

沿岸域の長周期波に関する研究

仲井, 圭二

<https://doi.org/10.15017/1398543>

出版情報：九州大学, 2013, 博士（工学）, 課程博士
バージョン：
権利関係：全文ファイル公表済

目 次

第 1 章 本研究の背景と目的.....	1-1
1. 1 本研究の背景.....	1-1
1. 2 本研究の目的.....	1-6
1. 3 本論文の構成.....	1-6
第 1 章 参考文献.....	1-8
第 2 章 長周期波の出現特性.....	2-1
2. 1 解析対象データ.....	2-1
2. 2 太平洋側と日本海側における長周期波の周期帯別出現特性.....	2-3
2. 3 太平洋側と日本海側における 300s 以上の成分の関係.....	2-7
2. 4 特定の擾乱時の 300s 以上の成分の経時変化.....	2-11
2. 5 長周期波の継続時間.....	2-16
2. 6 300s 以上の成分と他の成分との違い.....	2-24
2. 7 まとめ.....	2-30
第 2 章 参考文献.....	2-31
第 3 章 波浪の非線形相互作用による長周期波.....	3-1
3. 1 加藤らの拘束波を用いた解析.....	3-1
3. 2 橋本らの拘束波を用いた解析.....	3-14
3. 3 拘束波と自由波に関する考察.....	3-31
3. 4 まとめ.....	3-35
第 3 章 参考文献.....	3-36
第 4 章 気象性長周期波.....	4-1
4. 1 300s 以上の成分と気圧変動との関係.....	4-1
4. 2 波数スペクトル解析による微気圧変動の伝播特性解析.....	4-11
4. 3 全国規模で発生する副振動と局地的に発生する副振動との違い.....	4-37
4. 4 まとめ.....	4-47
第 4 章 参考文献.....	4-48

第5章 結論	5-1
5.1 結論	5-1
5.2 今後の展望	5-4
第5章 参考文献	5-11

謝辞

第1章 本研究の背景と目的

本章では、本研究を実施するに際して、既往の研究成果を整理しながら、本研究の背景と目的に関して述べる。長周期波に関してはまだまだ理論的な知見が乏しく、観測された資料の解析方法に関しても発展途上である。このため、実務上の必要に迫られて、経験的な推定式、予測式を作成することが行われているが、必ずしも精度の良い予測が行われ、対策が取られている訳ではない。特に、副振動に関しては、現象自体の理解は進んでいるが、発生条件が正確に分かっていないために、突然発生して被害をもたらすことが多い。

1.1 本研究の背景

海洋には様々な周期を持った海面変動が存在する。海岸工学では、周期数秒～十数秒の波浪を扱うことが多いが、それ以上の周期を持った長周期波が近年注目されている(図 1.1-1, 図 1.1-2)。例えば、周期 30s～300s 程度の海面変動は、港内に着棧した大型船舶の動揺の原因となり、時には係留索の切断につながることもある(表 1.1-1)。また、周期数分～数十分の副振動(あびき、気象津波とも呼ばれる)は、岸壁や道路の浸水、小型船・漁船の転覆や沈没につながる被害をもたらすことがある(図 1.1-3, 図 1.1-4, 長崎海洋气象台ら, 2009; 長崎海洋气象台・巖原測候所, 2009; 下関地方气象台, 2009)。

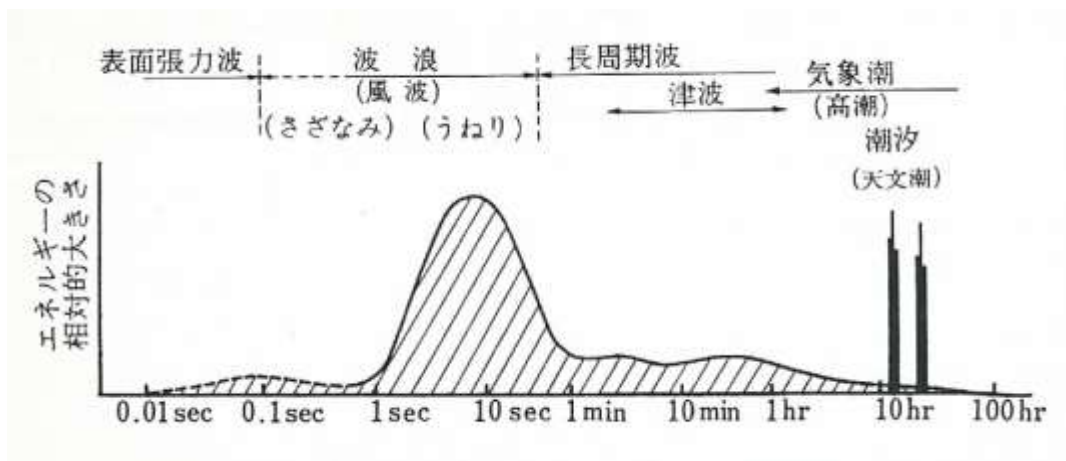


図 1.1-1 周期による海面の運動の分類例 (合田, 1998)

