)$$

また、MacKenzie は以下の式を提案している[3]

$$c(z, T, S) = 1448.96 + 4.591T - 0.05304T^2 + 2.374 \times 10^{-4}T^3 \\ + 1.340(S - 35) + 1.630 \times 10^{-2}D + 1.675 \times 10^{-7}D^2 \\ - 1.025 \times 10^{-2}T(S - 35) - 7.139 \times 10^{-13}TD^3 \quad (2.1b)$$

ここで、温度 T は(°C)、塩分濃度 S は千分率(‰)、深度 z は(m)、音速 c は(m/s)で表した値である。Eq. (2.1a) は $0 \leq T \leq 35$ 、 $0 \leq S \leq 45$ 、 $0 \leq z \leq 1000$ の範囲で適用できる。音速は温度、塩分濃度、深度と共に増加し、温度と塩分濃度が一定のときは、音速は圧力の増大とともに増加する。

2.2.2 音速プロファイルと音波伝搬

海水中の音波の伝搬速度は、水温、塩分濃度、圧力等に依存するため、中緯度海域では水深1000 m付近に音速最小層が形成される。この音速最小深度に音源を置いた場合、音波はこの音速最小深度を中心に上下するように屈折しながら長距離を伝搬する。この伝搬層は深海サウンドチャンネルまたはSOFARチャンネルと呼ばれ、その中心線はSOFAR軸と呼ばれている。また、海洋中に水温分布や流速分布が存在すれば、音波はその通過する場所の水温や流速に応じて音速が変化する[5]。

音速プロファイルは海域によっても異なり、また時間、季節によっても変化する。最も大きな変動は海洋の上部で、主に温度と塩分濃度の季節変化と日変化によって起こる。1000 m以上の深度における温度、塩分の鉛直変化は一般に小さく、深度による音速の増加はほとんど圧力の増加によるものとなる。その結果、音速は深度と共に直線的に増加する。

深海における音速プロファイル $c(z)$ は、ある深度 z_m で音速が最小になる (Fig.2-1(a))、この深度がサウンドチャンネルの軸である。この軸の上部では、音速は主として温度の上昇に

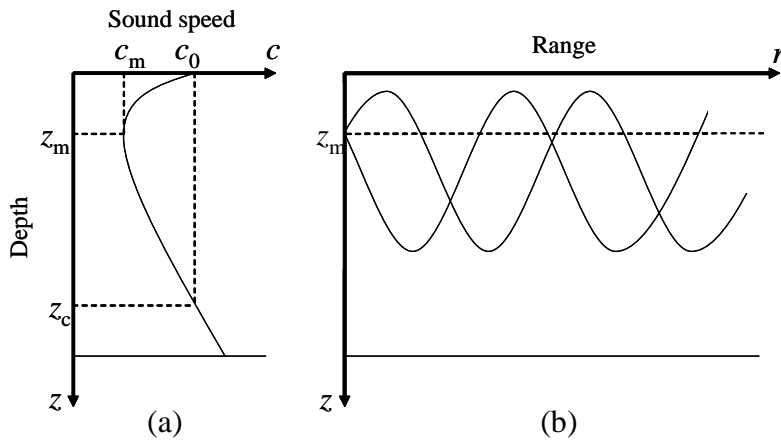


Fig.2-1 Deep sound channel. (a) sound speed profile, (b) ray diagram.

よって増加するが、下部では主に圧力の増加により増大する。音源がサウンドチャンネルの軸上かその近くに置かれると、音波のエネルギーはサウンドチャンネルの中にトラップされ、海底や海面に達しないので、これらの境界における散乱や減衰を受けることなくサウンドチャンネル内を伝搬する。サウンドチャンネル内の音線図をFig.2-1 (b) に示す。音源からある放射角(水平面に対する角度)で出た音線は、チャンネルの軸へ繰り返し戻ってくる。Fig.2-1の伝搬は、深度範囲 $0 < z < z_c$ で観察される。深度 $z=0$ 、 $z=z_c$ がサウンドチャンネルの境界である。深度 z_m におかれた音源を放射角 θ_{\max} で出た音線はすべてチャンネルにトラップされる。ここで θ_{\max} は、スネルの法則

$$\frac{\cos \theta_{\max}}{c_m} = \frac{1}{c_0} \quad (2.2)$$

を満足する。ここで $\cos \theta_{\max}$ をテイラー展開すると次式が得られる。

$$\theta_{\max} \approx \sqrt{\frac{2(c_0 - c_m)}{c_0}}. \quad (2.3)$$

ここで、 c_m と c_0 はそれぞれ軸上音速と、チャンネルの境界における音速である。そのため、 $c_0 - c_m$ が大きいほど、トラップされる音線の角度範囲も大きくなる。

サウンドチャンネルの軸の深さは一般に1000 ~ 2000 mである。熱帯海域では2000 mまで深くなり、高緯度では海面近くまで上昇する。中緯度(例えば、南緯60度 ~ 北緯60度)では、サウンドチャンネルの軸上音速は、太平洋では1450 ~ 1485 m/s、大西洋では1450 ~ 1500

m/s である。このような音速構造は海域によって異なり、地中海などでは深度方向の水温変化が少ないため、圧力のみにより変化する直線的な音速プロファイルとなる。

音波がサウンドチャンネル中を伝わる最大距離は主として海水中の吸収によって制限される。十分に低い周波数の音波は吸収が小さいので、数百～数千キロメートルの距離を伝搬することが可能となる。

2.2.3 波動方程式と解

海中の音波伝搬を解析する理論や手法は古くから研究されており、音線理論、ノーマルモード法および放物型方程式法等がよく知られている。音線理論は高周波近似であり、ノーマルモード法は境界条件に制約があり、いずれも低周波長距離音波伝搬への応用には問題がある。放物型方程式法は伝搬距離が超長距離の場合に生じる問題を解決すれば利用可能と考えられる。

海中の音波伝搬は波動方程式によって表すことができる。音速が場所の関数になる場合は次式で表される。

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c(\mathbf{x})^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0 \quad (2.4)$$

ここで p は音圧、 t は時間、 c は音速、そして \mathbf{x} は位置を表す。通常の伝搬環境は、距離に比べ深さが極端に小さくなる。このような環境中を伝搬する音波は、海面と海底の反射により、または屈折のため鉛直方向の拡散はない。単に水平距離方向と方位方向に拡散するのみである。したがって、このような環境中を伝搬する音波は円筒状に拡散する。

Eq. (2.4) は x, y, z 方向からなる直角座標で誘導した式であるが、好都合なことにラブラシアンにはそのような座標の制約はない。Fig.2-2 に示すように、円筒座標系 $p(r, \theta, z)$ で表し、 z

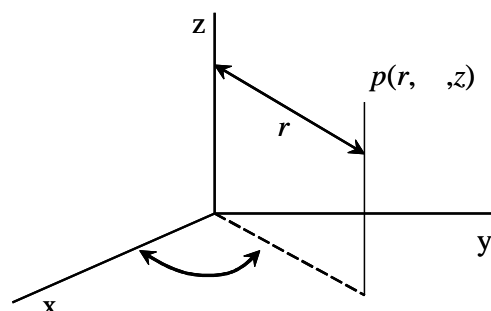


Fig.2-2 Cylindrical coordinates.

軸上に音源を置くと、音波はz軸に対して対称に伝搬するから ϕ には無関係になる。したがって、波動方程式は r と z だけの関数となる。波動方程式を対称円筒座標 r と z を用いて表すと、

$$\nabla^2 \phi = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \quad (2.5)$$

となる。ここで ϕ は音圧の時間微分に比例する速度ポテンシャルである。Eq. (2.5) の解として、角周波数 ω の単調和振動で、 r の関数と z の関数との積で表されるような解を仮定する。すなわち、

$$\phi = e^{i\omega t} M(r) F(z) \quad (2.6)$$

とおき、これを Eq. (2.5) に代入すると、

$$\frac{(d^2 F / dz^2) + (\omega^2 / c^2) F}{F} = \frac{-(d^2 M / dr^2) - (1/r)(dM / dr)}{M} \quad (2.7)$$

となる。この右辺は z に関係なく、左辺は r に関係ない。ゆえに、Eq. (2.7) が r と z の全ての値に対して成立する為には、両辺は定数に等しくなければならないので、その定数を r と z に無関係な k^2 とおく。そうすると次の二つの微分方程式が得られる。

$$\frac{d^2 M}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dM}{dr} + k^2 M = 0 \quad (2.8)$$

$$\frac{d^2 F}{dz^2} + \left(\frac{\omega^2}{c^2} - k^2 \right) F = 0 \quad (2.9)$$

Eq. (2.8) の解は0次のベッセル関数である。

$$M = J_0(kr) \quad (2.10)$$

Eq. (2.8) の第2の解は0次のノイマン関数 $Y_0(kr)$ であるが、これは原点 $r=0$ で無限大になるのでこの問題には適応しない。Eq. (2.9) の解の関数形は $[(\omega^2/c^2) - k^2]$ の符号によって変わるが、一般形は複素数表示すると次のように書ける

$$F = e^{\pm i\beta z} \quad (2.11)$$

ここで

$$\beta = \left(\frac{\omega^2}{c^2} - k^2 \right)^{1/2} \quad (2.11a)$$

したがって、距離方向に変化しない伝搬環境における問題の解は次式で表される。

$$\varphi = e^{i\omega t} F(z) J_0(kr) \quad (2.12)$$

ベッセル関数 $J_0(kr)$ はハンケル関数 $H_0^{(1)}(kr)$ と次のような関係にある。

$$H_0^{(1)}(kr) = J_0(kr) + iN_0(kr) \quad (2.13)$$

すなわち、ハンケル関数の実数項がベッセル関数である。したがって、Eq. (2.12) は次のように表しても問題はない。

$$\varphi = e^{i\omega t} F(z) H_0^{(1)}(kr) \quad (2.14)$$

伝搬環境が距離方向に変化しない場合、すなわち $F(z)$ が距離の関数でなければ上式で表せるが、それに反して、距離で変化する場合、すなわち、距離の関数となる場合は次のように書き改めなければならない。

$$\varphi = e^{i\omega t} F(r, z) H_0^{(1)}(kr) \quad (2.15)$$

海洋環境が距離に依存しない場合は $F(r, z)$ のみを分離して、海面や海底等の境界条件を適用して解を求めることが出来る。その代表的な解法がノーマルモード法である。海洋環境が距離に依存する場合は Eq. (2.15) の形の解を得ることは困難である。

そこで、波動方程式をある条件のもとに近似することを考える。まず、解は調和振動の解、すなわち $\exp(i\omega t)$ であると仮定すると、Eq. (2.5) の時間微分項は簡単になる。さらに、音速 $c(r, z)$ をある参照点の音速 c_0 との比をとって、屈折率 $n(r, z)$ で表す。

$$n(r, z) = c_0 / c(r, z) \quad (2.16)$$

このような変換により、Eq. (2.5) は次のように書き改められる。

$$\psi_{rr} + 2ik_0\psi_r + k_0^2(n^2(r, z) - 1)\psi + \psi_{zz} = 0 \quad (2.17)$$

ここで、

$$\psi_{rr} \equiv \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2}, \quad k_0 = \omega / c_0 \quad (2.18)$$

なお、前の式と区別するために、 ϕ を ψ に変更したが、式の性質には何ら関係しない。

ここまでは、従来の式を違った形に書き改めたに過ぎない。次に、放物型近似について述べる。まず、Eq. (2.14) に習って、音圧 p を ψ で表す。

$$p(r, z) = \psi(r, z) H_0^{(1)}(k_0 r) \quad (2.19)$$

ここで、時間の項は省略した。残念ながら、この式は Eq. (2.17) の解にはなりにくい。しかし幸いなことに、海中の音波伝搬現象は、一般に深さより距離の次元がかなり大きい。よって、 ψ_{rr} の項はかなり小さくなる。そこでこの項を省略すると次式が得られる。

$$\psi_r = ik_0 \frac{n^2(r, z) - 1}{2} \psi + \frac{i}{2k_0} \psi_{zz} \quad (2.20)$$

この式が放物型方程式と呼ばれる近似波動方程式である。

この方程式の解は、ノーマルモード法のように解析的に得ることはできない。しかしながら、コンピュータを用いて数値的に解くことができる。最近、計算機の計算速度が飛躍的に向上したために、この方法によって解を求める方法が広く用いられるようになった。

2.2.4 差分分解

放物型方程式を数値的に解くために、次のような演算式を導入する。

$$\frac{\partial}{\partial r} = a(k_0, r, z)u + b(k_0, r, z)u_{zz} = Lu \quad (2.21)$$

ここで

$$L = a(k_0, r, z) + b(k_0, r, z) \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (2.21a)$$

$$a(k_0, r, z) = \frac{i}{2} k_0 (n^2(r, z) - 1) \quad (2.21b)$$

$$b(k_0, r, z) = \frac{i}{2k_0} \quad (2.21c)$$

$u(r+k, z)$ に関するテイラー展開を用いると次の式が得られる。

$$\begin{aligned} u(r+k, z) &= \left(1 + k \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{2!} k^2 \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \dots \right) u(r, z) \\ &= \exp \left(k \frac{\partial}{\partial r} \right) u(r, z) \end{aligned} \quad (2.22)$$

ここで次のような変数を導入し、位置 (r, z) をメッシュ化する。

$$z = mh, \quad r = nk, \quad u(r, z) = u(nk, mh) = u_m^n \quad (2.23)$$

ここで m, n はメッシュ番号で、 h は刻み幅、すなわちステップサイズである。これらの変数と Eq. (2.22) を用いて Eq. (2.21) を解く。差分法を適用し 2 次差分までを保持すると、次の陽的式が得られる。

$$u_m^{n+1} = \left(1 + k \frac{\partial}{\partial r} \right) u_m^n = \left(1 + a(k_0, r, z)k + \frac{b}{h^2} \delta_z^2 \right) u_m^n \quad (2.24)$$

ここで

$$\delta_z f = f(z + \frac{1}{2}h) - f(z - \frac{1}{2}h)$$

Eq. (2.24) の δ_z^2 に対する 2 次の中央差分を用いると次式が得られる。

$$u_m^{n+1} = (1 + a_m^n k) u_m^n + \frac{b_m^2}{h^2} k (u_{m+1}^n - 2u_m^n + u_{m-1}^n) \quad (2.25)$$

この式は直前の距離ステップの場の値のみから、距離 $r = (n+1)k$ の場の値を正確に求められる差分方程式である。この陽的な式の計算アルゴリズムは容易であるが、遠距離では不安定になることが知られている。

そこで、次なる関係式を用いて Eq. (2.22) をメッシュ化する。

$$\exp\left(-\frac{1}{2}k \frac{\partial}{\partial r}\right)u_m^{n+1} = \exp\left(\frac{1}{2}k \frac{\partial}{\partial r}\right)u_m^n \quad (2.26)$$

この式の両辺の指数を展開して、線形項のみを保持すると、

$$\left(1 - \frac{1}{2}k \frac{\partial}{\partial r}\right)u_m^{n+1} = \left(1 + \frac{1}{2}k \frac{\partial}{\partial r}\right)u_m^n \quad (2.27)$$

となる。ここで

$$\partial / \partial r = a(k_0, r, z) + b(k_0, r, z)\partial^2 / \partial z^2$$

であるから、この処理を行った後に、多少の変形を行うとEq. (2.27)は次式になる。

$$\begin{aligned} & \left[1 - \frac{1}{2}k(a(k_0, r, z) + b(k_0, r, z)s)\right]u_m^{n+1} - \frac{1}{2}b(k_0, r, z)s(u_{m+1}^n + u_{m-1}^n) \\ & = \left[1 + \frac{1}{2}k(a(k_0, r, z) + b(k_0, r, z)s)\right]u_m^n + \frac{1}{2}b(k_0, r, z)s(u_{m+1}^n + u_{m-1}^n) \end{aligned} \quad (2.28)$$

ここで

$$s = k / h^2$$

である。Eq. (2.28)は陰的な差分方程式であり、Crank-Nicolson式として知られている。

2.3 海山による音場変化の解析

次に、中緯度海域において海山が音波伝搬に与える影響をシミュレーションする。海山が存在するような海域における音波伝搬の解析には、一般に、波動理論が用いられる。特に、距離とともに水深が変化する領域では放物型方程式法が最も多く利用されている。ここでは放物型方程式法の一つであるコードFOR3Dを用いる[6]。音速プロファイルは、全てSOFAR伝搬海域の代表的な型の一つであるMunk型音速プロファイルである。Munk型音速プロファイルの音速 $c(z)$ は、深度 z の関数として次のように表わされる[3, 7]。

$$c(z) = c_0 \left[1 + \varepsilon(\eta + e^{-\eta} - 1)\right] \quad (2.29)$$

$$\eta = 2 \frac{z - z_0}{B}$$

ここで c_0 は SOFAR 軸の深度 z_0 における音速であり、 B は SOFAR 軸付近の曲率に関する定数である。中緯度での音速プロファイルに近似させるため、 $c_0 = 1482 \text{ m/s}$ 、 $z_0 = 1000 \text{ m}$ 、 $B=1300$ と設定する。通常 B は一定値に設定されるが、実際の音速プロファイルにより近づけるため、SOFAR 軸以浅での B の値を 0.018、軸以深でのその値を 0.008 とした。この場合の音速プロファイル及びシミュレーションで用いた海山の配置を Fig.2-3 に示す。海底の深度は全て 5000 m である。

後述の季節変動のシミュレーションを除き、音源は SOFAR チャンネル上に置き、周波数は 50 Hz とする。総伝搬距離は 500 km で、その中間距離、100, 200, 300, 400 km のいずれかに海山を想定する。海山の上辺は 10 km、底辺は 14 km で、高さは海底から 500 m 毎に増加させる。

2.3.1 海山が存在しない場合の音場

海山の影響を調べるためには、まず全伝搬距離にわたる音場を知らなければならない。そこで、比較のために海山が存在しない場合の音圧分布 Fig.2-4 に示す。これは音源深度を 630 m、距離を 500 km としたもので、音源周波数は 25, 50, 100, 200 Hz と変化させている。200 Hz という音源周波数は、海洋科学技術センターが実際の海域で実験を行った海洋音響トモグラフィで用いている周波数である。また、より長距離の音波伝搬を検討する必要があるため、25, 50, 100 Hz という音源周波数を用いて比較している。

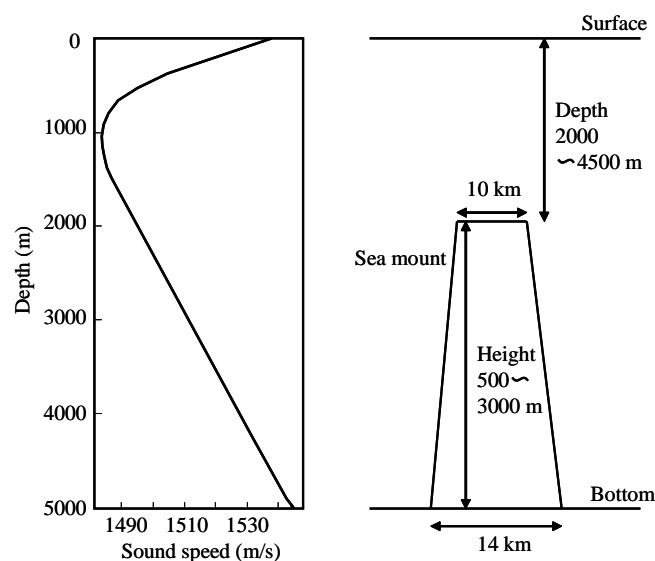


Fig.2-3 Sound speed profile and structure of seamount.

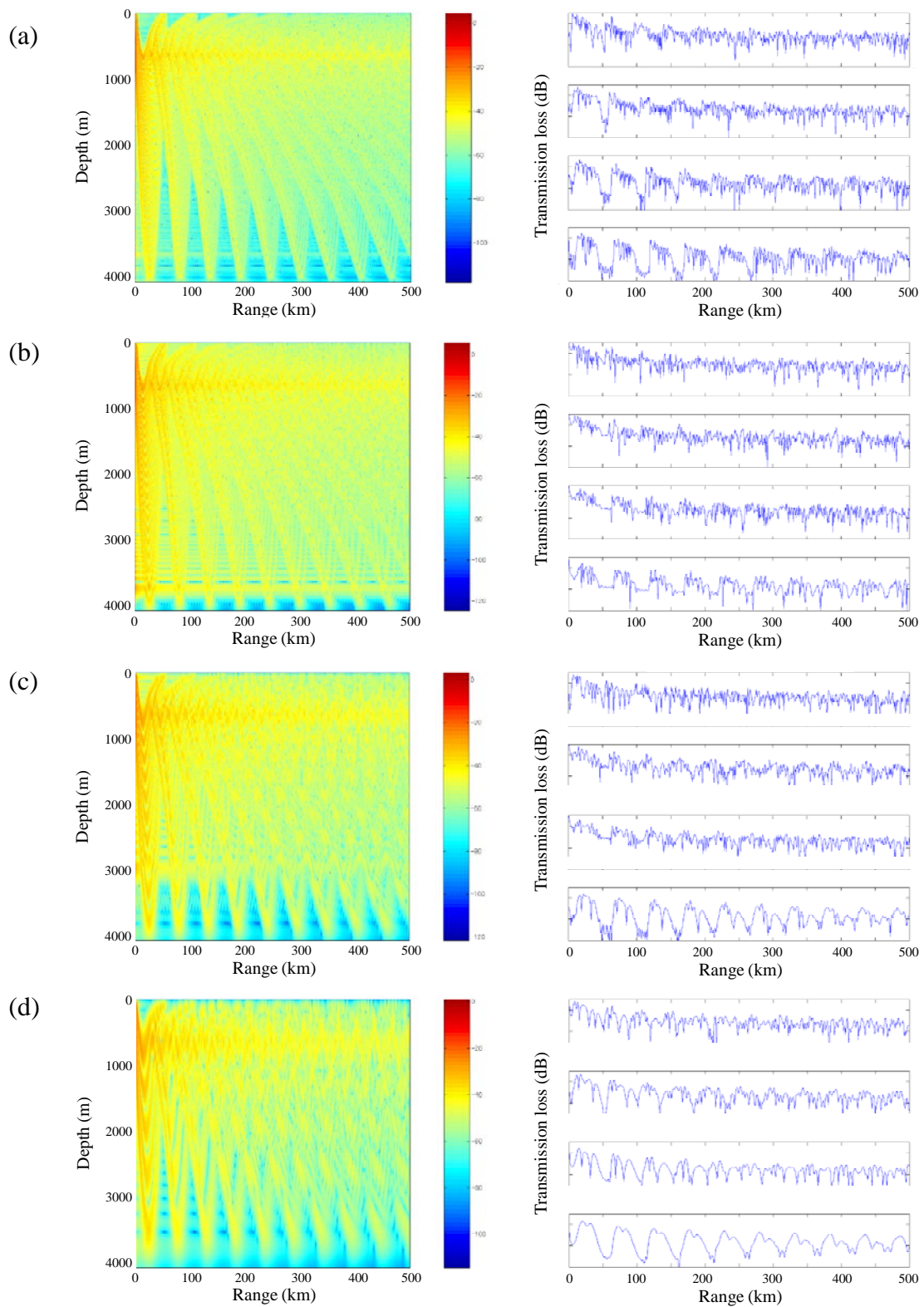


Fig.2-4 Sound pressure distribution of flat seafloor condition. Sound source depth is 630m, and range is 500km. Frequency is changed with 200Hz(a),100Hz(b),50Hz(c) and 25Hz(d).

Fig.2-4において、音圧の焦線は総伝搬距離500 kmまでに、上下に10回振動しており、その形状は音源周波数によらずほぼ類似していることがわかる。しかしながら、焦線間には回折による影響が見られる。

超長距離音波伝搬における計算ステップサイズは第3章で議論するが、一般に放物型方程式法では深さ方向に $1/4$ 、距離方向 $1/2$ 以下の距離で計算を行う必要があり、ここではそれぞれ $1/4$ 、 $1/2$ で計算を行っている。Fig.2-4右のグラフは、482, 1795, 3107, 4402 mの各深度における音圧レベルをグラフ化したものであり、X軸は距離(km)、Y軸は音圧(dB)である。いずれの周波数でも、音圧レベルは周期的な変化を見せる。

2.3.2 海山が存在する場合の音場変化

海山の音場に対する影響は、海山による遮蔽、回折および反射が考えられる。これらの個々の影響を分離して求めることは困難であるから、これらの影響の総合として、海山のない場合の音場と、海山を仮定した場合の音場との差を求めたものがFig.2-5(a) ~ (e)である。この図では音源から100 kmの位置に、それぞれ高さ500, 1000, 1500, 2000, 2500, 3000 mの海山を置いている。いずれの場合も音源深度は1000 m、音源周波数は50 Hz、総伝搬距離は500 kmである。図の右のグラフは前項と同様、482, 1795, 3107, 4402 mの各深度における音圧レベルをグラフ化したものである。

Fig.2-5(a)は海山の影響が比較的少ない場合の例で、Fig.2-5(e)がその影響が大きい場合の例である。Fig.2-5(a)の場合でも海山後方に海山より約2倍の高さに及ぶ遮蔽、回折効果が見られる。また、この影響は海山の後方で周期的となっており、海面付近にもその影響があらわれている。これに対し、SOFAR 軸付近を伝搬する音波に対しては、その影響が比較的少ないことがわかる。

2.3.3 海山の位置による影響

実際の海域で観測する場合、海山は音源から一定の位置にあるとは限らない。そのため、音源から海山までの距離を変化させ、その影響を調べる。ここでは、前項で行った100 kmの位置に海山を配置したシミュレーションと同じ条件の音源深度、周波数、距離とし、海山の位置を200 から400 kmまで変化させている。海山の高さは3000 mであり、結果をFig.2-6に示す。

いずれの場合も海山の後方に現れる影響のパターンは類似していることがわかる。つまり、海山の影響は距離には依存せず、その影響を除去する場合、海山の位置を考慮する必要がないことがこの結果からうかがえる。

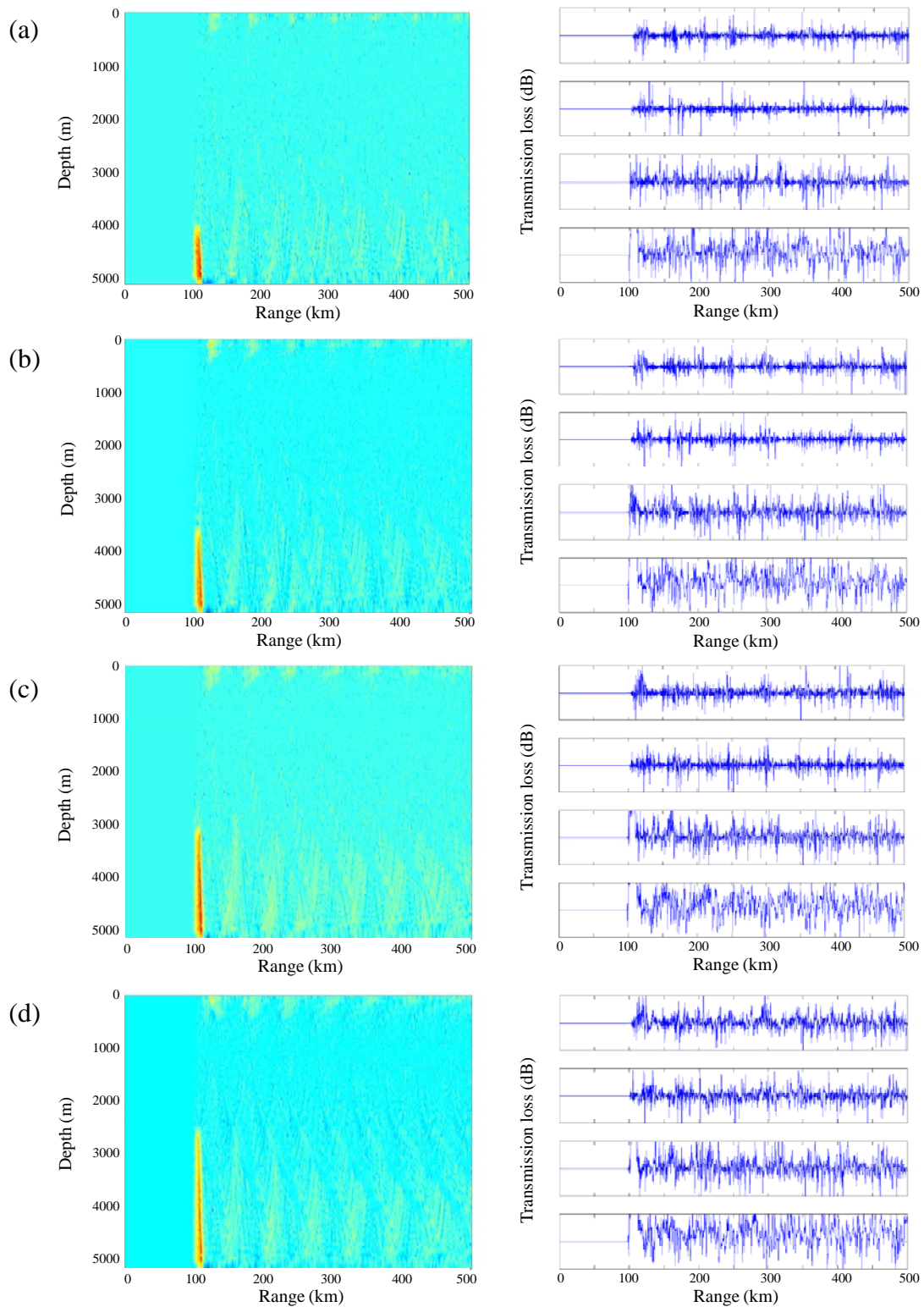


Fig.2-5 Difference of the pressure level in case of flat bottom and that including a seamount as a parameter of the seamount height. A seamount is arranged at the range of 100 km from the sound source. Height of seamount is 1000m(a), 1500m(b), 2000m(c), 2500m(d) and 3000m(e). Sound source is set on the channel axis depth of 1000 m, the frequency of the sound is 50 Hz.

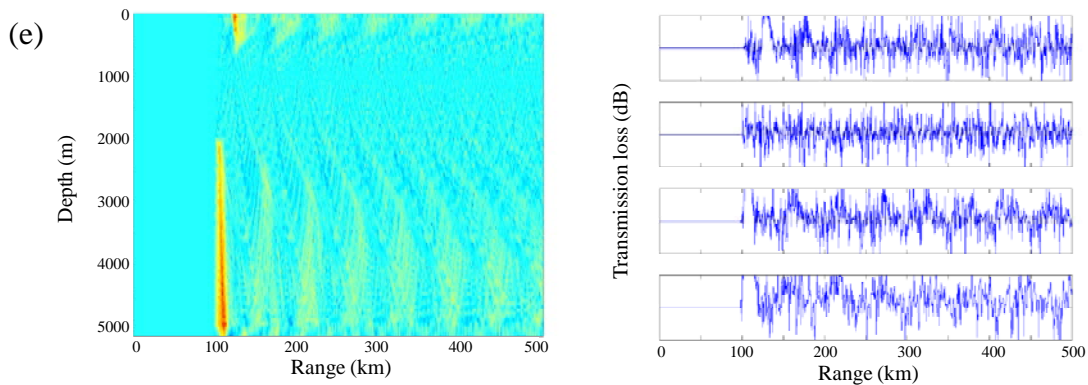


Fig.2-5 Difference of the pressure level in case of flat bottom and that including a seamount as a parameter of the seamount height.(Cont.)

2.4 海山の受波パルス列への影響

2.4.1 受波パルスの解析

前節では連続波による音圧分布を求めたが、実際の観測においてはパルスを用いることが一般的なため、本節では受波パルス列への影響を調べる。時間領域における波動方程式の解は、次式のように周波数領域の解の逆フーリエ変換により求められる[4]。

$$p(r, z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) p(r, z, \omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (2.30)$$

ここで $S(\omega)$ は音源のスペクトルで、 $p(r, z, \omega)$ は点 (r, z) における音圧である。このシミュレーションに用いる音源は、中心周波数 50 Hz のトーンバースト波である。音速プロファイル等の条件は同様であり、SOFAR軸上に置かれた音源から 500 km 離れた点 (r, z) における音圧を放物型方程式法によって求める。パルスの帯域幅は 48.75 から 51.25 Hz であり、0.01 Hz 間隔の各周波数で音圧を求める。そして求められた受波点における音圧スペクトルを逆フーリエ変換して、時間領域のパルス列に変換する。

この条件で求めたパルス列を Fig.2-7 に示す。これは海山が存在しない場合の例であり、音源深度は 1000 m である。時間 35-45 秒にほぼ等間隔のパルスが受波される。しかし、周波数の高い (200 Hz) 場合に典型的な個々のパルスの分離は見られない。時間 55 秒付近にある最後の振幅の大きなパルスは SOFAR 軸付近を伝搬したパルスである。

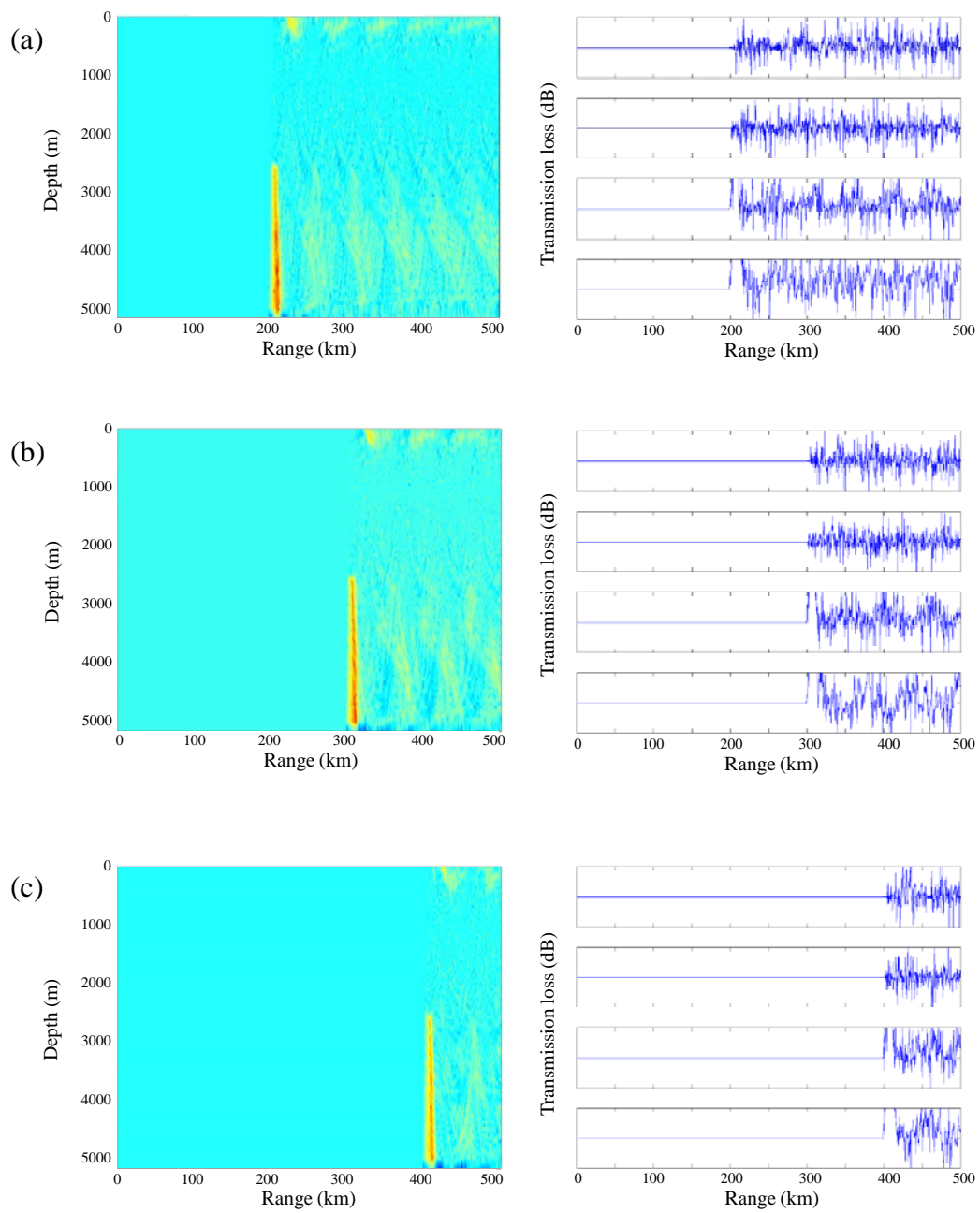


Fig.2-6 Difference pressure level by existence of the seamount.
 The range from the sound source to the seamount is 200(a), 300(b) and 400 km(c). The height of seamount is 1000m. Sound source is set on the channel axis depth of 1000 m, the frequency of the sound is 50 Hz.

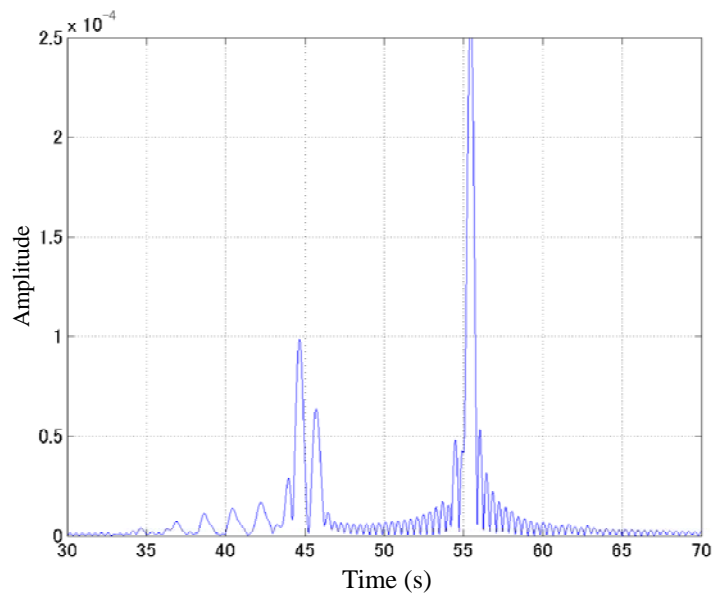


Fig.2-7 Pulse sequence of flat seafloor condition.
Sound source depth is 1000m.

2.4.2 海山による影響

実際の計測と比較するために、海山の位置と高さを変えてSOFARを伝搬するパルスを求めた。海山の位置 300 km、高さ 500 m の場合のパルス列を Fig.2-8(a) に示す。時間 35-45 秒のパルス列、すなわち最深部を通るパルスに影響がみられる。さらに海山を高めると全ての位置で軸付近を通るパルスを除いた全てのパルスに影響が生じる。Fig.2-8(b) は海山の位置が 400 km、その高さが海底から 3000 m の場合のパルス列である。ほとんどのパルスに影響が見られるが、時間 45 秒付近のパルスは、振幅、形状ともに変化しているが、その存在は維持されている。すなわち、海山の回折波などの影響は受けるものの十分な振幅が確保できるので何らかの補正処理を施すことが可能と考えられる。

2.4.3 季節変動の影響

前項までのシミュレーションでは、SOFAR軸深度と音源深度は同一であるという条件のもと計算を行っているが、季節変動の影響を調べるためこれをずらして計算をおこなう。実際の海域においては、一定深度に係留されている音源に対し、季節変動により SOFAR 軸深度が変化することを想定したものである。

Fig.2-9 は高さ 2000 m の海山を距離 200 km のところに配置した場合の受波パルスの例である。Fig.2-9(a) が SOFAR 軸深度 900 m に対し、音源深度が 1000 m のもの。Fig.2-9(b) が

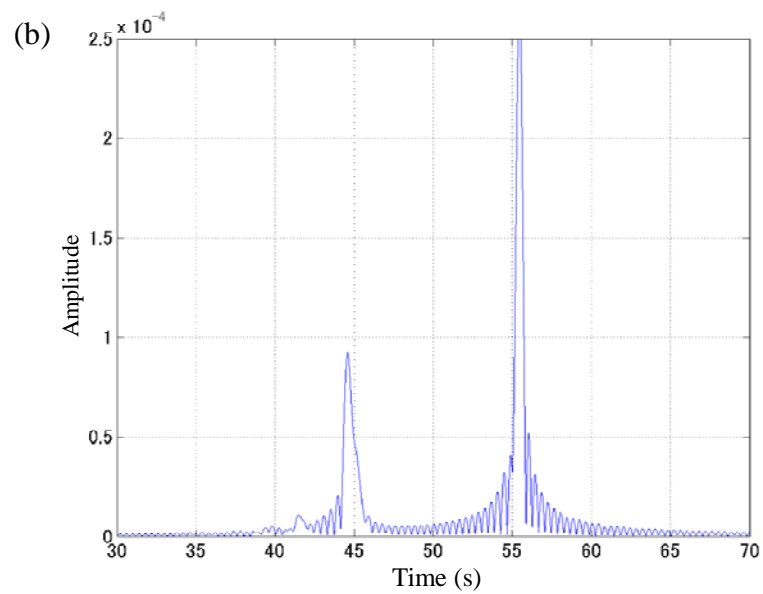
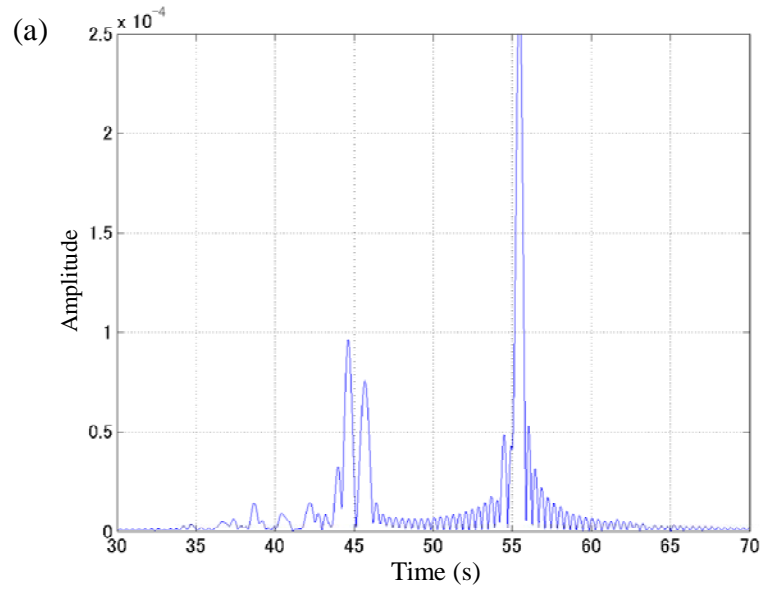


Fig.2-8 Pulse sequence effect by seamount. The seamounts are set on the range of 300 km (a) and 400 km(b) from the sound source. The height of the seamount from the seafloor is 500 m(a) and 3000m (b). Sound source depth is 1000 m.

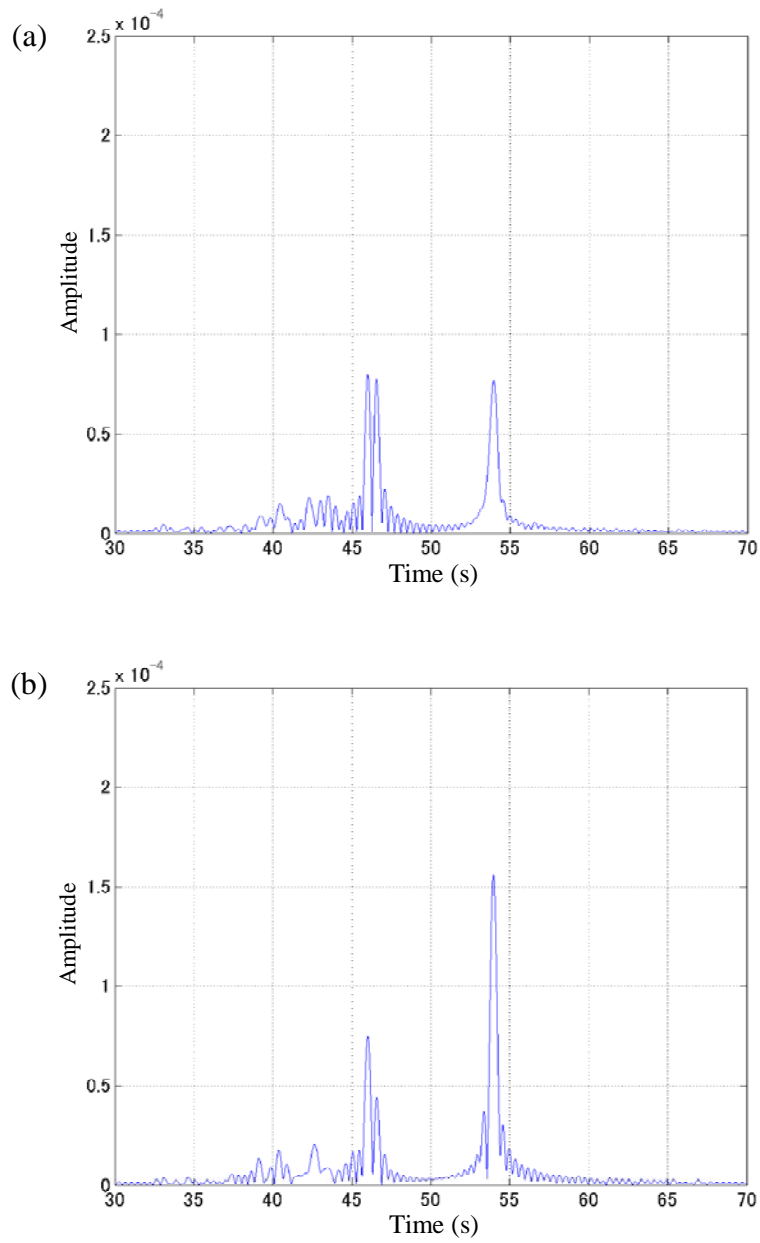


Fig.2-9 Example of the pulse sequence received at the range of 500 km. The seamount has the height of 2000 m is arranged at the range of 200 km from the sound source. The depth of the SOFAR axis is assumed to 900 m, but the depths of the sound source are 1000 m (a) and 900 m(b).