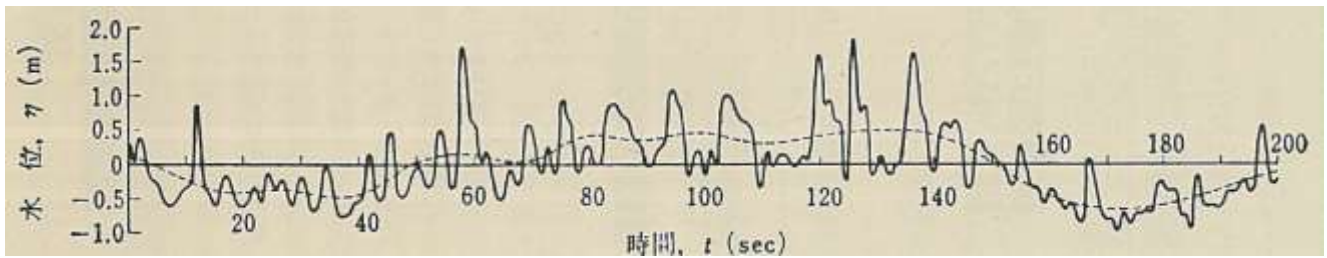


図 1.1-2 長周期波の実例 (合田, 1975)

表 1.1-1 苫小牧東港-14m 岸壁における被害状況 (平石ら, 1996)

年月日	船名	総トン (DWT)	係船索切断本数
1985. 1.28	札幌丸	48,884	1
4.10	同上	同上	1
1986. 9.02	NEPUTUNE CANOPUS	30,703	3
1987. 6.21	ASIAN THISTLE	37,472	4
11.19	栄龍丸	30,767	2
1988.11.26	LITO	28,093	1
1989.11.13	札幌丸	48,884	4
1990. 1.19	WORLD AGAMEMNON	19,296	4
11.20	DAPHNE OCEAN	38,891	1
1991. 1.26	宮城丸	37,582	1
10. 3	FAR EASTERN GRAIN	37,159	1
1992. 3.31	GOLD STAR	36,264	2
5. 7	ASCEENSION	35,191	2
9.25	ANTOINS I ANGELICOUSSIS	36,986	2
10.26	札幌丸	48,884	2
11. 7	YOU XUAN	25,891	1
1993. 1.29	MOZU ARROW	23,149	5
6. 4	ORIANA	36,606	3
8.29	PEGASUS	36,764	1
9. 4	RUBIN ENERGY	36,560	2
10. 9	札幌丸	48,884	4
11.14	同上	同上	1
1994. 3.10	GORTYS	38,131	2
9.18	ENERGY PIONEER	36,493	4



鹿児島県上甕島小島漁港で海水が引く様子
(写真提供 薩摩川内市役所上甕支所)



熊本県天草下島崎津地区での道路冠水の様子
(写真提供 天草市役所河浦支所)

図 1.1-3 2009年2月の副振動の際の冠水の状況（長崎海洋气象台ら，2009）



図 1.1-4 2009 年 2 月の副振動で転覆した浦内湾の小型船
(民間危機管理再生機構資料より)

周期 30s~300s 程度の長周期波に関しては, Longuet-Higgins and Stewart (1962) が, ラディエーション応力の考え方に基づき, 通常波浪の非線形性により発生した長周期波が波群に拘束された形で沖合から沿岸に伝播する拘束波という考えを示した.

2つの微小振幅の線形波が存在する場合, 海面での境界条件を満足するためには, この2つの線形波だけでは不十分で, 両者の相互干渉によって生成された成分波が必要となる. 2つの波の周波数の和(差)から成る周波数, 波数ベクトルの和(差)から成る波数ベクトルを持つ2次の非線形干渉波もその一部であり, この2次の干渉波は, さらに元の線形波と干渉を起こして, 3次の干渉波を生成する (Madsen and Sorensen, 1993).