SOFAR 軸深度 900 m 対し、音源深度が 900 m である。

この結果からも、SOFAR 軸付近を伝搬してくる音波である時間 55 秒付近のパルス列への影響が大きいものの、時間 45 秒付近の中深度を伝搬してくる音波に対しては、季節変動の影響が少ないことがわかる。つまり、この場合でも振幅、形状ともに変化があるが、十分な振幅が確保できているため、何らかの補正処理が可能と考えられる。

2.5 まとめ

音波伝搬の基礎理論と後の解析に必要な放物型方程式法の差分計算法について述べた。また、長距離音波伝搬に関する音速構造を明らかにし、その代表的な構造であるサウンドチャンネル中の音圧分布を求め、その特性を示した。低周波音波の長距離伝搬を考えた場合、海山などの地域的変動や SOFAR 軸深度変化などの季節的变化に対する影響を調べる必要がある。特に、西太平洋海域は海山や海嶺など、複雑な海底地形をもつ。そこで、これら海底地形のうち海山をとりあげ、これが音波伝搬に及ぼす影響を周波数領域のみならず時間領域においても解析し、時間領域での解析の重要性を示した。すなわち、伝搬経路の途中に海山が存在する場合の音圧分布と受波パルス列に与える影響を調べた。その結果、SOFAR 軸の深部を伝搬するパルスについては周期的な影響があること、中深度を伝搬するパルスについてはその影響が少ないこと、また中深度を伝搬するパルスは音源が SOFAR 軸からずれても比較的変動が少ないことを示し、この特徴を用いることにより、長距離伝搬における海山の影響や季節変動の影響を除去できる可能性を見出した。加えて、長期観測において重要な季節変動の影響を明らかにした。

第3章 超長距離音波伝搬

3.1 はじめに

地球温暖化のモニターの一手段として、海中を超長距離伝搬する音波の活用が注目を集めている[1-3]。その伝搬経路にはSOFARチャンネルが用いられるが、伝搬距離が数千kmを超える超長距離では、伝搬経路における海底地形は大きく変化し、海山や海嶺が含まれることもある。また、伝搬媒質である海中にも海流、中規模渦、フロントなどが散在し単純な媒質ではない[4]。このような複雑な伝搬環境を伝搬する音波を、地球温暖化等のモニターに活用するためには、安定な伝搬が得られる経路の選定が重要であり、伝搬経路を選定するために音波伝搬シミュレーションが不可欠である。このシミュレーションには一般に時間領域の波動理論が用いられる[5]。波動理論にはノーマルモード法や放物型方程式法などがあるが、最近では、放物型方程式法が多く用いられている[6]。この放物型方程式法は、伝搬距離が短く周波数が低い場合には特に注意せずともかなりの精度で音場を求めることが出来る。しかしながら、伝搬距離が超長距離になると、通常の方法のままでは誤差が大きくなる。

このような解析において、パルス幅に対する検討はあまり行われていないとともに、この周波数帯の音波は特殊な場合を除きあまり利用されておらず、データもほとんど見当たらない。また、この周波数帯の音波を利用するためには、海洋生物への影響も考慮する必要がある[7]。そこで本章では、はじめに低周波観測における基礎データを取得するために、低周波音波の周波数とパルス幅、伝搬距離をパラメータとして、長距離伝搬のシミュレーションを行い、長距離伝搬を活用する際に必要となる受波パルス形状に対する影響を調べた。シミュレーションに使用する送信パルスはトーンバースト波であり、パルス幅を変えることによって、周波数帯域を変化させた。海洋におけるパルスの分散特性を把握するためには、広帯域のパルスが有効であり、トーンバースト波は、容易に周波数帯域を変化させることが可能である。シミュレーションで用いるパラメータは、周波数、パルス幅と伝搬距離である。特に長距離伝搬における受波パルス形状は、パルス同士の重なりや時間拡散の影響があるため、これらのパラメータを変化させることにより検討を行った。それにより、周波数と伝搬距離により最適な送波パルス幅があることを示す。

つぎに、計算ステップサイズによる誤差を検討する。放物型方程式法のシミュレーションは、音源における初期音場から逐次的に経路に沿って計算するために、音線法やノーマルモード法などと比べると計算時間が大きくなってしまふ。PE法では、解の安定性が保証され

ている場合、計算のステップサイズが小さいほど正確な解に収束することが知られている。しかしながら、この場合も計算時間は増大してしまう。実際の解析においては、計算時間は無限にあるわけではなく、現実的な時間内に解析を行う必要がある。そこで我々は、超長距離伝搬計算に適したステップサイズを求めるために、水平ステップサイズと鉛直ステップサイズを変化させてシミュレーションをおこなった。

さらに、位相誤差について検討を加える。従来、周波数領域における位相誤差は良く知られている[8,9]。また、時間領域における解析については、いくつかの代表的なPE法を用いた位相誤差の検討がなされている[10,11]。しかしながら、時間領域における超長距離伝搬の位相誤差、特に基準音速の選定とパルス伝搬時間の関係については検討がなされていない。放物型方程式の解は、空間の音場を表す包絡関数と距離の位相項との積として求められる。単一周波数で考えた場合、周波数領域の位相誤差は包絡関数の誤差であり、距離の位相項は寄与しない。しかしながら、時間領域の解は多周波成分からなるため、距離の位相項の寄与が大きくなる。このことによりパルスの伝搬時間に誤差が生じる。そこで、包絡関数と距離の位相項のいずれにも寄与する基準音速値の選定と、パルス伝搬時間変化との関係を明らかにし、誤差を最小にする方法を提案する。

3.2 シミュレーション環境によるパルス列への影響

3.2.1 送波パルスと受波パルス

地球規模の長距離伝搬の環境は、SOFAR軸が海面に近い極域から、1000 m以上の赤道付近まで広範に渡っている。極域の伝搬は海面の粗さや結氷の状況によって大きく変化する。しかし、その伝搬距離は大きくはない。最も長距離に渡る環境は、中緯度から赤道域に及ぶ伝搬環境である。そこで本シミュレーションでは、中緯度の海域を想定し、SOFAR軸深度が1000 mのMunk型音速プロファイル(Fig.3-1)を用いた。Munk型プロファイルの深度 z に対する音速 $c(z)$ は次式で表される[12]。

$$c(z) = c_0 \left[1 + \alpha (\eta + e^{-\eta} - 1) \right], \quad \eta = 2 \frac{z - z_0}{B} \quad (3.1)$$

ここで、 c_0 と z_0 は音速の最小値とそのときの深度である。また、このような長距離伝搬は当然距離依存環境であるから、解析手法には放物型方程式法を用いる[6]。しかしながら、本章では伝搬による影響のみを検討するため、シミュレーションで用いた環境は距離に依存せず、水深5000 mで一定とした。海底の音速と密度はそれぞれ1600 m/sと1600 kg/m³である。音源と受波点の深度はいずれもSOFAR軸上に設定し、音波の伝搬距離を1000, 2000, 3000

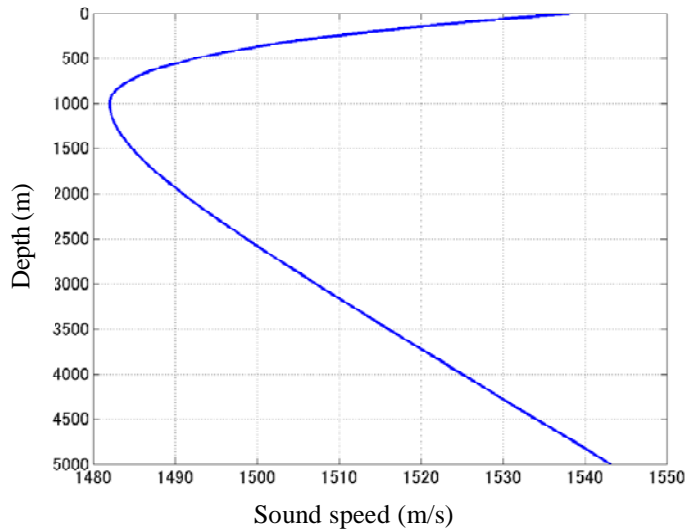


Fig.3-1 Sound speed profile.

kmとしてシミュレーションを行った。

シミュレーションに用いた周波数は20, 30, 40, 50, 60および70 Hzのトーンバースト波で、パルスの幅はトーンバースト波のサイクル数を2サイクルから10サイクルまで変えることにより変化させた。また、後述のステップサイズの検討では、長距離の吸収減衰を考慮して音源周波数を55 Hzとした。トーンバースト波のフーリエ変換は次式で表される[13]。

$$H(f) = T_0[Q(f + f_0) + Q(f - f_0)] \quad (3.2)$$

$$Q(f - f_0) = \frac{\sin\{2\pi T_0(f - f_0)\}}{2\pi T_0(f - f_0)}, \quad T_0 = \frac{n}{2f_0}$$

ここで、 T_0 はパルスの幅、 f_0 は搬送周波数を表わす。また、 n はトーンバースト波のサイクル数である。なお、スペクトルの振幅がゼロになる周波数 f は次式で求められる。

$$\frac{\sin\{2\pi T_0(f - f_0)\}}{2\pi T_0(f - f_0)} = \pm\pi \quad (3.3)$$

音源の周波数スペクトルは n の関数であることが知られている。送信波が搬送周波数30 Hz、2サイクルのトーンバースト波の形状と周波数スペクトルをFig.3-2に示す。このスペクトルの主要部、すなわちこの図では15 Hzから45 Hzまでの30 Hzを信号の帯域幅とする。この帯域幅は、トーンバースト波のサイクル数の増加と共に減少し、10サイクルでは27 Hzか

ら 33 Hz までの 6 Hz となる。

このようなパルス性音源に対する音場の解、すなわち、時間依存波動方程式の解は、次式のように周波数領域解の逆フーリエ変換によって求められる[8]。

$$p(r, z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\omega_m}^{\omega_m} S(\omega) p(r, z, \omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (3.4)$$

ここで、 r, z は受波点の水平距離と深度、 t は時間と角周波数である。 ω_m は Eq. (3.3) から得られる最大の角周波数である。そして $S(\omega)$ は放射される音波のスペクトルで、送信波のフーリエ変換によって求められる。 $p(r, z, \omega)$ は受波点の音圧スペクトルで、主ローブ部分に相当する。送信パルスの繰り返し周期は 20 秒とし、サンプリング定理からサンプリング周波数を 0.05 Hz でシミュレーションを行った[14]。なお、パルス列を表示する際は横軸に伝搬時間を表示するが、シミュレーションが長距離になると伝搬時間も長くなるため、表示が見づらくなる。例えば、伝搬距離が 6200 km の場合、最も遅く到達するパルスは SOFAR 軸上を伝搬する音波なので、その音速を 1500 m/s とすると伝搬時間は 4133.33 秒になる。ここで用いるシミュレーションでは、多くの場合パルスの実際の伝搬時間ではなく、その相対的な時間差が重要となるため、グラフを見やすくするため相対的な時間で表示することとする。つまり、グラフの時間原点は実際の伝搬時間ではなく、相対時間としての 0 秒を表示する。

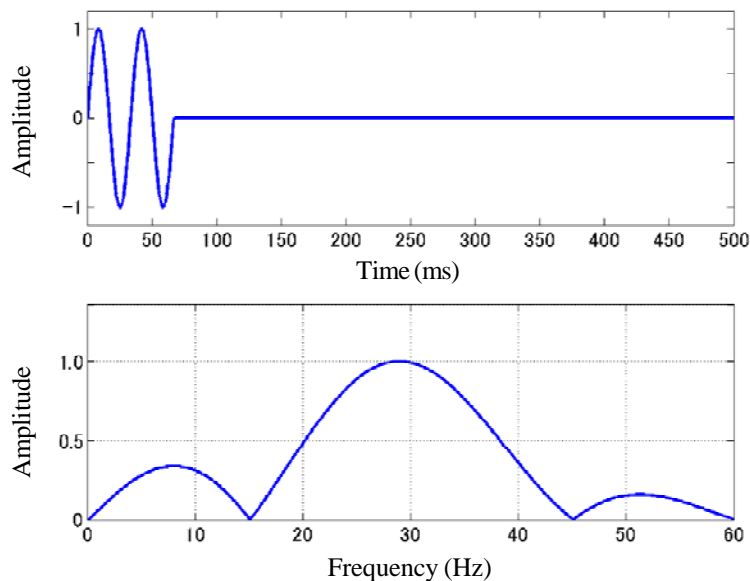


Fig.3-2 Waveform and frequency spectrum of a tone burst wave.

3.2.2 周波数とサイクル数による影響

距離 1000 km、周波数 70 Hz、10 サイクルのときのパルス波形を Fig.3-3 に示す。振幅が最も大きなパルスがSOFAR軸上を伝搬したパルスであり、それ以前のパルスはSOFAR伝搬パルスである。SOFAR伝搬パルスでは、パルスが互いに分離しており、SOFAR音波伝搬で特徴的な3本構造がみられる。この3本構造は、Fig.3-4に示すように、下部の転回回数を元としたサイクル数 N の固有音線を考えた場合、各 N 毎に4本の固有音線が存在する。まず、音源

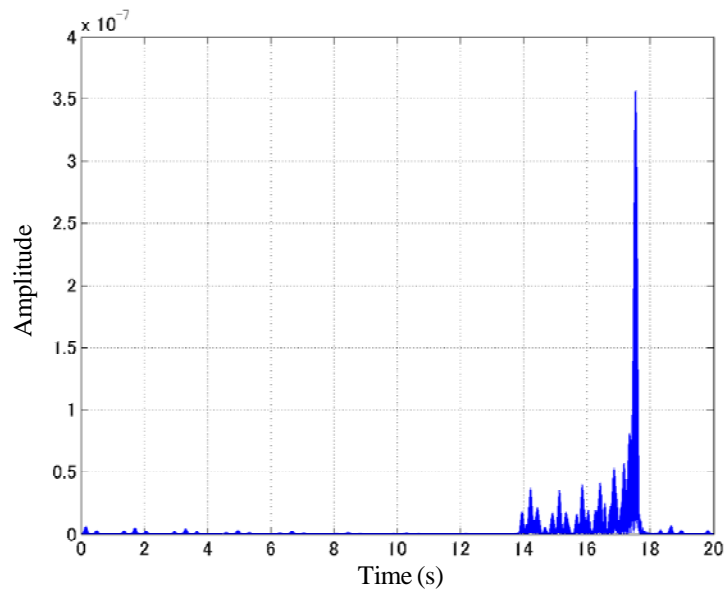


Fig.3-3 Received pulse for 10-cycle source pulse.
Carrier frequency: 70 Hz; range: 1000 km.

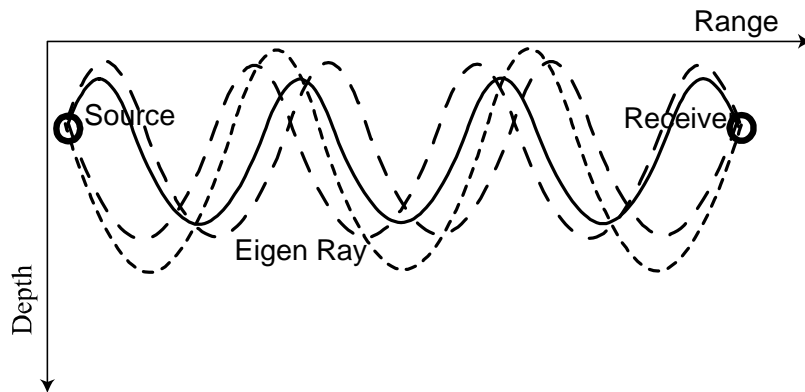


Fig.3-4 Eigen ray path in the case of $N=3$.

から下方に放射されて、下部で N 回、上部で $N-1$ 回屈折して、下方から受波器に到達する音線 (Fig.3-4 点線) これを SOFAR1 と呼ぶ。音源から上方に放射されて、上部と下部で N 回屈折して上方から受波器に到達する音線 (Fig.3-4 破線) これを SOFAR2 と呼ぶ。音源から下方に放射されて、上部と下部で N 回屈折して下方から受波器に到達する音線 (Fig.3-4 破線) これを SOFAR3 と呼ぶ。最後に、音源から上方に放射されて、上部で $N+1$ 回、下部で N 回屈折して上方から受波器に到達する音線 (Fig.3-4 実線) これを SOFAR4 と呼ぶ。SOFAR2 と3は伝搬距離が等しいので同時に到達し、干渉して振幅が2倍になる。SOFAR1はそれより先に、SOFAR4はそれより後に到達するため3本構造のパルスが形成されるものである。Fig.3-3では、ピークパルス周辺のパルスを除き、SOFAR伝搬パルスは3本構造のパルスとして分離することができる。このような3本構造のパルスが典型的なSOFAR伝搬パルスである。

次に、Fig.3-3で示した距離1000 km、10サイクルの条件は変えずに、周波数を下げた場合を考える。この場合は周波数の低下とともにSOFAR軸パルスの分離が悪くなり、30及び20 Hzではパルスの分離が困難になる。Fig.3-5に20 Hzのときの受波パルスを示す。この図ではSOFAR伝搬パルスの分離ができず、パルスを解析に利用することが困難になることがわかる。Fig.3-5ではピークパルスの右側、及び0~10秒の部分に折り返されて表示されているのが海面海底反射パルスであり、この図で示すように20 Hz、10サイクルの場合では、1000 km程度の伝搬でもその影響があることがわかる。

つぎに、パルス幅を短くした場合を考える。Fig.3-5の条件 (距離1000 km、20 Hz、10サイクル)から、パルス幅を狭くしていくと、5サイクルまではパルスの分離ができないが、2~4サイクルの場合では、パルスを分離することが可能となる。例として、3サイクルの受波パルスをFig.3-6に示す。他の周波数でも同様な傾向がみられ、30 Hzの場合には5サイクル、40 Hzの場合には8サイクルより送信音波のパルス幅が狭いときに受波パルスが分離している。

3.2.3 距離による影響

音波の伝搬距離による受波パルスの影響をみるため、1000, 2000, 3000 kmでシミュレーションを行った例を示す。Fig.3-7はいずれも送波パルスの搬送周波数が50 Hz、4サイクルの受波パルスであり、(a)(b)(c)はそれぞれ1000, 2000, 3000 kmのものである。図からわかるように、Fig.3-7(a)ではパルスが分離できるが、2000, 3000 kmと伝搬距離が長くなるにしたがい、パルスの時間拡散のため正常なパルスが形成されず、結果として識別が困難となる。これは、伝搬音波には分散性があるためであり、サイクル数の少ないもの、つまり周波数帯域が広いほどその傾向が大きくなる。逆に、サイクル数が多いもの、つまり周波数

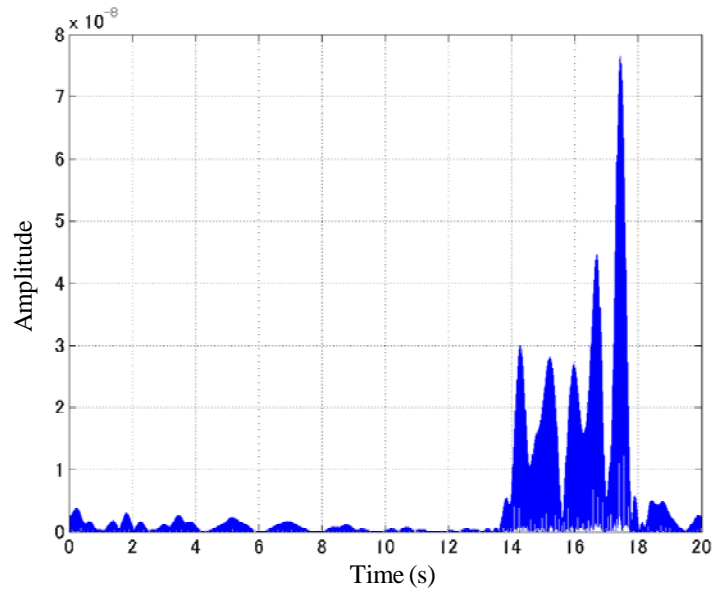


Fig.3-5 Received pulse for 10-cycle source pulse.
Carrier frequency: 20 Hz; range: 1000 km.

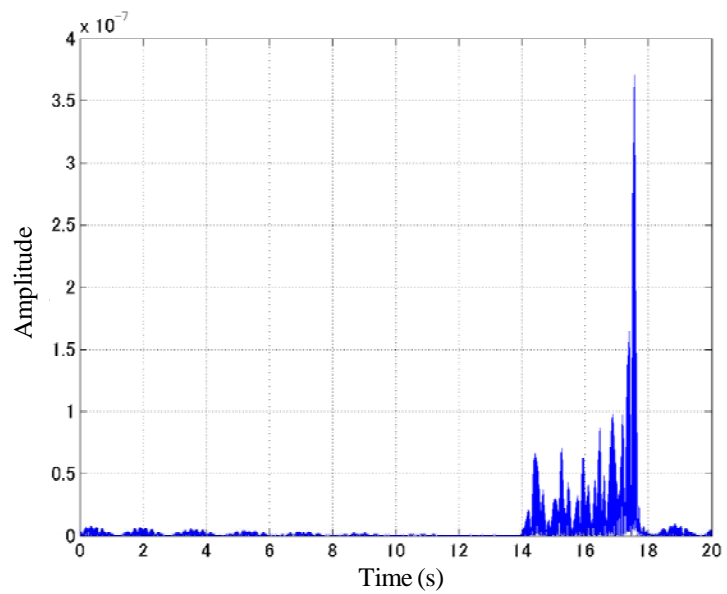


Fig.3-6 Received pulse for 3-cycle source pulse.
Carrier frequency: 20 Hz; range: 1000 km.

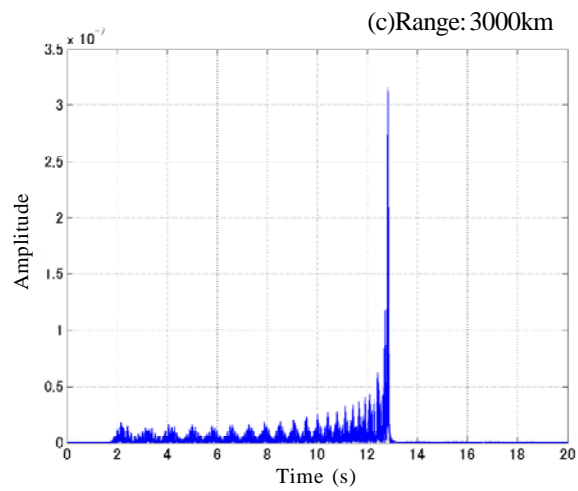
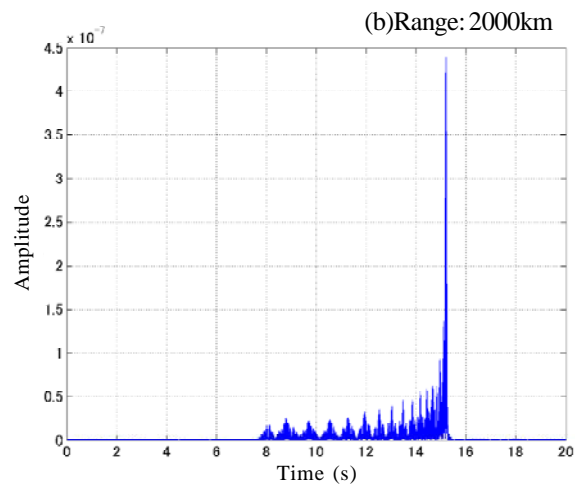
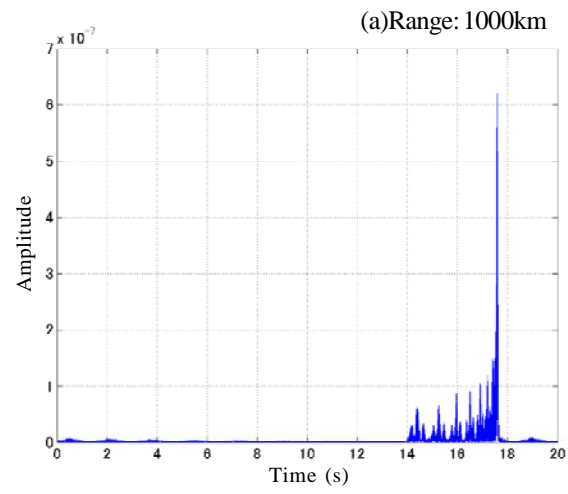


Fig.3-7 Received pulse for 4-cycle source pulse. Carrier frequency: 50 Hz. (a)Range: 1000 km, (b)Range: 2000 km, (c)Range: 3000 km.

帯域が狭いものは時間拡散が少ないが、パルスの分離が悪くなる。これらのことから、低周波音波を利用する場合、受波パルスを分離可能なものは、音波のパルス幅、周波数および伝搬距離により異なり、周波数 50 Hz の場合には 1000 km では 2 から 10 サイクルのほぼすべてのサイクル数で利用できるのに対し、2000 km では 5 から 10 サイクルが利用できる。さらに 3000 km では利用できるサイクル数が限定され、6 から 8 サイクルのものが、受波パルスの解析に利用できる可能性があることを示した。同様に、伝搬距離 3000 km で周波数を下げていくと、40 Hz では 6 から 8 サイクル、30 Hz では 5 から 7 サイクル、20 Hz では 4 から 5 サイクルのものが解析に利用できる。

ここで、パルスの時間拡散を見るために、SOFAR 軸を伝搬する音波のうち最初に届くパルスを拡大したものが Fig.3-8 である。伝搬距離は 1000 km、周波数は 50 Hz であり、(a) は 2 サイクルのもの、(b) が 6 サイクルのものである。6 サイクルでは、3 つのピークが明確に存在するのに対し、周波数帯域の広い 2 サイクルでは音波が時間拡散しており、3 つのピークを分離することはできない。さらにサイクル数を増加させると、周波数帯域が狭まるため、時間拡散が少なくなり、パルスの分離が容易になることが予測できる。

3.2.4 分散特性の影響

浅海においてはダクト伝搬による分散の影響が知られている [15]。広帯域信号は分散の影響を受けて広げられるため、この影響を把握しておくことが重要である。しかしながら、SOFAR のような深海ダクトの分散に関する研究は多くは行われていないのが現状である。SOFAR 伝搬する広帯域パルスの分散特性は、パワースペクトル計算することにより求める。Fig.3-9 に受波器に最初に到達したパルスのパワースペクトルを示す。パルスの搬送周波数と帯域幅はそれぞれ 50 Hz と 60 Hz である。実線、破線及び一点鎖線はそれぞれ伝搬距離 300, 1000 および 2000 km を示す。距離によりパワースペクトルの中心周波数は変化するが、SOFAR 伝搬パルスの分散が明確にわかる。

3.2.5 水深のパルス列への影響

前項に述べたように、SOFAR チャンネルを長距離伝搬したパルス列の中には特異な分散の影響を受けたパルスが存在する。そこで、この項では分散の影響を受けるパルスとそれにかかわる要因を調べる。浅海域を伝搬する低周波音波は海面と海底の影響により周波数により異なった位相速度を持つ。これは構造的な分散として良く知られている。しかし、深海域では、音波の波長に対して水深が十分に大きいため構造的な分散はあまり問題とはならなかった。しかしながら、最近、低周波長距離伝搬を地球環境のモニターとして活用する研究

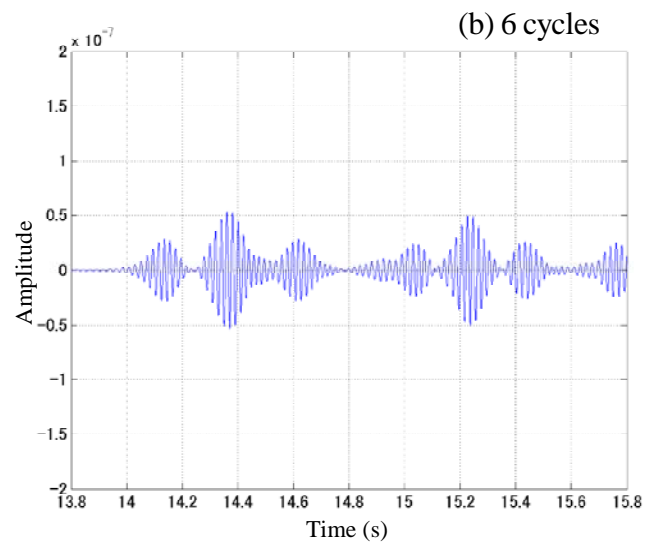
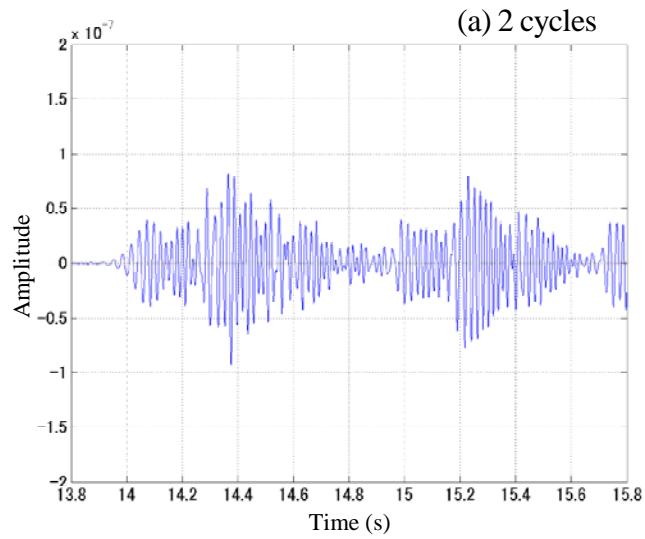


Fig. 3-8 Magnification of received pulse. Carrier frequency: 50 Hz; range: 1000 km. (a) 2 cycles, (b) 6 cycles.

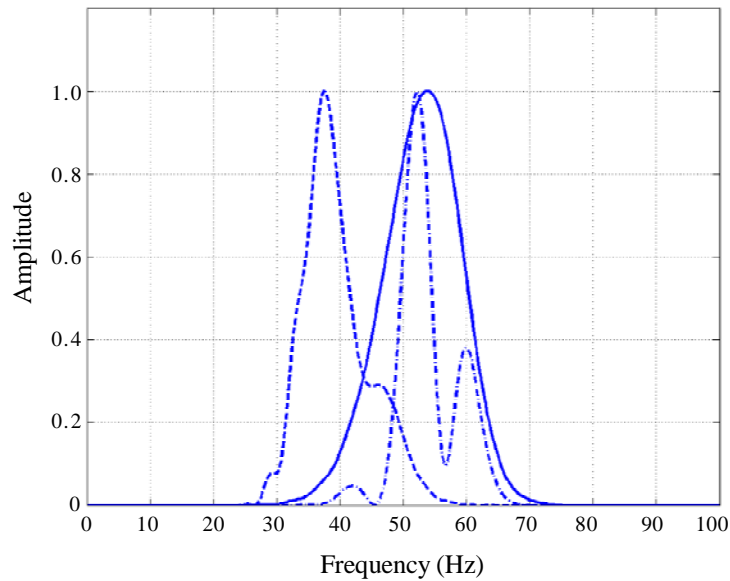


Fig.3-9 Power spectrum of the first pulse for 2-cycle pulse of 50 Hz.

solid line: 300 km, broken line: 1000 km, dashed-dotted line: 2000 km

がすすむにつれ、分散の影響も考慮する必要があるが生じている[3]。K.E.Wage et al. は低次のモード分散と時間変動について調べており[16]、L.A.Colosi et al. はパルスの変動とパルスの時間拡散について調べている[17]。これらに関連した研究の多くはSOFARチャンネルの軸近傍を伝搬した遅いパルスの変形を記述しているが、速いパルスの変形は調べられていない。そこで、この速いパルスの変形に寄与する要因を調べるために、水深を変化させてパルス列を求める。

海面の音速に対して海底上の音速が上下するように、4通りの水深(4600, 4700, 4900および6000 m)を選ぶ。各水深に対する海底上の音速および海面の音速はそれぞれ1535.8, 1537.7, 1541.1, 1559.6および1538.5 m/sである(Fig.3-10)。海底中の音速はいずれの場合も1600 m/sである。分散性の影響は広帯域信号ほど大きくなり、また、狭帯域信号はパルス長が長くなるため、パルス列の詳細を調べるためには適していない。そこでここでは、サイクル数5のトーンバースト波を送波信号として用いる。伝搬距離を3000 kmとして、各水深に対して得られたパルス列をFig.3-11に示す。Fig.3-11 (a), (b), (c), (d) はそれぞれ水深4600, 4700, 4900および6000 mに対応している。全体を通してみると、相対伝搬時間12秒より以降のパルスはSOFAR特有の3つのパルスから構成されるパルス群が並んでいる。これらは水深によって変化しない。すなわち、海面や海底の影響を受けない、いわゆる

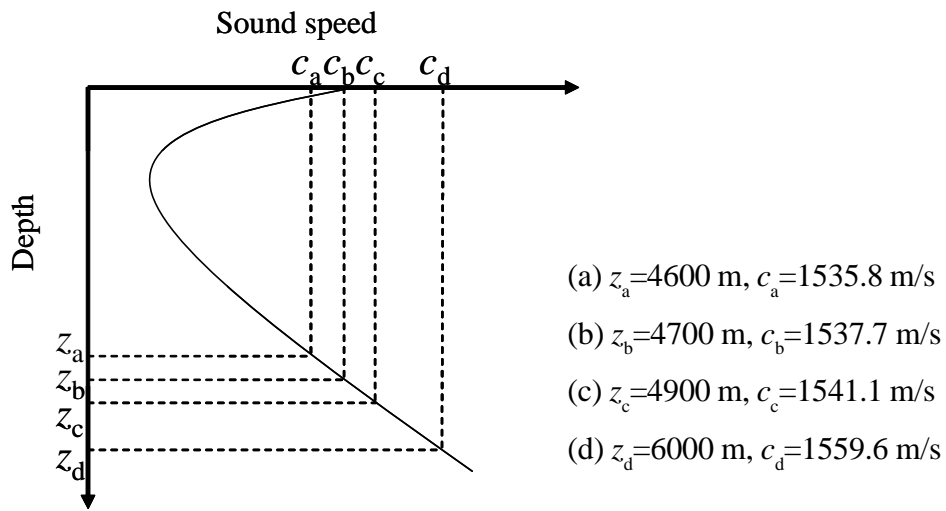


Fig.3-10 Sound speed profile used for simulation.

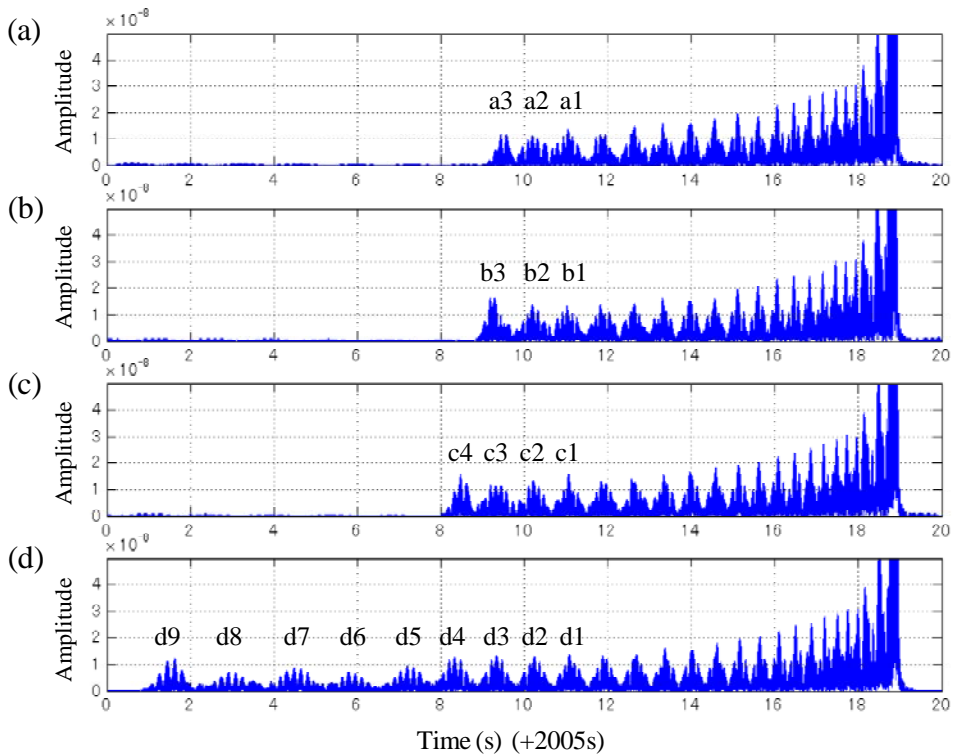


Fig.3-11 Received pulse for 5-cycle source pulse at 3000 km.

Depths of water are (a) 4600 m, (b) 4700 m, (c) 4900 m and (d) 6000 m.

SOFARパルスである。これら SOFAR パルスより早く到達するパルスは水深によって大きく変化していることが分かる。Fig.3-11(a) と (b) では、海底上の音速は海面の音速より少し小さいかほぼ同じである。速く到達するパルス、 a_3, a_2, b_3, b_2 は海面と海底の両方の影響を受けていると考えられる。海面と海底の両方の影響を受ける条件は浅海域の伝搬条件と同じである。浅海域における低周波音波の位相速度は周波数によって大きく変化する。それに伴って、パルス性音波は時間拡散することが良く知られている [18]。 a_3, a_2, b_3, b_2 に見られる波形の変形は特異な分散によるものと考えられる。また、パルス b_3 はパルス a_3 より速く到達している。これは水深変化の影響であることが明らかである。Fig.3-11(c) では、海底上の音速が海面の音速より大きくなっている。パルス c_2, c_3, c_4 は、Fig.3-11(a), (b) のパルスと同様な変形をしている。これらは海面と海底の影響を受けているものと考えられる。しかしながら、パルス c_1 は c_2, c_3, c_4 とは異なり、むしろ海底の影響を全く受けないパルス d_1 と同じ形状をしている。したがって、パルス c_1 は海面の影響は受けるが海底の影響は受けないと考えられる。Fig.3-11(d) は水深が 6000 m の場合である。パルス d_9 は c_4 に類似しており、海底の影響を受けていると考えられる。またパルス d_9 を除いたその他のパルス d_1, d_2, \dots, d_8 は海底の影響を受けていないと考えられる。これらはパルス d_1 からパルス d_8 まで徐々にパルス幅が広がっており、海面の影響による特異な分散と考えられる。この分散は図から分かるように、海面と海底が影響する場合の分散に比べてかなり小さいが、長距離伝搬ではその影響が現れるものと考えられる。

3.2.6 分散曲線

海底と海面の影響により、早く到達するパルスに波形変形が生じることを示したが、次に波形変形を起こす原因について調べる。パルスの形状変化は、それらを構成する成分の位相速度の変化を調べることによって明らかにすることができる。ノーマルモード法を用いると、パルスは幾つかのモードの和として表される。それらのモード m の位相速度 V_m は次式で表される [18]。

$$V_m = \frac{\omega}{k_m} \quad (3.5)$$

ここで k_m はモード m の水平方向波数である。この水平方向波数は、次の特性方程式の解として求めることができる [19]。

$$A_N \left\{ \mu(k) \rho_{N+1}^{-1} Ai[Z_N(z_N)] + \omega^2 \beta_N L_N^2 \rho_N^{-1} Ai'[Z_N(z_N)] \right\} \\ + B_N \left\{ \mu(k) \rho_{N+1}^{-1} Bi[Z_N(z_N)] + \omega^2 \beta_N L_N^2 \rho_N^{-1} Bi'[Z_N(z_N)] \right\} = 0 \quad (3.6)$$

$$\beta_N = (c_{T,N}^{-2} - c_{B,N}^{-2}) h_N^{-1}, \quad L_N = (\omega^4 \beta_N^2)^{-1/6}$$

ここで $Ai(x)$, $Bi(x)$ はエアリー関数で、 A_N, B_N はエアリー関数の係数、 $Z_N(z_N)$ は規格化深度である。 ρ は密度、 ω は角周波数、 μ は垂直方向波数、 k は水平方向の波数である。 N は垂直方向に分割された層の最深部の層番号である。

前項に示した図の計算に用いた音源信号は5サイクルからなるトーンバースト波である。この信号の帯域幅は40 Hzから60 Hzまで20 Hzである。この周波数範囲でモードの位相速度を求めた結果を Fig.3-12(a), (b) に示す。Fig.3-12(a) は低次のモード(10-30)に対する分散曲線である。周波数の減少と共に位相速度は単調に増加する。その増加の割合はモードが大きくなるほど大きくなる。Fig.3-12(b) は高次のモード(60-80)に対する分散曲線である。モード60の場合、周波数の減少と共に位相速度は単調に増加する。しかしながら、より高次のモードは、位相速度が約1548 m/sから階段状に増加することが分かる。使用した音速プロファイルで、海底表面における音速は1543.13 m/sである。すなわち、位相速度が海底表面の音速より、ある程度大きくなったときに階段状に変化することが分かる。この変化点はモードの垂直音圧分布の形状に関係すると考えられる。Fig.3-12(b)の破線はモード80の曲線を単調に延長したものである。すなわち、海底の存在により、位相速度が階段状にかなり減少することが分かる。これらの成分が合成されて形成されるパルスは、海底の影響がない場合のパルスとは形状が異なることは明らかである。

3.3 ステップサイズによる影響

3.3.1 ステップサイズの変化

ステップサイズの検討に先立ち、超長距離伝搬計算では計算精度が重要であると考えられるため、計算精度の検討を行った。はじめに従来から知られているPEコードをもとに、単精度、倍精度、倍々精度のコードに変換した。それぞれのコードで音源から距離7000 kmまでのSOFAR軸上の音圧を求め、数値を比較した。その結果、有効数字8桁以内で、倍精度、倍々精度の結果が全ての距離で一致することを確認した。そこで、本報告のシミュレーション計算は、全て倍精度でおこなうこととしている。

シミュレーションに用いた水平ステップサイズは、 $1/2$ から $1/20$ までの6種、鉛直ス

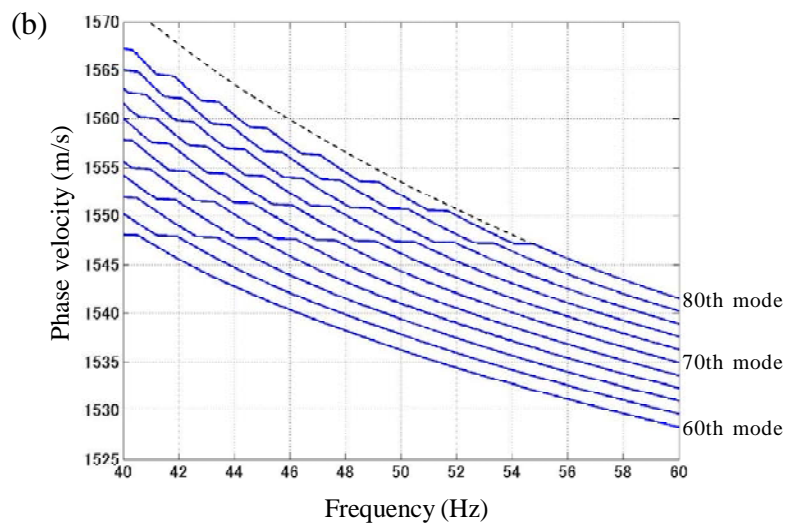
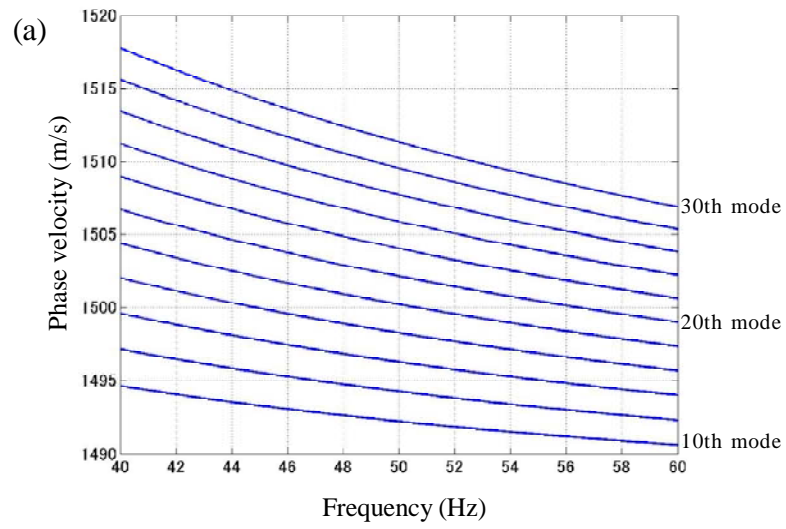


Fig.3-12 Dispersion curves of (a) lower modes (10-30) and (b) higher modes (60-80).

ステップサイズは 1/4 から 1/32 までの 8 種とし、それらを変化させながら距離 6800 km から 7000 km にわたる伝搬損失を求めた。

はじめに、鉛直ステップサイズを一定として、水平ステップサイズを小さくしながら、伝搬損失の値が収束する状況を調べた。Fig.3-13 は鉛直ステップサイズを 1/16 として、水平ステップサイズが 1/16 (Fig.3-13 (a)) と 1/8 (Fig.3-13 (b)) の場合の伝搬損失曲線である。これらはかなり良く一致していることが分かる。同様に、水平ステップサイズを一定として、鉛直ステップサイズを小さくして値の収束を調べたものが Fig.3-14 である。水平ステップサイズは 1/20 とし、鉛直ステップサイズが 1/24 (Fig.3-14 (a)) と 1/20 (Fig.3-14 (b)) の場合を示した。この図ではわずかな違いが認められるが、ほぼ一致していると思わせる。以上の結果から、周波数 55 Hz、伝搬距離 7000 km 以内では、水平ステップサイズ 1/8、鉛直ステップサイズ 1/20 又は 1/24 が適切であると考えられる。

3.3.2 鉛直分割と標準偏差

伝搬損失の標準偏差を求めることにより、ステップサイズの値の妥当性を確かめる。そのため、現実的に分割可能な鉛直の最小分割を 1/36 とし、このときの伝搬損失を基準として、その基準値との差の標準偏差を求める。距離 6800 km から 7000 km にわたる 1 km 間隔の伝搬損失を X_{36} とする。また、分割間隔が 1/4, 1/8, 1/12, 1/16, 1/20, 1/24, 1/28, 1/32 のときの伝搬損失をそれぞれ $X_4, X_8, X_{12}, X_{16}, X_{20}, X_{24}, X_{28}, X_{32}$ とする。これらと X_{36} との差を $D_4, D_8, D_{12}, D_{16}, D_{20}, D_{24}, D_{28}, D_{32}$ とする。これら基準値との差の標準偏差を次式で求める。

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{k=1}^N (D_{nk} - \bar{D}_n)^2} \quad (3.7)$$

ここで $D_4, D_8, D_{12}, D_{16}, D_{20}, D_{24}, D_{28}, D_{32}$ の各項を D_{nk} とした。またそれらの平均値を \bar{D}_n とした。求められた標準偏差を Table 3-1 に示す。水平分割が 1/8 を超えると偏差が急激に増大する。一方、鉛直分割は、水平分割が小さい場合は鉛直分割の増大とともに偏差も増大するが、水平分割が大きい場合は鉛直分割による変化はあまり顕著ではない。全般的には、分割を小さくすればするほど標準偏差値は減少していくことが分かる。しかしながら、分割を小さくした場合、伝搬損失の微少な変動が増大するだけで全体的な変動はあまり変化しないことが多い。そこで計算値と測定値を比較する場合、計算値を平坦化するのが一般的である。海中の伝搬損失の測定値と計算値を比較する場合、計算値の方が変動することが多く、

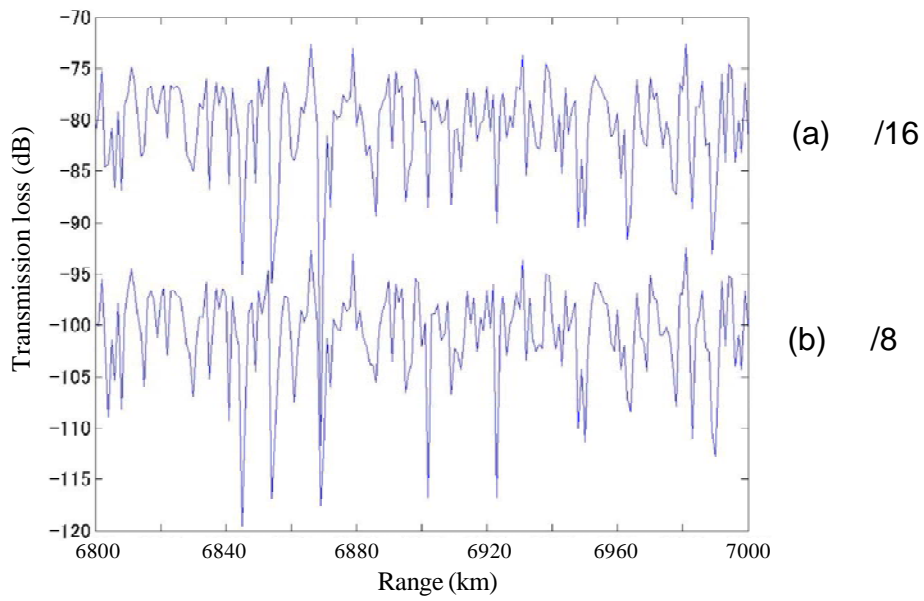


Fig.3-13 Propagation loss curves of range from 6800 km to 7000 km when the vertical step size is /16.