実際の波浪には無数の線形成分が含まれるが, それらが相互干渉して発生する成分も無数である. これらの相互干渉によって生成された成分が拘束波と呼ばれ, 線形成分からなる波群とともに, 群速度で伝播する.

それに対して, 自由波とは, 実際に観測された長周期波全体から, 線形成分の相互干渉によって理論的に推定された拘束波を除いたものとして定義される.

2つの波が同じ方向に進行する場合の解は, Longuet-Higgins and Stewart (1962)が提案するラディエーション応力から推定したものと同じであるが, 異なる方向に伝播する場合は, 同一方向の場合よりも拘束波高が非常に小さくなり, 非線形相互作用の厳密な計算が

必要になる。これまで、Sand(1982) や木村(1985), 橋本ら(1993), 加藤ら(2005)がこの問題に取り組んでいる。

自由波の発生に関しては、拘束波が沿岸の構造物等で反射した際に、拘束を解かれて伝播するという考え方を Longuet-Higgins・Stewart (1964)が提案しており、それに代わる発生・発達機構も提案されていない。Webb ら(1991) は、外洋の水深 5000m 地点でも自由波は存在し、それは沿岸で反射したものが伝播したものであるとしている。拘束波が沿岸の構造物等で拘束を解かれて伝播するという考え方は、一見受け入れ易いものではあるが、拘束波から自由波への転換の詳しい機構に関しては解明されていないため、現在のところ一つの可能性としか考えられない。

第2章で述べるように、観測される長周期波のうち、拘束波の割合は非常に小さく、長周期波の大部分は、自由波であると考えられている。自由波という名称はあるが、拘束波として説明できるもの以外の総称と考える方が自然であり、自由波自体の発生機構について、明確な知見が得られているわけではない。後述のように、方向集中度の推定精度の向上や、新しい拘束波推定理論によって拘束波の推定精度が向上した場合、長周期波全体から拘束波を除いた自由波の大きさも変化することになる。また、自由波として一括して扱われていたものの一部については、その発生機構が今後明らかにされる可能性もある。

合田(1995) は、波高が小さい時には、それまでの高波によって発生した長周期波が陸棚上にトラップされる等して残存して、自由波が卓越すると述べているが、その一方で、残存率や期間について検討するに足るデータは報告されていないとしている。

このように、周期 300s 程度以下の成分に関しては不明な部分が多いが、実務では、沖合で観測された長周期波を港内に向けて入射させて、港内での伝播・変形を計算して港内静穏度を検討することが多い。また入射波は、平石ら(1997)が提案したように、1/300~1/30Hz (30~300s) の周波数帯で一様のスペクトル密度を持つと仮定することが殆どである。

しかし、このような扱いはあくまで実務上の便宜的なものであり、必ずしも実態を表しているとは言えない。このような便宜的な扱いをしている理由は、長周期波の発生・発達機構についての知見が十分ではなく、観測されている事実を必ずしも十分に説明できていないからである。

周期 300s 程度以上の副振動に関しては、青木(2002)が渥美半島太平洋岸の赤羽根漁港沖と長崎県対馬の西海岸に位置する阿連漁港沖で観測されたデータに基づいて解析を行っている。青木(2002)は、赤羽根では 300s 以上の成分を、阿連では風波の周期が短いことから、200s 以上の成分を気象性長周期波と定義し、気象性長周期波は、有義波高や有義波周期とは無関係に発生していることが多いことを見出している。また、その伝播特性について、港外から港内に伝播する様子を見出し (図 1.1-5), 気象性長周期波は、沿岸で発達するものではなく、沖合で発達して沿岸に伝播して来るものであろうと推察している。

但し、このような観測事例はまだ多くはない。微気圧変動によって沖合に発生した海洋長波の伝播速度が、微気圧変動の伝播速度と一致したときに長波の振幅が大きくなり

(Proudman, 1929), 沿岸に到達して副振動を引き起こす (Hibiya and Kajiura, 1982) と理解されているものの, 副振動の原因となる微気圧変動の発生・発達・伝播の詳細に関してはあまり研究が行われていない。