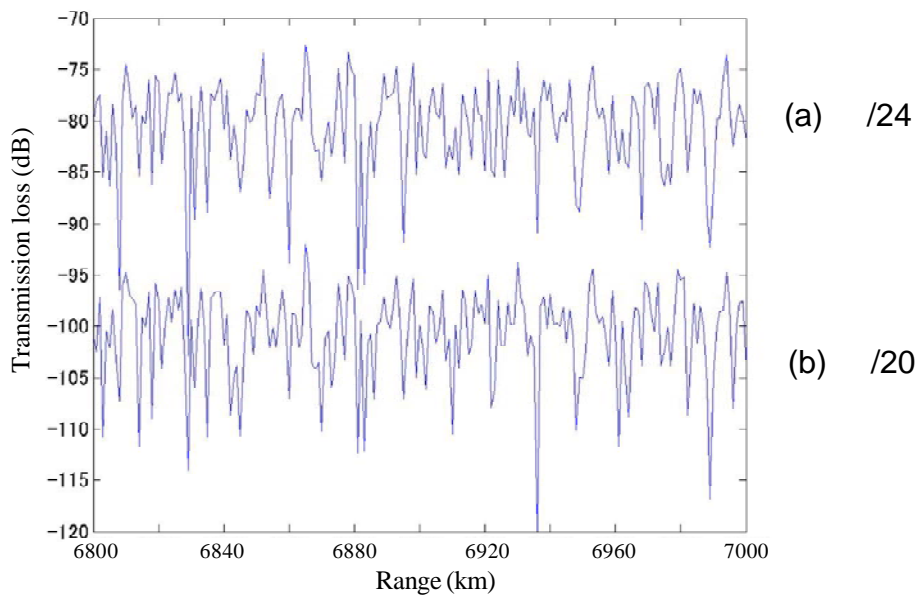


Fig.3-14 Propagation loss curves of range from 6800 km to 7000 km when the horizontal step size is /20.

Table 3-1 Standard deviation of each step size.

		Horizontal step size					
		/2	/4	/8	/12	/16	/20
Vertical step size	/4	7.2480	6.2712	7.2350	7.7589	7.7352	7.7361
	/8	7.2359	6.3842	5.7890	5.6100	5.5629	5.5580
	/12	6.8960	6.0686	5.5851	5.4107	5.3467	5.3379
	/16	7.5999	5.9918	5.2181	5.1058	5.1267	5.1212
	/20	7.7149	6.1205	4.9832	4.5911	4.5779	4.5785
	/24	6.7130	5.7633	4.3235	4.2475	4.2377	4.2355
	/28	7.4304	5.4153	3.5977	2.9254	2.7803	2.7589
	/32	7.4105	4.8432	1.9408	1.6333	1.4522	1.4245
	/36	7.3566	4.7708	1.9408	0.3939	0.0569	-

Table 3-2 Calculation time of each step size.

(sec)

		Horizontal step size					
		/2	/4	/8	/12	/16	/20
Vertical step size	/4	254.47	530.50	982.37	1714.66	2285.21	2451.07
	/8	497.52	1043.33	1916.03	3363.26	4501.81	4789.07
	/12	751.13	1549.47	2877.66	5037.06	6731.59	7150.07
	/16	1000.83	2067.17	3891.49	6720.66	8951.79	9668.76
	/20	1255.37	2597.35	4873.00	8416.11	11394.81	12121.59
	/24	1512.83	3139.03	5819.74	10238.50	13586.91	14582.00
	/28	1752.57	3630.85	6724.40	11794.98	15810.59	16873.96
	/32	1993.01	4155.69	8693.74	13456.25	17912.21	19124.97
	/36	2260.57	4715.00	8775.98	15343.54	20469.24	21909.13

しばしば平滑化が行われる。従って、偏差値の差ほど結果に影響しないと考えられる。以上の結果から、水平分割は 1/8、鉛直分割は 1/20 か 1/24 が適切と考えられる。

これらの計算に要した計算時間を Table 3-2 に示す。当然のことながら、分割を細分化するほど計算時間が大きく増大する。実際の伝搬実験は連続波でなくパルスを用いて計測されるため、計算時間は計算する周波数の数に応じて飛躍的に増大する。たとえば、周波数 55 Hz、距離 7000 km の超長距離伝搬パルスは、約 2200 の周波数成分を合成して求められる。この場合、水平分割が 1/8、鉛直分割が 1/20 として、距離 7000 km におけるパルス列を求めるに要する時間は約 3000 時間である。

3.3.3 パルス列への影響

前節で求めたステップサイズを用いて、時間領域における到達パルス列を計算することにより、適切なステップサイズの検証を行う。パルスは 2 サイクルから 10 サイクルまでのトーンバースト波とし、比較のために水平、垂直ステップサイズを変化させた計算を行った。Fig.3-15 に距離 4000 km、6 サイクルのトーンバースト波を伝搬させた場合のパルス列を示す。Fig.3-15(a) は水平分割が 1/2、鉛直分割が 1/4、Fig.3-15(b) は水平分割が 1/8、鉛直分割が 1/20 である。

長距離を伝搬したパルスの場合、時間拡散による影響で早く到達するパルスではその判別が難しくなることがわかっている。しかしながら、Fig.3-15(a) では、早く到達するパルスだけではなく、すべてのパルスにおいて SOFAR 伝搬パルスに特有な 3 本構造がみられない。これは、計算ステップサイズによる影響が疑われる。逆に、計算ステップサイズを細かくした Fig.3-15(b) では、SOFAR 伝搬パルス特有の 3 本構造のパルスが判別可能である。このことから、パルス伝搬においても、超長距離伝搬においては計算ステップサイズを細かくして計算しなければならないことが伺える。

次に、Fig.3-16 に距離 6000 km、6 サイクルのトーンバースト波を伝搬させた場合のパルス列を示す。この場合においても SOFAR 伝搬パルスに特有な 3 本構成のパルスが判別可能である。この傾向はトーンバースト波のサイクル数が 2 から 10 サイクルの場合でも同様で、パルスの判別が可能である。

以上の結果から、パルス伝搬においても、超長距離伝搬においては、周波数 55 Hz、伝搬距離 7000 km 以内では、水平ステップサイズ 1/8、鉛直ステップサイズ 1/20 又は 1/24 が適切であると考えられる。

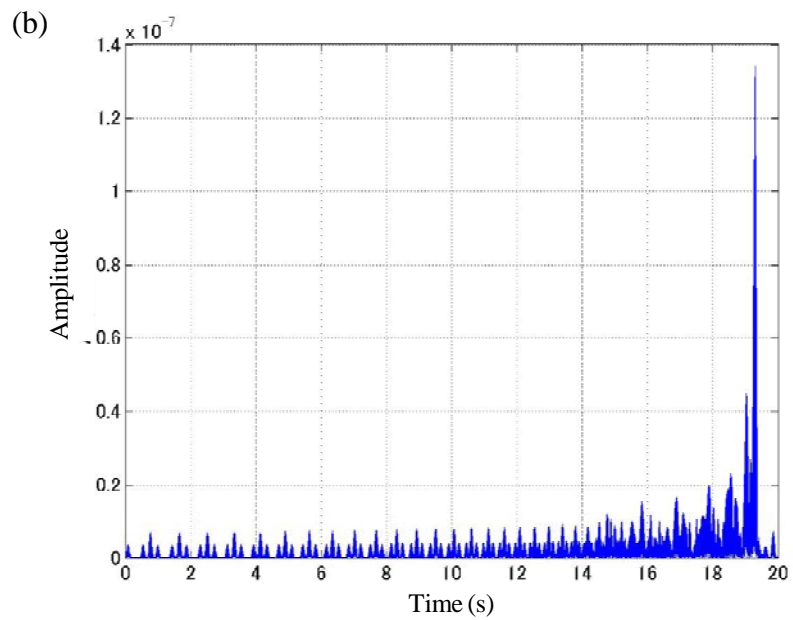
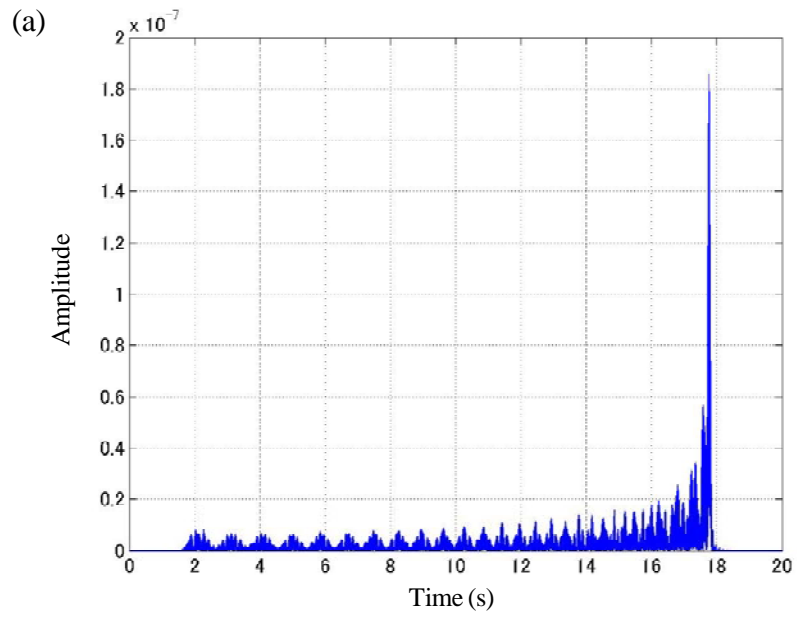


Fig.3-15 Received pulse of 6 cycles sound source.

(a) Range: 4000 km H: /2 V: /4

(b) Range: 4000 km H: /8 V: /20

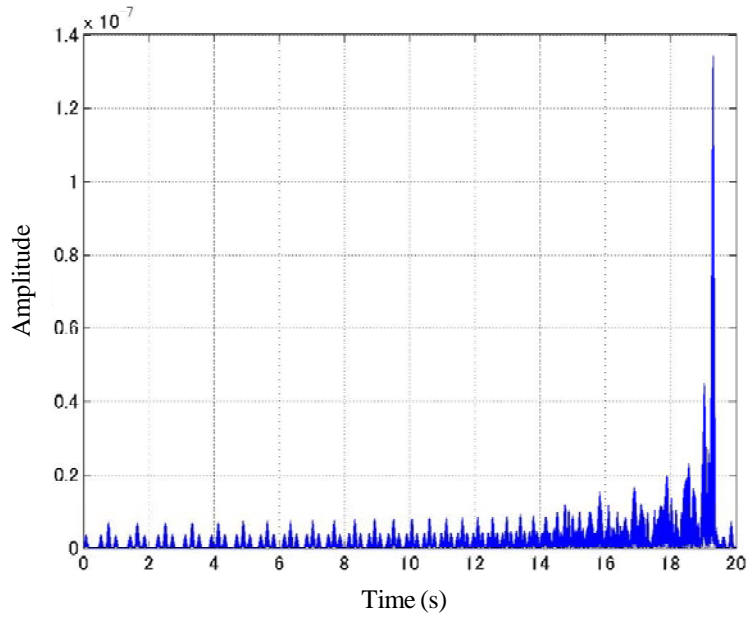


Fig.3-16 Received pulse of 6 cycles sound source.
Range: 6000 km H: /8 V: /20

3.4 位相誤差の影響

3.4.1 放物型方程式法の近似解

第2章で述べたように、海中の音波伝搬は波動方程式で支配され、その解はEq. (2.19)に示したように次の形の式で表される。

$$p(r, z) = \psi(r, z) H_0^{(1)}(k_0 r) \quad (3.8)$$

$\psi(r, z)$ は包絡関数、すなわち音場を表す項である。また $H_0^{(1)}(k_0 r)$ は距離の位相項で、円筒拡散と距離の位相を表す。これらは互いに独立でなく、積の形で解を形成している。Eq. (3.8)をEq. (3.9)に示す円筒座標系の波動方程式に代入して、遠距離近似 $k_0 r \gg 1$ を用いて変形すると、Eq. (3.10)が得られる。

$$\frac{\partial^2 p}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} + k_0^2 n^2 p = 0 \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + 2ik_0 \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + k_0^2 (n^2 - 1) \psi = 0 \quad (3.10)$$

ここで次の演算子を導入する[8]。

$$P = \frac{\partial}{\partial r}, \quad Q = \sqrt{n^2 + \frac{1}{k_0^2} \frac{\partial^2}{\partial z^2}} \quad (3.11)$$

これらの演算子を用いると、Eq. (3.10)は次のように書き直すことが出来る。

$$(P + ik_0 - ik_0 Q)(P + ik_0 + ik_0 Q)\psi - ik_0 [P, Q]\psi = 0 \quad (3.12)$$

$$[P, Q]\psi = PQ\psi - QP\psi$$

この式の第1項は前進波成分、第2項は後退波成分を表し、そして第3項は演算子 P と Q の交換子である。距離依存性が大きくない環境では第3項は小さく無視することが出来る。また、媒質に大きな不連続がない場合、後退波は小さいので無視することが出来る。

したがって、次式が得られる。

$$P\psi = ik_0(Q - 1)\psi \quad (3.13a)$$

または、

$$\frac{\partial \psi}{\partial r} = ik_0 \left(\sqrt{n^2 + \frac{1}{k_0^2} \frac{\partial^2}{\partial z^2}} - 1 \right) \psi \quad (3.13b)$$

ここで便宜的に次の置換を行うと、

$$\varepsilon = n^2 - 1, \quad \mu = \frac{1}{k_0^2} \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \quad q = \varepsilon + \mu \quad (3.14)$$

Q は Eq. (3.11)から次のように簡単な形で表される。

$$Q = \sqrt{1 + q} \quad (3.15)$$

この式を次のように級数展開すると、計算が可能な形になる。

$$\sqrt{1+q} = 1 + \frac{q}{2} - \frac{q^2}{8} + \frac{q^3}{16} + \dots \quad (3.16)$$

ここで級数が収束するために $|q| < 1$ でなければならない。また、高い計算精度を必要とする場合は項数を多く取らなければならず、計算処理が複雑になる。その煩雑さを軽減し精度を向上する方法として、次のような分数に近似する方法がとられている。

$$\sqrt{1+q} \cong \frac{a_0 + a_1 q}{b_0 + b_1 q} \quad (3.17)$$

ここで a_0, a_1, b_0, b_1 は任意の定数である。これらの定数の選び方によって近似度が変わる。以下の式はそれぞれTappert, Claerbout, Greeneらが提唱する式である。

$$\sqrt{1+q} \cong 1 + 0.5q \quad (3.18a)$$

$$\sqrt{1+q} \cong \frac{1 + 0.75q}{1 + 0.25q} \quad (3.18b)$$

$$\sqrt{1+q} \cong \frac{0.99987 + 0.79624q}{1 + 0.30102q} \quad (3.18c)$$

3.4.2 位相誤差

前節で述べたように、前進波方程式、Eq. (3.13b)を計算可能にするためEq. (3.17)の近似を導入した。その結果、使用可能な角度の範囲が限定され、位相誤差が生じる[8]。まず、近似と角度との関係を明確にするため、次のような平面波解を考える。

$$\psi = e^{i(k_r r + k_z z)} \quad (3.19)$$

ここで k_r と k_z はそれぞれ水平方向と鉛直方向の波数である。これらは次の関係から角度と関係付けられる。

$$\sin \theta = \pm \frac{k_z}{\sqrt{k_r^2 + k_z^2}} \quad (3.20)$$

同様に μ と q も角度と関係付けられる。

$$\mu = \frac{1}{k_0^2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} = -\frac{k_z^2}{k_0^2} = -n^2 \sin^2 \theta \quad (3.21)$$

$$q = \varepsilon + \mu = (n^2 - 1) - n^2 \sin^2 \theta \quad (3.22)$$

基準音速 c_0 を音源の音速と等しくすると屈折率は1になる。したがって、

$$q = -\sin^2 \theta_0 \quad (3.23)$$

ここで θ_0 は $n=1$ のときの音源からの放射角である。この式から q の値によって放射角の範囲が決まることが分かる。

Eq. (3.23) の関係を用いると、各近似式の誤差の大きさを比較することが出来る。ヘルムホルツ方程式の Q は Eq. (3.15) から得られる。その他の Tappert の式の Q_T 、Claerbout の式の Q_C 、Greene の式の Q_G は、それぞれ Eq. (3.18a)、Eq. (3.18b) および Eq. (3.18c) から得られる。

$$Q = \sqrt{1 - \sin^2 \theta} \quad (3.24a)$$

$$Q_T = 1 - \frac{\sin^2 \theta}{2} \quad (3.24b)$$

$$Q_C = \frac{1 - 0.75 \sin^2 \theta}{1 - 0.25 \sin^2 \theta} \quad (3.24c)$$

$$Q_G = \frac{0.99987 - 0.79624 \sin^2 \theta}{1 - 0.30102 \sin^2 \theta} \quad (3.24d)$$

ヘルムホルツ方程式の Q と他の方程式の Q との差、 $|Q - Q_{T,C,G}|$ は各方程式の位相誤差と定義されている。これらの他に、より高次まで近似した LSS モデルや Pade モデルも開発されている。それらの誤差の大きさは文献で見ることが出来る [8, 20]。

ここで、時間領域における位相誤差について考える。これまで述べたように、波動方程式の解は包絡関数 $\psi(r, z)$ と距離の位相項 $H_0^{(1)}(k_0 r)$ との積として求められる。包絡関数は Eq.

(3.18)の近似を通して計算される。距離の位相項は位相の項であるから音場の大きさには直接寄与しない。したがって、単一周波音波の伝搬損失を求める際には包絡関数の位相誤差を考慮するのみで求めることが出来る。しかしながら、多数の周波成分からなるパルス音波の伝搬を解析する、すなわち時間領域において伝搬現象を解析する際には更なる誤差を考慮する必要がある。

前述のように、時間領域における波動方程式の解はEq. (3.4)で表される。 $S(\omega)$ は音源のスペクトルで、 $p(r, z, \omega)$ は伝達関数(受波点におけるスペクトル)である。この伝達関数は点 (r, z) における角周波数なる音波の音圧である。この音圧はノーマルモード法や放物型方程式法によって求められるが、ここでは放物型方程式法によって求める際の位相誤差について検討する。

前に述べたように、放物型方程式法の解はEq. (3.8)で表される。Eq. (3.18)の近似を通して計算された包絡関数に距離の位相項 $H_0^{(1)}(k_0 r)$ を乗じた値をEq. (3.4)に代入する。このEq. (3.4)から明らかなように、音源の周波数スペクトルに対応した多くの周波数で求められた音圧が加算される。この際、各周波数成分の位相関係が結果に大きく寄与することは明らかである。しかしながら、一般的には、マーチング法なる特殊なアルゴリズムを用いて包絡関数を求め、それに距離の位相項 $H_0^{(1)}(k_0 r)$ を乗じているに過ぎない。特に問題になるのは、包絡関数と距離の位相項はいずれも波数 $k_0 = \omega / c_0$ の関数であることである。 c_0 の選定には特に制限はないので、一般にはある基準深度の音速や音速プロファイルの平均値などが用いられている。

3.4.3 音速プロファイルとパルス列の算出

放物型方程式法の周波数領域における位相誤差は、遠距離伝搬に影響を及ぼすことが知られている。また、本シミュレーションで扱う時間領域における位相誤差は、更に遠距離を伝搬するパルスの伝搬時間に影響を及ぼす。ここでは、はじめにMunk型の音速プロファイルを用いてシミュレーションを行い、その後、実際の海域の例としてLevi tusデータから求めた音速プロファイルを用いてシミュレーションを行う。このとき、シミュレーション海域として想定したのは小笠原からハワイに至る経路である。計算ステップサイズは前節で求めたとおり、水平方向 1/8、鉛直方向 1/20とした[21]。また、小笠原からハワイに至る経路上の、ハワイに近い海域には、深度約300 mの海山がある。この海山はSOFAR伝搬を遮断するため、シミュレーションでは、小笠原から海山に至る6216 kmの伝搬経路を考える。

・Levitus 音速プロファイル

第6章で詳細に議論するが、本論文では西太平洋の音波伝搬を想定しており、シミュレーションでは西太平洋の音波伝搬経路のうち、小笠原からハワイに至る経路を想定する。音速プロファイルは、小笠原から111 km 間隔でLevitus データを取得し、それをChen and Millero の式で音速に変換することにより求めた[22]。その結果をFig.3-17に示す。図を明確にするために、小笠原のプロファイルから111 km 進むごとに2 m/s を加算して表示した。音速プロファイルの形状は小笠原からほぼ中間の距離までほとんど変化せず、それ以降は海面温度の上昇に従い変化している。SOFAR軸の深度は小笠原から中間の距離まで約1000 m で、それ以降は徐々に上昇し、ハワイ近海では約700 m になる。これらの音速プロファイルは深海域に特有のSOFARチャンネル構造であるが、海面近くに温度躍層が明確に形成されており、伝搬に影響を及ぼすと考えられる。

・Munk 型音速プロファイル

Levitusの音速プロファイルで明らかなように、実際の音速プロファイルは水温躍層を含む。しかしながら、基礎的な検討を行うためには、その影響を除去することが必要ため、ここではMunkの式で近似して平滑化する。更に、音速プロファイルを僅かに変化させることに

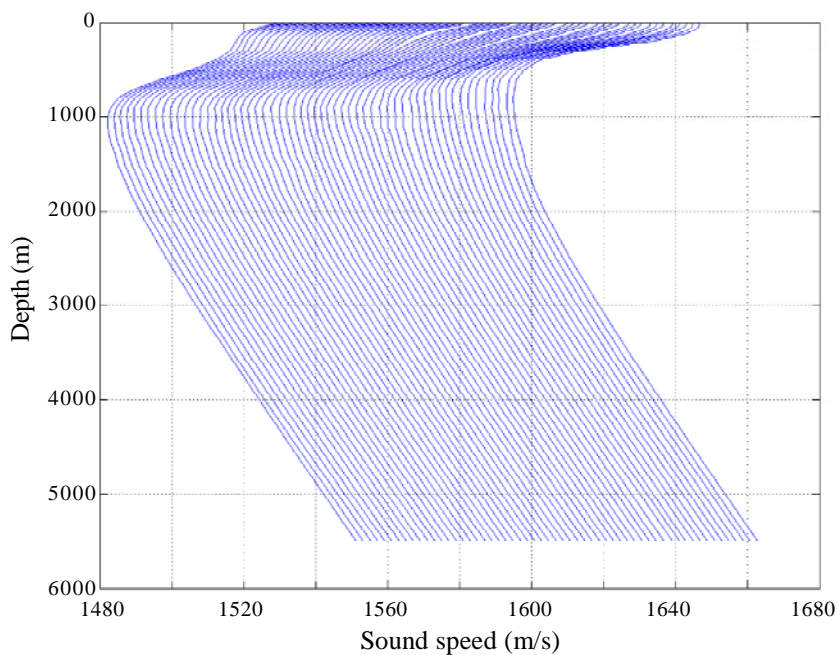


Fig.3-17 Sound speed profile from Ogasawara to Hawaii.

より、伝搬パルスへの影響を調べる。

Eq. (3.1)に示したMunk型プロファイルの式において、 β は音速の圧力勾配に関係する係数である。ここでは小笠原ハワイ間の東経163.5度、北緯27.5度の音速プロファイルに近似するために、SOFAR軸以浅で、 $\beta = 0.0095$ 、以深で $\beta = 0.00575$ とした。更に、音速プロファイルを変化させるために、SOFAR軸以浅の β を0.0085, 0.0090, 0.0095, 0.0100, 0.0105とした。このような方法でSOFAR軸以浅のプロファイルを変化させて5種の音速プロファイルを設定する。それらの音速プロファイルの2000 m以浅を拡大したものをFig.3-18に示す。海面における音速はそれぞれ1536.25, 1539.50, 1542.75, 1546.00, 1549.25 m/sである。この海域の水深を5500 mとすると、その深度における音速は1549.25 m/sである。したがって、 β が0.0105のときに海面と海底の音速が等しくなるように設定されている。

・パルス列の算出

パルス列は時間領域の波動方程式の解、Eq. (3.4)から求められる。Fig.3-18に示した音速プロファイルを用いて、その軸上(1000 m)に置かれた音源から距離 6216 kmの点における受波パルスを求める。音源は搬送周波数 55 Hz、パルス幅8サイクルのトーンバースト波であり、これをフーリエ変換することにより $S(\omega)$ が求められる。パルス波形とその周波数ス

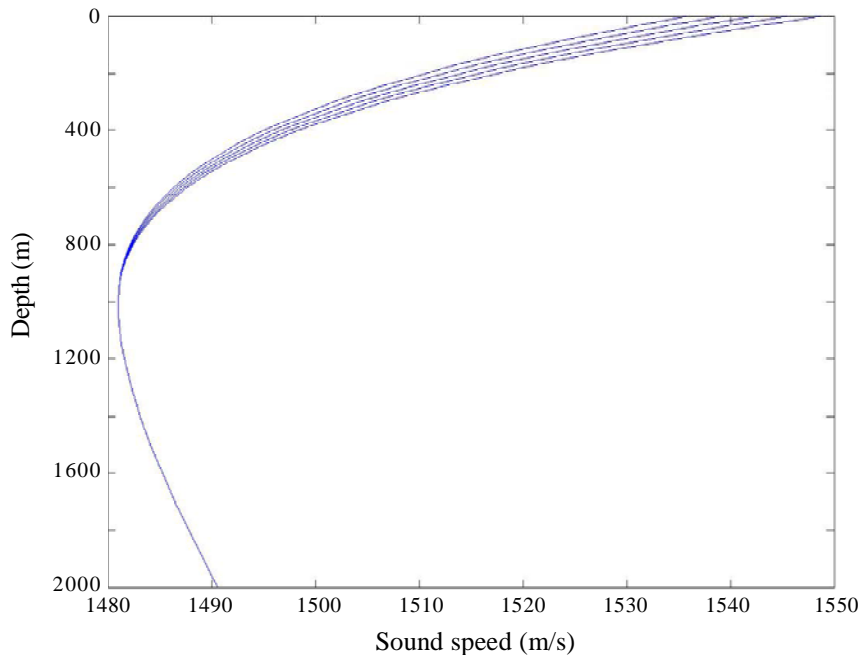


Fig.3-18 Munk-type sound speed profile used simulation.

ペクトルをFig.3-19に示す。このパルスの繰り返し周期は音波の伝搬距離によって変わる。SOFARチャンネル中を長距離伝搬するパルスは伝搬距離と共に延伸する。伝搬距離が6000 kmではパルス列の長さは約35秒になる。そこで、このシミュレーションではパルスの繰り返し周期を40秒とする。

Eq. (3.4)の受波点の音圧 $p(r, z, \omega)$ は放物型方程式法によって求められる[20,23]。しかし後節で論じるように、伝搬距離によって位相誤差が異なるので、使用目的によって選定する必要がある。音圧 $p(r, z, \omega)$ を求める周波数範囲は、音源から放射される音波の周波数帯域幅であるが、一般にはFig.3-19に示すスペクトルの主ローブ幅とする。この場合48.13 Hzから61.88 Hzである。パルスの繰り返し周期が40秒としているので、サンプリング周波数は0.025 Hzである。したがって、551周波数で音圧 $p(r, z, \omega)$ を求めることにより、時間領域の音圧 $p(r, z, t)$ に変換される。

3.4.4 周波数領域の位相誤差

はじめに、Fig.3-18に示した音速プロファイルのうち、 $\alpha = 0.0095$ を用いて、その軸上を伝搬する場合の伝搬損失を求める。Eq. (3.18)に示した Tappert の式， Claerbout の式[23]

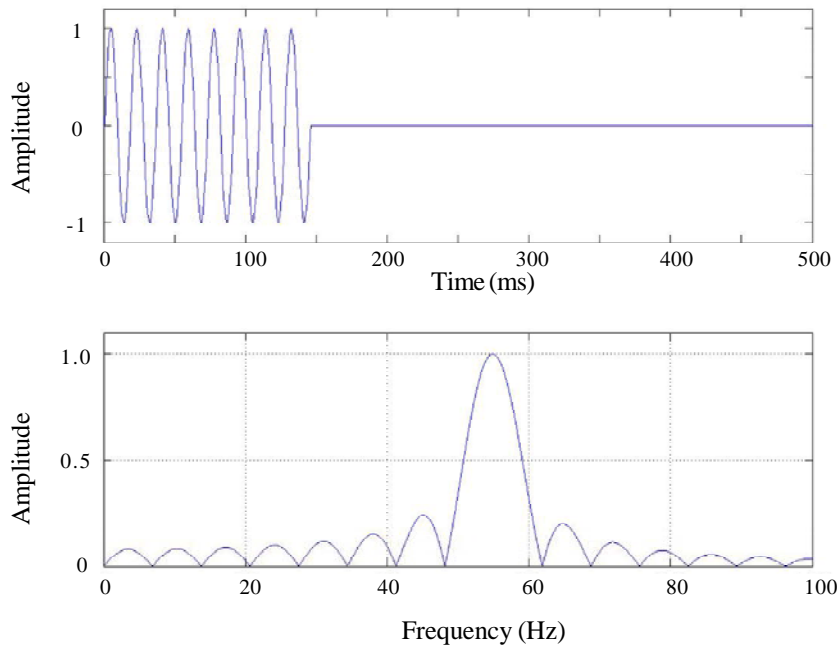


Fig.3-19 Tone burst wave and frequency spectrum of source sound.

および高次近似のLSSモデル[20] による伝搬損失を比較する。Tappertの式とClaerboutの式による結果の比較をFig.3-20に示す。実線はClaerboutの式による伝搬損失を表し、点線はTappertの式による伝搬損失を表す。距離50 km付近から相違が表れ、80 kmを超えると音圧の極大、極小の距離が大きく異なっている。これが以前から指摘されている位相誤差である。これらの差を明確に示すために、80 から 100 kmまでを拡大したものをFig.3-21に示す。実線はClaerboutの式による伝搬損失を表し、点線はTappertの式による伝搬損失を表す。そして破線はLSSモデルによる伝搬損失である。Claerboutの式とTappertの式による結果に大きな差があることがわかる。しかしClaerboutの式とLSSモデルによる伝搬損失との差は音圧が極小になる付近のみに見られる。ここで使用した k_0 は音速プロファイルの平均値であるが、 k_0 の値を変えても結果には影響しない。

3.4.5 時間領域の位相誤差

・参照波数の変化とパルス列

前節で述べたように、周波数領域では参照波数(基準波数) k_0 の値を変えても伝搬損失に変化は見られない。しかしながら、時間領域においては k_0 の影響が大きくなる。前述のように、時間領域の解はEq.(3.4)によって表される。この式の $p(r, z, \omega)$ はEq.(3.8)と同じ形をしている。すなわち、包絡関数 $\psi(r, z)$ と距離の位相項 $H_0^{(1)}(k_0 r)$ との積である。これらのいずれにも k_0 が含まれるが、距離の位相項の k_0 は距離に対する位相の項であるから $\psi(r, z)$ の大きさには影響を及ぼさない。したがって、周波数領域における伝搬損失は単一周波数を考えるため、 k_0 の影響を受けないことが分かる。しかしながら、時間領域では多数の周波数成分が加算されるため、各周波数成分間の位相関係が重要になってくる。

そこで包絡関数の k_0 を固定し、距離の位相項の k_0 を変化させることによりパルス列の変化を求めた。包絡関数 $\psi(r, z)$ を求める際の k_0 は、Fig.3-18に示す音速プロファイルのうち $=0.0095$ のものを使用する。この場合、音速プロファイルの平均音速は1509.230 m/sである。 $H_0^{(1)}(k_0 r)$ の k_0 の元になる基準音速 c_0 は、1509.0, 1505.0, 1500.0, 1495.0 m/sとした。シミュレーションはLSSモデルをコード化したFOR3Dを用いた。この条件でシミュレーションを行った場合のパルス列の変化をFig.3-22に示す。各図の基準音速は上から順に、1509.0, 1505.0, 1500.0, 1495.0 m/sである。音速が5 m/s変わると約15秒パルス列が遅れることが分かる。なお、比較の都合上、パルス列の折り返しを修正せずに表示している。この結果から明らかのように、時間領域では基準音速の選定が重要となる。

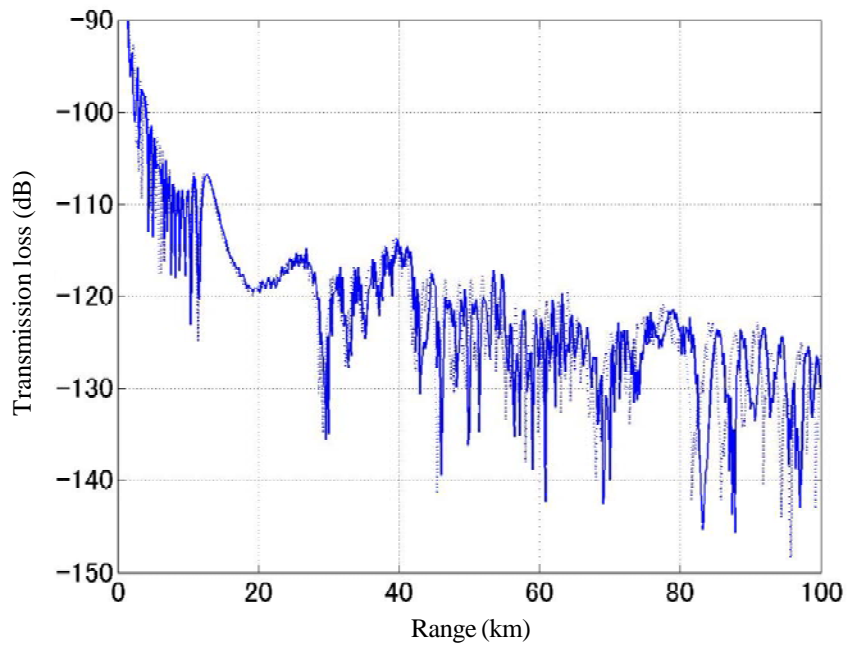


Fig.3-20 Transmission loss of Tappert and Clearbout.
 Solid line: Clearbout, Dotted line: Tappert

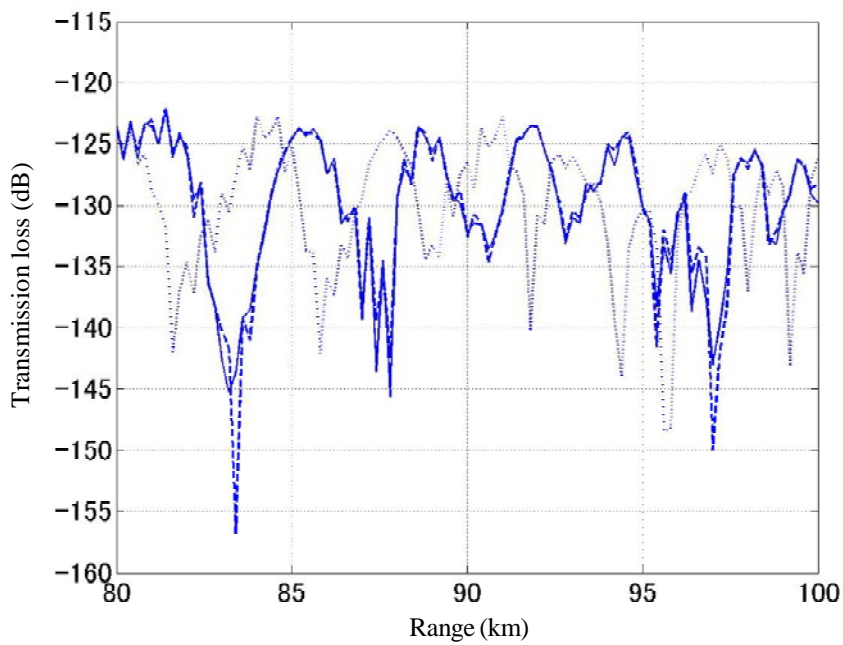


Fig.3-21 Transmission loss of Tappert, Clearbout and LSS model.
 Solid line:Clearbout, Dotted line: Tappert, Broken line: LSS model

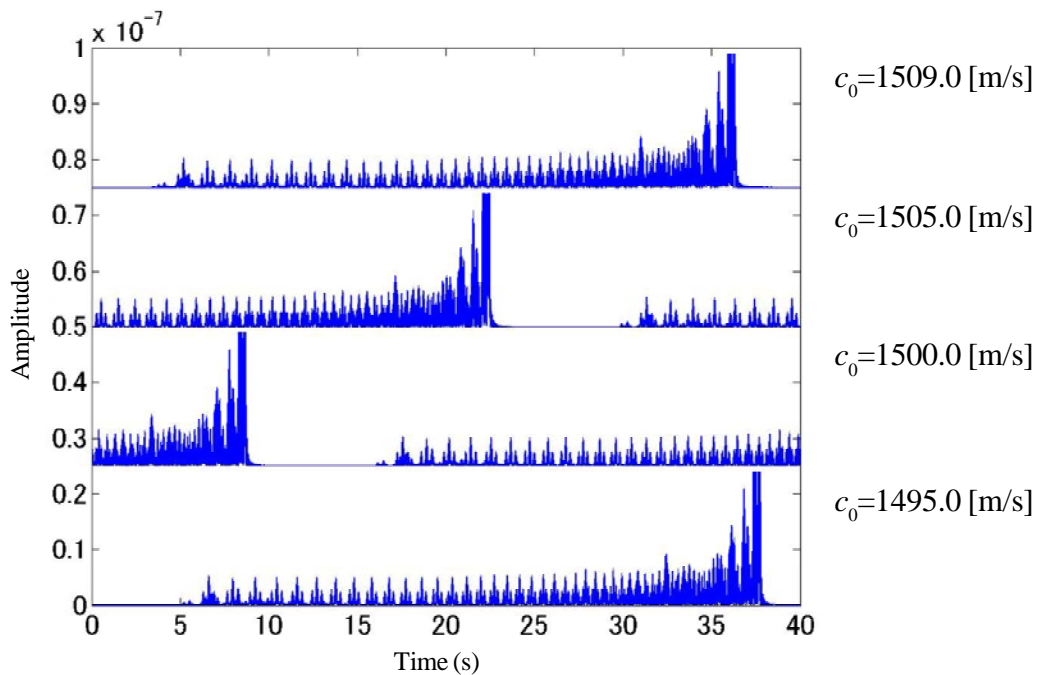


Fig.3-22 Received pulse when value of k_0 was changed.

・Munk 型音速プロファイルに対するパルス列

音速プロファイルの変化による受波パルス列への影響を調べるために、Fig.3-18に示した5つのMunk型音速プロファイルを用いて受波パルス列を求める。はじめに、包絡関数の k_0 をそれぞれの音速プロファイルから求めた基準音速とし、距離の位相項の k_0 を任意の一定の値とした場合のシミュレーションを行う。包絡関数の k_0 の基準音速は、 $\omega = 0.0085, 0.0090, 0.0095, 0.0100, 0.0105$ の音速プロファイルに対してそれぞれ $c_0 = 1508.908, 1509.070, 1509.230, 1509.392, 1509.776$ m/sである。Fig.3-23は下図からそれぞれ $\omega = 0.0085, 0.0090, 0.0095, 0.0100, 0.0105$ の音速プロファイルの場合の受波パルス列を示す。横軸は伝搬時間であるが、見やすくするために4160秒を0秒として表示している。前項で述べたように、 ω の増加と共に海面の音速が増大し、 $\omega = 0.0105$ のときに海面と海底の音速が等しくなる。すなわち、 ω の増加と共にSOFARチャンネルの幅が増加する。各図のパルス列の長さを比較すると $\omega = 0.0085$ のとき最も短く、 ω の増加と共にパルス列の長さが増長していくことが分かる。これはSOFARチャンネルの幅の増加によるものである。

一方、SOFARの軸上を伝搬してきたパルス列の最後部のパルスの位置が ω の増加と共に遅くなっていることが分かる。音線理論で考えると、軸上の音速は各プロファイルとも同じで1509.0 m/sである。したがって、パルスの到達時間は同一のはずであるが、約2秒の違いが

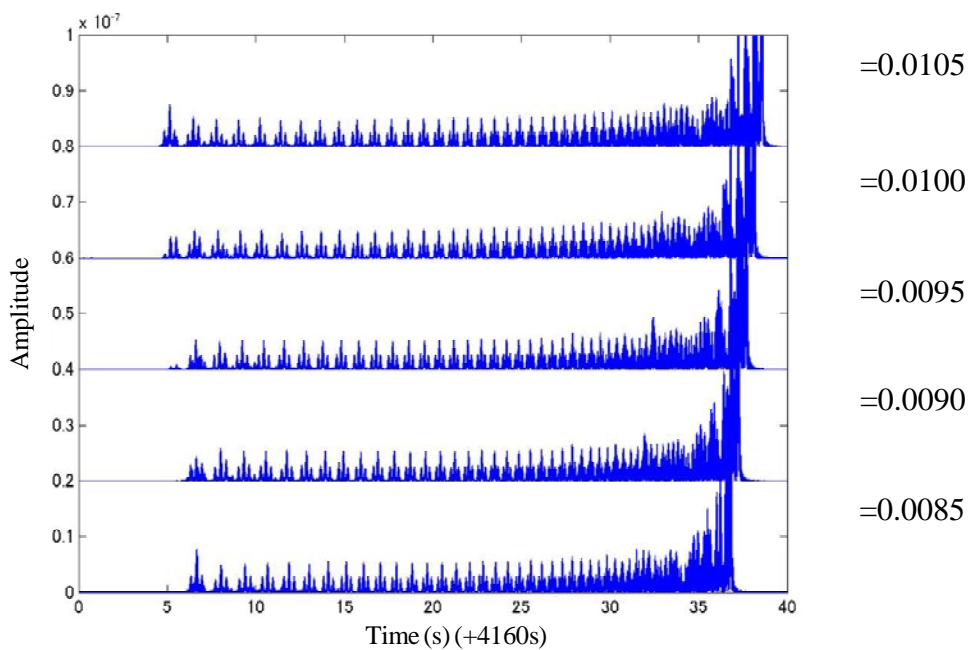


Fig.3-23 Received pulses corresponding to sound speed profile of Fig.3-17.
 $c_0=1509$ [m/s]

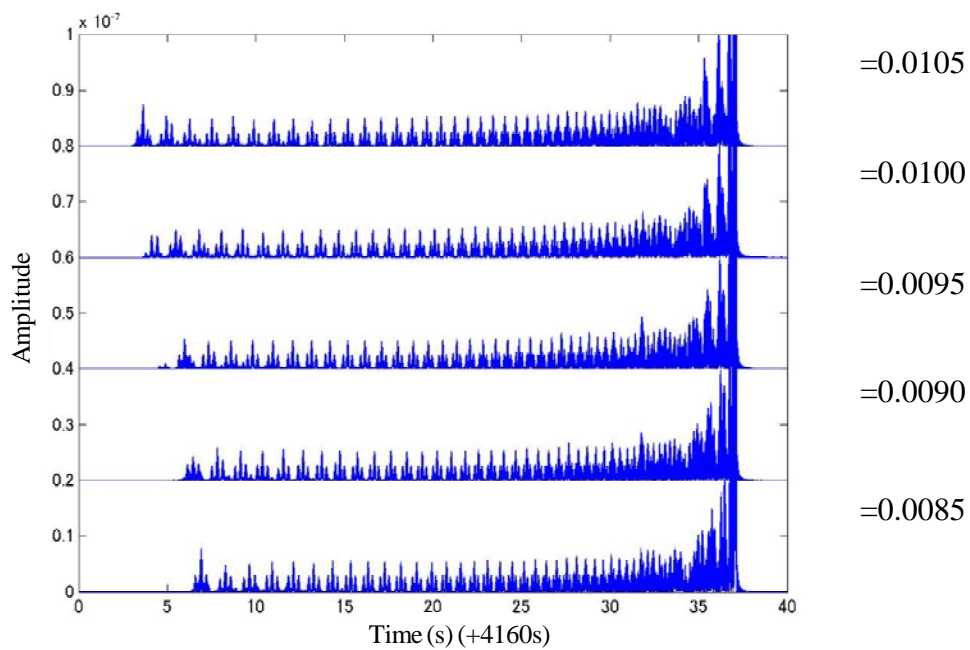


Fig.3-24 Received pulses corresponding to sound speed profile of Fig.3-17. c_0 is average speed of each sound speed profile.

出ている。この到達時間の差が、時間領域における位相誤差に由来するものであるが、その原因を調べるため、包絡関数で用いる k_0 の値と、距離の位相項の k_0 を同一の値としてシミュレーションを行う。この結果をFig.3-24示すが、ここでは基準音速を各プロファイルの平均音速とした。パルス列の最後部、すなわちSOFAR軸上を伝搬してきたパルスの到達時間は、音速プロファイルによらず全て等しいことが分かる。この結果から、基準音速は包絡関数と距離の位相項とで同一の値を用いなければならないことが明らかである。

・Levitus音速プロファイルに対するパルス列

ここでは伝搬計算の基礎的特性を解明するため、音速プロファイルをMunkの式で単純化し、更に距離によって音速プロファイルは変化しないものとしてシミュレーションを行った。しかしながら、実際の音速プロファイルはFig.3-17に示したように、距離によって変化する。前節の結果から、包絡関数と距離の位相項とで同一の基準音速を用いなければならないことが明らかである。この場合、包絡関数はマーチング法により逐次的に求められるので、距離による音速プロファイルの変化を包含する。しかしながら、放物型方程式法で有用とされているコード、例えばFOR3Dでは初期領域の平均音速をもって全ての領域の包絡関数を求めている。また、距離の位相項の基準音速も任意の値で計算されている。これは包絡関数と距離の位相項の基準音速が一致しない場合があることを示し、前節の結果からすると好ましいことではない。そこで実際の海域を想定し、Levitusデータから求めた音速プロファイルを用いて、伝搬領域の音速値を変えた場合の影響を検討する。

はじめに、Fig.3-17に示した音速プロファイルについて、それぞれの音速プロファイルの平均音速を求めた。その最大値と最小値は1510.789, 1509.754 m/sである。この平均音速の最大値(1510.789 m/s)を、包絡関数及び距離の位相項の基準音速とした場合のパルス列をFig.3-25(a)に示す。また、平均音速の最小値(1509.754 m/s)を、包絡関数及び距離の位相項の基準音速とした場合のパルス列をFig.3-25(b)に示す。図から明らかなように相違点はほとんど見あたらない。すなわち、伝搬時間、特に重要な最終パルスを始め、その他のパルスの伝搬時間に差異を見ることが出来ない。また、パルスの形状の違いも見ることが出来ない。つまり、距離依存性の伝搬環境におけるシミュレーションにおいても、基準音速値として音速プロファイルの平均値を用いることで、結果に影響がないことがわかる。しかしながら、包絡関数と距離の位相項を別の基準音速値で計算することは、Munk型プロファイルで検証したように受波パルスの到達時間に影響を与える。そのため、距離依存性の伝搬環境においても、包絡関数と距離の位相項を同一の基準音速値で計算することが重要である。

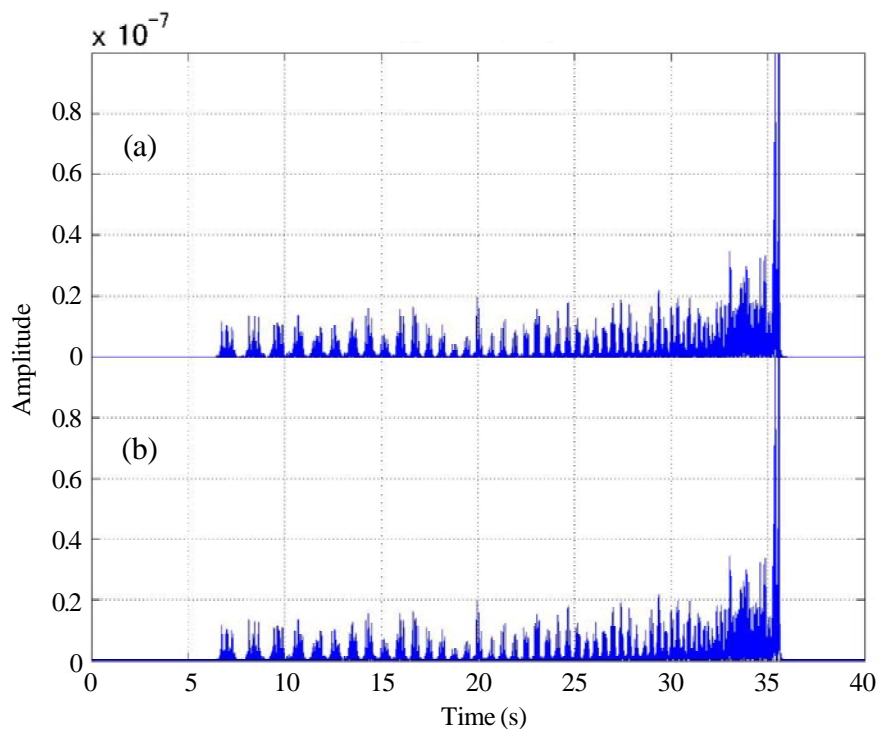


Fig.3-25 Received pulses of Ogasawara-Hawaii path.

(a) c_0 =Maximum average sound speed,

(b) c_0 =Minimum average sound speed.

3.5 まとめ

低周波音波の周波数とパルス幅、及び伝搬距離をパラメータとして、長距離伝搬のシミュレーションを行った。その結果、20 ~ 70 Hz という低周波において、SOFAR 伝搬パルスを利用可能な条件を検討し、距離が 1000 km の場合、20 Hz という低周波音波では 2 ~ 4 サイクル程度のパルス幅であれば、受波パルスを分離できる可能性を見出した。パルスの解析に最適な周波数と帯域幅は、周波数を 30 Hz とした場合には 5 サイクル以下、周波数を 40 Hz にした場合には 8 サイクル以下となることを見出した。

次に、距離が 1000, 2000, 3000 km の場合について、SOFAR パルスの伝搬シミュレーションを行い、パルスの分散を調べた。その結果、パルスの帯域幅が広がると分散の影響が大きくなり、また、伝搬距離が長くなるにしたがい分散の影響が大きくなることを見出した。

つまり、地球環境をモニタリングに応用するような長距離の音波伝搬の場合、パルスの時間拡散を考慮する必要があり、距離により受波パルスの分離が可能な周波数と、パルスのサイクル数が限定されることを見出した。低周波音波を実際の観測に応用するためには、より詳細な検討を行う必要がある。しかしながら、本報告は観測に利用可能な周波数とパルス幅

を提案しており、これは、低周波観測装置の最も基本となる音源の設計などに有用と考えられる。

さらに本章では、超長距離音波伝搬においてPE法の計算ステップサイズと、伝搬損失及びパルス列への影響を調べた。その結果、周波数 55 Hz、伝搬距離 7000 km 以内では、水平ステップサイズ $1/8$ 、鉛直ステップサイズ $1/20$ 又は $1/24$ が適切であると考えられる。また、広帯域のパルス伝搬においても、6000 km という伝搬距離で、同様なステップサイズを用いて計算することにより良好な結果を得た。このような超長距離のシミュレーションは、スーパーコンピュータを用いても数日から数ヶ月かかるものであるため、計算精度と計算時間から、最適なステップサイズを求めることが重要であると考えられる。

次に、放物型方程式法で超長距離音波伝搬の特性を解明する場合に問題となる位相誤差について検討を行った。周波数領域の位相誤差は良く知られているが、時間領域の位相誤差はほとんど知られていない。そこで本章では、周波数領域の位相誤差と時間領域の位相誤差の違いを理論的に概説した。そして、比較のために、周波数領域の位相誤差をシミュレーションによって示した。さらに、時間領域における位相誤差を、包絡関数と距離の位相項の基準音速値と位相誤差の関係を単純なMunk型音速プロファイルを用いたモデルで明らかにした。また、小笠原からハワイに至る距離依存性の伝搬環境でシミュレーションを行い、包絡関数と距離の位相項の基準音速値を同一にすることの重要性を示した。この結果は、超長距離伝搬の時間領域シミュレーションの活用には貢献すると考えられる。

第4章 海洋生物と音波伝搬環境

4.1 はじめに

北太平洋に生息するヒゲクジラ類(Fig.4-1)は、その個体数の減少が著しいものや、逆に増加している種もあるといわれている[1-3]。特にシロナガスクジラは、体長30 m、体重150トンを超える地球史上最大の生物であり、中でも南半球に生息する系統群(*B.m. intermedia*の亜種)の体長が最も大きい。この群は、1964年以降全面禁漁となったが、生息個体数は1000頭未満であり、さほど増加がみられないことから絶滅が危惧されている。また、2003年になってヒゲクジラの新種が90年ぶりに確認されるなど、いまだに生態についての謎も多い[4]。北太平洋におけるヒゲクジラ類:シロナガスクジラ(Bule whale)、ナガスクジラ(Fin whale)、ミンククジラ(Minke whale)、コククジラ(Gray whale)、ニタリクジラ(Bryde's whale)及びザトウクジラ(Humpback whale)は、冬季に繁殖のためアラスカ沿岸から北緯30°以南の低緯度海域に回遊することが知られている。従来から、ヒゲクジラ類は、少ない個体数でも広大な海域で出会うことが可能とされ、それ故、深海サウンドチャンネルを利用し音響信号によ

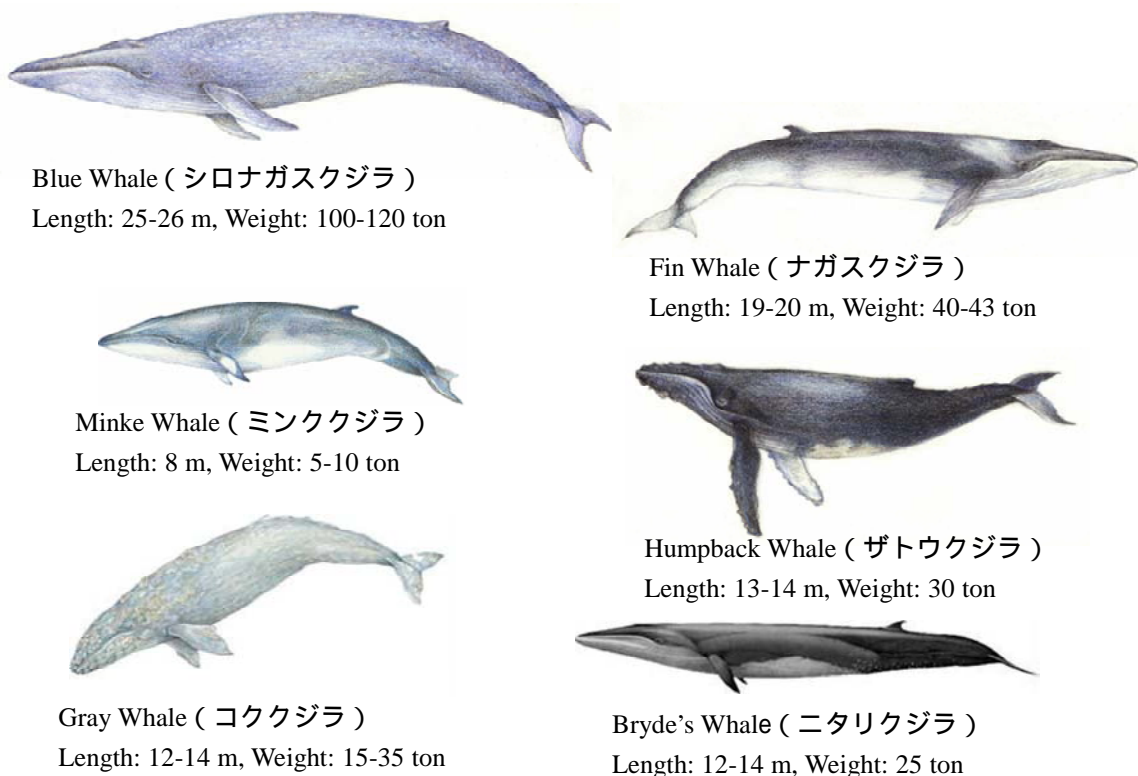


Fig.4-1 Baleen whales.

り何らかのコミュニケーションをとっていると信じられていた[5-8]。

本章では、クジラ相互の遠距離通信の可能性を探るために、様々な種類の鯨において北太平洋での遠距離音波伝搬シミュレーションにより受信信号の変化を調べる。

4.2 伝搬経路と周波数条件

ヒゲクジラ類は、様々な経路によって北太平洋を南北方向に回遊する(Fig.4-2)。このうち、本件でシミュレーションを行った回遊経路はアラスカ沖からハワイ近海までの経路であり、この海域をFig.4-3に示す。実際には、すべてのヒゲクジラ類がこの経路を回遊するわけではないが、音速プロファイルが典型的な緯度方向のパターンを示しており、各クジラの音波伝搬の比較が行いやすいため、この経路を選択した。

シミュレーションでは、6種類の鯨について北緯60.5°付近のアラスカ沿岸(プリンス・ウイリアム湾)から発音(音源)し、4532 kmの伝搬経路を経てハワイ近海の西経150°北緯20°付近の海域で受波すると仮定した。この伝搬経路上にFig.4-4のように緯度方向に概ね1度(約111 km)毎の計45地点の音速プロファイル(Levitus Data)を設定した[9,10]。音速プロファイルの鉛直方向の分割は、海面から水深1500 mまでが100 m毎、水深1500 mから2000 mが250 m毎、水深2000 mから海底まで500 m毎である。

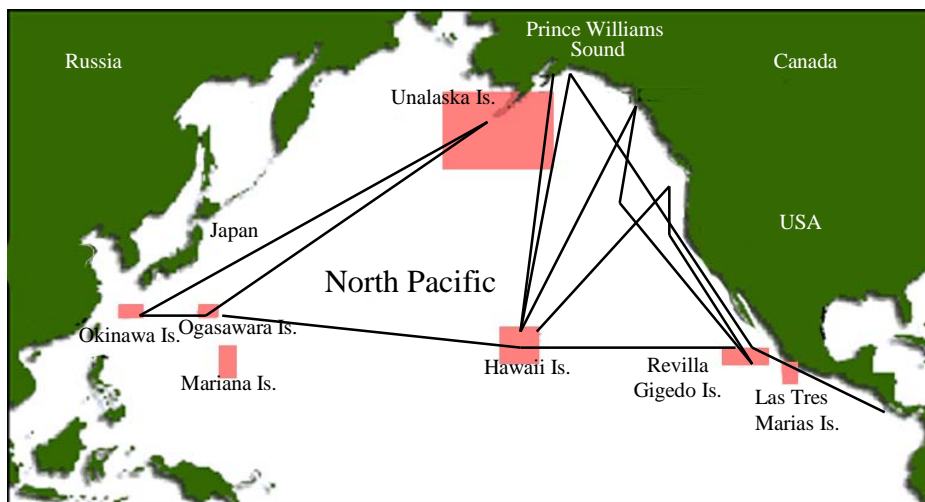


Fig.4-2 Baleen whales migration.

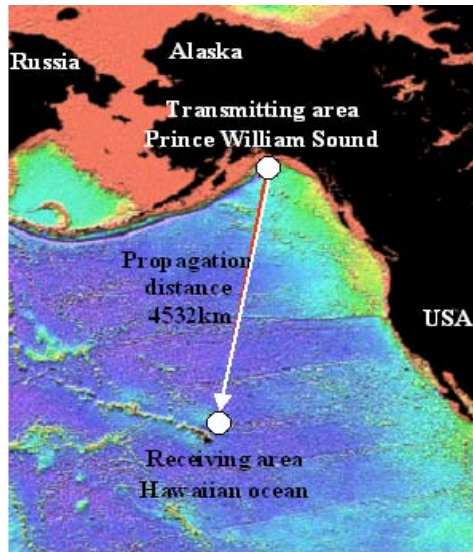


Fig.4-3 Propagation path(Distance 4532km).

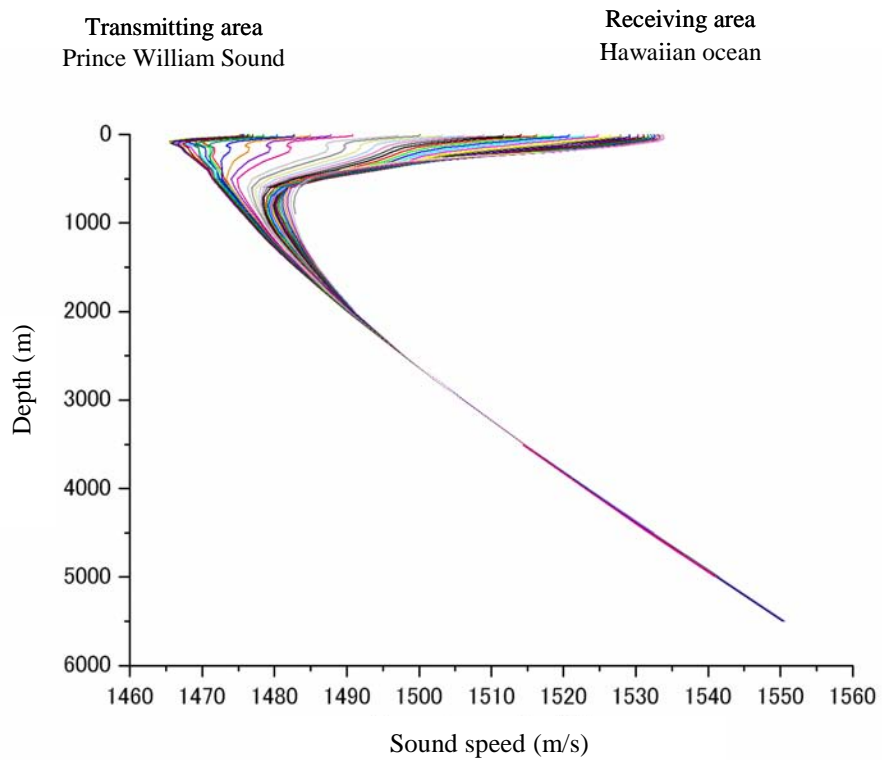


Fig.4-4 Sound speed profile in a propagation path.
(46 profiles about every 111km)

シミュレーションでは、放物型方程式 (PE) 法を用い、D.Lee and M.H.Schultz のモデルによって解析を行った[11]。ここで、伝搬における拡散項は、伝搬距離が極めて大きい(約 4500 km)、使用周波数が十分に低い(数十 Hz ~ 100 Hz)、主にサウンドチャンネル内を伝搬する、等の理由から円筒拡散としている。また、計算において海底からの反射の影響を受けないようにするため、海底面から深さ 1000 m までの吸収層を設けた。音場計算は、各周波数において 1 m 毎に行い、計算結果は、距離方向に 1 km 毎、深度方向には、1 m 毎にファイルに出力した。Fig.4-5 に主なシミュレーション条件を示す。また、Table 4-1 に各クジラの発音周波数や送波レベルなど、計算に必要な値を示した。

Fig.4-6 にクジラの発声のスペクトルの例として、米国 NOAA の SOSUS 等で取得されたシロナガスクジラのスペクトルを示す[12]。この例では 20 ~ 40 Hz の周波数帯を用いていることがわかる。

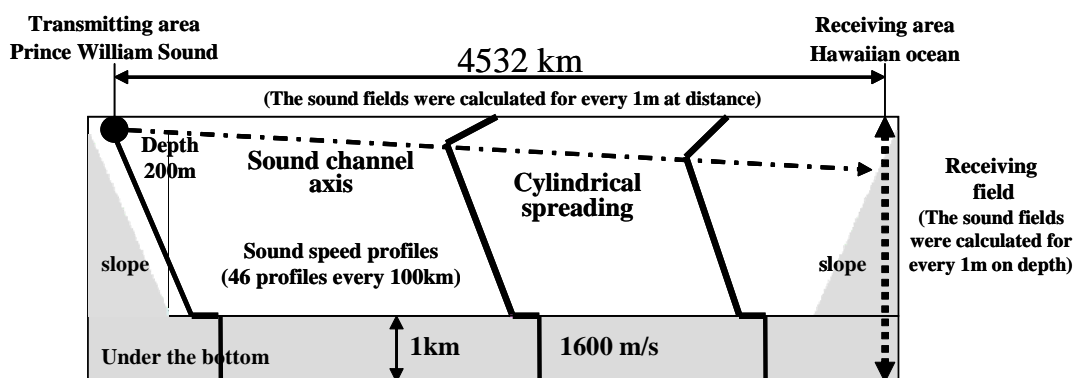


Fig.4-5 Simulation conditions.

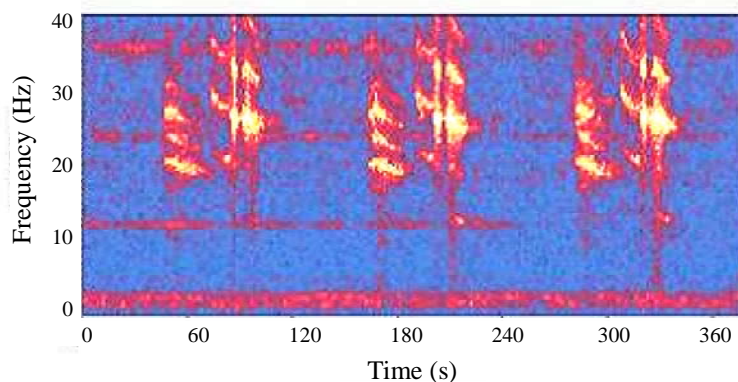


Fig.4-6 Frequency spectrum of blue whale call.
http://www.pmel.noaa.gov/vents/acoustics/specs_whales.html

Table 4-1 Conditions of the simulation and various computed values for estimated S/N ratio.

Whale species	Dominant frequency in moans (Hz)	Center frequency f_c (Hz)	Bandwidth Bw (Hz)	Source level SL (dB re 1 μ Pa)	Transmission loss at f_c TL (dB)	Absorption loss α (db/km)	Absorption loss at 4532km (dB)	Received signal level RSL (dB)	Noise spectrum level NSL (dB)	S/N ratio SNR (dB)
Fin whale	20	20	1	160-185	76	0.0001	0.46	108.5	70	38.5
Blue whale	16-28	22	12	188	77	0.0001	0.53	110.5	81	29.5
Minke whale	60-140	100	80	151-175	82	0.0011	5.16	87.4	89	-1.6
Gray whale	20-200	110	180	185	85	0.0013	5.96	94.4	92.5	1.9
Bryde's whale	124-132	128	8	152-174	87	0.0016	7.47	79.5	79	0.5
Humpback whale	35-360	178	324	175	93	0.0027	12.25	69.7	100	-30.3

4.3 伝搬損失の計算

Fig.4-7(1)では、伝搬海域での各々のクジラの種類による中心周波数における連続波音場を示している。図から分かるように、音源から1000 km付近までは、海面付近にチャンネル軸が存在する。しかし、1000 kmよりも遠距離では、概ね水深800 m付近にサウンドチャンネル軸が発達しているのを見ることができる。Fig.4-7(2)は、ハワイ島付近の受波海域を示しており、ハワイ島沖の浅海域まで傾斜に沿って伝搬損失(TL)の小さなエリアが見られる。

ここでは、計算結果ファイルから、水深100 m付近で最も減衰の小さな値を読みとった。Fig.4-7(a)では、ナガスクジラの伝搬減衰音場(中心周波数 $f_c=20$ Hz)を示す。この場合、受信海域(伝搬距離4532 km)の水深100 m付近の伝搬損失は、約76 dB(re 1 μ Pa)である。同様にFig.4-7(b)のシロナガスクジラの伝搬損失($f_c=22$ Hz)は77 dB(re 1 μ Pa)である。Fig.4-7(c)のミンククジラ($f_c=100$ Hz)でおよそ82 dB、Fig.4-7(d)のコククジラ($f_c=110$ Hz)で85 dBと少しずつ大きくなる。Fig.4-7(e)のニタリクジラ($f_c=128$ Hz)での伝搬損失は87 dB、Fig.4-7(f)のザトウクジラ($f_c=178$ Hz)の場合は、損失は93 dBとかなり大きくなる。これは、深海サウンドチャンネル内の生成されたモードの数、および様々な伝搬パスによる音波の干渉が、周波数が高くなるにつれて増加するからであると考えられる[13]。

4.4 ソナー方程式による受信レベル計算

次に、伝搬減衰の結果を元にソナー方程式を使用し、様々なヒゲクジラ類における相互通信の可能性を検討した。検討結果は、すべてTable 4-1にまとめた[14-19]。

まず、PE法および各クジラの発音(送波)レベルと伝搬損失(TL)のデータから受信海域で受波信号レベル(RSL)を計算した。シロナガスクジラの場合、最大188 dB(re 1 μ Pa)の音源レベル(SL)を有しており、そこに約0.46 dB(0.0001 dB/km \times 4532 km)の吸収損失が考慮される。ここで、受信信号レベル(RSL)は、Table 4-1の値から以下のように求められる[20]。

$$RSL=SL-TL=188-77-0.46=110.5 \text{ dB (re 1 } \mu \text{ Pa)}$$

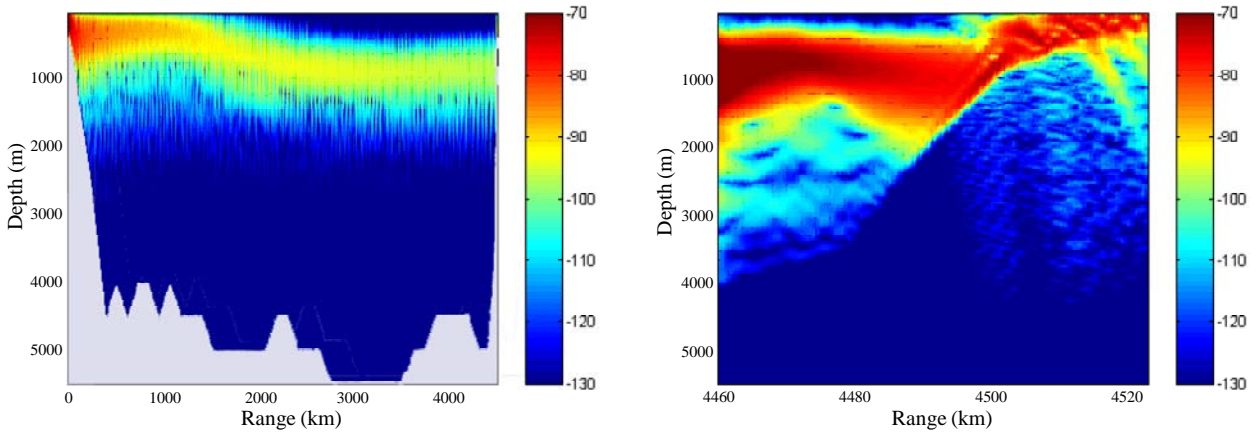
各々のクジラの受信レベルをTable 4-1に示す。

次に、受信エリアの各クジラにおけるS/N比(SNR)を計算する。夏期の北太平洋の20 ~ 200 Hzでのノイズレベル(NL)は70 dB/ Hzであり[21]、各クジラの帯域幅(Bw)を考慮すると帯域中のノイズスペクトルレベル(SPL)は、以下のように計算される。例えば、シロナガスクジラ中の帯域幅は、表から12 Hzであり、ここからSPLは以下のように求めることができる。

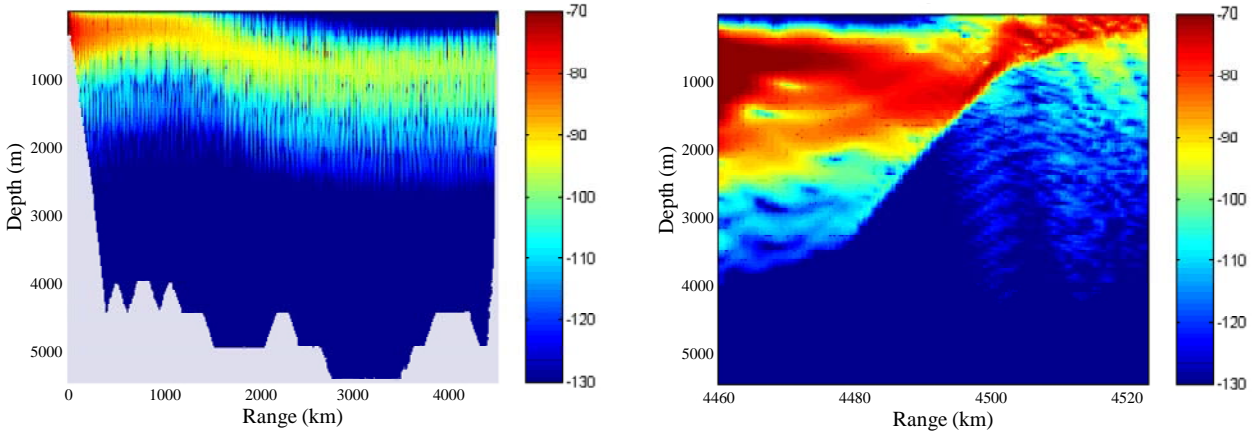
$$SPL=NL+10\log(Bw) \quad 70+11=81(\text{dB}).$$

したがって、S/N比(SNR)は、受波レベル(RSL)から以下のように計算される。

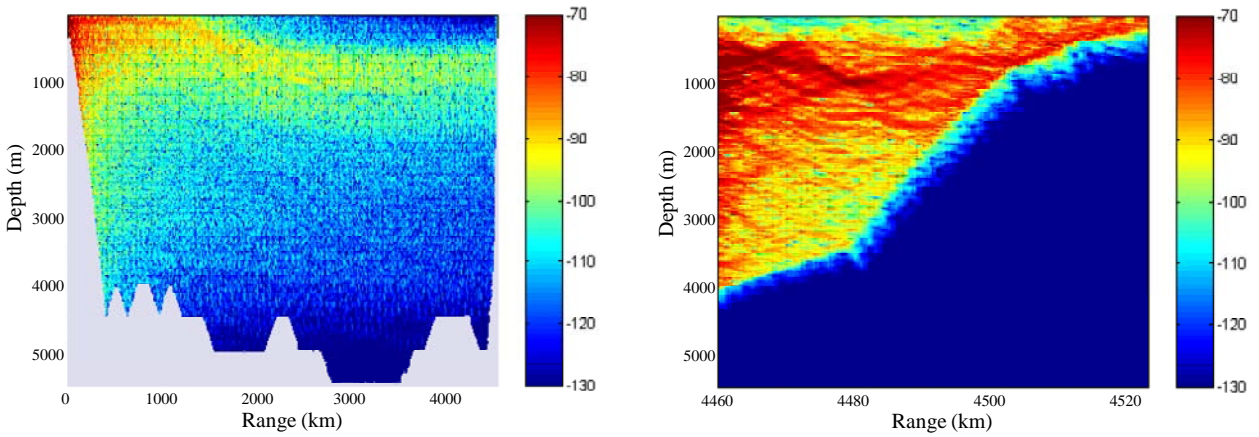
$$SNR=RSL-SPL=110.5-81=29.5(\text{dB}).$$



(a) Fin whale ($f_c=20$ Hz)



(b) Blue whale ($f_c=22$ Hz)

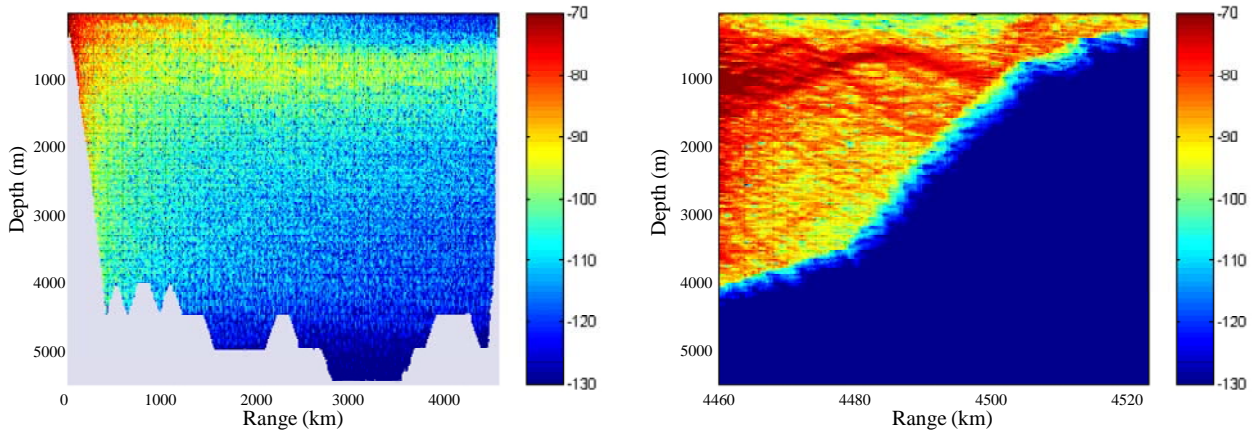


(c) Mink whale ($f_c=100$ Hz)

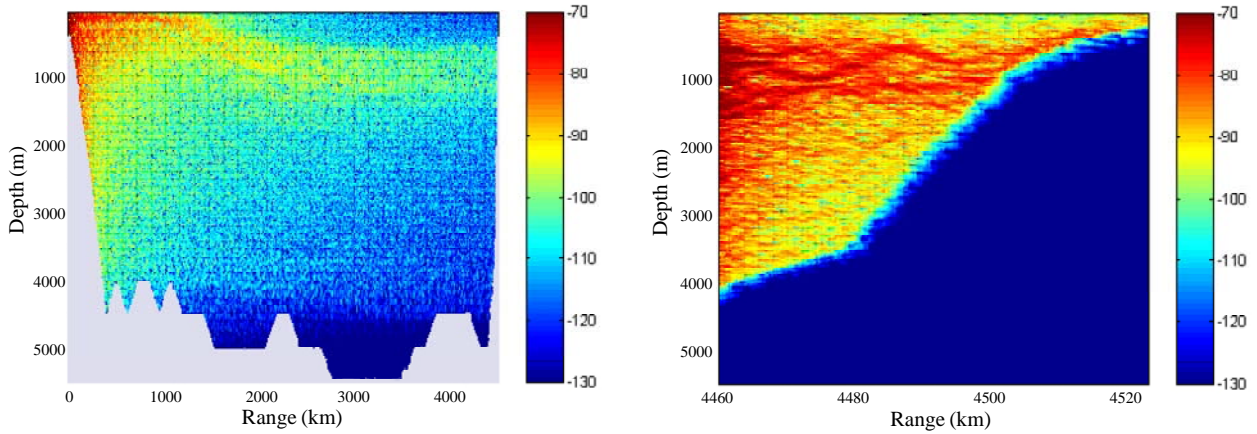
(1)Range: 0-4532 km

(2)Range: 4460-4532 km

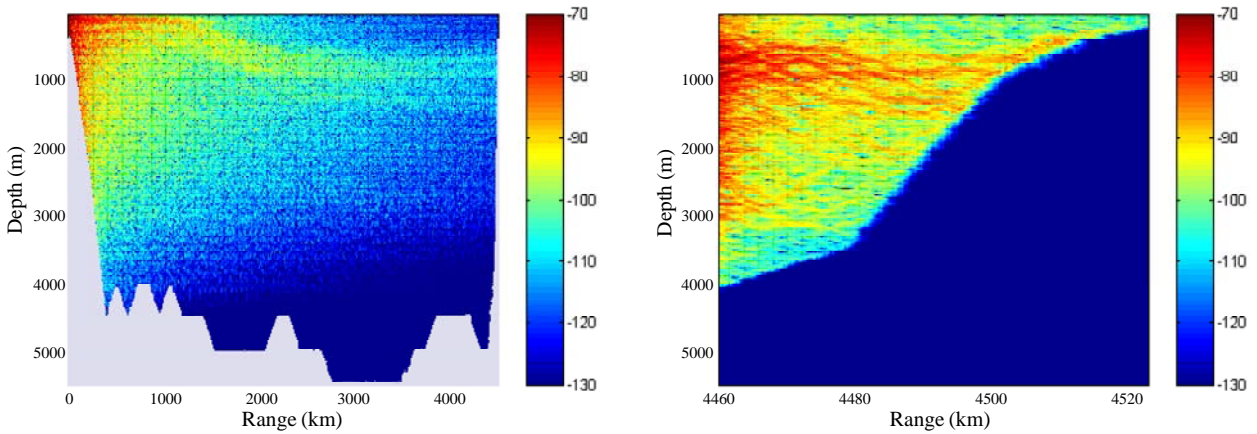
Fig.4-7 Simulated results of attenuation loss.



(d) Gray whale ($f_c=110$ Hz)



(e) Bryde's whale ($f_c=128$ Hz)



(f) Humpback whale ($f_c=178$ Hz)

(1)Range: 0-4532 km

(2)Range: 4460-4532 km

Fig.4-7 Simulated results of attenuation loss.

他のクジラにおけるS/N比の計算結果もTable 4-1に示した。

ヒゲクジラ類は、10 Hz ~ 数百Hzの周波数の音波を弁別する高い能力を持っていると言われている[21,22]。例えば、コククジラは、背景雑音と同程度のレベルでも特定の音色(シャチの鳴き声)を検知することができるといわれている[22]。このことから、ミンククジラ、コククジラおよびニタリクジラのようにS/N比0 dB付近でも、通信ができる可能性も考えられる。しかしながら、ヒゲクジラ類の聴覚能力における検出の閾値がはっきりとはわかっていないことから[23]、各クジラが求められたS/N比の値によって、実際に各々の仲間の音声を検知することができるかどうかをここで論じることはできない。

Table 4-1に示したシミュレーションの結果からは、ナガスクジラとシロナガスクジラの場合は、受信海域において、S/N比が20 dB以上が確保されており、このことは、数千 kmにもおよぶ長距離通信の可能性があることを十分に示唆しているといえる。

一方、ザトウクジラのS/N比は、-30 dBより小さく、この種においては、長距離通信の可能性はないと考えるのが妥当であると考えられる。

4.5 浅瀬や海山による影響

浅瀬や海山といった地形に注目し、これが音波伝搬に与える影響の検討を行う。Fig.4-4に示した音速プロファイルからもわかるように、低緯度海域では、SOFAR軸深度が1000 m程度まで深くなっている。ヒゲクジラ類の潜水能力は種類により異なるが、シロナガスクジラの場合約300 mといわれている。したがって、通常であればヒゲクジラ類の潜水能力から考えてSOFAR内伝搬信号を利用することは、困難であると想像される。

Fig.4-8に浅瀬がない場合(a)と浅瀬がある場合(b)のシミュレーション結果を示す。シミュレーションで用いた音源周波数は25 Hzである。ここでは地形の影響を調べることが目的であるので、伝搬距離は4500 kmとしているが、前節までに用いた音速プロファイルとは異なるものを用いている。Fig.4-8(a)は、受波海域の深度が十分に深い場合を示している。このような海域では、クジラの潜水深度(最大300 m)における伝搬減衰が大きく、受波レベルも小さい。Fig.4-8(b)では受信海域に水深500 m程度の浅瀬があると仮定した場合を示す。この場合、伝搬減衰の小さい層が斜面に沿って生成され、浅海まで十分大きい音圧レベルが得られることがわかる。このように、極域から発音された音波が低緯度の浅瀬または海山がある海域では、受波できる可能性が十分考えられる。つまり、ヒゲクジラ類の潜水深度を考えると、低緯度海域においてサウンドチャンネル内の信号を受波するために、浅瀬や海山がヒゲクジラ類の遠距離通信になんらかの寄与をしている可能性を示唆していると考えられる。

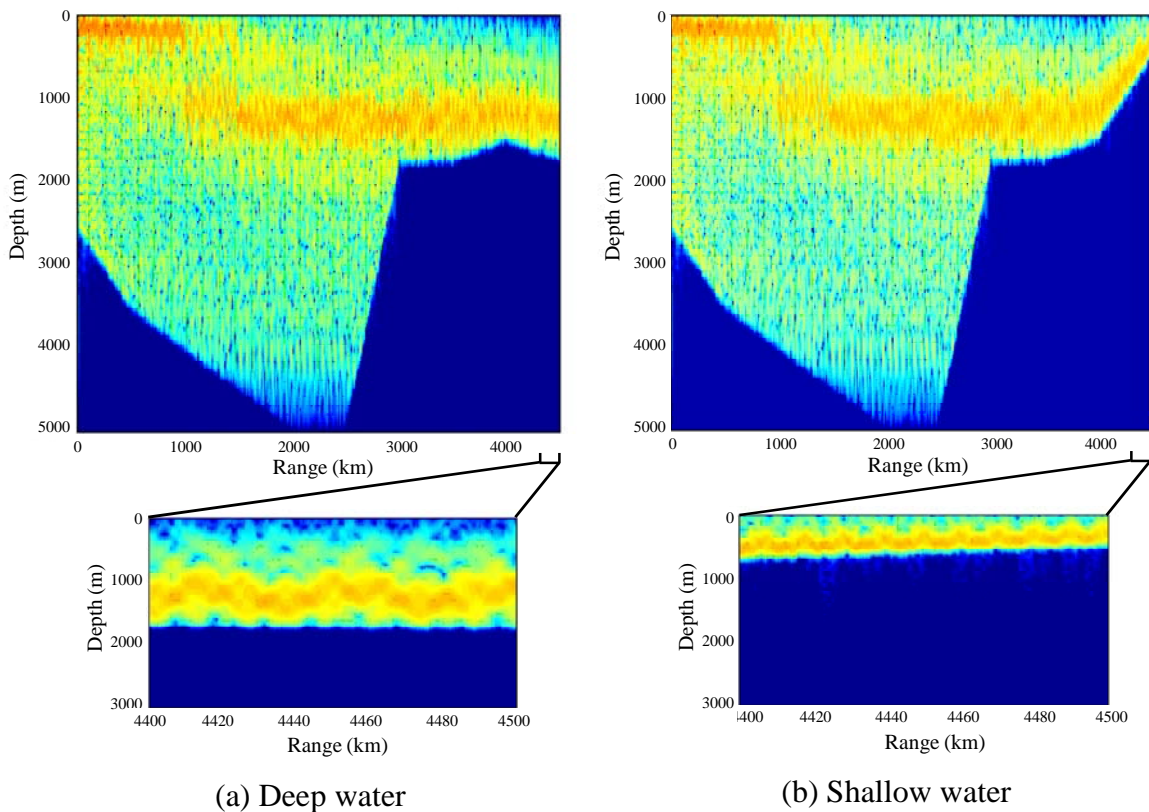


Fig.4-8 Simulated results of attenuation loss (25Hz).

4.6 まとめ

本章では、鯨類の生態系に関与していると思われる鯨類相互の遠距離通信の可能性について検討を行った。ヒゲクジラ類は大洋を広範囲にわたって回遊することが知られているため、相互に音波を使った遠距離通信を行っていると考えられている。そこで、6種類のヒゲクジラに対して北太平洋における音波伝搬シミュレーションを行い、ソナー方程式を用いて海中雑音中で識別可能なレベルを求めた。その結果、SOFARチャネルを利用することにより、ナガスクジラとシロナガスクジラにおいては、数千kmにわたって通信することが可能であることを示した。

また、サウンドチャネルの軸は低緯度では約1000mであるが、鯨類によってはその深度まで潜水できないものもある。しかしながら、鯨類の生息海域を調べると島々の周辺であることが多い。そこで、サウンドチャネル中を伝搬してきた音波が島周辺の海底地形によってどのように変化するかを調べた。その結果、海底地形に沿って音波が上昇するため、島や海山周辺と遠距離の通信ができる可能性を示した。

第5章 沿岸域における音響環境

5.1 はじめに

海洋中における音波は減衰が少なく遠距離まで伝搬することが知られている。また、伝搬環境の変化に鋭敏なため環境観測に活用されている[1]。深海域においては海洋音響トモグラフィによる広域の温度分布や流速などが観測されている[2]。また、大陸棚のような浅海域においては、海洋中のみならず堆積層の観測も行われている[3,4]。このように、地球環境の変化に対する関心の高まりと共に、様々な海洋現象が地球環境の変化と関連づけられて研究されている。また、筆者らは鯨類が低周波音波を用いて長距離通信を行っているという観点からも、その可能性について研究を進めている[5]。これらは大洋中における音波伝搬に関する古くからの多くの研究成果を基礎としている。

一方、沿岸域における音波伝搬に関する基礎的研究は多くはない。海岸付近では、沿岸域で行われる大規模な工事が原因と考えられる振動雑音が問題となることがある。これは、工事による人工的な音波が、海岸にどのように伝搬するかという問題としてとらえることができる。また、世界各国の特定の海域では、昔から鯨が座礁することが知られている[6]。座礁の原因には様々な要因があげられているが、いまのところそれらの明確な論拠はない。この問題は、また鯨の住環境である、雑音環境が沿岸域でどのように変化するか、という問題としてとらえることができる。これらはいずれも沿岸域における現象である。これらは一見まったく関係のない現象のように思われるが、筆者らはこれが沿岸域における低周波音波の伝搬環境に関係していると考え、研究を行った。

浅海中の音波伝搬は古くから研究されている[7,8]。最近ではOceanic wedgeに関する関心が高まっている[9-13]。しかし堆積層との関係は十分に調べられていない。一方、水深があまり変化しない場合においては、堆積層の伝搬への影響が調べられている。堆積層が音波伝搬に及ぼす影響は、その構造によって異なる。最も単純なモデルである、厚さと音速が一定のモデルについては詳細に解析されている[7,14,15]。また、音速が線形に増加するモデル[8,16,17]や、屈折率の2乗が線形なモデル[18,19]、そして、Consolidated sediment model [20]やvarying density model [21]についても調べられている。Collinsらは放物型方程式法の拡張として、沿岸域の伝搬を示し、水深一定層とWedgeを接合したモデルの伝搬を調べており[22]、また、Rogersらは、浅海における音波伝搬の堆積層の影響を調べている[23]。Gilletteは距離依存の浅海でモード結合が起きることによって、伝搬損失が減少することを

示している[24]。しかしながら、水中と堆積層中のモード結合を明らかにしたものは無い。

そこで筆者らは沿岸域の海底下構造をモデル化して基礎的なシミュレーションを行った。シミュレーションでは、実際の遠浅の海岸を想定したモデルを用いており、水深が一定な浅海から陸地に向かって水深が徐々に浅くなっている。このモデルで、海底下の堆積層の厚さと音速をパラメータとして変化させ、海底下構造の違いによる音波伝搬をシミュレーションした。計算は放物型方程式法(PE法)[25]を用いるとともに、伝搬現象をより詳細に調べるため、ノーマルモード法を用いてモード構造の解析を行った。更に、実際の環境では連続波だけではなく、パルス音波の伝搬も重要となるため、パルス音波の伝搬のシミュレーションを行い、広帯域のパルス音波でも同様な伝搬を示した。パルス音波の伝搬シミュレーションでは、近年、音波伝搬の解析に有用であることが報告されている時間領域差分法を用いた[26-28]。

これらのシミュレーション結果は、沿岸近辺で行われている大規模な工事の振動伝搬予測に応用することができると考えられるとともに、自然界の海中雑音構造の特性が鯨の座礁にも関係すると予察できることを示すものである。

5.2 沿岸域における伝搬モデル

多くの場合、海底の音速は深度とともに増加するが、このような環境の音波伝搬は良く知られている。ここで筆者らが注目しているのは、海底に堆積層があるような場合の音波伝搬であり、Fig.5-1に今回のシミュレーションで用いたモデルを示す。これは実際の遠浅の砂浜を想定したものであり、音波は水深が一定($h_1=20$ [m])な浅海中を5 km伝搬した後に傾斜海底の領域に入り海岸に達する。海底の下は均質な堆積層で、音速、密度、減衰および層の厚さは音源から海岸まで一定とした。また堆積層の下は、厚さは無限大の均質な層と仮定する。音源から10 kmの部分、つまり海岸における音速などのパラメータも堆積層と同じものと仮定する。堆積層中及び海底下における横波の影響は無視している。これら伝搬モデルにおけるパラメータをTable 5-1、Table 5-2、Table 5-3に示す。それぞれ、海底下に堆積層のないモデル、堆積層の存在するモデル、及び堆積層のパラメータを変化させたモデルである。実際の海岸は様々な条件があり、これら全ての条件をパラメータとして入れるわけにはいかないが、今回設定した堆積層の厚さ、音速などは実際の海岸で想定できる値としている。音波の吸収係数は周波数が低いので無視できる値であるが、堆積層中では下部境界からの反射が生じないように1波長当たり0.1あるいは0.2 dBとした。これにより海底の境界からの反射はないものとして考える。

また、音源の周波数は20から500 Hzまで変化させた。浅海中の雑音スペクトルのレベル

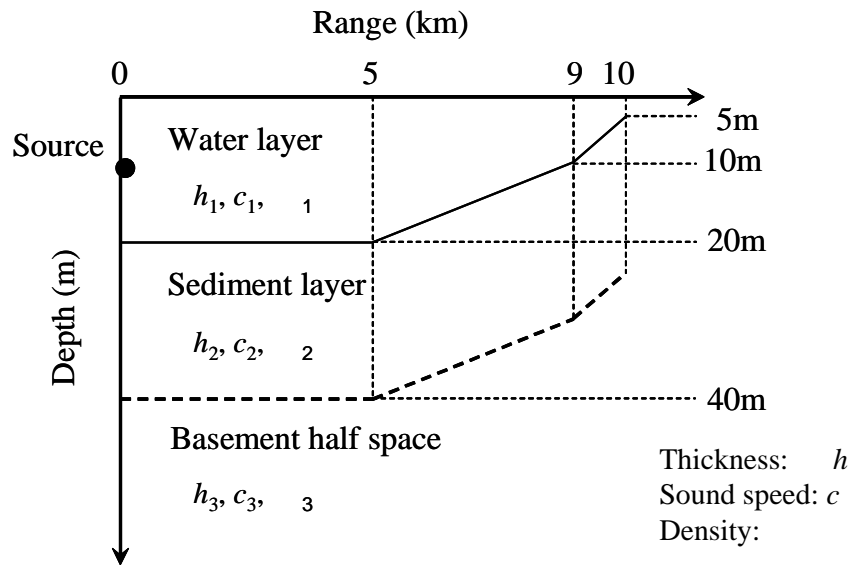


Fig.5-1 Propagation model with a sediment layer.