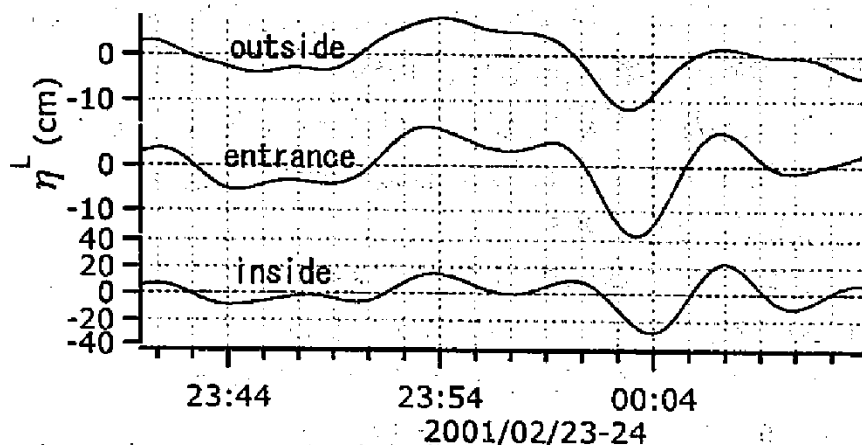


図 1.1-5 気象性長周期波の港内への伝播の例
青木(2002)

このように, 長周期波に対する理解はまだまだ十分なものではないが, 実務上の必要から, 波浪の波高や周期を用いて, 長周期波高を推定する式が提案され, 予測に用いられているのが現状である (青木, 2002)。

1. 2 本研究の目的

長周期波の問題は非常に難しく, 数値計算によってほぼ説明できる総観規模 (天気図に表現される) の気象現象 (低気圧, 台風, 高気圧, 前線の発達や減衰, 移動) や, 海上風の分布からほぼ正確に計算できる波浪と比べると, 未解明の点が多い。本研究では, このような現状の下, 長周期波に関する理解を少しでも深めるために, 長周期波を周期帯で分類した上で, その出現特性を明らかにし, 今後の予測・対策に資するための基礎的資料を作成することを目的として実施した。

1. 3 本論文の構成

第 2 章以後の本論文の構成について述べる。

第 2 章では, 観測資料に基づいて, 長周期波の周期帯別出現特性について述べる。一口に長周期波といっても, 波浪よりも周期が長く, 潮汐よりも短い周期を持つ波という意味で, その周期帯は大変広く, 20s 程度～数十分にまで亘る。そのため, 様々

な特性を持った周期成分が含まれている．ここでは，各周期成分毎の違いを，波高の季節変化や成分波高同士の相関といった統計値によって明らかにするとともに，特定の擾乱時の時系列変化によっても示す．

また，波高の時系列の自己相関係数を用いて，周期帯別の長周期波と波浪の平均継続時間を定義し，その地理的分布や，周期帯，海域による違いについて述べる．

第3章では，**第2章**で述べた周期帯のうち，波浪に近い特性を持つ，周期が300s程度以下の成分について扱う．波浪の非線形性により発生する成分（拘束波）の波高を理論的に推定するとともに，波浪の波高や，長周期波全体の波高との関係について調べる．その結果，拘束波高を，有義波高と方向集中度，波浪の非線形性を示すアーセル数から推定する実験式を提案する．

また，長周期波の中に占める拘束波と自由波の割合について，平常時の長周期波は，拘束波で説明できない自由波が大部分を占めることを示す．これまで余り議論されて来なかった自由波については，その発生機構が明らかではないが，深海域に設置されているGPS波浪計のデータと沿岸に設置されている波浪計のデータを比較することによって，自由波を発生させる要因について議論する．

最後に，長周期波について，分かっていること，分かっていないことを整理し，今後の研究を進める上で活用できるようにする．

第4章では，微気圧変動が副振動の原因になっていることを，多くの観測地点の資料を用いて明らかにする．遠地地震の際の地震波のアレイデータ解析に用いられる波数スペクトル（F-Kスペクトル）解析の手法を応用して，微気圧変動の伝播速度と方向を算出する．

対象とする副振動は4ケースで，そのうち2ケースは九州とその周辺で発生しているが，残りの2ケースでは全国で発生している．4ケースのF-Kスペクトル解析結果を比較することによって，副振動の出現地域の違いと，微気圧変動の伝播方向の関係を明らかにする．