はほぼ一定であることが知られている[8]。この周波数帯は、今回想定している問題が沿岸域の騒音問題及び鯨の座礁問題であるため、これらに関連して実際に起こりうる範囲として選定している。つまり、高い周波数帯域の音波は海水中での減衰が大きいため、本シミュレーションの想定からは外している。

音源は、Fig.5-1 に示すように海岸から 10 km、水深 10 m の位置に設定する。PE 法における音圧の初期条件はガウス関数により設定する。海底が水平な部分における水平、垂直方向の計算間隔はそれぞれ $\lambda/2$ および $\lambda/4$ (λ : 波長) である。ここで、傾斜した海底については、座標を回転させて計算する回転PE法がその計算精度の改善に有効であることが知られている[29]。しかしながら、本章で取扱う問題においては、伝搬現象を説明するものであり、現段階では計算精度はあまり問題とはならないと考えている。そのため、ここでは傾斜海底は直線として近似している[30]。この近似方法では、海底の傾斜により計算間隔を変更して考えなければならない。

計算精度はあまり問題にならないとはいえ、どの程度の誤差がでてくるのかはあらかじめ知っておく必要がある。そのため、はじめにノーマルモード法により正確な伝搬損失を求め、PE 法による計算結果との比較を行った[31]。比較は周波数 100 Hz の場合で計算を行い、Fig.5-1 のモデルを用いた。ここで、音速、密度、減衰および水深を c_1 , ρ_1 , α_1 および h_1 で示す。また、各パラメータの添字は海水中、堆積層、海底下を指す。この計算で用いた各

Table 5-1 Parameter of propagation model without sediment layer

	Water Layer	Sediment Layer	Basement
Thickness [m]	5 - 20	0	
Density [kg/m ³]	1000	-	1500
Sound speed [m/s]	1500	-	1600
Attenuation [dB/]	0	-	0.1

Table 5-2 Parameter of propagation model with sediment layer

	Water Layer	Sediment Layer	Basement
Thickness [m]	5 - 20	20	
Density [kg/m ³]	1000	1500	1700
Sound speed [m/s]	1500	1600	1700
Attenuation [dB/]	0	0.1	0.2

Table 5-3 Parameter of propagation model with various sediment layer

	Water Layer	Sediment Layer	Basement
Thickness [m]	5 - 20	5 - 30	
Density [kg/m ³]	1000	1500	1700
Sound speed [m/s]	1500	1550 - 1700	1650 - 1800
Attenuation [dB/]	0	0.01	0.1

パラメータの値は次のとおりである。 $c_1=1500$, $c_2=1600$, $c_3=1700$ [m/s], $\rho_1=1000$, $\rho_2=1500$, $\rho_3=1700$ [kg/m³], $\alpha_1=0$, $\alpha_2=0.1$, $\alpha_3=0.2$ [dB/], $h_1=20$, $h_2=20$, $h_3=$ [m]。

PE法では2つの条件により伝搬損失を計算した。1つめの条件は水平方向の計算ステップを $\Delta x/2$ 、垂直方向の計算ステップを $\Delta z/4$ にしたものである。2つめの条件は水平方向、垂直方向ともに $\Delta x/10$ の計算ステップで求めたものである。その結果、計算ステップが大きい場合、PE法により計算された結果は距離が音源から5 km以上になると数dB大きな値となった。また計算ステップが小さい ($\Delta x/10$) 場合は、距離が9 km以上になるとノーマルモード法による正確な解よりも数dB大きな値となる。この結果から、PE法で傾斜海底の正確な計算を行う場合、計算ステップをより小さくとらなければならないことがわかる。一方、距離9 km以上の浅い部分では、計算ステップをより小さな $\Delta x/20$ にしても、計算結果に改善は見られなかった。しかしながら、100 Hzよりも周波数が高くなれば、計算結果のズレは改善されることが予想できる。このことから、水深が波長よりも短い場合には、傾斜海底の近似方法は利用できないと考えられる。

5.3 堆積層のないモデル

はじめに海底下に堆積層の存在しない構造、つまり $h_2=0$ [m]の場合の伝搬特性を求める。周波数が500 Hzの場合の伝搬損失分布をFig.5-2に示す。このモデルのパラメータはTable 5-1のとおりである。図中の赤色部は約 -15 から -20 dBの伝搬損失を表し、黄色部は約 -35 dBの伝搬損失を表している。図のカラーバーは、これ以降に示す図でも共通となっている。この図で、音波は音源に近い距離では、下の堆積層中へ透過するのが分かる。距離が2 kmを超えると、音波が海底へ当たる角度が臨界角より大きくなるため、海底表面で全反射する。そして、海水中にモード伝搬が形成される。距離5 kmから海底が徐々に上昇するに従い、モードの一部が崩れて海底下に伝搬することが認められる。8 km以上では海水中のモードが不明確になり、海底への漏洩が大きくなることが分かる。周波数が400 Hzの場合は、基本的にはFig.5-2と同様であるが、6 km以上では堆積層中への侵入が大きくなり、海水中の音圧レベルが急速に減衰する。周波数が300 Hzの場合は、傾斜海中での減衰が大きく、8 km以上では殆ど消滅する。周波数が100 Hzの場合の伝搬損失分布をFig.5-3に示す。この場合は水深が一定の範囲でも減衰がみられ、5 km以上の傾斜海底中には殆ど侵入しないことが分かる。周波数が50 Hzの場合は、音源近傍では僅かに水平方向に伝搬するが、大部分のエネルギーは堆積層中へ侵入していく。これは海中ダクトには遮断周波数特性があるためであり、浅海では低周波音波が遮断されることはよく知られている。この場合の遮断周波数 (f_{cn})は次の式で表される [32]。

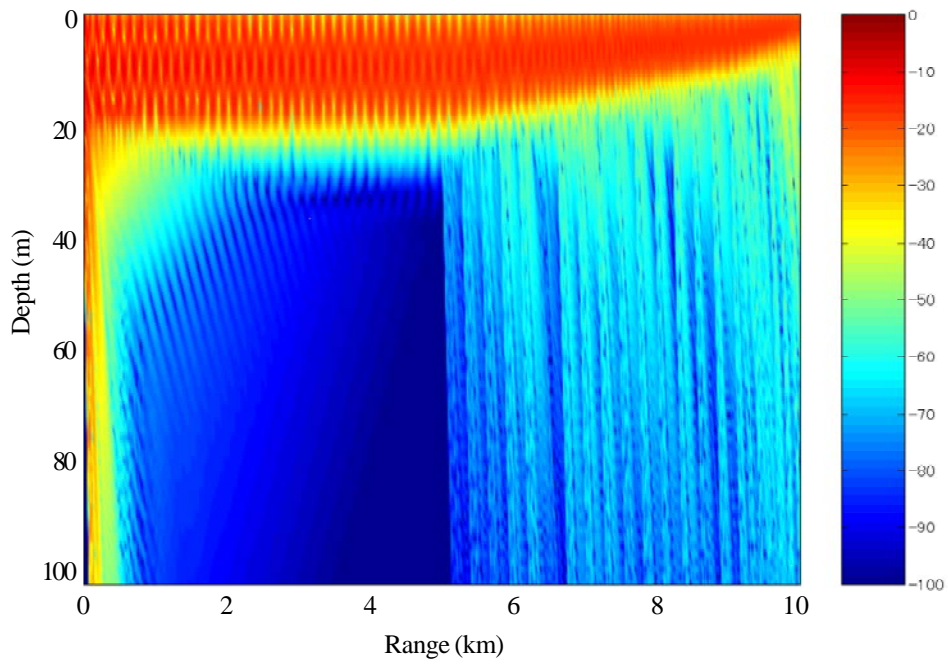


Fig.5-2 Distribution of propagation loss without sediment layer.
Frequency; 500 Hz.

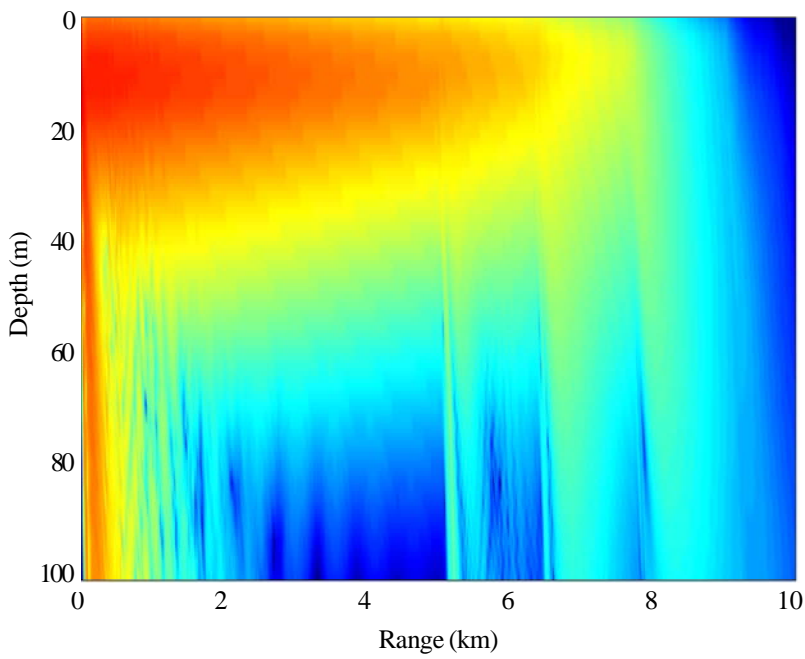


Fig.5-3 Distribution of propagation loss without sediment layer.
Frequency; 100 Hz.

$$f_{cn} = \frac{(2n-1)c_1}{4H\sqrt{1-(c_1^2/c_2^2)}} \quad (5.1)$$

ここで、 c_1 は海水中の音速、 c_2 は海底中の音速、 n はモード次数そして H は水深である。Fig.5-2の計算と同じ定数を用いると、第2、第3および第4モードの遮断周波数はそれぞれ $fc_2=107.8$ 、 $fc_3=161.6$ 、 $fc_4=215.5$ Hzとなる。したがって、周波数200 Hzでは第1から第3モードが伝搬する。そして海底が傾斜している海域ではこれらのモードも急速に減衰していく。以上の結果から、低周波においては発生するモード次数が少なく、そしてそれらも傾斜海底では急速に減衰することが分かる。

5.4 海底下地層をもつモデル

5.4.1 周波数による伝搬減衰の変化

沿岸域の海底には陸地から流入した土砂等が堆積している場合が多い。この場合の海底構造は前述のような単一の層ではなく、より多層で形成されていると考えられる。そこで、本節ではFig.5-1に示すような海底下に1つの堆積層を有する浅海をモデルとして考える。このモデルの定数はTable 5-2に示すとおりである。

周波数が500 Hzの場合の伝搬損失分布をFig.5-4に示す。音源の近傍では、音波は堆積層を透過してその下の海底中へ透過するのが分かる。2 km以上になると音波が海底へ当たる角度が臨界角(69.6°)より大きくなるため、海底表面で全反射するが、漏洩波が堆積層中で新たなモードを形成し始める。海水層中ではモード伝搬が形成されるが、堆積層中のモードとの結合が見られる。5 kmから海底が徐々に上昇するに従い、海水層中のモードの一部が崩れて堆積層中のモードに変換され、そのモードの振幅が増大することが認められる。この堆積層中のモードは減衰せずにその振幅は距離と共に増大することが分かる。周波数が400 Hzの場合は、基本的にはFig.5-4と同様である。周波数が300 Hzの場合は、海水層中モードと堆積層中モードが互いに協調し始め、8 km以上でも殆ど減衰せずに、むしろ増大する。周波数が200 Hzの場合は、海水層中モードと堆積層中モードとの区別が困難になり、むしろ海水層中と堆積層中とが一体となってモードを形成する。

周波数100 Hzの場合の伝搬損失分布をFig.5-5に示す。海水層中と堆積層中が一つの層になってダクトを形成し、音源近傍から海岸まで殆ど減衰せずに伝搬することが分かる。以上の結果から、我々は海水層の下に海水より音速の速い層を付加すると伝搬損失が減少することを明らかにした。

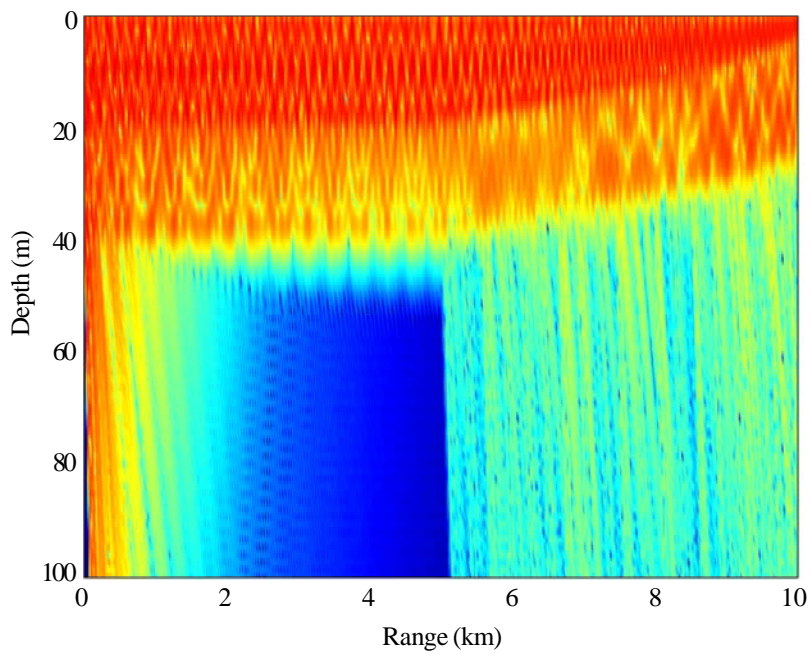


Fig.5-4 Distribution of propagation loss. Frequency; 500Hz, Thickness of sediment layer; 20 m, Sound speed of sediment layer; 1600 m/s.

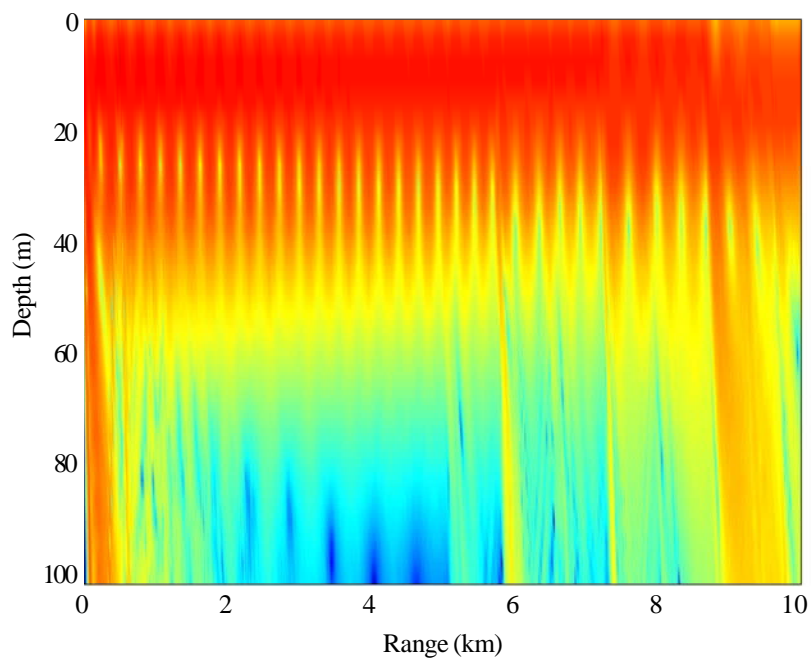


Fig.5-5 Distribution of propagation loss. Frequency; 100Hz, Thickness of sediment layer; 20 m, Sound speed of sediment layer; 1600 m/s.

5.4.2 様々な堆積層構造と伝搬減衰

実際の海底下構造では堆積物の構造は一定とは限らない。そこで、様々な海底下構造の解析に応用するため、堆積層の厚さ及び音速を変化させて伝搬損失分布を求める。本節のシミュレーションで用いる伝搬モデル及び定数はFig.5-1及びTable 5-3に示したものである。このパラメータは実際の海岸を想定した値としており、このうち堆積層の厚さは5から30 mまで、5 m毎に6通りに変化させる。また、堆積層中の音速は、1550から1700 m/sまで、50 m/s毎に変化させた。堆積層の下の層の音速は堆積層のそれより100 m/s大きく設定する。周波数は300, 200, 150, 100, 50 Hz および20 Hzの6周波数である。

周波数が300 Hzのときの伝搬損失分布をFig.5-6、Fig.5-7に示す。Fig.5-6は堆積層の影響が最も小さい条件、すなわち堆積層の厚さと音速が共に最も小さい場合である。Fig.5-7は堆積層の影響が最も大きい条件、すなわち堆積層の厚さと音速が共に最も大きい場合である。いずれの場合も距離10 kmの海岸線まで殆ど減衰が見られない。その詳細を示すために水平方向のレベル変動をFig.5-8に示す。堆積層中の音速を最も小さい1550 m/sとして、堆積層の厚さを5から30 mまで5 m間隔で示した深度4.5 mにおける伝搬損失曲線である。曲線を区別するため、それぞれを10 dBずらして表示している。層の厚さが最も小さい場合の一番上の曲線は、レベル変動は大きいものの平均レベルの減衰は小さい。その他の5本の曲線は距離と共にレベルが徐々に増大し、その変動も小さい。Fig.5-7から予測できるように、堆積層の音速を大きくした場合の伝搬損失の減衰は小さい。したがって、堆積層の音速が小さく、その層の厚さが薄い場合を除くと、海水中を伝搬する音波の伝搬減衰はあまり大きくはないことが分かる。

周波数が150 Hzと200 Hzの場合も、300 Hzと同様な結果が得られる。周波数を更に下げて100 Hzにした場合の伝搬損失分布をFig.5-9、Fig.5-10に示す。Fig.5-9は堆積層の影響が最も小さい条件、すなわち堆積層の厚さと音速が共に最も小さい場合の伝搬損失分布である。そしてFig.5-10は堆積層の影響が最も大きい条件、すなわち堆積層の厚さと音速が共に最も大きい場合の伝搬損失分布である。いずれの場合も距離が9 km付近までは大きな減衰が見られないが海岸線近くになって減少することがわかる。この現象を詳細に示すために、深度4 mにおける水平方向の伝搬損失曲線をFig.5-11に示す。図中の各曲線は上から、堆積層の音速が1550, 1600, 1650 および1700 m/sに対応している。堆積層の厚さは一定(20 m)である。変化を見やすくするために、堆積層の音速が小さい方から順にそれぞれ10 dBずつずらして表示している。距離に対する変動の周期は堆積層の音速の増加と共に短くなっていることが分かる。これは海水層中に発生するモードが高次に移行するためと考えられる。距離6 km付近でレベルの急激な変動が見られるが、これは海底の上昇に伴って発生

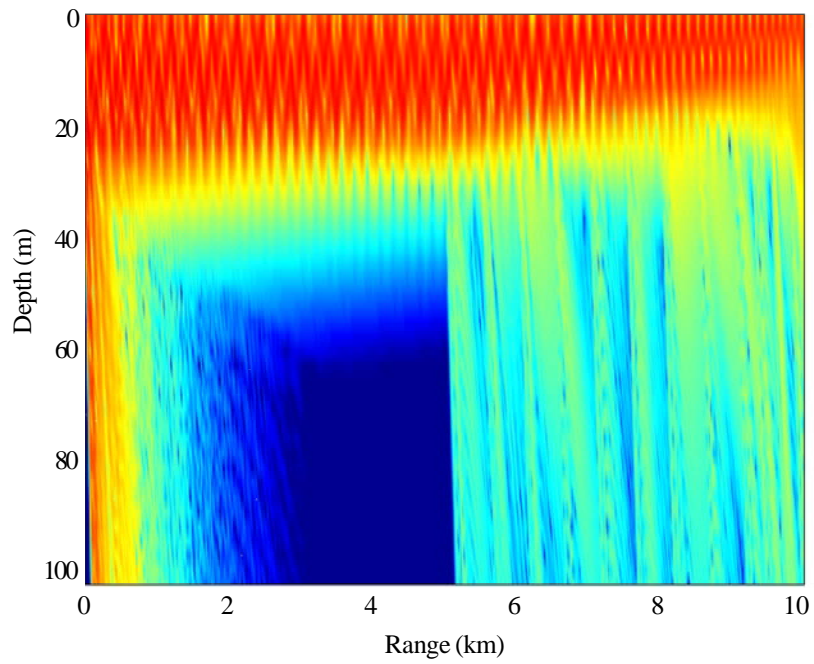


Fig.5-6 Distribution of propagation loss. Frequency; 300Hz, Thickness of sediment layer; 5m, Sound speed of sediment layer; 1550m/s.

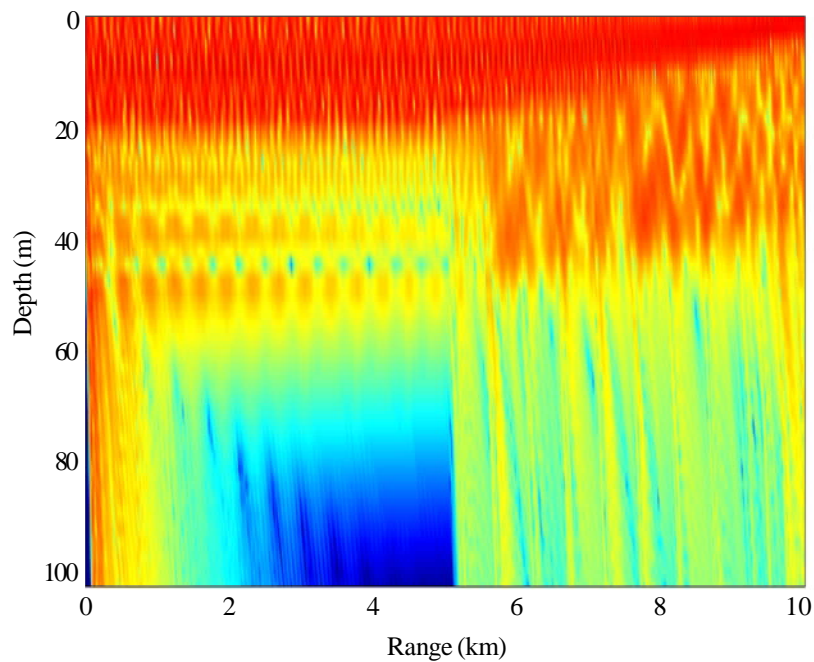


Fig.5-7 Distribution of propagation loss. Frequency; 300Hz, Thickness of sediment layer; 30m, Sound speed of sediment layer; 1700m/s.

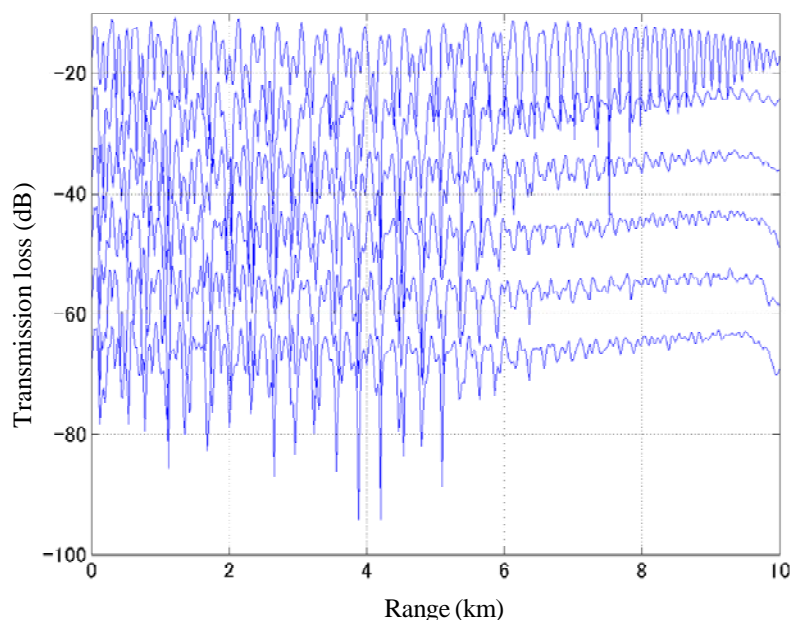


Fig.5-8 Horizontal level of propagation loss at the depth of 4.5m. Frequency; 300Hz, Sound speed of sediment layer; 1550m/s. Each curve displayed 10dB shift and corresponds to the depth of a sediment layer 5,10,15,20,25,30m from the top.

するモードが変化するためと考えられる。また距離が9 kmを超えると約6 dBの急激な減衰が生じる。堆積層の厚さを变化させた場合のレベル曲線もほぼFig.5-11に類似している。しかし堆積層の厚さが厚いほどレベルの変動が大きくなる。特に、9 km以上の海岸線近くで顕著である。これは海水中のモードより堆積層中のモードが優勢になるためと考えられる。

周波数を更に低下させると伝搬現象は大きく異なってくる。Fig.5-12は周波数が50 Hzの場合の伝搬損失分布である。距離5 km付近から急激に減衰することが分かる。周波数が100 Hz以上の場合には堆積層の厚さや音速を増大するにつれ、減衰が減少する傾向にあった。しかしながら、50 Hzの場合には音速を増加させるにつれて減衰が増大していくことが分かった。周波数が20 Hzの場合も50 Hzの場合とほぼ同様な結果で、減衰がより大きくなる。

5.5 海水層と堆積層のモード分布

シミュレーション結果から、海底に厚さ一定の堆積層を付加すると低周波音波の伝搬減衰

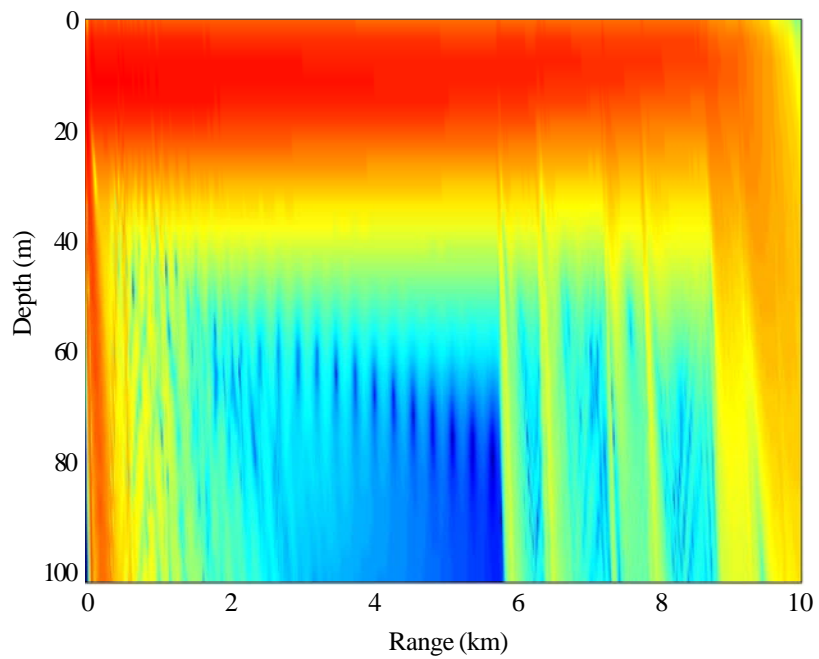


Fig.5-9 Distribution of propagation loss. Frequency; 100Hz, Thickness of sediment layer; 5m, Sound speed of sediment layer; 1550m/s.

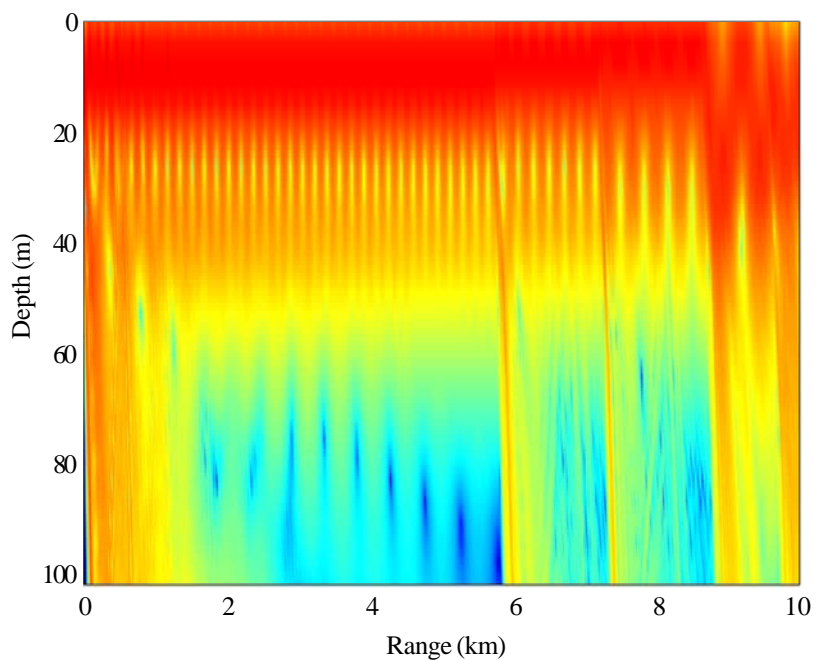


Fig.5-10 Distribution of propagation loss. Frequency; 100Hz, Thickness of sediment layer; 30m, Sound speed of sediment layer; 1700m/s.

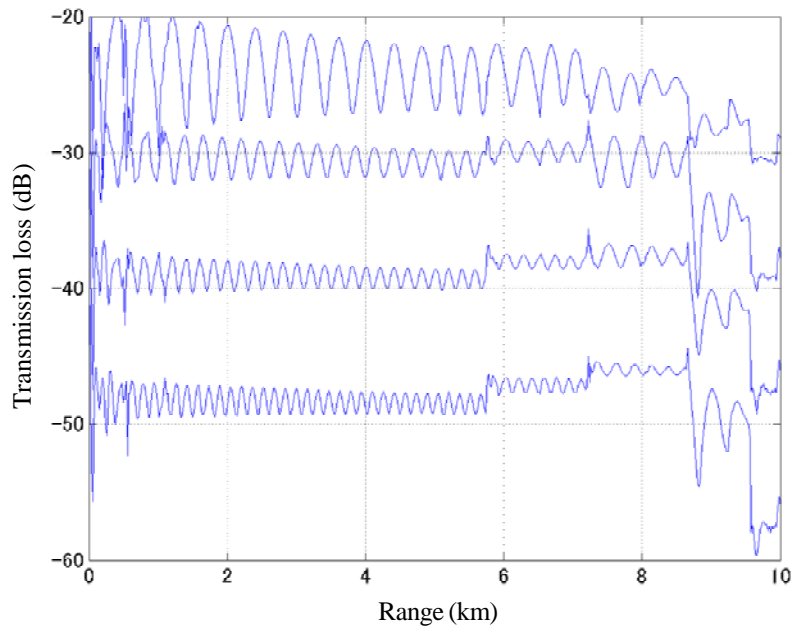


Fig.5-11 Horizontal level of propagation loss at the depth of 4m. Frequency; 100Hz, Thickness of sediment layer; 20m. Each curve is shift 10dB and corresponds to the sound speed to the sediment layer 1550, 1600, 1650 and 1700 m/s from the top.

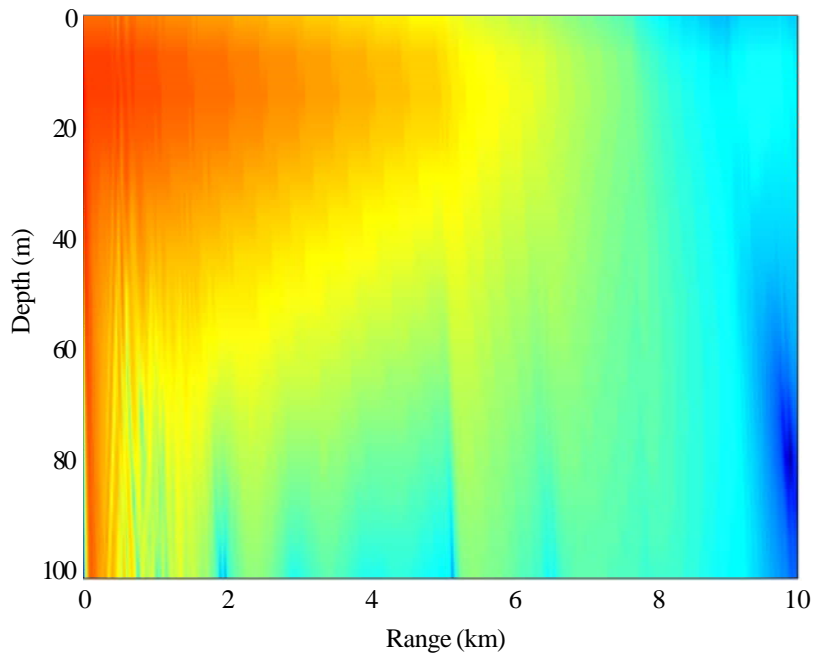


Fig.5-12 Distribution of propagation loss. Frequency; 50Hz, Thickness of sediment layer; 10m, Sound speed of sediment layer; 1600m/s.

が小さくなり海岸まで音波が伝搬することが明らかになった。ここではその伝搬構造をノーマルモード法を用いて明らかにする。Fig.5-1及びTable 5-2の海底が水平な領域にノーマルモード法を適用し、得られた第1モードから第10モードまでの垂直音圧分布をFig.5-13に示す。Fig.5-13の実線は周波数が400 Hzの場合の例である。また、比較のため200 Hzの場合を一点鎖線、100 Hzの場合を破線で示した。400 Hzの場合、第1から第4までのモードの振幅は海水層中に分布している。しかし第5から第9までのモードの振幅は海水層と堆積層の両方に分布している。ここで第5モードの振幅分布を、堆積層部のみの分布としてみると、このモード分布は堆積層中の第1モードに相当する分布をしている。同様に第6モードの堆積層中の分布はこの層の第2モードに相当している。その後のモードも同様である。周波数を200 Hzとした場合には、第3モードから堆積層に分布する。さらに、周波数を100 Hzとした場合には、第2モードから堆積層に分布することがわかる。

ここで堆積層中にモードが発生する条件を考える。海水層中に置かれた音源から放射された音波は、海水と堆積層の境界で全反射されて多重に反射しモードを形成する。しかし、

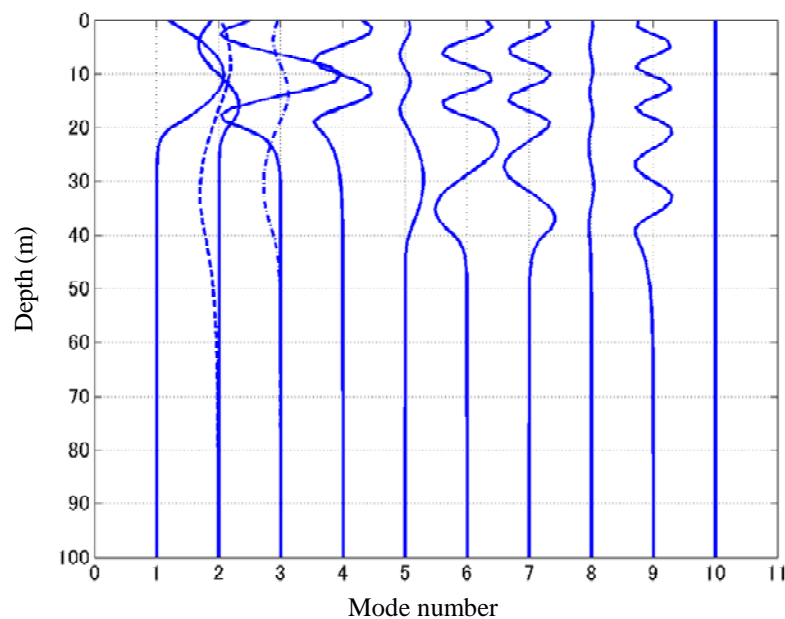


Fig.5-13 Mode pattern in shallow water with sediment layer. Thickness of sediment layer; 20 m, Depth of sound source; 10 m.

Solid line; frequency 400 Hz

Dash-dotted line; frequency 200 Hz

Broken line; frequency 100 Hz

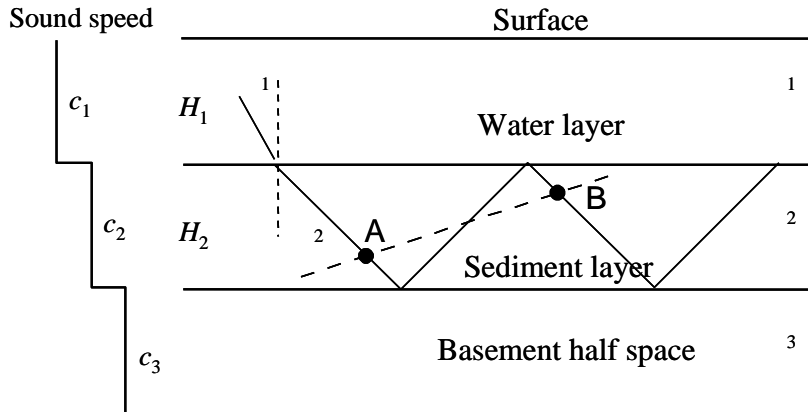


Fig.5-14 Mode equivalent ray of sediment layer.

モード数が増加するにつれ境界への入射角が次第に減少し、ついには入射角が臨界角より小さくなる。海底への入射角が臨界角より小さくなると堆積層へ進入し始める。そしてこの進入した音波が堆積層中でモードを形成する。これらのモードは多重に反射した音線が干渉して同相になる条件から求められる[32]。海水層中に置かれた音源から放射された音線が堆積層中に進入し、そこで多重に反射する場合 (Fig.5-14) を考える。モードが形成されるのは、図中のA点とB点の位相の差が $2(n-1)$ (n : 整数) になることと同じである。この関係は次式で表される。

$$\tan\left(\frac{2\pi f H_2}{c_2} \cos\theta_2\right) = \frac{\rho_2 \sqrt{\sin^2\theta_2 - (c_2^2/c_3^2)}}{\rho_3 \sqrt{1 - \sin^2\theta_2}} \quad (5.2)$$

この式を満足する解は、Fig.5-1及びTable 5-2に示した定数を用いると、 87.5° 、 82.3° 、 77.1° 等である。海水層中の臨界角に対応する堆積層中の屈折角は 90° であるから、それに最も近い 87.5° の第1モードが堆積層中に発生することが分かる。第5モードの固有波数値から海水層から堆積層に入射する等価音線の入射角を求めると[33]、ほぼ臨界角と一致している。すなわち、一定堆積層を持たない水層中に発生する伝搬モードは第4モードまでであるが、一定堆積層を付加すると、堆積層中に新たなモードが形成される。この際、海水層から堆積層に入射する角はほぼ臨界角であるから、堆積層中に屈折する角は90度に近くなる。水平方向に伝搬する等価音線に対応するモードは第1モードであることが知られている。こ

の堆積層中の第1モードが海水層中の高次モードと結合し海水中の伝搬を可能にしている。第10モードの堆積層からその下の層への入射角は、その境界の臨界角を越えるため伝搬モードが発生なくなる。

したがって、堆積層を付加しない場合は第1から第4モードしか伝搬できないが、堆積層を付加することにより、第9モードまでが伝搬可能となる。この際海水層中の高次のモードが、堆積層の低次のモードに変換されるため伝搬減衰が小さくなる。周波数を300 Hzに下げると、固有波数値が小さくなるため第4モードから堆積層を伝搬するようになる。更に周波数を200 Hz、100 Hzに下げると、堆積層中を伝搬するモードは第3モード、第2モードと低下し、海水層と堆積層が一体となって減衰の少ない低次のモードで伝搬することが可能となる。

次に、海水中と堆積中のモードが互いに結合(モードカップリング)することを理論的に説明する。海水層、堆積層および海底下の3つの層からなるモードの特性方程式は次の式で与えられる[34]。

$$m\pi - \beta_1 H_1 - \arctan \left[\frac{\beta_1 \rho_2}{\beta_2 \rho_1} \tan(\beta_2 H_2 + \phi_2) \right] = 0 \quad (5.3)$$

$$\phi_2 = \arctan \frac{\beta_2 \rho_3}{\beta_3 \rho_2}, \quad \beta_n^2 = \omega^2 / c_n^2 - \alpha^2, \quad \beta_3' = i\beta_3$$

ここで、 α と β_n は水平の波数および垂直の波数である。 n は層の番号である。 m をパラメータとして計算したEq. (5.3)の解をFig.5-15に示す。横座標は c_1 によって規格化された水平の位相速度(v_x)である。特性方程式の解、すなわちEq. (5.3)が $y=0$ と交わる点をFig.5-15では黒丸で示した。第1モードから第4モードの解は、堆積層の音速より小さい。その結果、音波はすべて海水層の中に閉じ込められる。第5モードから第9モードの解は、堆積層の音速より大きい、海底中の音速より小さいため、音波は海水および堆積層の中に閉じ込められる。これらは前節の結果に一致する。この結果から、海水中のモードと堆積層のモードは相互に協調し、それらが互いに強まることが理解できる。

5.6 パルス性音波の伝搬

浅海域の音波伝搬には大きな分散性があることが知られている[35]。同様に、堆積層をもつ海水層中の伝搬にも分散性があり、パルス性音波の伝搬に影響を及ぼすものと考えられる。

そこで、シミュレーションにより堆積層を持つ海水層中の低周波パルス伝搬を明らかにする。通常、パルス性音波の解析は時間領域にて行われる。それらには直接的な時間領域放物型方程式法が提案されているが[36]、伝搬モデルに依存しないフーリエ合成法が一般的である[37]。伝搬モデルには、音線法、ノーマルモード法および放物型方程式法などがあるが、本シミュレーションで想定しているような伝搬環境では、従来、放物型方程式法が適用されている。しかしながら、放物型方程式法では、通常深度方向の計算メッシュを $1/4$ としている[38]。したがって、ここで使用しているような低周波では計算間隔が粗くなり音圧分布を十分な精度で求めることが困難になる。また、フーリエ合成法では、同一点の音圧スペクトルをフーリエ逆変換によってパルスに変換する。したがって、計算メッシュが波長の関数となる放物型方程式法の適用は困難である。そこで、ここでは $1/10$ 以下のメッシュを用いる時間領域差分(FDTD: Finite Difference Time Domain)法を用いる[39]。

使用した伝搬モデルおよび各定数は Fig. 5-1 及び Table 5-3 であり、これは Fig. 5-11 の

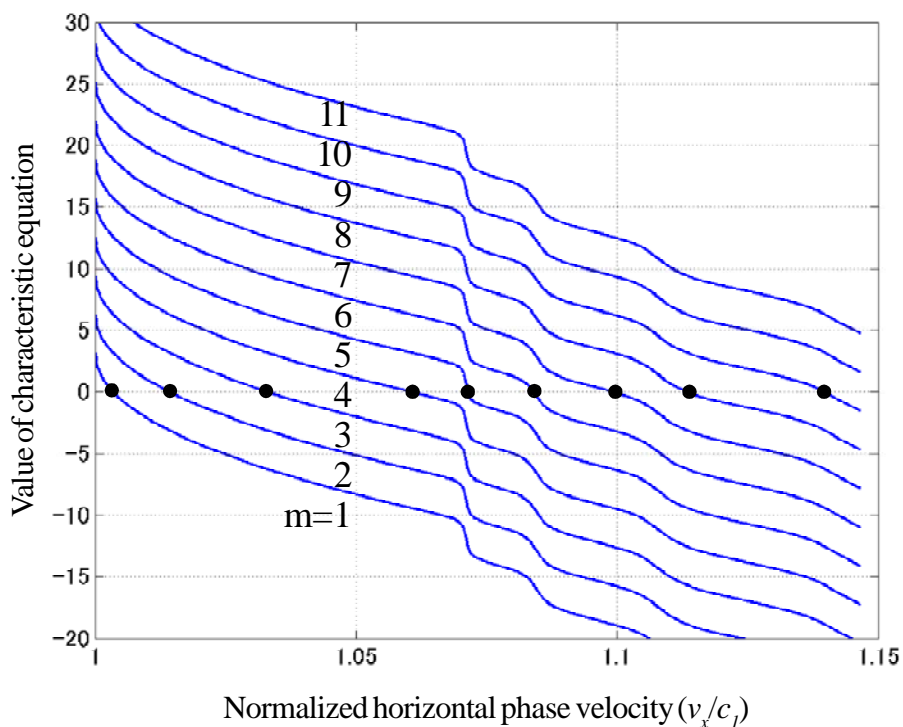


Fig.5-15 Phase velocity curve for $m=1$ to 11 mode, for three layers wave guide consisted of water layer, sediment layer and basement half space.

計算に用いた定数と同じである。ただし、音源の後方、海岸線および堆積層の最下面には反射を防止するために吸収層を付加した。音源から放射される音波は、中心周波数 100 Hz のガウス分布のトーンバースト波で、その周波数バンド幅は 20 Hz である。パルスの距離に対する振幅変動を Fig.5-16 に示す。Fig.5-11 と比較すると、距離に対する平均レベルの変動はほぼ一致している。したがって、このモデルの伝搬特性は広帯域性であることが分かる。また、Fig.5-11 に見られる伝搬モードの変化による急激なレベル変動は Fig.5-16 には見られない。実際の海水中の伝搬では、海面の波や海底の凹凸の影響を受けるため、急激なレベル変動は起こり難いので、Fig.5-16 に示した結果になるものと考えられる。

5.7 まとめ

沿岸域の音波伝搬の特徴について、PE法、ノーマルモード法および時間領域差分法を用いてシミュレーションを行い、海底構造による伝搬現象の違いを調べた。設定したモデルは、音速が段階的に変化するもので、層の厚さ、音速および密度をパラメータとして、20Hz から

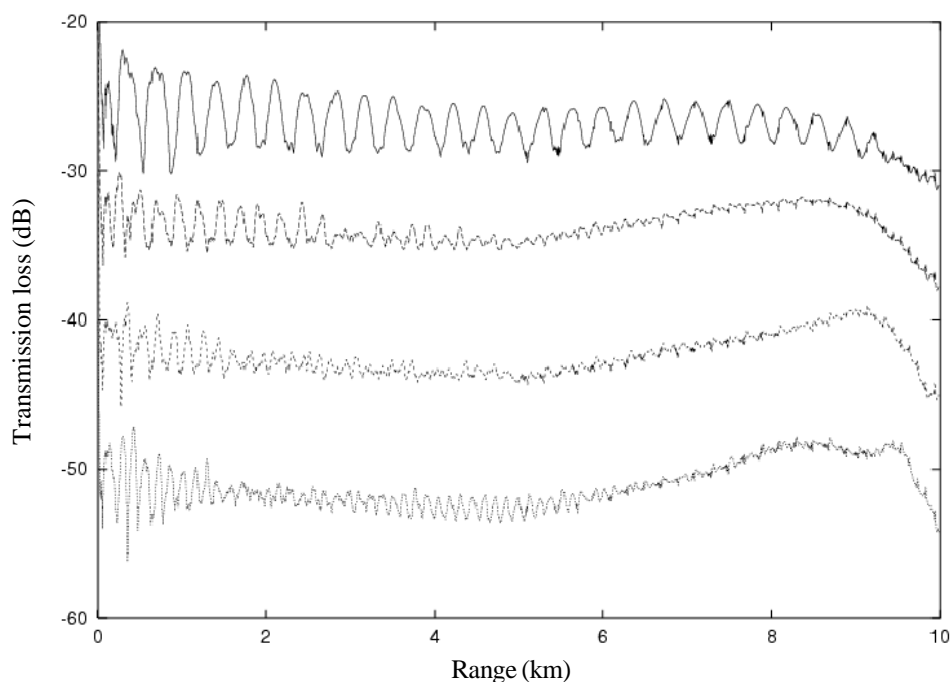


Fig.5-16 Horizontal level of propagation loss by the finite difference time domain method. Frequency; 100Hz. Each curve is shift 10dB and corresponds to the sound speed to the sediment layer 1550, 1600, 1650 and 1700 m/s from the top.

500Hzの広い周波数範囲で海底を含む沿岸域の音圧分布を算出した。その結果、海水層の下に均一な堆積層が存在する場合は、低周波域に遮断周波数が存在し伝搬減衰が大きくなる。しかし、海水層の下に堆積層を付加した伝搬構造では音波伝搬、特に低周波の伝搬が大きく異なり、音波は減衰せずに海岸まで伝搬することが明らかになった。この伝搬減衰のメカニズムを解明するため、ノーマルモード法を用いて水中と堆積層に励起されるモードを調べた。その結果、水中と堆積層中のモードが強制的に結合するために低周波の伝搬減衰が低下することを明らかにした。さらに、広帯域のパルス性音源を用いて同様な伝搬シミュレーションを行い、伝搬の広帯域性を示した。

近年、沿岸地域では大規模工事の振動が原因と疑われる振動問題が生じている。この問題は、本章で示した沿岸域の特殊な海底下構造により説明できると考えられる。また、鯨の不可解な座礁問題が世界中の特定の海域でしばしば起こっているが、これは沿岸域の音波伝搬および海中雑音環境に関連する可能性が考えられる。一般に、外洋から海岸方向へ伝搬する音波は、水深が浅くなるにつれ遮断されて海岸まで達することはない。しかしながら、沿岸域の海水層および堆積層の特殊な海底構造が、広帯域の音波に対して伝搬減衰の小さい環境となっていることを示した。このような場合、外洋から伝搬してくる雑音環境は遮断されずに海岸まで連続になり、海水の実際の深さに関係なく一定であると考えられる。浅海中の雑音スペクトルのレベルはほぼ一定であることが知られているため、鯨がポジショニングのために周囲の雑音環境を使用していると仮定すると、このような海底構造をもつ海岸の場合には、鯨が自らの位置をポジショニングできない場合があると予想できる。つまり、海中の雑音環境で生息する鯨類が、その見かけ上の連続性によって座礁が起こり得ると考えられるのである。本章は、このような海底構造と低周波の音波伝搬に関連する諸問題についての理解を助けるものである。

第6章 西太平洋における超長距離音波伝搬環境

6.1 はじめに

海中を伝搬する低周波音波は、減衰が少ないため長距離伝搬することが知られている。この特性を利用し、地球環境の変化をモニターするための長距離伝搬の研究が行われている[1-3]。このような計測では、パルスの伝搬時間を正確に計測する必要がある。しかしながら、海山や海流、渦等が含まれる複雑な環境の伝搬経路では、受波パルスの形状が変化するために、正確な伝搬時間の計測が困難になる場合が生じる。このような環境で、伝搬経路に沿った全般的な環境変化を観測する場合には、従来法のように特定のパルスに着目して、その伝搬時間を正確に計測する代わりに、パルス列全体の相対的な時間変化を計測することが重要と考えられる。また、最近では海中のデジタル通信手法の一つとして、パッシブ位相共役法の応用が提案されている[4]。

一方、長距離音波伝搬においては、ハワイの東方の太平洋は比較的不均質が少なく、以前から長距離伝搬の実験が行われてきた。J. L. Spiesberger et al. はハワイからカリフォルニアまでの3700 kmの距離で音響計測に関する実験を行っており[5]、P. F. Worcester et al. は東北太平洋で3250 kmの実験を行っている[6]。また、K. E. Wage et al. はカリフォルニアから距離3515 kmと5171 kmの点におかれた垂直アレイまでの伝搬実験を行っており、これらの観測データを元に、海洋構造との関係が議論されている[7]。

我々は、西太平洋海域に6つの長距離音波伝搬経路を設定し、音波伝搬に及ぼす各経路の特徴を明確にする。その中から地形的影響の少ない経路を選定し、温暖化のモニターに大きな影響を及ぼす季節変動の範囲を求める。更に、パッシブ位相共役の原理を応用した新しい環境観測法を提案し、従来法との対比を行う。すなわち、始めに、第3章で確立した超長距離伝搬計算の誤差要因を考慮したシミュレーション法について述べる。この方法を用いて、6つの経路に対してパルス列とTime Frontsを求めそれらの特徴を明らかにする。そして距離が長く安定な小笠原-ハワイ経路で、その代表的な音速プロファイルを用いてパルス列およびTime Frontsを求め、我々の超長距離シミュレーション法の有用性を確認する。次に、季節変動の範囲を調べるために、海面からSOFAR軸に至る範囲の音速分布を変えた6種の音速プロファイルに対する伝搬特性を調べる。その結果、SOFAR軸より浅い部分が変化しても最終パルスの到達時間は変化しないことを明らかにする。次に、パッシブ位相共役法について述べ、上記の6種の音速プロファイルに対して適用を試みる。最後に、実際の観測データに

基づいた四季のLevitusデータを用いて、パッシブ位相共役法によるパルスの季節変動を解析し、その有用性を示す。

6.2 西太平洋の伝搬経路

地球温暖化のモニター観測は長期にわたって安定な測定を行う必要がある。したがって、音源やハイドロホンアレイの設定場所は、一般に島や海山の近くであることが望ましい。東太平洋では、ハワイからカリフォルニアやアリユーションに至る経路で実験やシミュレーションが行われている。一方、ハワイから西の西太平洋海域では一時的実験を除けば殆ど行われていない。そこで、長期的に安定な測定が行える可能性のある伝搬経路を選定し、それ

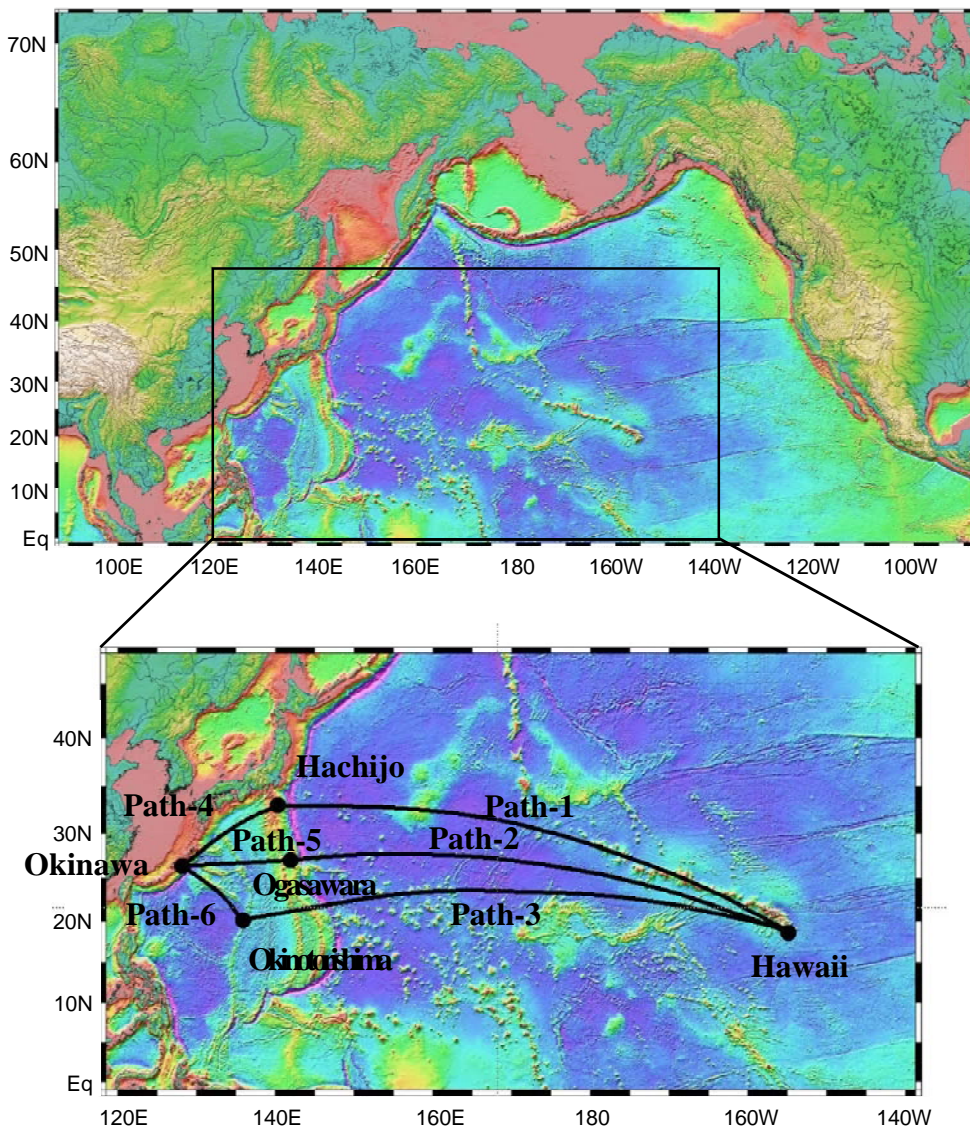


Fig.6-1 Simulated paths in west pacific ocean.

らの経路の特徴を把握する。選定した西太平洋の伝搬経路をFig.6-1に示す。東太平洋と比較すると西太平洋は海山や海嶺が多く存在することが分かる。これらの経路に図に示したような経路番号を付与する。

各経路の音速プロファイルは、距離111 km毎に求めたLevitusデータから[8]、Chen and Milleroの式で音速に変換した[9]。各経路の音速プロファイルをFig.6-2に示す。ここで、図を見やすくするため各曲線は2 m/sずつシフトして表示している。

6.3 受波パルス列とTime Fronts

6.3.1 音源と受波パルス

通常、音波伝搬の特性として伝搬損失が用いられている。これは波動方程式の周波数領域の解を扱うので比較的容易に扱うことが出来る。しかし、広域の海洋観測には一般にパルス音波が用いられる。これは波動方程式の時間領域の解を扱わなければならない。時間依存波動方程式の解は、次式のように周波数領域の解の逆フーリエ変換により求められる[10]。

$$p(r, z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) p(r, z, \omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (6.1)$$

ここで $S(\omega)$ は音源のスペクトルで、 $p(r, z, \omega)$ は点 (r, z) における音圧である。このシミュレーションに用いる音源は、中心周波数55 Hzのトーンバースト波である。送波パルスの形

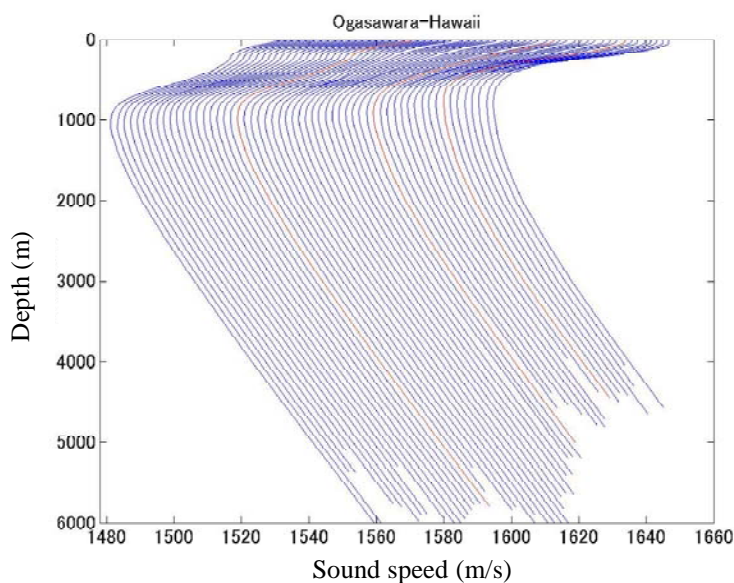


Fig.6-2 Sound speed profile of path-2(Ogasawara - Hawaii).

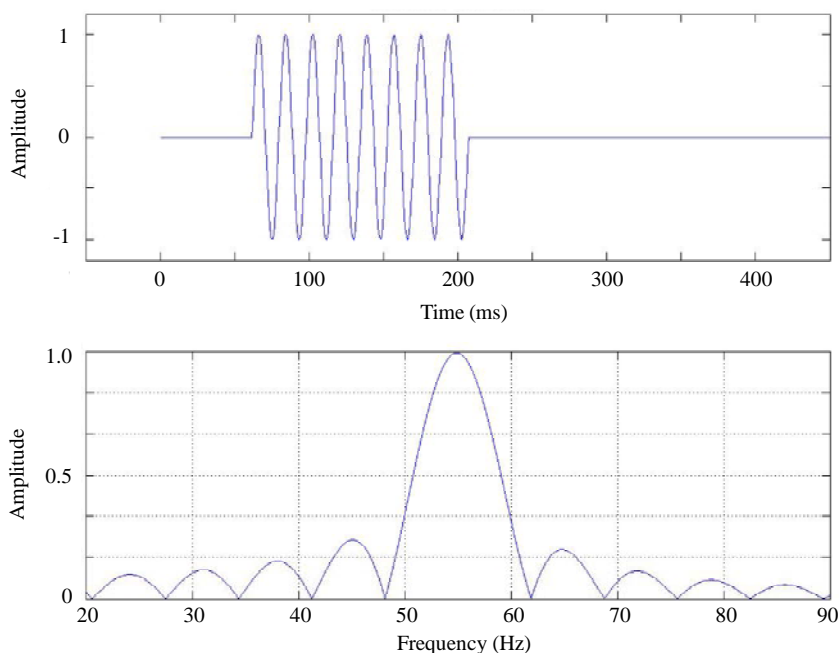


Fig.6-3 Sound source pulse and spectrum.

状とその周波数スペクトルをFig.6-3に示す。パルス幅はパルス幅の影響を調べるために2サイクルから10サイクルまで変えられるようにした。点 (r, z) における音圧は、ノーマルモード法や放物型方程式法などによって求められるが、ここでは放物型方程式法のコードFOR3Dを超長距離用に修正したコードを用いる。Eq. (6.1)で積分する周波数範囲は受波されるパルスの長さに関係している。SOFARチャンネル中を伝搬するパルスは伝搬距離が増すと共に長くなっていく。例えば、沖ノ鳥島からハワイまでの距離は約7000 kmである。このときに受波されるパルスの長さは30秒を超える。このパルスを表示する時間窓を40秒とすると、この逆数で表されるサンプリング周波数は0.025 Hzになる。

一方、音源のスペクトルはFig.6-3に示したが、実際に送波されるパルスは音源の周波数特性の影響を受ける。そこでこのシミュレーションでは、出来るだけパルスの形状を保持できるように、中心周波数を含む主ローブを送波帯域幅とする。送波パルスの幅が2サイクルのとき最も帯域幅が広くなり、27.5から82.5 Hzまで55 Hzとなる。この帯域幅をサンプリング周波数0.025 Hzでサンプリングすると、全体で2200周波数になる。

これらの多くの周波数に対する音圧が誤差なく求められて初めてEq. (6.1)の $p(r, z, t)$ が求められる。計算精度を上げるためにはステップサイズを小さくすれば良いことが指摘されている[11]。しかしながら、必要以上にステップサイズを小さくすると、長距離伝搬の計算時

間が大きくなり、更に、パルス化のため2200の周波数で求めなければならないため、実現が不可能になる。そこで第3章で述べたようにステップサイズの最適化の検討を行い、距離ステップを $1/8$ 、深度ステップを $1/20$ とした[3]。

ここで、小笠原からハワイに至る経路でパルス列を求めた。この経路に沿った音速プロファイルはFig.6-2に示したものである。距離による変化は少ないものの温度躍層を含む複雑な形状をしている。このままでは受波パルス列の確認には適しないので、Munk 型のプロファイルに近似して単純化したプロファイルを用いる。音源のパルス幅が6サイクル、伝搬距離が6212 km、音源と受波点の深度をSOFAR軸上の1000 mとしたとき、得られたパルス列をFig.6-4に示す。SOFAR伝搬に特有な3本構造からなるパルス列が明確に表示されている。これにより計算手法が正しいことが確認できる。

6.3.2 Time Fronts

前項のパルス列はSOFAR軸上で受波されるパルス列であるが、受波深度を変えても同様なパルス列が求められる。しかし特有な3本構造は軸上でのみ見られる波形であるから他の深度では複雑な波形になる。一方、海面から海底まで一定深度毎にパルス列を求めて、それら

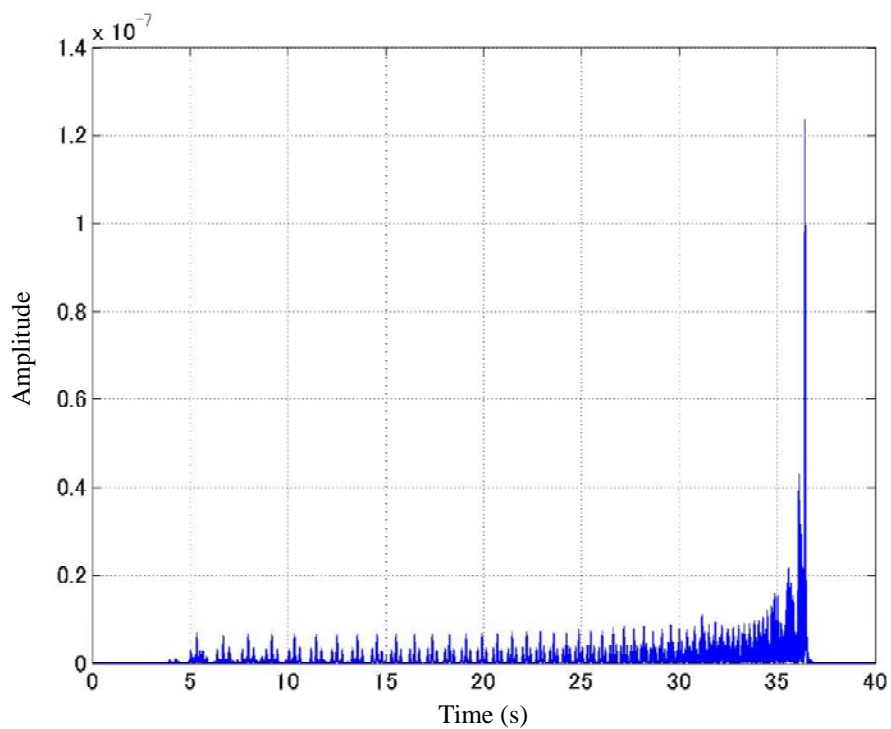


Fig.6-4 Received pulse of Munk-type profile at range of 6216 km.

の振幅変化を色調変化に変換して表示すると、深度と時間に対する強度分布図、すなわち、Time Frontsが得られる。ここで、前項と同じ単純化したMunk型のプロファイルを用い、パルス幅と伝搬距離も前項と同様とした場合のTime FrontsをFig.6-5に示す。このとき、深度間隔は6.8 mで、海面から海底までの受波点は733点である。図からわかるように、音線理論でしばしば用いられるarrival patternと同じ分布が得られている。すなわち、6000 kmを超える遠距離で、海面から海底に至る全域で正確に計算されていることが確認された。

6.4 各伝搬経路の特徴

ある経路における海域の伝搬特性は、パルス列よりもTime Frontsが適していることが明らかである。そこで本節では、西太平洋に設定した6つの経路について、その特徴を音圧分布及びTime Frontsにより示す。

- Path-1(八丈島-ハワイ)

Fig.6-6に音圧分布図(a)とTime Fronts(b)を示す。この経路には、音源近海からハワイに至るまで幾つかの海山が存在する。特に、距離5106 kmの点に深度120 mの海山がある。そ

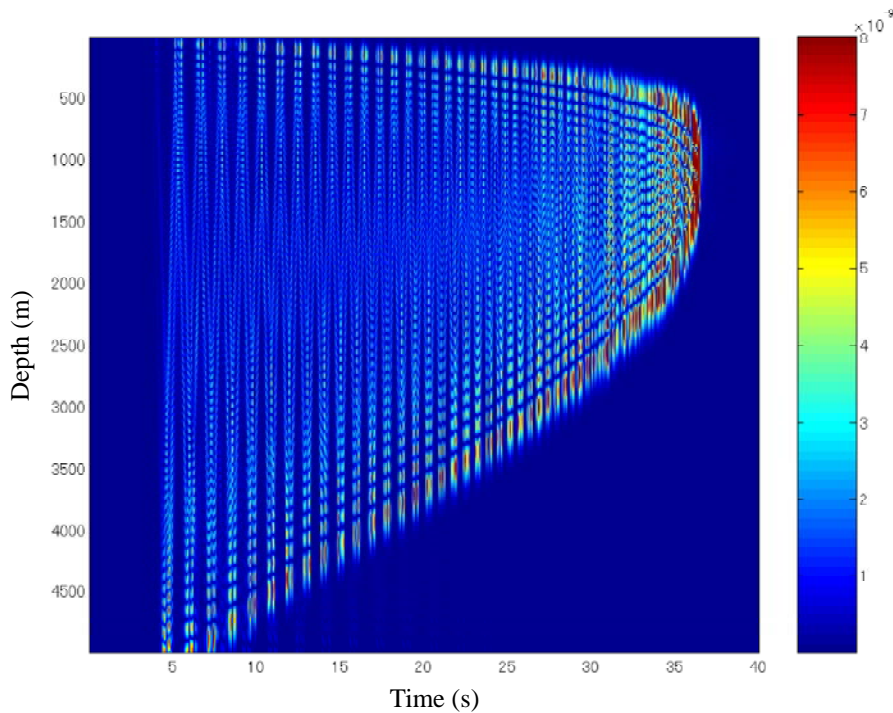


Fig.6-5 Time Fronts of Munk-type profile at range of 6216 km.

ここでこの地点を受波点とする。受波点の深度は209 mである。Time Frontsの深度が3000 mで、かつ到達する波の折り返しが大き、すなわち海山で伝搬方向が大きく変化することが分かる。

- ・ Path-2(小笠原-ハワイ)

Fig.6-7に音圧分布図(a)とTime Fronts(b)を示す。この経路は、ハワイ近海の海山を除けば海山が殆ど存在しない。しかしながらその海山の深度が393 mであるため、ほとんどの音波は遮断されてしまう。そこで、受波点を海山の手前、すなわち距離6216 kmの点に設定する。この点の深度は4566 mである。ほぼ完全なSOFAR伝搬が達成されている。Time Frontsの深度は約5000 mで、海面と海底に当たらずに伝搬することが分かる。さらに、Time Frontsの時間幅も約30秒と長くなっていることが分かる。この結果から類推すると、水深が浅い場合や、海山が存在する場合は、Time Frontsの深度幅と時間幅が短縮され、時間的折り返しが発生することが分かる。

- ・ Path-3(沖ノ鳥島-ハワイ)

Fig.6-8に音圧分布図(a)とTime Fronts(b)を示す。この経路は、沖ノ鳥島から距離888 kmの点に深度2537 mの海嶺がある。さらに、ハワイ島近くの距離7104 kmの点に深度48 mの海山がある。そこで受波点をその手前の距離6993 kmの点を受波点とする。この点の深度は4592.6 mである。海嶺の影響と思われるTime Frontsの時間折り返しが少し見られるが、完全なSOFARパターンに近い結果が得られた。

- ・ Path-4(沖縄-八丈島)

Fig.6-9に音圧分布図(a)とTime Fronts(b)を示す。音源は軸上の深度1000 mにセットされているが、受波点の深度は1517 mである。音源から八丈島近くまでSOFARの軸上を伝搬するが、受波点付近で海底の影響を大きく受けていることが分かる。その結果Time Frontsの深度は約1500 mまでしか現れない。そして、通常は早く到達する(深部を通る)パルスが、軸上を通るパルスよりかなり遅れることが分かる。

- ・ Path-5(沖縄-小笠原)

Fig.6-10に音圧分布図(a)とTime Fronts(b)を示す。基本的には沖縄-八丈島経路と同じであるが、受波点の深度はより深い2950 mである。したがって、Time Frontsの深度が3000 mに広がり、到達する波の折り返しもより少なくなっている。

・ Path-6(沖縄 - 沖ノ鳥島)

Fig.6-11に音圧分布図(a)とTime Fronts(b)を示す。この経路は、音源に近い距離に深度5000 mの海山があり、中間の距離に深度3000 mの海山がある。受波点の深度は3735 mである。音圧分布図を見ると深度5000 mの海山の影響が海面付近に現れている。しかし中間距離のより浅い深度の海山の影響は音圧分布では知ることは出来ない。一方、Time Frontsは、深度が3500 mを越してほぼ受波点の深度に近くなる。また、到達する波の折り返しは、沖縄 - 小笠原経路の場合より、粗い分布になっている。これが中間距離の海山の影響と考えられる。

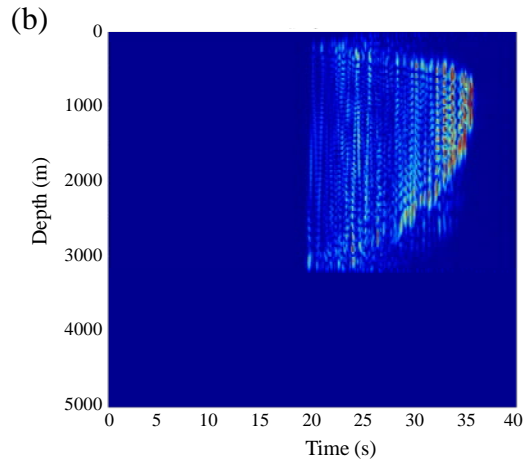
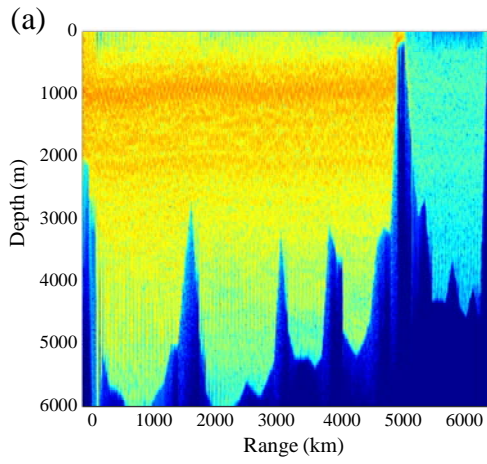


Fig.6-6 Sound pressure distribution (a) and Time Fronts (b) of Path-1 (Hachijo - Hawaii).

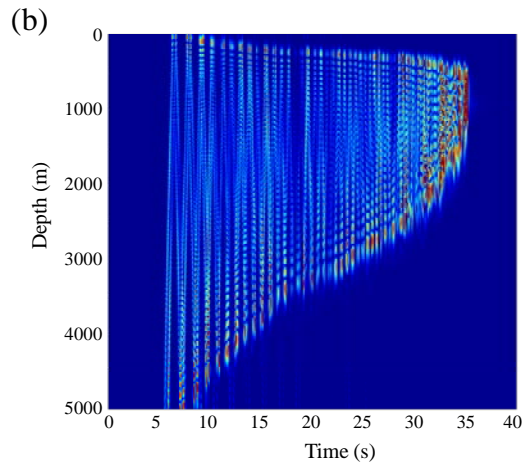
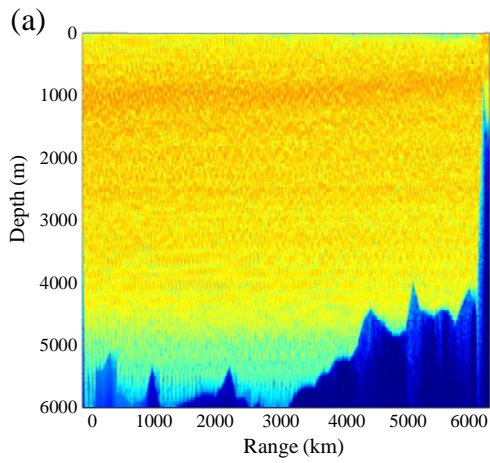


Fig.6-7 Sound pressure distribution (a) and Time Fronts (b) of Path-2 (Ogasawara - Hawaii).

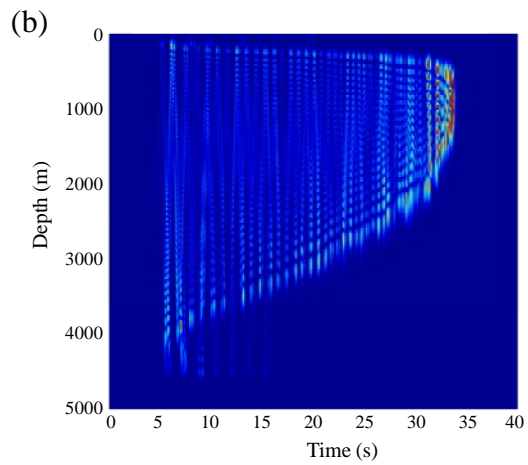
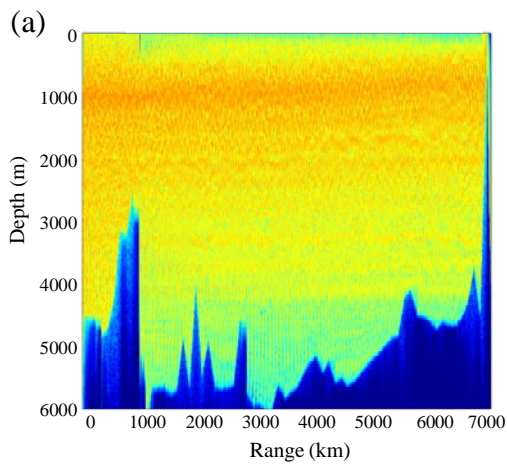


Fig.6-8 Sound pressure distribution (a) and Time Fronts (b) of Path-3 (Okinotorishima - Hawaii).

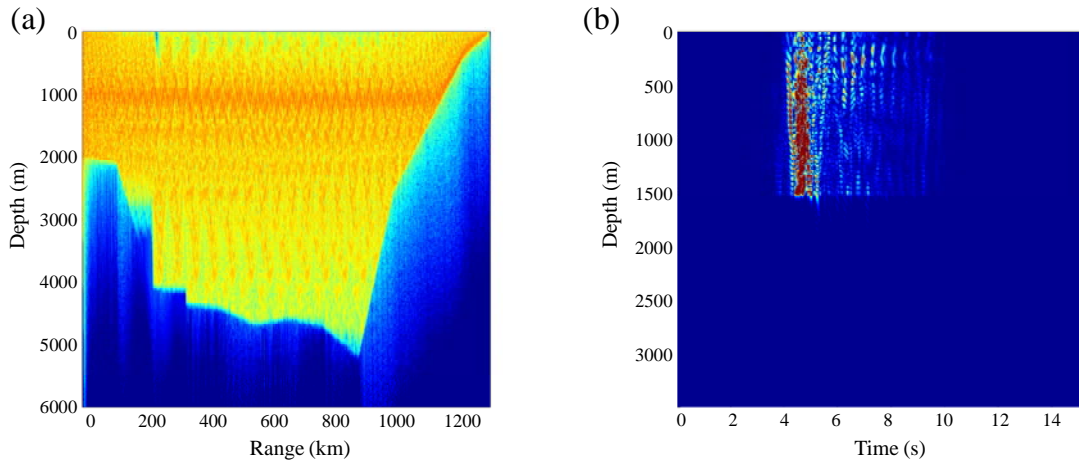


Fig.6-9 Sound pressure distribution (a) and Time Fronts (b) of Path-4 (Okinawa - Hachijo).

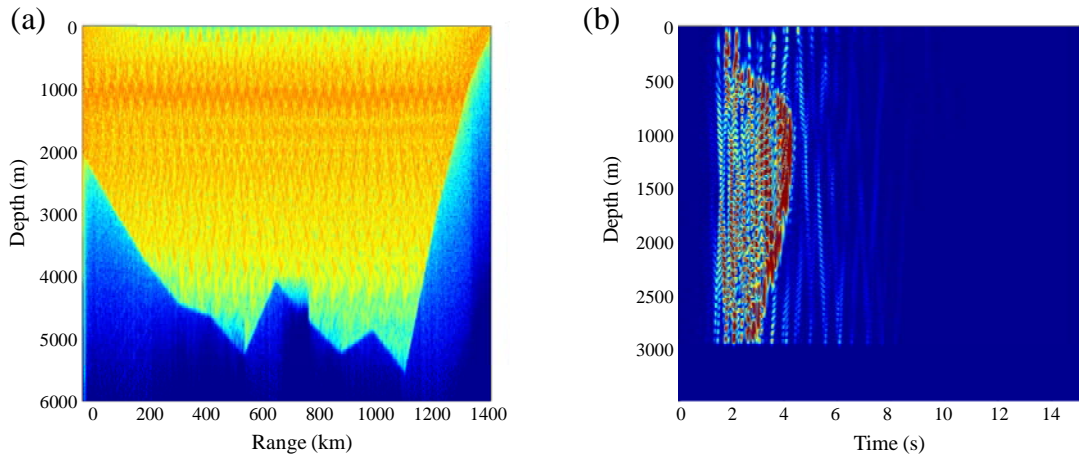


Fig.6-10 Sound pressure distribution (a) and Time Fronts (b) of Path-5 (Okinawa - Ogasawara).

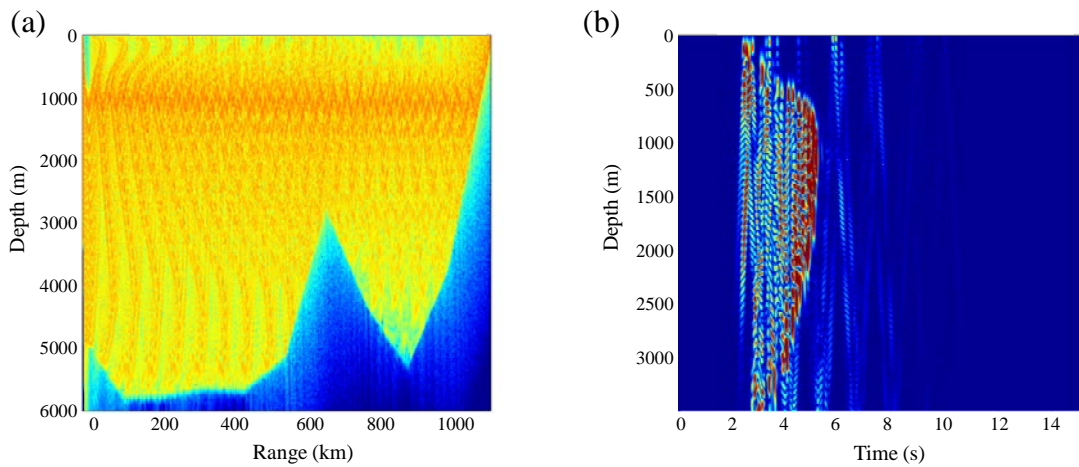


Fig.6-11 Sound pressure distribution (a) and Time Fronts (b) of Path-6 (Okinawa - Okinotorishima).

6.5 季節変動による影響

6.5.1 音速プロファイルと相関関数

季節の変化は海水温に影響を与えるため、音速プロファイルが変化する。この変化は海面近くの影響が大きく、SOFAR 軸より浅い部分の音速プロファイルの変化が大きくなる。この変化をとらえることにより、その海域の季節変動を観測することが可能となると考えられる。そこで音速プロファイルが変化した場合に、受波パルス列のTime Frontsがどのように変化するかを調べる。

伝搬距離が数千km以上になると、その経路の途中には海山や海嶺のような地形変化が存在することが多い。また、海中にも海流、中規模渦やフロントなどの不均質が存在することが多い。このような複雑な伝搬環境では、伝搬パルス個々の伝搬経路を特定することは困難になる。このような場合にはパルス個々の変動よりも、パルス列全般の変動を観測することが有用と考えられる。我々はパルス列全般の変動を調べる方法として受波パルスの相関関数を求め、その変動を観測する方法を提案する。この際、受波パルス列とその相関関数との関係を明らかにしておくことが重要である。

はじめに、小笠原からハワイにいたる経路の代表的な音速プロファイルを基準として、その音速プロファイルを僅かに変化させた4つの型の音速プロファイルと、その相関関数との関係を明らかにする。実際の音速プロファイルは水温躍層を含むため、音速プロファイルの変化と受波パルス列との相関関係を求めるのには適していない。そこで、小笠原からハワイにいたる経路の代表的なプロファイルとして、東経63.5度、北緯27.5度の音速プロファイルをMunkの式で平滑化したプロファイルを基準プロファイルとする。Munkの式で、音速 $c(z)$ は次式で表される[12,13]。

$$c(z) = c_0 \left[1 + \epsilon (\eta + e^{-\eta} - 1) \right] \quad (6.2)$$

$$\eta = 2 \frac{z - z_0}{B}$$

ここで z_0 と c_0 は、それぞれ音速が最小になる深度とその点の音速である。BはSOFAR軸付近の曲率に関する定数、 ϵ は音速の圧力勾配に関する係数である。ここでは小笠原ハワイ間の音速プロファイルに近似するために、 $z_0=1000$ mとしてこれより浅い部分で $\epsilon=0.0095$ 、これより深い部分で $\epsilon=0.00575$ とした。これを基準音速プロファイルとする。

このシミュレーションで使用する音速プロファイルは4つの型に大別することが出来る。第1型は、基準音速プロファイルの全般に0.1,0.2,0.3 m/sを加算と減算したものである。第

1型の音速プロファイルの水深2000 mまでを拡大したプロファイルをFig.6-12に示す。図の真中の音速プロファイルが基準プロファイルで、その左右に加算と減算したプロファイルを示している。ただし、図を見やすくするために加減量を1,2,3 m/sとして表示した。

第2型の音速プロファイルをFig.6-13に示す。チャンネル軸より浅い部分における c を、0.0085, 0.0090, 0.0095, 0.0100, 0.0105としている。 c が0.0095の音速プロファイルは基準音速プロファイルと同じである。ここで、海面における音速は c 順に、1536.25, 1539.50, 1542.75, 1546.00, 1549.25 m/sである。この海域の水深を5500 mとすると、その深度における音速は1549.25 m/sである。したがって、 c が0.0105のときに海面と海底の音速が等しくなるように設定されている。

第3型の音速プロファイルをFig.6-14に示す。Fig.6-13に示した音速プロファイルの全般に0.3 m/sを加算したものである。

第4型の音速プロファイルをFig.6-15に示す。Fig.6-13に示した音速プロファイルの全般に0.3 m/sを減算したものである。

6.5.2 音速プロファイルと受波パルス列

前節に示した音速プロファイルを用いて、長距離を伝搬したときの受波パルス列を求める。点 (r, z) におけるパルス列はEq.(6.1)から求められる。音圧はCoupledMode法で求め、伝搬距離は小笠原からハワイを想定して6216 kmとする。SOFAR軸上に置かれた音源から、搬送周波数55 Hzのトーンバースト波を送波し、6216 km離れた点の軸上で受波したパルス列を求める。得られた結果をFig.6-16(a)に示す。図の5秒付近の早く到達するパルス群と35秒付近の遅く到達するパルスを除くと、SOFAR特有の3つのパルスから成るトリオパルス群が見られ、全体として約40秒に延伸している。早く到達するパルスは海面の影響を受けて形が崩れている。一方、遅いパルスはSOFAR軸付近を伝搬する多くの接近した経路を通る波の干渉によって振幅は大きくなるが複雑な形状になる。SOFAR伝搬の特徴である3パルス構造が明確に現れている場合は、海洋音響トモグラフィの手法により、海域全般の温度構造を求めることが出来る。しかしながら、海域の途中で海山や海嶺等が存在する複雑な海域では、パルス列が複雑になり、その特定が困難になり解析が不能になることも多い。なお、Fig.6-16(b), (c)は後述の相関関数である。

・ 第1型音速プロファイル

Fig.6-12の第1型音速プロファイルに対して求めたパルス列をFig.6-17に示す。一番上のパルス列はFig.6-12の最も右端の音速プロファイルに対応している。Fig.6-17の上から4番

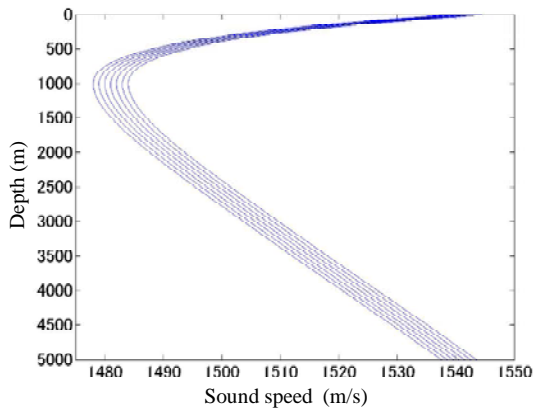


Fig.6-12 Sound speed profile(Type-1).

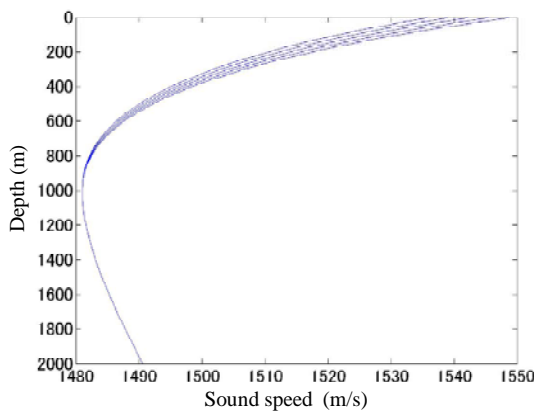


Fig.6-13 Sound speed profile(Type-2).

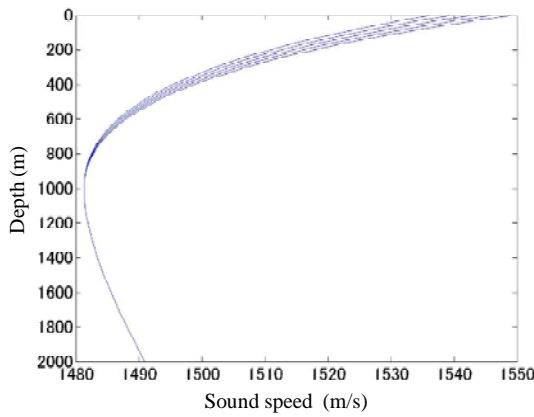


Fig.6-14 Sound speed profile(Type-3).

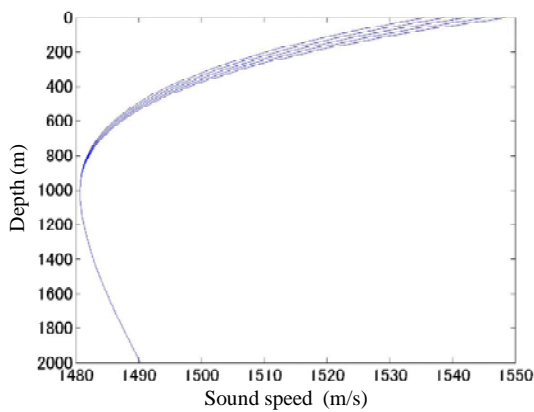


Fig.6-15 Sound speed profile(Type-4).

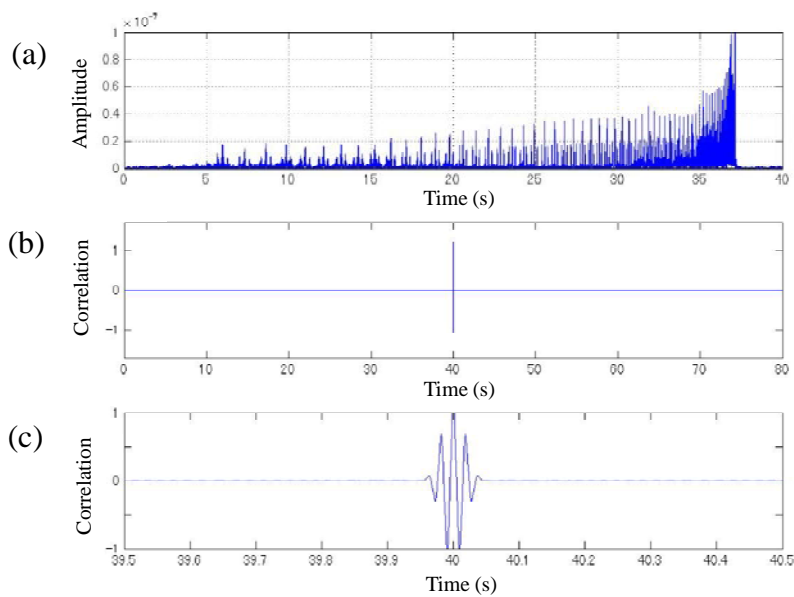


Fig.6-16 Auto-correlation of received pulse series ($\Delta v = 0.0095$).