第5章では，本研究の内容を取りまとめて結論とする．さらに今後の展望として，本研究の成果を応用して，長周期波の予測につなげる可能性について述べる．

第 1 章 参考文献

- 青木伸一(2002) : 沿岸長周期波の発生と伝播特性に関する研究, 海洋開発論文集, 第18巻, pp.155-160.
- 加藤始・信岡尚道(2005): 非線形の波の数値シミュレーションにおける2次波の性質(2), 海岸工学論文集, 第52巻, pp136-140.
- 木村晃(1985) : 非線型長周期波の2次元スペクトル, 第32回海岸工学講演会論文集, pp.154-158.
- 合田良実(1975) : 浅海域における波浪の砕波変形, 港湾技術研究所報告, 第14巻, 第3号, pp.59-106.
- 合田良実(1995) : 不規則波浪に伴う長周期波の諸研究について, 1995年度(第31回)水工学に関する夏期研修会講義集 B コース, 土木学会水理委員会, pp.B-6-1-B-6-20.
- 合田良実(1998) : 二訂版 海岸・港湾, わかり易い土木講座 17, 彰国社.
- 下関地方气象台(2009) : 現地調査報告 平成21年(2009年)7月15日に山口県萩市で発生した潮位の副振動に関する現地調査, p.8.
- 長崎海洋气象台・巖原測候所(2009) : 現地調査報告 平成21年(2009年)7月15日に対馬市で発生した潮位の副振動に関する現地調査, p.11.
- 長崎海洋气象台・鹿児島地方气象台・熊本地方气象台(2009) : 災害調査報告 平成21年(2009年)2月24日から28日にかけて九州西岸を中心に発生した潮位の副振動に関する現地調査, p.21.
- 橋本典明・永井紀彦・菅原一晃・浅井正・朴慶寿(1993) : 波浪の多方向性と弱非線形性を考慮した水圧波から表面波への換算法について, 港湾技術研究所報告, 第32巻, 第1号, pp.27-51.
- 平石哲也・田所篤博・藤咲秀可(1996) : 港湾で観測された長周期波の特性, 港湾技術研究所報告, 第35巻, 第3号, pp.1-36.
- 平石哲也・白石悟・永井紀彦・横田弘・松渕知・藤原秀可・清水勝義(1997) : 長周期波による港湾施設の被害特性とその対策工法に関する調査, 港湾技研資料, No.873, pp.1-39.
- Hibiya, T. and K. Kajiura (1982) : Origin of the abiki phenomenon (a kind of seiche) in Nagasaki Bay, Journal of the Oceanographic Society of Japan, Vol. 38, pp. 172-182.
- Longuet-Higgins, M.S. and R.W. Stewart (1962) : Radiation stress and mass transport in gravity waves, with application to "surf beats", J. Fluid Mech., Vol.13, pp.481-504.
- Madsen, P.A. and O.R. Sorensen(1993) : Bound waves and triad interactions in shallow water, Ocean Engng., Vol.20, No.4, pp.359-388.
- Proudman, J.(1929) : The Effects on the sea of changes in atmospheric pressure, Geophys. J. Intl. Vol.2, pp.197-209.
- Sand,S.E.(1982) : Long waves in directional seas, Coastal Engineering, 6, pp.195~208.

Webb, S.C., X. Zhang and W. Crawford(1991) : Infragravity waves in the deep ocean, J. Geophys. Res., Vol.96, No.C2, pp.2723-2736.

第2章 長周期波の出現特性

本章では、観測データを用いて、日本沿岸における長周期波の出現特性を概観する。長周期波は、太平洋と日本海という対象海域の違い及び周期帯によってその特性が大きく異なる。特に、周期帯による違いに関しては、300s程度を境に、それより周期の長い成分と短い成分とでは特性が非常に異なるため、長周期波全体として扱うよりも、周期帯別に解析を行うことが重要であることを示す。

2.1 解析対象データ

本研究では、国土交通省が、全国港湾海洋波浪情報網（NOWPHAS：Nationwide Ocean Wave information network for Ports and HARbourS，以下、ナウファス）で観測した波浪と長周期波の観測資料を主に用いた。2013年7月現在のナウファス観測網を図2.1-1に示す。また、解析対象データを表2.1-1に示す。



図 2.1-1 ナウファス観測網 (2013 年 7 月現在)

表 2.1-1 解析対象データ

種別	要素	観測時間	時間間隔
波浪	波高, 周期, 波向 周期帯別波高	20分	連続 2時間
長周期波	周期帯別波高	2時間	2時間

ナウファスにおいて取得されている 0.5s 毎の水位データに対し、図 2.1-2 に示すようなローパスフィルターを施し、スペクトル解析を行って、4 周期帯 (15s~30s, 30s~150s, 150s~300s, 300s~) で積分し、そのエネルギーの平方根の 4 倍を長周期波高と定義した (財団法人沿岸開発技術研究センター, 2000)。15~30s は、波浪と長周期波との境界領域であるが、ここでは、長周期成分を通過させるローパスフィルターを施しているために、その分だけエネルギーが減衰したデータとなっている (図 2.1-2)。30s 以上の成分は特に減衰がない。300s~の成分は、正確には 300~2560s (42.7min) である。