目のパルス列は基準音速プロファイルに対するものである。その上のパルス列は音速を加算した音速プロファイルに対応し、加算量に対応して伝搬時間が短くなっている。その下のパルス列は音速を減算した音速プロファイルに対応して、減算量に対応して伝搬時間が長くなっている。しかしながら、パルス列全体の長さはほぼ等しい。

・ 第2型音速プロファイル

Fig.6-13の第2型音速プロファイルに対して求めたパルス列をFig.6-18に示す。上から順に、 Δv が0.0105, 0.0100, 0.0095, 0.0090, 0.0085の音速プロファイルに対応している。中央の図が Δv が0.0095の基準音速プロファイルに対応するものである。これらの伝搬時間は等しいが、パルス列の長さは Δv の増大と共に長くなる。

前項で述べたように、 Δv の増加と共に海面の音速が増大し、 Δv が0.0105のときに海面と海底の音速が等しくなる。すなわち、 Δv の増加と共にSOFARチャンネルの幅が増加する。図からわかるように、音速プロファイルの海面における音速が大きいほどSOFARダクトの幅が大きくなる。したがって、上図からダクト幅の減少に対応して、パルス列の長さが減少する。各図のパルス列の長さを比較すると Δv が0.0085のとき最も短く、そして Δv の増加と共に増長していくことが分かる。これはSOFARチャンネルの幅の増加によるものである。

・ 第3型音速プロファイル

Fig.6-14の第3型音速プロファイルに対して求めたパルス列をFig.6-19に示す。上から順に、 c が0.0105, 0.0100, 0.0095, 0.0090, 0.0085の音速プロファイルに対応している。パルス列の長さは音速プロファイルの第2型(Fig.6-18)と同じ傾向を示すが、伝搬時間は第1型(Fig.6-17)の最上図と同じである。

・ 第4型音速プロファイル

Fig.6-15の第4型音速プロファイルに対して求めたパルス列をFig.6-20に示す。上から順に、 c が0.0105, 0.0100, 0.0095, 0.0090, 0.0085の音速プロファイルに対応している。パルス列の長さは音速プロファイルの第2型(Fig.6-18)と同じ傾向を示すが、伝搬時間は第1型(Fig.6-17)の最下図と同じである。

以上の結果から、パルス列の伝搬時間はSOFAR軸の音速に関係し、パルス列の長さはSOFARチャンネルの幅に関係する。そして、SOFAR軸上の音速と幅が同時に変化する場合は、それぞれの特性を合わせたものになることが分かる。ここで、音速プロファイル2型のパルス列に対応するTime FrontsをFig.6-21に示す。これらの図から、時間変化とパターンの変化を読み取ることができるが、定量的な比較を行うことは困難である。

6.6 パッシブ位相共役法の適用

6.6.1 パッシブ位相共役法

環境をモニターするためには伝搬パルスの正確な伝搬時間を計測する必要がある。しかしながら、複雑な環境の伝搬経路ではパルスの形状が変化するために正確な伝搬時間の計測が必ずしも適切とは考えられない。また、前項に示したように音速プロファイルの僅かな変化によって、SOFAR軸上を伝搬したパルスの伝搬時間が変化することが明らかになった。そこで、特定のパルスに着目して、その伝搬時間を正確に測る代わりに、パルス列全体の時間変化を計測する必要性が生じる。

最近、海中のデジタル通信手法の一つとしてパッシブ位相共役法の応用が提案されている[4]。その手法をSOFAR伝搬パルスに応用する。すなわち、受波点に鉛直受波アレイを設置する。そして、各アレイ毎に受波した信号の相関関数を求め、さらに、それらの相関関数をすべて加算する。このような処理により、遠距離伝搬によって長いパルス列となった受波信号を、送波信号に近いパルスに圧縮することが出来る。このパルスの圧縮性を調べることにより、SOFARチャンネルを伝搬したパルス列の変動を求める。

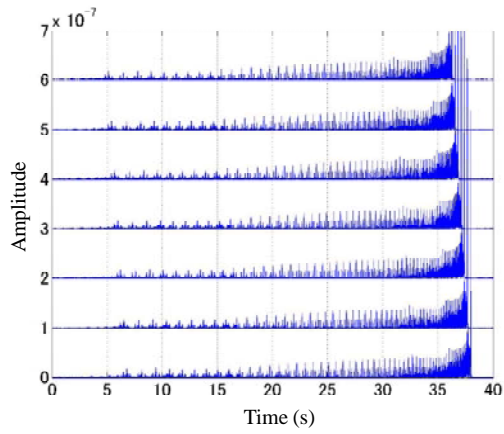


Fig.6-17 Received pulse series of Type-1 sound speed profiles.

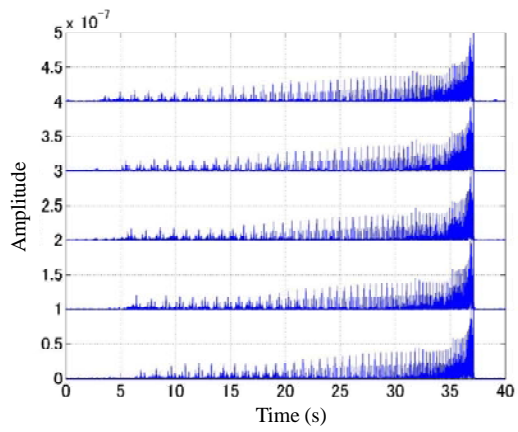


Fig.6-18 Received pulse series of Type-2 sound speed profiles.

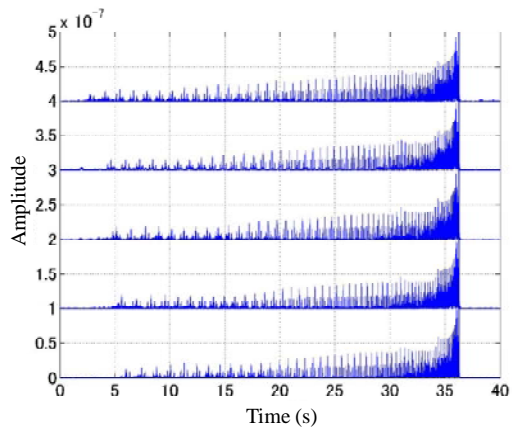


Fig.6-19 Received pulse series of Type-3 sound speed profiles.

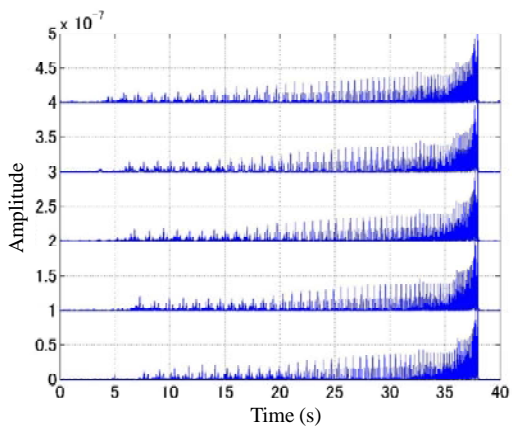
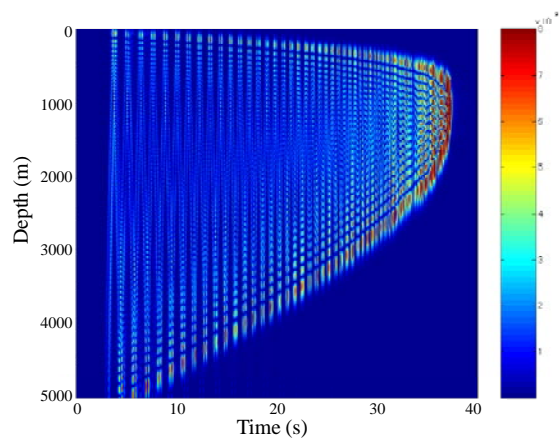
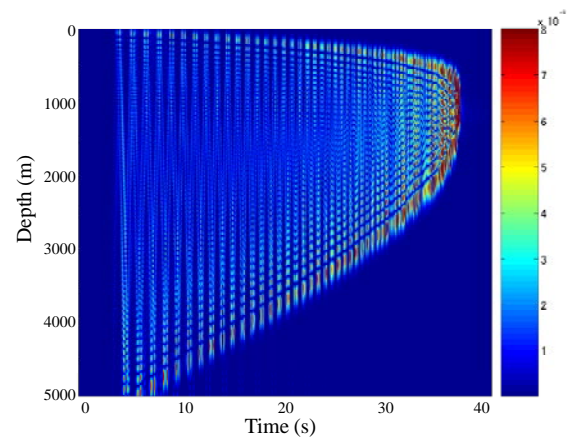


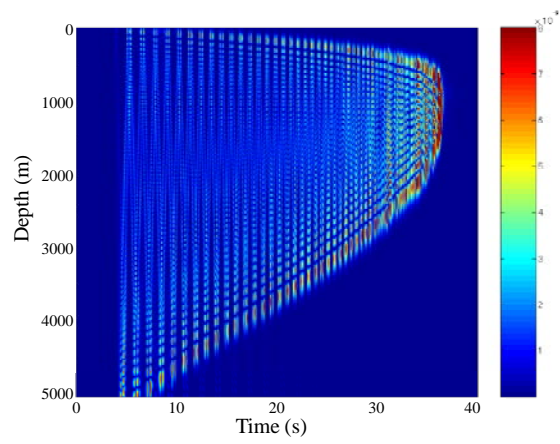
Fig.6-20 Received pulse series of Type-4 sound speed profiles.



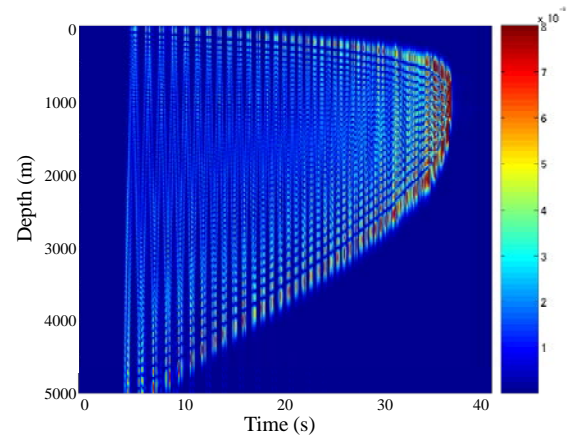
(a) =0.0105



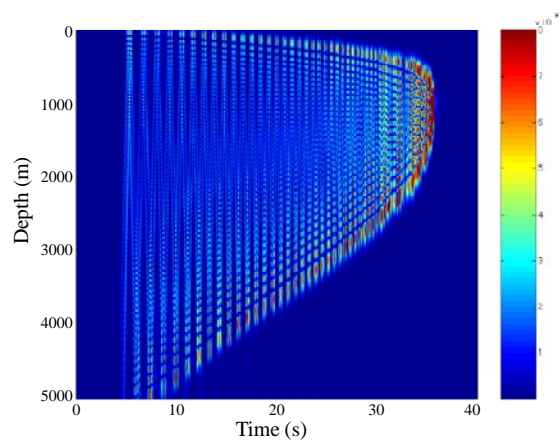
(b) =0.0100



(c) =0.0095



(d) =0.0090



(e) =0.0085

Fig.6-21 Time fronts of five different profiles.

つまり、位置 \mathbf{r}_m に置かれた鉛直受波アレイを考えた場合、プローブ信号とデータ信号の相互相関関数は次式で表される。

$$R_{id}(\mathbf{r}_m; t) = \int_0^T p_d(\mathbf{r}_m; t' + t) p_i(\mathbf{r}_m; t') dt' \quad (6.3)$$

ここで、 $p_i(\mathbf{r}_m; t)$ は受波点で受波されるプローブ信号で、 $p_d(\mathbf{r}_m; t)$ はデータ信号である。データ伝送の場合は、プローブ信号より時間 T だけ遅れてデータ信号が送波される。環境観測に用いる場合は、この時間的制約はない。この相互相関関数を、すべての受波アレイ素子 M について加算したものが $S(t)$ である。

$$S(t) = \sum_{m=1}^M w_m R_{id}(\mathbf{r}_m; t) \quad (6.4)$$

w_m は係数である。Eq. (6.3) からわかるように、これは時間変数 t の逆処理を行う時間フィルタ処理を表している。これは周波数領域で考えると位相共役処理となる。位置に依存しないようなフーリエ変換は式で定義される。

$$\begin{aligned} \tilde{p}(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} p(t) e^{+i\omega t} dt \\ p(t) &= (2\pi)^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{p}(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \end{aligned} \quad (6.5)$$

プローブ信号の継続時間は有限であるので、Eq. (6.5) を Eq. (6.3) に代入して次式が得られる。

$$R_{id}(\mathbf{r}_m; t) = (2\pi)^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{p}_d(\mathbf{r}_m; \omega) \tilde{p}_i^*(\mathbf{r}_m; \omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (6.6)$$

ここで、実際の信号を考えた場合、 $\tilde{p}_d(\mathbf{r}_m; -\omega) = \tilde{p}_i^*(\mathbf{r}_m; \omega)$ となる。Eq. (6.6) に示す相互相関関数は、プローブ信号の位相共役であり、この手法はパッシブ位相共役といわれるものである。

Eq. (6.3) で、プローブ信号とデータ信号を等しくすると、それはデータ信号の自己相関関数になる。Fig. 6-16 に受波パルス列とその自己相関関数を示す。Fig. 6-16(a) は c が 0.0095 の音速プロファイルに対して軸上で受波したパルス列である。このようなパルス列は受波深度によって大きく異なった波形になる。海面から海底まで配置された受波アレイの、各受波素子で受波信号の自己相関関数を求めそれらを加算すると、受波点における位相共役処理された信号が得られる。Fig. 6-16(b) が得られた相関波形で、Fig. 6-16(c) はその拡大図である。

Fig.6-16(b)の時間座標はFig.6-16(a)と同じ40秒であるから、40秒近い長いパルスが短いパルスに変換されている。送波パルスは8サイクルから成るトーンバースト波であるが、自己相関関数はその2倍の16周期であることが分かる。これはトーンバースト波の自己相関関数を直接求めた場合の特性と一致している[14]。

この結果から、長距離伝搬パルスは自己相関関数により、送波パルスに近い波形に圧縮できることが明らかになった。この結果は自己相関関数の特性と一致することから、長距離伝搬パルスの算出に用いたアルゴリズムは正しいことが立証されたことになる。

6.6.2 季節変動のパッシブ位相共役

前項で述べたように、ある深度における受波パルス列の自己相関関数を求めることにより、延伸したパルス列を圧縮することが可能である。環境計測ではある絶対的な変化よりも、ある基準状態からの変化を測定することが重要である。そこで、ある基準状態の信号を Eq. (6.3)のプロープ信号として扱う。そして、それと比較すべき状態の信号をデータ信号として Eq. (6.3)を適用して相互相関関数を求める。アレイの全ての素子で、相互相関関数を求め、それらを全て加算する、すなわち、Eq. (6.4)を適用すると、その結果はEq. (6.6)で示されたように、パッシブ位相共役処理を施したことと等価になる。本節では、形状の異なる音速プロファイルに対するパルス列のパッシブ位相共役を求めるが、基準状態の信号とデータ信号が等しい場合、すなわち自己相関関数の場合に得られる信号の振幅が最も大きくなり、相関関係が崩れるにつれて得られる振幅は小さくなる。しかしここでは振幅を比較するのではなく、時間変動を求めることが目的のため、振幅はピーク振幅で規格化して表示する。

・ 第1型音速プロファイル

Fig.6-12の第1型音速プロファイルを用いて、パルス列を求めた結果がFig.6-17である。これらのパルス列で、基準音速プロファイルに対するパルス列、すなわち、Fig.6-17の上から4番目のパルス列を基準として、他のパルス列との相互相関を求めた結果をFig.6-22に示す。下図から -0.3, -0.2, -0.1, 0, +0.1, +0.2, +0.3 m/sを加算した音速プロファイルに対するパルス列との相互相関である。中央の相関波形は基準音速プロファイルのパルス列に対する自己相関関数の波形である。その他の相関波形は自己相関関数の波形とほぼ等しく、時間のみが異なっている。すなわち、音速プロファイル1型のように音速プロファイルの形状は変わらずに、音速値のみが異なる場合は、パルス列の形状に変化なく、単に時間が変動することが分かる。

・ 第2型音速プロファイル

Fig.6-13の第2型音速プロファイルを用いて、パルス列を求めた結果がFig.6-18である。これらのパルス列で、基準音速プロファイルに対するパルス列、すなわち、Fig.6-18の上から3番目のパルス列を基準として、他のパルス列との相互相関を求めた結果をFig.6-23に示す。上から順に、 0.0105 、 0.0100 、 0.0095 、 0.0090 、 0.0085 の音速プロファイルに対するパルス列との相互相関である。相関の主要部、すなわち振幅の大きい部分は全て自己相関関数と同じ時間に存在する。しかし 0.0105 、 0.0100 のパルス列との相互相関はより大きな時間に相関があり、 0.0105 のパルス列との相互相関は、 0.0100 のパルス列との相互相関より時間的に伸びている。これは基準パルス列よりパルス列が伸びていることに対応している。一方、 0.0090 、 0.0085 のパルス列との相互相関はより小さな時間に相関があり、 0.0085 のパルス列との相互相関は、 0.0090 のパルス列との相互相関より時間的に伸びている。また、 0.0095 以外の図では、ピーク以外に微少な相関が示されている。例えば、 0.0105 ではピークを越えた時間に微少な相関が存在する。これは 0.0105 のパルス列が 0.0095 のパルス列より長いために生じるものである。また、 0.0085 ではピークに達する前に微少な相関が存在する。これは 0.0085 のパルス列が 0.0095 パルス列より短いために生じるものである。

・ 第3型音速プロファイル

Fig.6-14の第3型音速プロファイルを用いて、パルス列を求めた結果がFig.6-19である。これらのパルス列で、基準音速プロファイルに 0.3 m/s を加算したプロファイルに対するパルス列、すなわち、Fig.6-19の上から3番目のパルス列を基準として、他のパルス列との相互相関を求めた結果をFig.6-24に示す。上から順に、 0.0105 、 0.0100 、 0.0095 、 0.0090 、 0.0085 の音速プロファイルに $+0.3 \text{ m/s}$ 加算したプロファイルに対するパルス列との相互相関である。相関の主要部、すなわち振幅の大きい部分は全て自己相関関数と同じ時間に存在する。グラフの特徴はFig.6-23と類似しているが、全体が時間の大きな方(図の右側)へ移動していることが分かる。

・ 第4型音速プロファイル

Fig.6-15の第4型音速プロファイルを用いて、パルス列を求めた結果がFig.6-20である。これらのパルス列で、基準音速プロファイルに 0.3 m/s を減算したプロファイルに対するパルス列、すなわち、Fig.6-20の上から3番目のパルス列を基準として、他のパルス列との相互相関を求めた結果をFig.6-25に示す。上から順に、 0.0105 、 0.0100 、 0.0095 、 0.0090 、

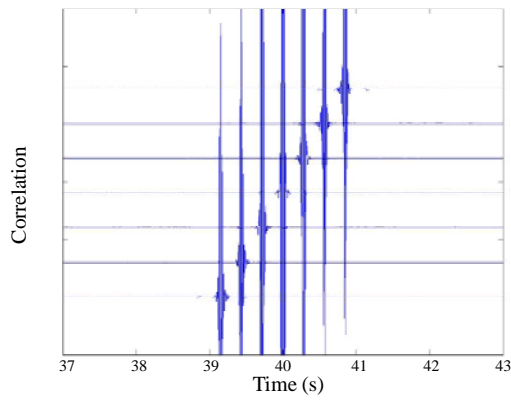


Fig.6-22 Cross-correlation of received pulse series (Type-1).

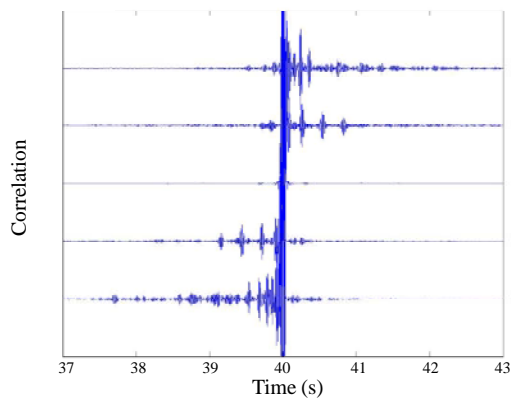


Fig.6-23 Cross-correlation of received pulse series (Type-2).

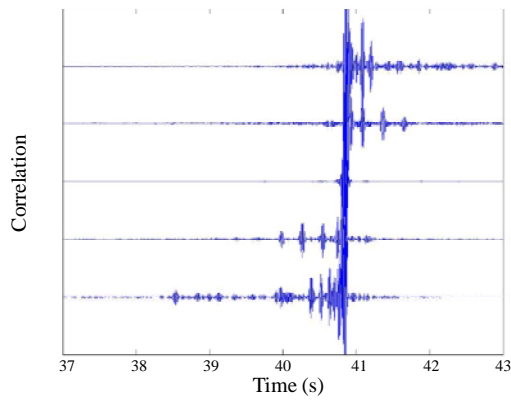


Fig.6-24 Cross-correlation of received pulse series (Type-3).

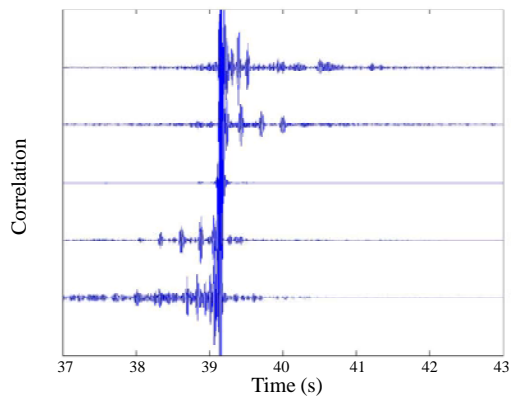


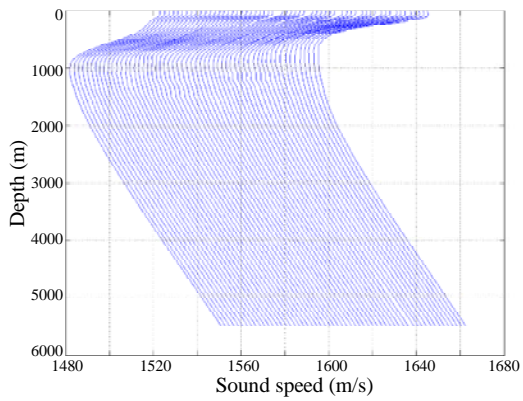
Fig.6-25 Cross-correlation of received pulse series (Type-4).

0.0085の音速プロファイルに0.3 m/s減算したプロファイルに対するパルス列との相互相関である。相関の主要部、すなわち振幅の大きい部分は全て自己相関関数と同じ時間に存在する。グラフの特徴はFig.6-23と類似しているが、全体が時間の小さな方(図の左側)へ移動していることが分かる。

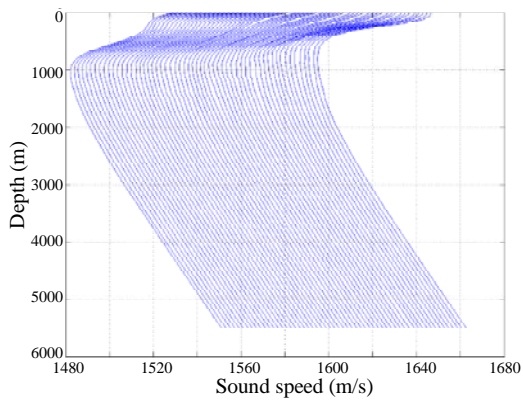
6.7 小笠原 - ハワイ経路の季節変動

本節では小笠原 - ハワイ経路(Path-2)を例にとり、実際の音速プロファイルを用いて季節変動の影響を調べる。Fig.6-26にLevitusデータから求めた小笠原 - ハワイ経路の季節ごとの音速プロファイルを示す。Fig.6-26(a) ~ (d)はそれぞれSeason-1(Jan-Mar)、Season-2(Apr-Jun)、Season-3(Jul-Sep)、Season-4(Oct-Dec)をあらわす。海域全体の特性を把握するためには、SOFAR軸上で受波したパルス列だけではなく、広い深度範囲でパルス列を調べなければならない。そこで海面から海底に至る受波パルスを求め、Time Frontsとして表示する。Fig.6-27は季節ごとに求めたTime Frontsである。Fig.6-27(b)の中央部分に飛躍した部分が見られる。これはフロント等の影響によるものと考えられる。これらを解析するために、Dzieciuch等はこの図の上下に現れる転換点を利用することを提案している[15]。しかしながら、海域全体の変動を把握する方法ではない。Fig.6-28はFig.6-27の右端部分(もっとも遅いパルス)を拡大したものである。この図から、四季による受波パルスの時間変化と形状の変化は明確であるが、これはSOFAR軸付近の変動を表すに過ぎない。

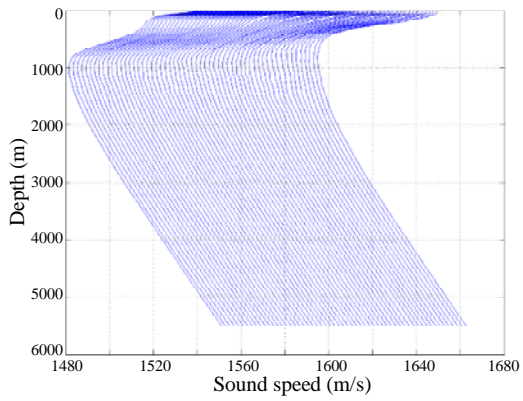
次に、パルス列全体の伝搬時間を比較するために、パルス列の相互相関関数を求める。四季の中から一つの季節を選び、その季節の音速プロファイルに対して得られる受波パルスを基準として、その他の季節に対する受波パルスの相互相関関数を求める。Fig.6-29(a)はSeason-1を基準とした各季節の相互相関関数を示している。Fig.6-29の4つの図は上から、Season-1, Season-2, Season-3, Season-4との相互相関関数を示している。前節の結果から、Fig.6-29に示す伝搬構造が推定できる。すなわち、Fig.6-29(a)の上図に対して、他の3つの図のピークはそれぞれ0.3, 0.25, 0.15秒のずれがある。また、ピークより速い部分にパルスがあることから、Fig.6-29(a)の中段2つの図は上図よりパルス列が短い、すなわち、平均的なダクト幅が減少していることが分かる。さらに、Fig.6-29(a)中段2つの図には主パルスの振幅の半分程度の振幅を有するパルスが存在する。これはFig.6-27のTime Frontsの跳躍との関連が考えられる。伝搬環境とパッシブ位相共役波形との関係は更に調べる必要があるが、これを季節的変動の把握に応用することが可能になることは明らかである。



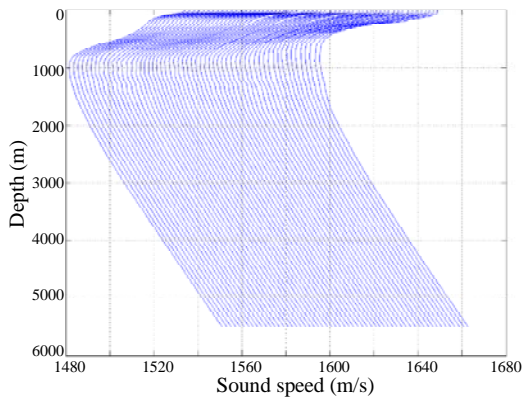
(a) Season-1(Jan-Mar)



(b) Season-2(Apr-Jun)

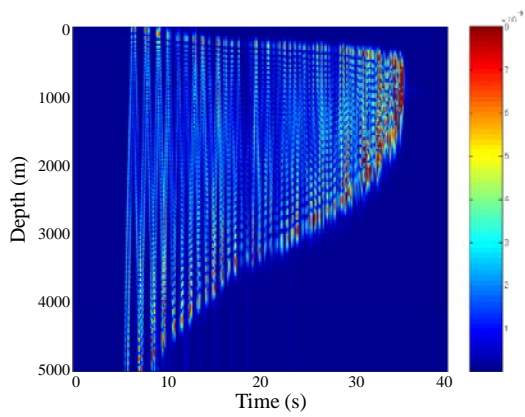


(c) Season-3(Jul-Sep)

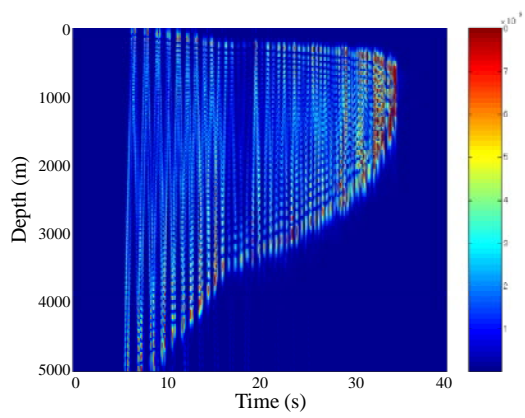


(d) Season-4(Oct-Dec)

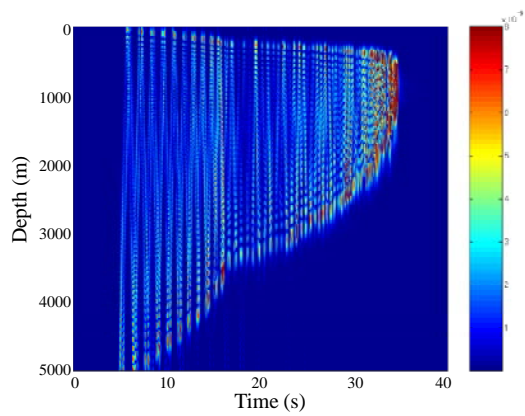
Fig.6-26 Sound speed profiles of Levitus data. (a) Season - 1 (Jan-Mar), (b) Season-2(Apr-Jun), (c) Season-3(Jul-Sep), (d) Season-4(Oct-Dec)



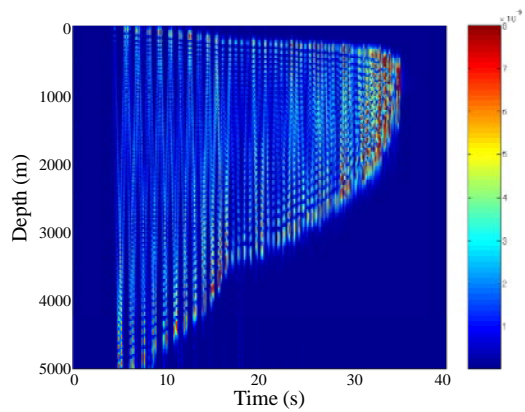
(a) Season-1(Jan-Mar)



(b) Season-2(Apr-Jun)

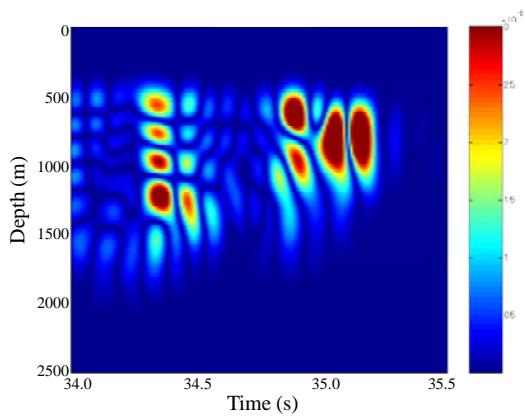


(c) Season-3(Jul-Sep)

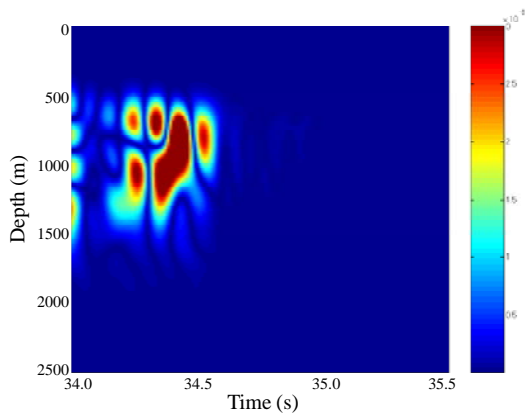


(d) Season-4(Oct-Dec)

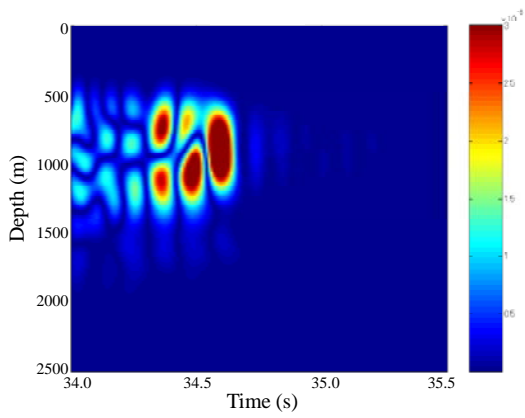
Fig.6-27 Time fronts of the SOFAR pulses.
 (a)Season-1(Jan-Mar), (b)Season-2(Apr-Jun), (c)Season-3(Jul-Sep),
 (d)Season-4(Oct-Dec)



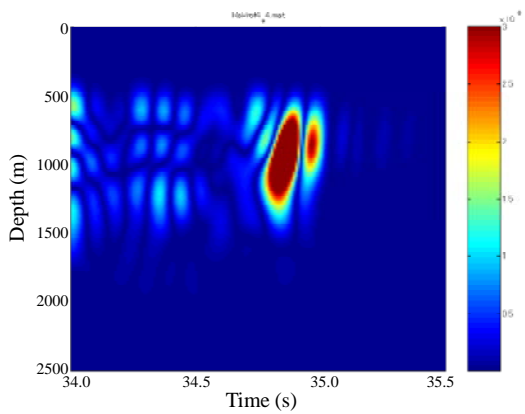
(a) Season-1(Jan-Mar)



(b) Season-2(Apr-Jun)

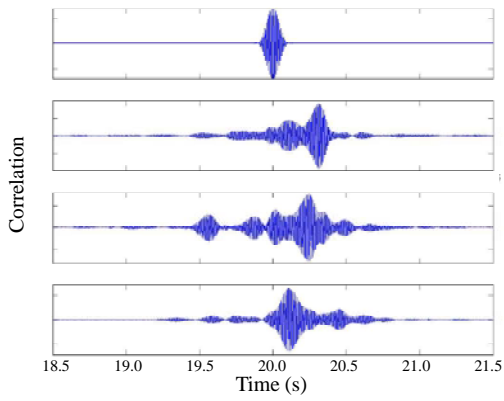


(c) Season-3(Jul-Sep)

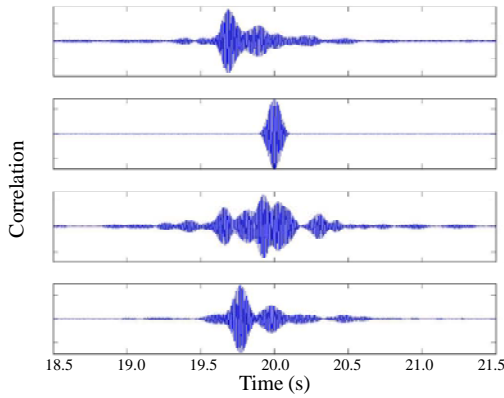


(d) Season-4(Oct-Dec)

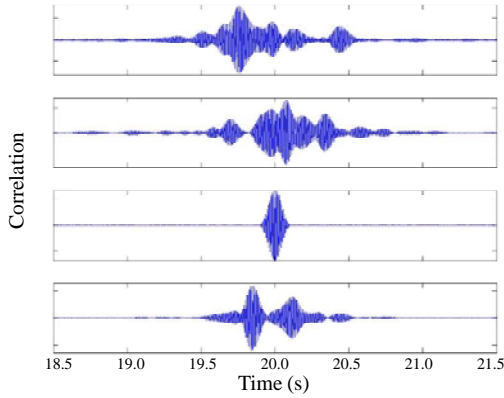
Fig.6-28 The slowest parts of the time fronts. (a)Season-1(Jan-Mar), (b)Season-2(Apr-Jun), (c)Season-3(Jul-Sep), (d)Season-4(Oct-Dec)



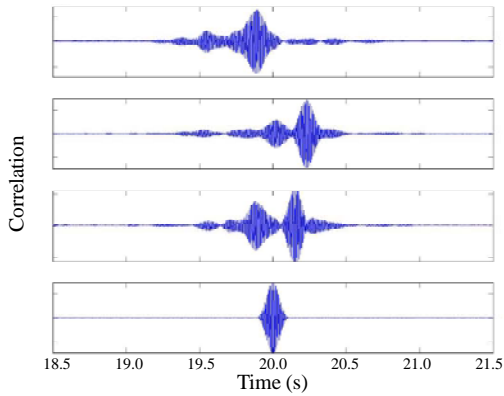
(a) Season-1(Jan-Mar)



(b) Season-2(Apr-Jun)



(c) Season-3(Jul-Sep)



(d) Season-4(Oct-Dec)

Fig.6-29 Cumulative cross-correlations between the four seasons. (a)Season-1(Jan-Mar), (b)Season-2(Apr-Jun), (c)Season-3(Jul-Sep), (d)Season-4(Oct-Dec)

6.8 まとめ

西太平洋における長距離伝搬経路を想定し、それらの経路に特有な特性を周波数領域で検討した。周波数領域での伝搬損失は水深の影響が最も大きい。また、海山はその深度が大きい場合でも長距離伝搬に影響することが明らかである。次に、時間領域で、受波パルス列を求め、更に、Time Frontsに変換して全体的な伝搬特性を検討した。

また、音波伝搬を用いた環境変化のモニター手法として、パッシブ位相共役を用いることにより、パルスの相対的な変化をとらえる手法について提案を行った。特に小笠原-ハワイ間を想定した超長距離の音波伝搬環境でシミュレーションを行い、音速プロファイルの違いによる受波パルス列の相関を求めた。ここでは、西太平洋をモデル化した超長距離音波伝搬環境において、Munk型音速プロファイルを変化させたシミュレーションの結果、送波パルスに対応した単一パルスが得られることが明らかになった。その形状は音速プロファイルの影響を受けず、その形状からピークの変動を正確に読み取ることができる。次に、小笠原-ハワイ間の伝搬経路で、Levi tusデータから得られる実海域の音速プロファイルに、パッシブ位相共役法を適用した。その結果、季節ごとに送波パルスに対応したパルスが得られ、それらの時間差を求めることができた。この結果から、パッシブ位相共役法が季節変動の傾向を知るために有効であると考えられる。

このように、遠距離を伝搬したパルス列へのパッシブ位相共役法の適用は、パルス列全体の伝搬時間を比較するために有効であると考えられる。温暖化のモニターは局所的な変動より全体的な変動が重要である。したがって、各経路別に変動を求めるのではなく、パッシブ位相共役法により全体の変動を追尾する方法が適していると考えられる。

第7章 結 論

最近、地球環境の変化、とりわけ地球温暖化に関する懸念が高まっている。そして温暖化防止に関して、二酸化炭素の排出削減を始めとする様々な取り組みがなされている。一方、地球温暖化を地球規模で観測する手法、およびそれらを元に将来の地球環境を予測する手法の開発も重要になっている。Munk博士らは海中を長距離伝搬する音波の活用を提案し、幾つかの海域で実験とその結果の検討を行っている。

本論文は、まだ検討されていない、西太平洋海域における地球環境モニタリングシステムの構築に資するデータを取得することを目的として、超長距離音波伝搬のシミュレーション法の構築と、新しい環境変動観測手法を提案するものである。

第1章では、海中音波の伝搬現象が長距離伝搬へと変遷していく歴史的現象と実験を解説すると共に、本論文の目的と概要を示した。

第2章では、音波伝搬の基礎理論と後の解析に必要な放物型方程式法の差分計算法について述べた。また、長距離音波伝搬に関する音速構造を明らかにし、その代表的な構造であるサウンドチャンネル中の音圧分布を求め、その特性を示した。そして、西太平洋海域に多い海山が音波伝搬に及ぼす影響を、周波数領域のみならず時間領域でも解析し、時間領域での解析の重要性を示した。すなわち、伝搬経路の途中に海山が存在する場合の音圧分布と受波パルス列に与える影響を調べた。その結果、SOFAR軸の深部を伝搬するパルスについては周期的な影響があること、中深度を伝搬するパルスについてはその影響が少ないこと、また中深度を伝搬するパルスは音源がSOFAR軸からずれても比較的変動が少ないことを示し、この特徴を用いることにより、長距離伝搬における海山の影響や季節変動の影響を除去できる可能性を見出した。加えて、長期観測において重要な季節変動の影響を明らかにした。

第3章では、超長距離音波伝搬を解析する際に生じる問題点を調べ、それらの問題を考慮して超長距離伝搬をシミュレートする手法を確立した。始めに、伝搬距離が超長距離になった場合の問題点を検討した。その結果、1)周波数とパルス幅、2)構造的分散、3)ステップサイズ、4)位相誤差、の4点の影響があることを明らかにした。1)では、距離の増大により伝搬パルス列が延伸すると共に、その中の各固有音線間の間隔が狭くなるために個々のパルス

の識別が困難になることを示した。その結果から識別が可能なパルス幅を求めた。この結果は、低周波観測装置の設計に役立つものである。2)では、距離の増大により延伸したパルス列の一部が海底に制約されるため、見かけ上、伝搬速度が変化する、いわゆる構造的分散が生じることを示した。この結果は、伝搬経路の選定に重要である。3)は、放物型方程式法の固有の問題である計算のステップサイズ(刻み幅)の問題である。すなわち、放物型方程式法では音源から受波点まで、波長以下のステップサイズで逐次的に計算を行い、受波点の音圧を算出する。ステップサイズを大きくすると計算時間は短くなるが計算誤差が増大する。逆に、ステップサイズを小さくすると計算誤差は小さくなるが、計算時間が増加する。そこで、鉛直ステップサイズと水平ステップサイズを広範囲に変化させて検討し、最適ステップサイズは、水平が1/8波長、鉛直が1/20波長であることを示した。この結果は、計算時間の短縮と精度の向上に重要である。4)については、位相誤差には周波数領域と時間領域の考えがあるが、前者は従来から知られている。しかし、後者は放物型方程式法を超長距離に適用した場合に生じる問題である。この問題を明らかにすると共に、その解決法を提案した。これらの問題を解決することにより、超長距離伝搬をシミュレートする手法を確立した。

第4章では、鯨類の生態系に関与していると思われる鯨類相互の遠距離通信の可能性について、音波伝搬理論から検討した。ヒゲクジラ類は様々な経路を通過して大洋を南北方向に回遊するが、雌雄が一体となって回遊することは希である。したがって、相互に何らかの方法により遠距離通信を行っていると考えられる。そこで様々な種類の鯨に対して北太平洋における音波伝搬シミュレーションを行い、ソナー方程式を用いて海中雑音中で識別可能なレベルを求めた。その結果から、長距離通信を行っていると考えられる種類を明らかにした。一方、サウンドチャンネルの軸は低緯度では約1000 mであり、鯨類によってはそこまで潜水できないものもある。しかしながら、鯨類の生息海域を調べると島々の周辺であることが多い。そこで、サウンドチャンネル中を伝搬してきた音波が島周辺の海底地形によってどの様に変化するかを調べた。その結果、海底地形に沿って音波が上昇するため、島や海山周辺と遠距離の通信が可能になることを示唆した。これらの結果から、鯨類と長距離音波伝搬との関わり合いが大きいことが推察できたが、今後、鯨類の生態観測が地球環境の変動を示唆することもあり得ると考えられる。

第5章では、沿岸域の音波伝搬の特徴について、海底構造による伝搬現象の違いを調べた。沿岸域では、大規模な沿岸工事が原因と見られる振動公害が発生している。また、一見平坦な海岸に、鯨が座礁する現象が古くから起こっている。これらの不可解な現象を音波伝搬の

見地から検討した結果、沿岸の海洋構造によって伝搬異常が生じることが原因であることを示唆した。一般に、外洋から海岸方向へ伝搬する音波は、水深が浅くなるにつれ遮断されて海岸まで達することはない。そこで海底下に問題があると考え、海底下堆積層を含む伝搬モデルを設定し、放物型方程式法を用いて伝搬シミュレーションを行った。様々な海底下構造に対する伝搬に関する研究は数多くなされているが、特異な現象の報告はない。本論文では音速が階段構造のモデルを設定し、その層の厚さ、音速および密度をパラメータとして、20 Hz から 500 Hz の広い周波数範囲で海底を含む沿岸域の音圧分布を算出した。その結果、低周波域での伝搬減衰が大きく低下することを明らかにした。この減衰異常のメカニズムを解明するために、ノーマルモード法を用いて水中と堆積層に励起されるモードを調べた。その結果、水中と堆積層中のモードが強制的に結合するために、低周波の伝搬減衰が低下することを明らかにした。堆積層は陸地まで連続しているため、陸上まで振動が伝搬する。また、広帯域のパルス性音源を用いて同様な伝搬シミュレーションを行い、伝搬の広帯域性が確認された。これにより、外洋から伝搬してくる雑音環境が、遮断されずに海岸まで連続になり得ることを示した。これは鯨等が生息する海中は雑音の多い環境であるが、その見かけ上の連続性によって座礁が起こり得る可能性を示すものである。

第6章では、先に確立した超長距離音波伝搬のシミュレーション法を用いて、西太平洋に設定が可能と考えられる6つの伝搬経路に対して伝搬シミュレーションを行い、各経路の特徴を示した。更に、パッシブ位相共役法に基づいた伝搬シミュレーションを行い、その有用性を明らかにした。始めに、超長距離伝搬に適した音源条件を示し、各経路を伝搬するパルス列を求めた。しかし、経路によっては、パルス列の圧縮や短絡が見られるので、その原因を明確にするため伝搬パルス列の時間-深度座標における強度分布(Time Fronts)を作成した。この図から小笠原から西方の海域は海底の影響が大きく、小笠原から東方の海域は海底の影響が小さいことが分かった。この成果はTime Frontsの有用性を明示するものである。次に、海底の影響が小さい小笠原からハワイに至る経路で、実際の海域の音速構造に近づけるためにLevi tusによる111km毎の音速プロファイルを用いて伝搬シミュレーションを行った。この経路は緯度変化が少なく、比較的季節変動が少ない経路ではあるが、季節変動は変化が微小な地球温暖化による変化をモニターするには雑音となる。そこで季節毎の音速プロファイルを用いて伝搬シミュレーションを行い、変動を定量的に明らかにした。このシミュレーションで得られるパルス列の長さは35秒に延伸している。しかし地球温暖化をモニターするためにはパルス列を詳細に解析する必要はなく、むしろ短く圧縮したパルスの方が有用であると考えられる。そこで、パッシブ位相共役法の応用を検討した。その結果、季節による伝搬時間

の変動を明確に表せることを示した。

以上述べたように、本研究により超長距離の音波伝搬のシミュレーションにおける問題点が明らかになるとともに、季節変動や西太平洋の音波伝搬環境の変動を把握することが可能になると考えられる。この成果は、実際の観測が可能となった場合に、地球温暖化をはじめとする気候変動のモニタリングへの応用が期待できる。さらに、近年バイオソナーの研究が生物学的観点からだけでなく、工学的観点からもアプローチがなされてきている。このような海洋生物と海洋音響との関連についても、海洋音響の見地からその理解を深めることが可能となった。これら本研究が地球環境変動の研究推進の一助となることを期待する。

参考文献

第 1 章

- [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, 225-230.
- [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** (1991) 192-195.
- [3] 中西俊之, 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, 83-88, 1995年, 海洋音響トモグラフィ技術開発プロジェクトチーム
- [4] R. S. Diets and M. J. Sheehy, "Transpacific Detection by Underwater Sound of Myojin Volcanic Explosions," *J. Oceanogr. Soc. Jpn.*, **9** (1953) 53-83.
- [5] M. J. Sheehy and R. Halley, "Measurement of the Attenuation of Low-Frequency Underwater Sound," *J. Acoust. Soc. Am.*, **29** (1957) 464-469.
- [6] R. C. Shockley, J. Northrop, P. G. Hansen and C. Hartdegen, "SOFAR propagation paths from Australia to Bermuda: Comparison of signal speed algorithms and experiments," *J. Acoust. Soc. Am.*, **71** (1982) 51-6.
- [7] W. H. Munk, R. C. Spindel, A. Baggeroer and T. G. Birdsall, "The Heard Island Feasibility Test," *J. Acoust. Soc. Am.*, **96** (1994) 2330-2342.
- [8] M. D. Collins, B. E. McDonald, K. D. Heaney and W. A. Kuperman, "Three-dimensional effects in global acoustics," *J. Acoust. Soc. Am.*, **97** (1995) 1567-1575.
- [9] The ATOC Consortium, "Ocean Climate Change: Comparison of Acoustic Tomography, Satellite Altimetry, and Modeling," *Science*, **281** (1998) 1327 - 1332.
- [10] W. H. Munk and C. Wunsch, "Ocean acoustic tomography : A scheme for large scale monitoring," *Deep-Sea Res.*, **26** (1978) 123-161.
- [11] 海洋音響学会(編), トモグラフィ部会報告書, 海洋音響研究会 (1986) 4-9.