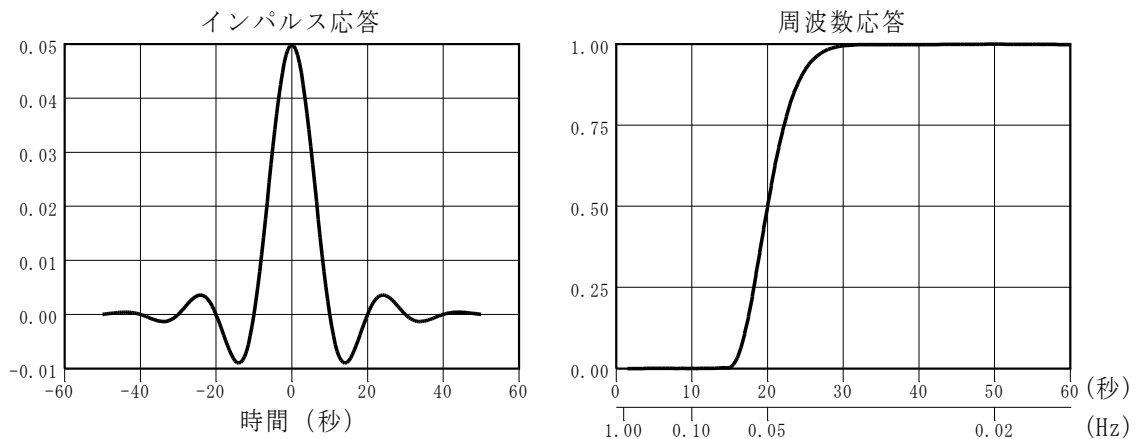


図 2.1-2 長周期波フィルターの周波数特性

2. 2 太平洋側と日本海側における長周期波の周期帯別出現特性

2006年～2010年のデータを用いて、各地点の周期帯別累年月平均波高の季節変化を調べた。太平洋側と日本海側から2地点選び、その例を図2.2-1, 図2.2-2 に示す。ここで、縦軸は波高そのものではなく、各成分別の年間の平均波高で割って規格化したものである。

いずれの地点も、300s 以下の 3 成分は似た季節変化をしている。一方 300s 以上の成分だけはやや異なった変化をしている。その違いは、太平洋側の 2 地点の方が顕著である。他の地点の図は省略するが、後にも示す通り、300s 以下の成分波高は、日本海側では冬高く、夏に低い傾向があるのに対して、太平洋側では、春と秋に波高のピークが出現する。

4 成分の季節変動の類似度を示す指標として、各成分の月平均波高同士の相関係数を調べた。鹿島と金沢の結果を表 2.2-1 に示す。いずれの地点も、300s 以下の成分同士の相関が高いのに対し、300s 以上の成分とその他の成分の相関は低いことが分かる。

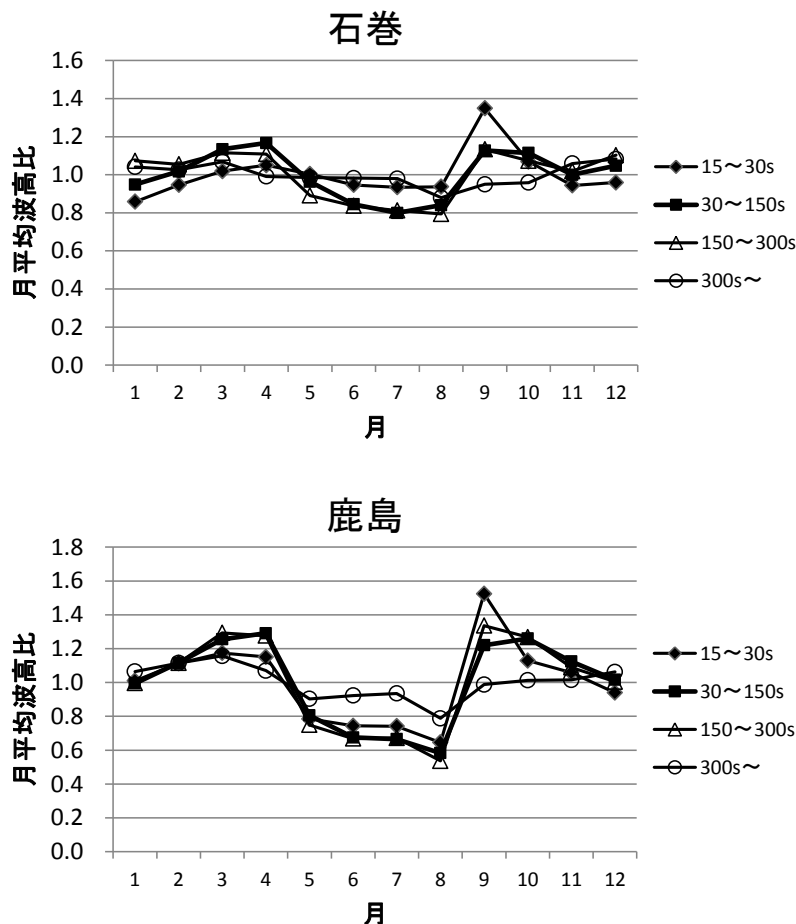


図 2.2-1 成分別月平均波高比の季節変化
(太平洋側, 2006年～2010年)

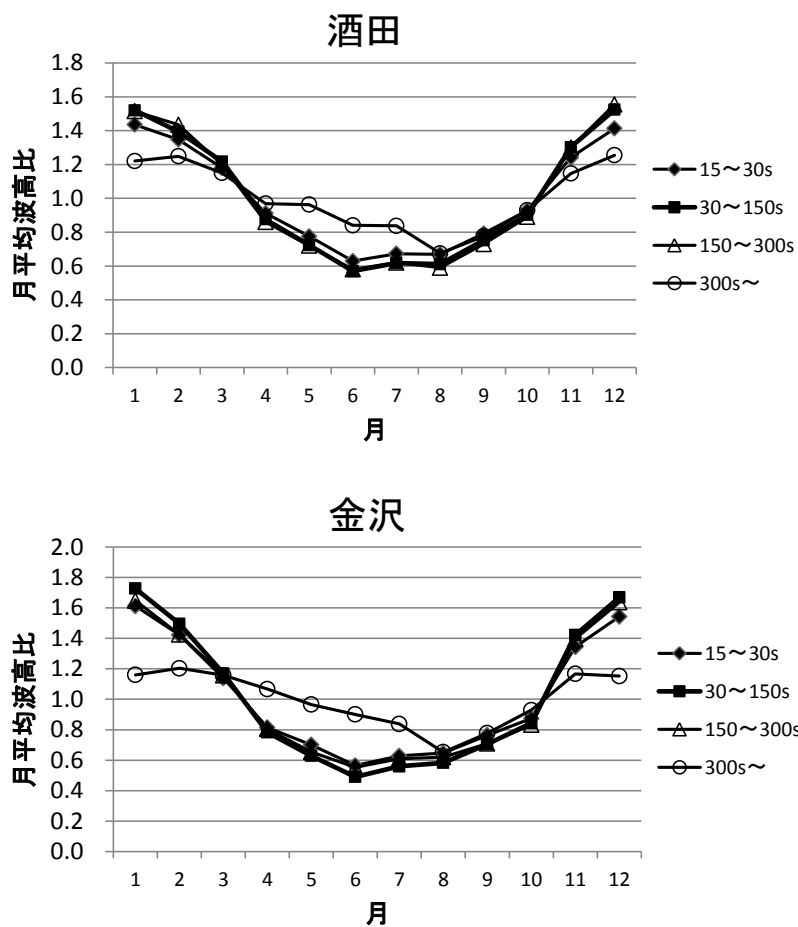


図 2.2-2 成分別月平均波高比の季節変化
(日本海側, 2006年~2010年)

表 2.2-1 成分別月平均波高同士の相関係数

鹿島

	15~30s	30~150s	150~300s	300s~
15~30s	—	0.885	0.933	0.633
30~150s	—	—	0.990	0.797
150~300s	—	—	—	0.786
300s~	—	—	—	—

金沢

	15~30s	30~150s	150~300s	300s~
15~30s	—	1.000	0.998	0.824
30~150s	—	—	0.999	0.824
150~300s	—	—	—	0.827
300s~	—	—	—	—

この傾向が、太平洋側と日本海側の傾向を代表するものかどうかを調べる目的で、太平洋側の全地点と日本海側の全地点で、月平均波高比、相関係数を平均して比較を行った。それぞれの海域の地点は、表 2.2-2 に示す通りである。月平均波高比の季節変化を図 2.2-3 に、相関係数の平均値を表 2.2-3 に示す。