- [12] W. Munk, P. Worcester and C. Wunsch, *The Tomography Problem* (Cambridge Univ Press, 1995) Chap.1, 1-29.
- [13] 中村敏明、中埜岩男、"海洋音響トモグラフィのための長距離伝搬実験"、日本音響学会誌, **58** (2002) 244-249.
- [14] J. L. Spiesberger, F. D. Tappert, "Kaneohe acoustic thermometer further validated with rays over 3700 km and the demise of the idea of axially trapped energy," *J. Acoust. Soc. Am.*, **99** (1996) 173-184.
- [15] P. F. Worcester, B. D. Cornuelle, M. A. Dzieciuch, W. H. Munk, B. M. Howe, J. A. Mercer, R. C. Spindel, J. A. Colosi, K. Metzger, T. G. Birdsall and A. B. Baggeroer, "A test of basin-scale acoustic thermometry using a large aperture vertical array at 3250 km range in the eastern North Pacific Ocean," *J. Acoust. Soc. Am.*, **105** (1999) 3185-3201.
- [16] J. A. Colosi, E. K. Scheer, S. M. Flatte, B. D. Cornuelle, M. A. Dzieciuch, W. H. Munk, P. F. Worcester, B. M. Howe, J. A. Mercer, R. C. Spindel, K. Metzger, T. G. Birdsall and A. B. Baggeroer, "Comparisons of measured and predicted acoustic fluctuations for a 3250 km propagation experiment in the eastern North Pacific Ocean," *J. Acoust. Soc. Am.*, **105** (1999) 3202-3218.
- [17] K. E. Wage, A. B. Baggeroer and J. C. Preisig, "Modal analysis of broadband acoustic receptions at 3515 km range in the North Pacific using short time Fourier techniques," *J. Acoust. Soc. Am.*, **113** (2003) 801-817.
- [18] E. C. Shang and Y. Y. Wang, "Subarctic frontal effects on long range acoustic propagation in the North Pacific Ocean," *J. Acoust. Soc. Am.*, **105** (1999) 1592-1595.
- [19] O. M. Johannessen, "AMOC: Acoustic monitoring of the ocean climate of the Arctic," *J. Acoust. Soc. Am.*, **105** (1999) 1115.

第 2 章

- [1] W. Munk, R. C. Spindel, A. Baggeroer and T. G. Birdsall, "The Heard Island Feasibility Test," *J. Acoust. Soc. Am.*, **96** (1994) 2330-2342.
- [2] The ATOC Consortium, "Ocean climate change: Comparison of acoustic tomography, satellite altimetry, and modeling," *SCIENCE*, **281** (1998) 1327-1332.
- [3] W. Munk, P. Worcester and C. Wunsch, *Ocean acoustic tomography* (Cambridge Univ. Press, 1995)
- [4] F. B. Jensen, W. A. kuperman, M. B. Porter and H. Schmidt, *Computational Ocean Acoustics* (AIP Press, New York, 1994).
- [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 , (1995) 1239-1242.
- [6] D. Lee and M. H. Schultz, *Numerical Ocean Acoustic Propagation in Three Dimensions* (World Scientific, Singapore, 1995)
- [7] W. Munk, "Sound channel in an exponentially stratified ocean, with application to SOFAR," *J. Acoust. Soc. Am.*, **55** (1974) 220-226.

第 3 章

- [1] J. L. Spiesberger and F. D. Tappert, "Kaneohe acoustic thermometer further validated with rays over 3700 km and the demise of the idea of axially trapped energy," *J. Acoust. Soc. Am.*, **99** (1996) 173-184.
- [2] J. L. Krolik and S. Narasimhan, "Performance bounds on acoustic thermometry of ocean climate in the presence of mesoscale sound-speed variability," *J. Acoust. Soc. Am.*, **99** (1996) 254-265.
- [3] P. F. Worcester, B. D. Comuelle, M. A. Dzieciuch, W. H. Munk, B. M. Howe, J. A. Mercer, R. C. Spindel, J. A. Colosi, K. Metzger, T. G. Birdsall and A. B. Baggeroer, "A test basin-scale acoustic thermometry using a large aperture vertical array at 3250 km range in the eastern North Pacific Ocean," *J. Acoust. Soc. Am.*, **105** (1999) 3185-3201.
- [4] E. C. Shang and Y. Y. Wang, "Subarctic frontal effects on long-range acoustic propagation in the North Pacific Ocean," *J. Acoust. Soc. Am.*, **105** (1999) 1592-1595.
- [5] 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** (1991) 954-958.
- [6] D. Lee and M. H. Schultz, *Numerical Ocean Acoustic Propagation in Three Dimension* (World Scientific, Singapore, 1995).
- [7] T. Tsuchiya, J. Naoi, K. Futa and T. Kikuchi, "Difference in simulated low-frequency sound propagation in the various species of baleen whale," *Jpn. J. Appl. Phys.*, **43** (2004) 3193-3196.
- [8] F. B. Jensen, W. A. Kuperman, M. B. Porter and H. Schmidt, *Computational Ocean Acoustics* (AIP Press, New York, 1994).
- [9] F. D. Tappert and M. G. Brown, "Asymptotic phase errors in parabolic approximations to the one-way Helmholtz equation" *J. Acoust. Soc. Am.*, **99** (1996) 1405-1413 .
- [10] 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** (1991) 954-958.

- [11] 石渡恒夫, 松下勝, 賀谷章夫, 尾崎俊二, 中埜岩男, 中村敏明, "PE法における差分誤差の伝搬時間に与える影響", 信学技報, US93-74 (1993) 17-22.
- [12] W. Munk, P. Worcester and C. Wunsch, *Ocean Acoustic Tomography* (Cambridge University Press, New York, 1995).
- [13] E. O. Brigham, *The Fast Fourier Transform* (Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1974).
- [14] J. G. Proakis and D. G. Manolakis, *Digital Signal Processing: Principles, Algorithms and Applications* (Prentice Hall, Upper Saddle River, NJ, 1996).
- [15] I. Tolstoy, *Wave Propagation* (McGraw-Hill, New York, 1973).
- [16] K. E. Wage, A. B. Baggeroer and J. C. Preisig, "Modal analysis of broadband acoustic receptions at 3515-km range in the North Pacific using short-time Fourier techniques," *J. Acoust. Soc. Am.*, **113** (2003) 801-817.
- [17] L. A. Colosi, E. K. Scheer, S. M. Flatte, B. D. Cornuelle, M. A. Dzieciuch, W. H. Munk, P. F. Worcester, B. M. Howe, J. A. Mercer, R. C. Spindel, K. Metzger, T. G. Birdsall and A. B. Baggeroer, "Comparisons of measured and predicted acoustic fluctuations for a 3250-km propagation experiment in the eastern North Pacific Ocean," *J. Acoust. Soc. Am.*, **105** (1999) 3202-3218.
- [18] C. B. Officer, *Introduction to the Theory of Sound Transmission* (McGraw-Hill, New York, 1958).
- [19] D. C. Stickler, "Normal-mode program with both the discrete and branch line contributions," *J. Acoust. Soc. Am.*, **57** (1975) 856-861.
- [20] D. Lee, M. H. Schultz, *Numerical Ocean Acoustic Propagation in Three Dimensions* (World Scientific, Singapore, 1998).
- [21] J. Naoi, H. Saito, Y. Hiyoshi, T. Tsuchiya and T. Kikuchi, "Range Step Size Analysis of Parabolic Equation Method in Mega Range Propagation," *Jpn. J. Appl. Phys.*, **44** (2005) 4712-4716.

[22] C. T. Chen and F. J. Millero, "Speed of sound in seawater at high pressure," *J. Acoust. Soc. Am.*, **62** (1977) 1129-1135.

[23] D. Lee and S. T. McDaniel, *Ocean Acoustic Propagation by Finite Difference Methods* (Pergamon Press, 1987).

第 4 章

- [1] J. Roman and S. R. Palumbi, "Whales Before Whaling in the North Atlantic," *Science*, **301** (2003) 508-510.
- [2] N. Lubick, "New Count of Old Whales Adds Up to Big Debate," *Science*, **301** (2003) 451.
- [3] S. J. Holt, E.D. Mitchell, S. R. Palumbi and J. Roman, "Counting Whales in the North Atlantic," *Science*, **303** (2004) 39-40.
- [4] S. Wada, M. Oishi, T. Yamada, "A newly discovered species of living baleen whale," *Nature*, **426** (2003) 278-281.
- [5] P. J. O. Miller, N. Biassoni, A. Samufls and P.L. Tyack, "Whale songs lengthen in response to sonar," *Nature*, **405** (2000) 903.
- [6] M. J. Noad, D.H. Cato, M. M. Bryden, M. Jenner, K. Jenner, "Cultural revolution in whale songs," *Nature*, **408** (2000) 537.
- [7] K.M. Stafford, S.L. Nieu Kirk and C.G. Fox, "Geographic and seasonal variation of blue whale calls in the North Pacific," *J. Cetacean Res. Manage.*, **3** (2001) 65-76.
- [8] M. Schrope, "Whale deaths caused by US Navy's sonar," *Nature*, **415** (2002) 106.
- [9] S. Levitus, *Climatological atlas of world ocean* (NOAA Professional Paper 13, U.S. Government Printing Office, Washington.D.C., 1982).
- [10] <http://ingrid.ldeo.columbia.edu/dochelp/examples/levdata.html>
- [11] D. Lee and M. H. Schultz, *Numerical Ocean Acoustic Propagation in Three Dimension* (World Scientific, Singapore, 1995).
- [12] <http://oceanexplorer.noaa.gov/>
- [13] F. B. Jensen, W. A. Kuperman, M. B. Porter, *Computational ocean acoustics* (Am. Inst. Phys. Press, 1994) p.612.

- [14] W. J. Richardson, C. R. Greene, Jr., C. I. Malme, D. H. Thomson, *Marine Mammals and Noise* (Academic Press, San Diego, 1995) p.164.
- [15] C. Erba: *Hearing Abilities of Baleen Whales* (Defense R&D Canada-Atlantic Contractor Report, 2002) p.1.
- [16] P. O. Thompson, L. T. Findley, O. Vidal, "20-Hz pulses and other vocalizations of fin whales, *Balaenoptera physalus*, in the Gulf of California, Mexico," *J. Acoust. Soc. Am.*, **92** (1992) 3051-3057.
- [17] J. Gedamke, D.P. Costa, "Localization and visual verification of a complex minke whale vocalization," *J. Acoust. Soc. Am.*, **109** (2001) 3038-3047.
- [18] E. Mercado, L. N. Frazer, "Environmental constraints on sound transmission by humpback whales," *J. Acoust. Soc. Am.*, **106** (1999) 3004-3016.
- [19] E. Mercado, L. N. Frazer, "Humpback Whale Song or Humpback Whale Sonar? A Reply to Au et al.," *IEEE Journal of Ocean Engineering*, **26** (2001) 406-415.
- [20] W. J. Richardson, C. R. Greene, Jr., C. I. Malme, D. H. Thomson, *Marine Mammals and Noise* (Academic Press, San Diego, 1995) p.72.
- [21] X. Lurton, *An Introduction to Underwater Acoustics* (Springer, Chichester, 2002) p.108.
- [22] W. J. Richardson, C. R. Greene, Jr., C. I. Malme, D. H. Thomson, *Marine Mammals and Noise* (Academic Press, San Diego, 1995) p.205.
- [23] C. Erba: *Hearing Abilities of Baleen Whales* (Defense R&D Canada-Atlantic Contractor Report, 2002) p.13.

第 5 章

- [1] W.Munk, P.Worcester and C. Wunsch, *Ocean Acoustic Tomography* (Cambridge Univ. Press, 1995).
- [2] G.Yuan, I.Nakano, H.Fujimori, T.Nakamura, T.Kamoshida and A.Kaya, "Tomographic measurements of the Kuroshio Extension meander and its associated eddies," *Geophysical Research Letters*, **26** (1999) 79-82.
- [3] M.I.Taroudakis and G.N.Makrakis, *Inverse Problems in Underwater Acoustics* (Springer, New York, 2001).
- [4] H. Yamoaka, A. Kaneko, JH. Park, H. Zheng, N. Gohda, T. Takano, XH. Zhu and Y. Takasugi, "Coastal acoustic tomography system and its field application," *IEEE J.Oceanic Engineering*, **27** (2002) 283-295.
- [5] T. Tsuchiya, J. Naoi, K. Futa and T. Kikuchi, "Difference in Simulated Low-Frequency Sound Propagation in the Various Species of Baleen Whale," *Jpn.J.Appl.Phys.*, **43** (2004) 3193-3196.
- [6] <http://svrsh1.kahaku.go.jp/>
- [7] G. V. Frisk, *Ocean and Seabed Acoustics* (P T R Prentice Hall, Englewood Cliffs, 1994).
- [8] B. G. Katsnelson and V. G. Petnikov, *Shallow Water Acoustics* (Springer, London, 2001), pp.189-220.
- [9] F. B. Jensen and C. M. Ferla, "Numerical solutions of range-dependent benchmark problems in ocean acoustic," *J. Acoust. Soc. Am.*, **87** (1990) 1499-1510.
- [10] M. Buckingham and A. Tolstoy, "An analytical solution for benchmark problem 1: The "ideal" wedge," *J. Acoust. Soc. Am.*, **87** (1990) 1511-1513.
- [11] G. B. Deane and M. J. Buckingham, "An analysis of the three-dimensional sound field in a penetrable wedge with a stratified fluid or elastic basement," *J. Acoust. Soc. Am.*, **93** (1993) 1319-1328.

- [12] J. A. Fawcett, "Modeling three-dimensional propagation in an oceanic wedge using parabolic equation methods," *J. Acoust. Soc. Am.*, **93** (1993) 2627-2632.
- [13] K. V. Avudainayagam and G. V. Anand, "Application of ray theory with beam displacement to three-dimensional sound propagation in a wedge-shaped ocean," *J. Acoust. Soc. Am.*, **93** (1993) 2581-2591.
- [14] N. R. Chapman and D. M. F. Chapman, "A coherent ray model of plane-wave reflection from a thin sediment layer," *J. Acoust. Soc. Am.*, **94** (1993) 2731-2738.
- [15] S. A. L. Glegg, "The effective depth approximation for sound propagation in shallow water over a sediment layer and a hard rock basement," *J. Acoust. Soc. Am.*, **94** (1993) 3302-3311.
- [16] M. A. Ainslie, "Stationary phase evaluation of the bottom interacting field in isovelocity water," *J. Acoust. Soc. Am.*, **94** (1993) 1496-1509.
- [17] D. F. Gingras and P. Gerstoft, "Inversion for geometric and geoacoustic parameters in shallow water: Experimental results," *J. Acoust. Soc. Am.*, **97** (1995) 3589-3598.
- [18] P. D. Mourad and D. R. Jackson, "A model/data comparison for low-frequency bottom backscatter," *J. Acoust. Soc. Am.*, **94** (1993) 344-358.
- [19] 越智寛, 菊池年晃, " 深海域における海底近傍の音波伝搬について, " *Proc. Acoust. Soc. Jpn.* (2002).
- [20] R. J. Cederberg and W. L. Siegmann, "Influence of geoacoustic modeling on predictability of low-frequency propagation in range-dependent shallow-water environments," *J. Acoust. Soc. Am.*, **97** (1995) 2754-2766.
- [21] A. J. Robins, "Reflections of plane acoustic waves from a layer of varying density," *J. Acoust. Soc. Am.*, **87** (1990) 1546-1552.
- [22] M. D. Collins, R. A. Coury and W. L. Siegman, "Beach acoustics," *J. Acoust. Soc. Am.*, **97** (1995) 2767-2770.

- [23] K. Rogers, T. Yamamoto and W. Carey, "Experimental investigation of sediment effect on acoustic wave propagation in the shallow ocean," *J. Acoust. Soc. Am.*, **93** (1993) 1747-1761.
- [24] G. Gillette, "Coupled modes in a waveguide with a range-dependent rigid basement," *J. Acoust. Soc. Am.*, **95** (1994) 187-200.
- [25] D. Lee, *Numerical Ocean Acoustic Propagation in Three Dimensions* (World Scientific, 1995).
- [26] F. Iijima, T. Tsuchiya and N. Endoh, "Analysis of Characteristics of Underwater Sound Propagation in the Ocean by a Finite Difference Time Domain Method," *Jpn. J. Appl. Phys.*, **39** (2000) 3200-3204.
- [27] Y. Tanaka, T. Tsuchiya and N. Endoh, "Estimation of Receiving Waveform of Ultrasonic Aerial Back Sonar Calculated by Finite Difference Time Domain Method," *Jpn. J. Appl. Phys.*, **41** (2002) 3297-3298.
- [28] H. Saito J. Naoi and T. Kikuchi, "Finite Difference Time Domain Analysis for a Sound Field Including a Plate in Water," *Jpn. J. Appl. Phys.*, **43** (2004) 3176-3179.
- [29] M. D. Collins, "The rotated parabolic equation and sloping interfaces," *J. Acoust. Soc. Am.*, **87** (1990) 1035-1037.
- [30] D. Lee and S. T. McDaniel, *Ocean Acoustic Propagation by Finite Difference Methods* (Pergamon Press, Oxford, 1987), pp.327-335.
- [31] R. B. Evans, "A coupled mode solution for acoustic propagation in a waveguide with stepwise depth variations of a penetrable bottom," *J. Acoust. Soc. Am.*, **74** (1983) 188-195.
- [32] C. B. Officer, *Introduction to the Theory of Sound Transmission* (McGraw-Hill, New York, 1958), pp.117-120.
- [33] L. Brekhovskikh, Y. Lysanov, *Fundamentals of Ocean Acoustics* (Springer-Verlag, New York, 1982).
- [34] I. Tolstoy, *Wave Propagation* (McGraw-Hill, New York, 1973).

- [35] L. J. Ziomek, *Fundamentals of Acoustic Field Theory and Space Time Signal Processing* (CRC Press, Boca Raton, 1995), pp.204-256.
- [36] M. D. Collins, "The time domain solution of the wide angle parabolic equation including the effects of sediment dispersion," *J. Acoust. Soc. Am.*, **84** (1988) 2114-2125.
- [37] F. B. Jensen, W. A. Kuperman, M. B. Porter, H. Schmidt, *Computational Ocean Acoustics* (AIP Press, New York, 1994).
- [38] D. Lee and S. T. McDaniel, *Ocean Acoustic Propagation by Finite Difference Methods* (Pergamon Press, Oxford, 1987), pp.385-419.
- [39] K. Futa and T. Kikuchi, "Finite Difference Time Domain Analysis of Bottom effect on Sound Propagation in Shallow Water," *Acoust. Sci. Tech.*, **22** (2001) 303-305.

第 6 章

- [1] T. Tsuchiya, T. Okuyama, N. Endoh and T. Anada, “Numerical analysis of acoustical propagation in ocean with warm and cold water mass used by the three-dimensional wide-angle parabolic equation method,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, **38** (1999) 3351-3355.
- [2] J. Naoi, T. Tsuchiya and T. Kikuchi, “Effects of source pulse shape on low-frequency-sound propagation,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, **43** (2004) 5589-5594.
- [3] J. Naoi, H Saito, Y Hiyoshi, T Tsuchiya and T Kikuchi, “Range step size analysis of PE method in mega range propagation,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, **44** (2005) 4712-4716.
- [4] D. Rouseff, D. R. Jackson, W. L. Fox, C. D. Jones, J. A. Ritcey and D. R. Dowling, “Underwater Acoustic Communication by Passive-Phase Conjugation: Theory and Experimental Results,” *IEEE J. Oceanic Eng.*, **26** (2001) 821-831.
- [5] J. L. Spiesberger and F. D. Tappert , “Kaneohe acoustic thermometer further validated with rays over 3700 km and the demise of the idea of axially trapped energy,” *J. Acoust. Soc. Am.*, **99** (1996) 173-184.
- [6] P. F. Worcester et al., “A test of basin-scale acoustic thermometry using a large-aperture vertical array at 3250-km range in the eastern North Pacific Ocean,” *J. Acoust. Soc. Am.*, **105** (1999) 3185 -3201.
- [7] K. E. Wage, A. B. Baggeroer and J. C. Preisig, “Modal analysis of broadband acoustic receptions at 3515-km range in the North Pacific using short-time Fourier techniques,” *J. Acoust. Soc. Am.*, **113** (2003) 801-817.
- [8] NODC (Levitus) World Ocean Atlas, <http://www.cdc.noaa.gov/cdc/data.nodc.woa98.html>
- [9] C. T. Chen and F. J. Millero, “Speed of sound in seawater at high pressures,” *J. Acoust. Soc. Am.*, **62** (1977) 1129-1135.
- [10] F. B. Jensen, W. A. kuperman, M. B. Porter and H. Schmidt, *Computational Ocean Acoustics* (AIP Press, New York, 1994).

- [11] D. Lee and S. T. McDaniel, *Ocean Acoustic Propagation by Finite Difference Methods*, (Pergamon Press, Oxford, 1987).
- [12] W. Munk, P. Worcester and C. Wunsch, *Ocean Acoustic Tomography* (Cambridge Univ. Press, 1995).
- [13] L. Brekhovskikh and Yu. Lysanov, *Fundamentals of Ocean Acoustics* (Springer-Verlag, Berlin 1982).
- [14] D. H. Johnson and D. E. Dudgeon, *Array Signal Processing* (PTR Prentice Hall, Upper Saddle River, 1993).
- [15] M. Dzieciuch, P. Worcester and W. Munk, "Turning point filters: Analysis of sound propagation on a gyre-scale," *J. Acoust. Soc. Am.*, **110** (2001) 135-149.

謝 辞

筑波大学大学院システム情報工学研究科コンピューター・サイエンス専攻 北脇信彦教授には、ご多忙な中、学位審査の主査として数々のご指導を頂き、また大変お世話になったことに対し深く感謝いたします。審査の過程でコンピューター・サイエンス専攻

椎名毅教授、同専攻 山田武志助教授、知能機能システム専攻 水谷孝一教授、同専攻 根本承次郎教授の諸先生方には本研究に関しましてご指導とご助言を賜りました。また、知能機能システム専攻 若槻尚斗先生には、文章表現等について丁寧かつ適切なお助言を頂きました。

本論文は、筑波大学大学院システム情報工学研究科知能機能システム専攻 水谷孝一教授のご指導によりまとめることができました。水谷先生には、大変多忙な中、長期に亘り専門的な見地から本論文の構成や内容についてご指導、ご助言をいただくとともに、研究成果を論文としてまとめる機会を与えて頂いたことに深く感謝いたします。

本研究は、独立行政法人海洋研究開発機構の菊池年晃博士(防衛大学校名誉教授)のご指導のもと実施したものです。菊池先生には、水中音響の基礎的な事項から、最先端技術に至るまで幅広く、ご指導、ご教示をいただきました。ここに心より厚く感謝の意を表します。

本研究の推進及び論文作成において、多大な協力をいただきました三菱プレジジョン株式会社の布田浩二博士に厚くお礼申し上げます。

独立行政法人海洋研究開発機構の土屋利雄博士には、音響機器開発の経験と理論に基づいた多くの助言と、研究成果のまとめ方についての助言をいただきました。また、海洋地球情報部の岩瀬良一サブリーダー、斉藤秀亮研究員にはデータ処理やシミュレーション手法に関して多くのご協力をいただきました。樋泉昌之氏、石井利枝氏にはシミュレーション海域のデータ解析でご尽力をいただきました。本当にありがとうございます。また、業務多忙のなか、論文作成にご理解、ご協力、ご支援をいただいた関係部署の各位に感謝いたします。

最後に、長期にわたり支えてくれた妻 美和に心から感謝します。

著者発表文献

I. 本研究の関係発表論文

本論文の内容は、以下の論文において公表済みである。

1. Toshio Tsuchiya, Jun Naoi, Koji Futa and Toshiaki Kikuchi, "Difference in Simulated Low-Frequency Sound Propagation in the Various Species of Baleen Whale," Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 43, No.5B (2004) pp. 3193-3196.
2. Jun Naoi, Toshio Tsuchiya and Toshiaki Kikuchi, "Effects of Source Pulse Shape on Low-Frequency-Sound Propagation," Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 43, No.8A (2004) pp. 5589-5594.
3. Jun Naoi, Hideaki Saito, Yoshihisa Hiyoshi, Toshio Tsuchiya and Toshiaki Kikuchi, "Range Step Size Analysis of Parabolic Equation Method in Megarange Propagation," Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 44, No.6B (2005) pp. 4712-4716.
4. 直井純, 岩瀬良一, 菊池年晃, 水谷孝一, "放物型方程式法の位相誤差とパルス伝搬時間," J. Marine Acoust. Soc. Jpn., Vol. 33, No. 2 (2006) pp. 25-33.
5. Jun Naoi, Ryoichi Iwase, Toshiaki Kikuchi and Koichi Mizutani, "Variation in Cutoff Effect and Sound Field Caused by Geometrical Structures near the Coast," Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 45, No.9A (2006) pp. 7129-7134.

II. その他の論文

1. 柏野祐二, 坪内千園, 大塚清, 直井純, 黒田芳史, "海洋観測データ管理・提供システムの開発," J. Adv. Mar. Sci. Tech. Soci., Vol. 2. No. 2. (1996) pp. 51-62.
2. Toshio Tsuchiya, Hiroshi Ochi, Jun Naoi and Katsura Shibata, "Evaluation of the Performance of Deep Sea Survey Sonars from the Results of Search for a Sunken Ship," Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 38, No. 5B (1999) pp. 3370-3373.
3. Jun Naoi, Hiroshi Ochi, Hideaki Saito, Yasutaka Amitani, Toshio Tsuchiya and Toshio Ohyagi, "Sea Trial Results of a Cross Fan Beam Type Sub-Bootpm Profiler," Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 39, No. 5B (2000) pp. 3209-3211.

4. Jun Naoi, Hideaki Saito, Takuya Shimura, Hiroyasu Momma and Toshio Tsuchiya, "Search for Objects on the Deep-Sea Floor Using Side Scan Sonar with a Tilted Arrangement Transducer Array," Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 40, No. 5B (2001) pp. 3777-3781.
5. Toshiaki Kikuchi, Kohji Futa, Toshio Tsuchiya and Jun Naoi, "Convergence Characteristics of Phase-Conjugate Waves in Deep Sound Channels," Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 41, No.7A (2002) pp. 4739-4741
6. Hideaki Saito, Jun Naoi and Toshiaki Kikuchi, "Finite Difference Time Domain Analysis for a Sound Field Including a Plate in Water," Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 43, No. 5B (2004) pp. 3176-3179.
7. Ryoichi Iwase, Jun Naoi, Toshiaki Kikuchi and Koichi Mizutani, "Association between Phase Modulation and Waveform on Phase Information Transmission by Phase Conjugate Wave," Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 45, No. 5B (2006) pp.4853-4855.
8. Jun Naoi, Ryoichi Iwase, Toshiaki Kikuchi and Koichi Mizutani, "The Correlation Function of Pulse Series on a Megarange Sound Propagation," Jpn. J. Appl. Phys.(submitted)
9. 岩瀬良一, 直井純, 菊池年晃, 水谷孝一, "相模湾における低周波雑音計測," J. Marine Acoust. Soc. Jpn.(submitted)

111. 査読付き国際会議プロシーディング

1. Tohru Kodera, Masayuki Toizumi, Rie Ishii, Jun Naoi and Kazuhiko Sono, "Geophysical Database System in JAMSTEC", MTS/IEEE OCEANS2001, (2001).
2. Jun Naoi, Hideaki Saito, Akira Sonoda and Masao Nomoto, "Deep sea image processing of JAMSTEC," INMARTECH2002, (2002) p.45.
3. Kentaro Oyama, Kazuhiko Sono and Jun Naoi, "CTD observed data -from data acquisition to publication-," INMARTECH2002, (2002) p.62.
4. Yoshimasa Abe, Hiroe Suzuki, Jun Naoi and Kazuhiko Sono, "Data management in JAMSTEC," INMARTECH2002, (2002) p.59.

5. Jun Naoi, Toshio Tsuchiya and Toshiaki Kikuchi, "Convergence characteristics of phase conjugate waves in SOFAR channels," ACTA Acustica United with Acustica, Vol. 88 (2002) Suppl. 1 (The Journal of the European Acoustics Association), p.S151 UNW-01-008.
6. Jun Naoi, Hideaki Saito, Toshio Tsuchiya and Toshiaki Kikuchi, "Propagations of Low Frequency Sound Near Coast," Proc. ICA2004 (The 18th International Congress on Acoustics), Vol. II (2004) pp. 1657-1660.
7. Hideaki Saito, Jun Naoi, Toshiaki Kikuchi, "Application of the Finite Difference Time Domain Method to the Wave Radiated from TRA in Shallow Water," Proc. ICA2004 (The 18th International Congress on Acoustics), Vol. I (2004) pp. 701-702.
8. Jun Naoi, Hideaki Saito and Toshio Tsuchiya, "Search for objects on the deep-sea floor using side scan sonar with tilted arrangement transducer array," The application of recent advances in underwater detection and survey techniques to underwater archeology, (2004) pp. 143-150.
9. Toshio Tsuchiya, Jun Naoi and Toshiaki Kikuchi, "Acoustic instruments in deep water search for sunken ship "TSUSHIMAMARU" during WWII," The application of recent advances in underwater detection and survey techniques to underwater archeology, (2004) pp. 81-89.
10. Jun Naoi, Hideaki Saito, Toshio Tsuchiya and Toshiaki Kikuchi, "Structural analysis of pulse propagating near SOFAR axis," Proceedings of the Seventh European Conference on Underwater Acoustics, ECUA 2004, (2004).
11. Hideaki Saito, Jun Naoi and Toshiaki Kikuchi, "Application of the finite difference time domain method to the wave radiated from time reversal array," Proceedings of the Seventh European Conference on Underwater Acoustics, ECUA 2004, (2004).
12. Jun Naoi, Hideaki Saito, Hidetoshi Fujimori, Toshio Tsuchiya and Toshiaki Kikuchi, "Wave Theory Analysis for Pulse Propagated Near Sound Channel Axis in Deep Water," Proceedings of OCEANS'04/TECHNO-OCEAN'04 (2004) pp.2136-2141.
13. Toshio Tsuchiya, Jun Naoi, Hideaki Saito and Toshiaki Kikuchi, "Seamount Effects on Long-Range Acoustic Propagation in the West Pacific," Proceedings of OCEANS'04/TECHNO-OCEAN'04 (2004) pp.2123-2128.
14. Hideaki Saito, Jun Naoi, Toshio Tsuchiya and Toshiaki Kikuchi, "Application of the Finite Difference Time Domain Method to the Time Reversal Wave in Shallow Water," Proceedings of OCEANS'04/TECHNO-OCEAN'04 (2004) pp.2236-2241.

15. Yoshihisa Hiyoshi, Toshio Tsuchiya, Jun Naoi, Koji Futa and Toshiaki Kikuchi, "Difference in Simulated Low-Frequency Sound Propagation in the Various Species of Baleen Whale," Proceedings of OCEANS'04/TECHNO-OCEAN'04 (2004) pp.2308-2315.
16. Toshio Tsuchiya, Hideaki Saito, Yoshihisa Hiyoshi, Jun Naoi, Toshiaki Kikuchi, "Application of the Finite Difference Time Domain Method to the Time Reversal Wave in Shallow Water", Proceedings of the International Conference "Underwater Acoustic Measurements: Technologies & Results" (2005).
17. Yoshihisa Hiyoshi, Jun Naoi, Toshio Tsuchiya, Toshiaki Kikuchi, "The seasonal variability in 6000 km underwater sound propagation in the western Pacific Ocean," Proceedings of the International Conference "Underwater Acoustic Measurements: Technologies & Results" (2005).
18. Ryoichi Iwase, Jun Naoi, Toshiaki Kikuchi, Koichi Mizutani, "Application of Phase Conjugate Underwater Acoustic Wave to the Measurement of a Fix Point Displacement on Seafloor," 2005 AGU Fall Meeting, (2005) G41A-0350.

IV. 紀要論文

1. 坪内千園, 柏野祐二, 大塚清, 直井純, 黒田芳史, "海洋観測データベースシステムの開発," JAMSTECR, Vol. 34 (1996) pp. 81-92.
2. 直井純, 齋藤秀亮, 柴田桂, "船舶メールシステムの開発," JAMSTECR, Vol. 42 (2000) pp. 79-80.
3. 齋藤秀亮, 古田和史, 直井純, "JAMSTECが保有する並列計算機におけるMPI実行性能," JAMSTECR, Vol. 42 (2000) pp. 93-104.
4. Tohru Koderu, Masayuki Toizumi, Rie Ishii, Jun Naoi and Kazuhiko Sono, "Geophysical Database System in JAMSTEC," JAMSTECR, Vol.47 (2003) pp. 81-85.

V. 研究会報告

1. 菊池年晃, 直井純, 土屋利雄, “浅海域における位相共役波の収束とモードとの関係,” 信学技報, Vol. 102, No. 278 (2002) pp. 45-50.
2. 仲村亮, 園田朗, 宮城博, 直井純, 他谷康, “国際海洋環境情報センター(GODAC)における海洋・地球環境情報発信の体制および情報提供機能について,” 第39回情報科学技術研究集会予稿集(INFORUM2002), Vol. 39 (2002) pp. 145-149.
3. 友寄隆優, 園田朗, 植草誉志, 石嶺のぞみ, 仲村亮, 直井純, 他谷康, “国際海洋環境情報センター(GODAC)における深海調査記録映像のデータベース構築と画像処理・検索・提供システムについて,” 第39回情報科学技術研究集会予稿集(INFORUM2002), Vol. 39 (2002) pp. 139-144.
4. 直井純, 土屋利雄, 菊池年晃, “海洋音響環境と鯨の生態,” 信学技報, Vol. 103, No. 277 (2003) pp. 1-6.
5. 齋藤秀亮, 直井純, 菊池年晃, “海中音場計算の高速化処理について,” 信学技報, Vol. 103, No. 277 (2003) pp. 19-24.
6. 藤森英俊, 直井純, 菊池年晃, “海洋音響トモグラフィーの波動理論解析,” 信学技報, Vol. 103, No.277 (2003) pp. 31-35.
7. 直井純, 土屋利雄, 齋藤秀亮, 菊池年晃, “鯨類の座礁と沿岸域の低周波音波伝搬,” Abstracts of ABIOS-2004(Advanced Underwater Technology for Bio-SONAR Study), (2004) p. 6.
8. 土屋利雄, 直井純, 齋藤秀亮, 菊池年晃, “深海サウンドチャンネル中におけるヒゲクジラの種類による低周波音波伝搬,” Abstracts of ABIOS-2004(Advanced Underwater Technology for Bio-SONAR Study), (2004) p. 5.

VI. 学会講演

1. 坪内千園, 直井純, 大塚清, 黒田芳史, 柏野祐二, “海洋観測データの管理・提供システムの構築について,” 海洋理工学会春季大会講演要旨集 (1996) pp.70-71.
2. 直井純, 柏野祐二, 佐藤肇, 大塚清, “海洋観測データの管理提供システムの開発,” 海洋理工学会春季大会講演要旨集 (1997) pp. 49-50.
3. 土屋利雄, 越智寛, 直井純, 柴田桂, “沈没船の探査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論文集 (1998) pp. 257-258.
4. 土屋利雄, 直井純, 齋藤秀亮, 越智寛, 網谷泰孝, 大八木敏夫, “船底装備サブトムプロファイラの開発と使用結果,” 海洋音響学会講演論文集 (1999) pp. 9-12.
5. 土屋利雄, 直井純, 齋藤秀亮, 網谷泰孝, 越智寛, 大八木敏夫, “クロスファンビーム型海底下探査ソーナーの実海域試験結果,” 第20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 (1999) pp. 153-154.
6. 直井純, 園田朗, 小寺透, 山本英輝, 茂木洋三, 鈴木宏枝: 海洋科学技術センターにおけるデータ管理の概要, 海洋調査技術学会講演要旨集 (2000) pp. 14-15.
7. 小寺透, 直井純, 園田朗: 海洋科学技術センターにおけるデータ管理の実例(その1)~地球物理観測データ~, 海洋調査技術学会講演要旨集 (2000) p. 56.
8. 山本英輝, 今井淳, 大山憲太郎, 直井純, 園田朗, : 海洋科学技術センターにおけるデータ管理の実例(その2)~海洋物理観測データ~, 海洋調査技術学会講演要旨集 (2000) p. 57.
9. 茂木洋三, 直井純, 園田朗: 海洋科学技術センターにおけるデータ管理の実例(その3)~気象観測データ~, 海洋調査技術学会講演要旨集 (2000) p. 58.
10. 土屋利雄, 直井純, 志村拓也, 門馬大和, “斜め配列を用いたサイドスキャンソーナーによる深海底での物体の探査,” 第21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 (2000) pp. 69-70.
11. 石井利枝, 樋泉昌之, 小寺透, 直井純, 曾野和彦, “海洋科学技術センターにおけるデータ管理・提供について(続報)~地球物理観測データ~, ” 海洋調査技術学会講演要旨集 (2001) p.47.

12. 直井純, 齋藤秀亮, 菊池年晃, “海山によるSOFAR伝搬パルスへの影響,” 日本音響学会講演論文集(2002年秋季), Vol. II (2002) pp.1203-1204.
13. 直井純, 齋藤秀亮, 菊池年晃, “海中音波の長距離伝搬に対する海山の影響,” 第23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(2002) pp. 279-280.
14. 直井純, 齋藤秀亮, 菊池年晃, “浅海域位相共役波の環境感度,” 日本音響学会講演論文集(2003年春季), Vol. II (2003) pp. 1315-1316.
15. 土屋利雄, 直井純, 菊池年晃, “SOFAR軸の深度変化による伝搬信号の変化,” 日本音響学会講演論文集(2003年春季), Vol. II (2003) pp. 1297-1298.
16. 齋藤秀亮, 直井純, 藤森英俊, 菊池年晃, “SOFAR伝搬パルス計算の並列化処理,” 日本音響学会講演論文集(2003年春季), Vol. II (2003) pp. 1309-1310.
17. 直井純, 土屋利雄, 菊池年晃, “沿岸域の海底構造と低周波音波伝搬,” 海洋音響学会講演論文集(2003) pp. 73-76.
18. 直井純, 齋藤秀亮, 菊池年晃, “浅海域位相共役波の環境定数変化の影響,” 海洋音響学会講演論文集(2003) pp. 69-72.
19. 齋藤秀亮, 直井純, 藤森英俊, 菊池年晃, “フロントを通過する伝搬パルスの並列化処理,” 海洋音響学会講演論文集(2003) pp. 93-96.
20. 藤森英俊, 齋藤秀亮, 直井純, 菊池年晃, “SOFAR軸近傍を伝搬するパルスの構造解析,” 海洋音響学会講演論文集(2003) pp. 97-100.
21. 土屋利雄, 直井純, 齋藤秀亮, 菊池年晃, “極域から低緯度海域までの音波伝搬特性について,” 海洋音響学会講演論文集(2003) pp. 101-104.
22. 直井純, 土屋利雄, 菊池年晃, “長距離伝搬における送波パルス形状の影響,” 日本音響学会講演論文集, Vol. II (2003) pp.1121-1122.
23. 菊池年晃, 志村拓也, 直井純, “浅海域における時間反転処理された音波のウィグナー分布関数,” 日本音響学会講演論文集, Vol. II (2003) pp.1119-1120.
24. 直井純, 土屋利雄, 菊池年晃, “低周波音波伝搬における送波パルス形状の影響,” Proc. Symp. Ultrason. Electron.(第24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), Vol.24, (2003) pp.281-282.

25. 土屋利雄, 直井純, 布田浩二, 菊池年晃, “ 鯨の種類による低周波音波伝搬の差異について,” Proc. Symp. Ultrason. Electron.(第24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), Vol.24, (2003) pp.283-284.
26. 齋藤秀亮, 直井純, 菊池年晃, “ 水中における薄板からの音波反射に関する時間領域差分法解析,” Proc. Symp. Ultrason. Electron.(第24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), Vol.24, (2003) pp.285-286.
27. 藤森英俊, 直井純, 菊池年晃, “ 深海ダクト軸近傍を伝搬するパルスのモード解析,” Proc. Symp. Ultrason. Electron.(第24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), Vol.24, (2003) pp.385-386.
28. 直井純, 藤森英俊, 菊池年晃, “ SOFAR軸近傍を伝搬したパルスと音速プロファイルとの関係,” 日本音響学会講演論文集(2004年春季), Vol. II (2004) pp.1075-1076.
29. 直井純, 齋藤秀亮, 土屋利雄, 菊池年晃, “ 長距離伝搬パルスに対する時間拡散の影響について,” 日本音響学会講演論文集(2004年春季), Vol. II (2004) pp. 1079-1080.
30. 齋藤秀亮, 直井純, 菊池年晃, “ FDTD法による水中に置かれた突起を持つ平板からの放射音解析,” 日本音響学会講演論文集(2004年春季), Vol. II (2004) pp. 1065-1066.
31. 直井純, 齋藤秀亮, 土屋利雄, 菊池年晃, “ 信号の帯域幅と長距離音波伝搬,” 海洋音響学会講演論文集, (2004) pp.57-58.
32. 直井純, 齋藤秀亮, 藤森英俊, 菊池年晃, “ SOFAR軸上を伝搬するパルスの距離変化,” 海洋音響学会講演論文集, (2004) pp. 59-60.
33. 土屋利雄, 直井純, 日吉義久, 布田浩二, 菊池年晃, “ ヒゲクジラの種類による低周波音波伝搬の差異について,” 海洋音響学会講演論文集, (2004) pp. 37-40.
34. 齋藤秀亮, 直井純, 菊池年晃, “ 分岐板を持つ平板からの放射音伝搬 FDTD シミュレーション,” 海洋音響学会講演論文集, (2004) pp. 51-52.
35. 菊池年晃, 齋藤秀亮, 直井純, 土屋利雄, “ 傾斜海底をもつ浅海の後方散乱,” 海洋音響学会講演論文集, (2004) pp. 53-54.
36. 菊池年晃, 直井純, 土屋利雄, 志村拓也, “ 浅海におけるタイムリバーサルアレイの焦点構造について,” 海洋音響学会講演論文集, (2004) pp. 55-56.

37. 直井純,土屋利雄,日吉善久,菊池年晃,“長距離を伝搬するパルス音波の距離による変化,”日本音響学会講演論文集(2004年秋季) Vol. II (2004) pp. 1325-1326.
38. 日吉善久,直井純,土屋利雄,菊池年晃,“海山周辺を伝播する水中音波に対する海底傾斜の影響,”日本音響学会講演論文集(2004年秋季) Vol. II (2004) pp. 1321-1322.
39. 直井純,日吉善久,土屋利雄,齋藤秀亮,菊池年晃,“超長距離伝搬における音場計算のステップサイズについて,”Proc. Symp. Ultrason. Electron.(第25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), Vol. 25, (2004) pp.449-450.
40. Yoshihisa Hiyoshi, Jun Naoi, Toshio Tsuchiya, Toshiaki Kikuchi,“The underwater sound propagation on and around a seamount -preliminary results-,” Proc. Symp. Ultrason. Electron., Vol. 25, (2004) pp.293-294.
41. 日吉義久,直井純,土屋利雄,菊池利晃,“沖の鳥島 - ハワイ島経路伝搬と海嶺,”日本音響学会講演論文集(2005年春季) Vol. II (2005) pp. 1065-1066.
42. 直井純,土屋利雄,菊池利晃,日吉義久,“西太平洋の長距離伝搬経路とそれらの特徴,”海洋音響学会講演論文集 (2005) pp. 37-38.
43. 日吉義久,直井純,土屋利雄,菊池利晃,“長距離音波伝搬に及ぼす海嶺の影響,”海洋音響学会講演論文集 (2005) pp. 49-50.
44. 直井純,岩瀬良一,菊池年晃,水谷孝一:海山上に設置されたアレイの受波パルス,日本音響学会講演論文集(2005年秋季) Vol. II (2005) pp. 1335-1336.
45. 直井純,岩瀬良一,菊池年晃,水谷孝一:SO FAR 伝搬パルス列の相関,日本音響学会講演論文集(2005年秋季) Vol. II (2005) pp. 1337-1338.
46. 岩瀬良一,直井純,菊池年晃,水谷孝一,“位相共役波のパルス形状と位相変調,”日本音響学会講演論文集(2005年秋季) Vol. II (2005) pp. 1341-1342.
47. 岩瀬良一,直井純,菊池年晃,水谷孝一,“位相共役法による定点変動観測に及ぼす音速変化,”日本音響学会講演論文集(2005年秋季) Vol. II (2005) pp. 1339-1340.
48. 直井純,岩瀬良一,菊池年晃,水谷孝一,“沿岸海洋構造による遮断効果と音場の変化,”Proc. Symp. Ultrason. Electron.(第26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論文集), Vol. 26, (2005) pp. 189-190.

49. 直井純, 岩瀬良一, 菊池年晃, 水谷孝一, “長距離伝搬パルス列の相関関数,” Proc. Symp. Ultrason. Electron.(第26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論文集), Vol. 26, (2005) pp. 191-192.
50. 岩瀬良一, 直井純, 菊池年晃, 水谷孝一, “位相共役波による位相情報伝送におけるパルス形状の影響,” Proc. Symp. Ultrason. Electron.(第26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論文集), Vol. 26, (2005) pp. 181-182.
51. 岩瀬良一, 直井純, 菊池年晃, 水谷孝一, “海底定点の変位計測における位相共役波の利用と水温変化の影響,” Proc. Symp. Ultrason. Electron.(第26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論文集), Vol. 26, (2005) pp. 33-34.
52. 直井純, 岩瀬良一, 菊池年晃, 水谷孝一, “放物型方程式法における位相誤差の伝搬パルスへの影響,” 日本音響学会講演論文集(2006年春季) Vol. II (2006) pp.1115-1116.
53. 岩瀬良一, 直井純, 菊池年晃, 水谷孝一, “海上気象と相模湾海底における音響周囲雑音変化,” 日本音響学会講演論文集(2006年春季) Vol. II (2006) pp.1107-1108.
54. 菊池年晃, 直井純, 岩瀬良一, 水谷孝一, “長距離伝搬パルスの時間反転処理,” 日本音響学会講演論文集(2006年春季) Vol. II (2006) pp.1113-1114.
55. 岩瀬良一, 直井純, 菊池年晃, 水谷孝一, “相模湾深海底における低周波周囲雑音と風波,” 海洋音響学会講演論文集 (2006) pp.103-104.
56. 菊池年晃, 岩瀬良一, 直井純, 水谷孝一, “位相共役干渉法による海洋環境変動の計測,” 海洋音響学会講演論文集 (2006) pp.113-114.

VII. その他

1. 直井純 , “ VAX による船舶運航情報等検索機能 , ” 第 12 回 DECUS シンポジウム (1992) pp.19-20.
2. Jun Naoi , “ Network System of JAMSTEC , ” GOIN97(Global Observation Information Network) Workshop, (1997)
3. Jun Naoi , “ JAMSTEC Database Server , ” GOIN99(Global Observation Information Network) Workshop, (1999)
4. Jun Naoi , “ Ocean observation data exchange at JAMSTEC , ” International Workshop on Asia Pacific Advanced Network and its Applications -IWS2000-, (2000)
5. 小寺透 , 樋泉昌之 , 直井純 , 園田朗 , “ 洋科学技術センターにおける海底地形データの管理 , ” 第17回しんかいシンポジウム予稿集 (2001) p. 181.
6. Jun Naoi , “ JAMSTEC Data Center -Now and Future-, ” U.S.-Japan TYKKI Meeting, (2001)
7. 直井純 , 齋藤秀亮 , 園田朗 , 他谷康 , “ JGNを用いた深海映像配信システムの構築 , ” ギガビットネットワークシンポジウム2002, (2002)