表 2.2-2 太平洋側と日本海側の地点

海域	観測地点
太平洋側	釧路, 十勝, 苫小牧, 八戸, 久慈, 釜石, 石巻, 小名浜, 常陸那珂, 鹿島, 波浮, 下田, 清水, 御前崎, 潮岬, 室津, 高知, 上川口, 細島, 中城湾, 石垣沖
日本海側	留萌, 石狩新港, 瀬棚, 深浦, 秋田, 酒田, 直江津, 富山, 輪島, 金沢, 福井, 敦賀, 柴山, 鳥取, 藍島, 玄界灘, 伊王島, 名瀬, 平良沖

図 2.2-1, 図 2.2-2, 表 2.2-1 に示した 4 地点の特性は、全国的に見ても確認できた。300s 以下の成分波高同士には相関が見られるが、300s 以上の成分とは相関が低い。

特に太平洋側では無相関と言って良い結果となった。表 2.2-1 に示した鹿島の例では、300s 以上の成分と 300s 以下の成分との相関がまだ高い方で、その他の地点では、逆相関あるいは無相関の地点が多かったためである。

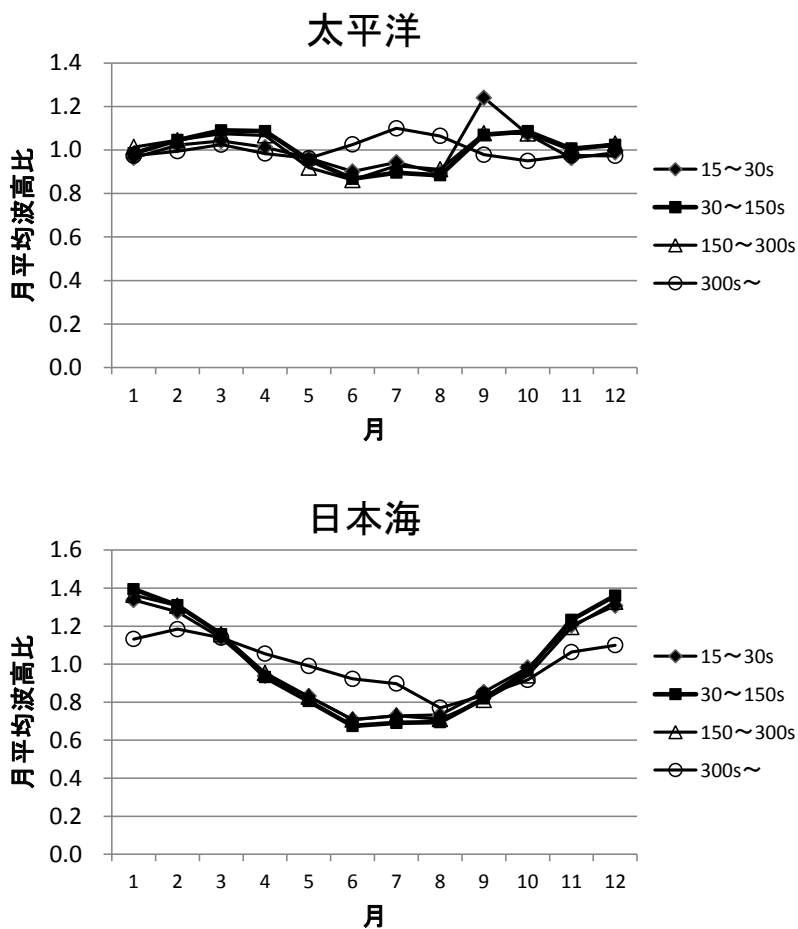


図 2.2-3 成分別月平均波高比の季節変化 (2006 年~2010 年)

表 2.2-3 成分別月平均波高同士の相関係数

太平洋側

	15~30s	30~150s	150~300s	300s~
15~30s		0.765	0.680	-0.100
30~150s			0.864	0.005
150~300s				0.275
300s~				

日本海側

	15~30s	30~150s	150~300s	300s~
15~30s		0.995	0.983	0.707
30~150s			0.992	0.725
150~300s				0.767
300s~				

2. 3 太平洋側と日本海側における300s以上の成分の関係

次に、異なる2地点における月平均波高同士の関係を調べた。図2.2-1、図2.2-2 に示した酒田と石巻の波高の季節変化を見ると、殆ど関連性がないように見える。しかし、300s以上の成分に着目すると、両地点とも、夏（8月）に波高が低く、冬に波高が高いという似た季節変化をしている。両地点の月平均波高同士を比較した結果を図2.3-1に示す。

15～30sの成分波高は両地点でほぼ無相関であるのに対し、300s以上の成分に関しては、両地点に明らかに線形の関係が見られる。

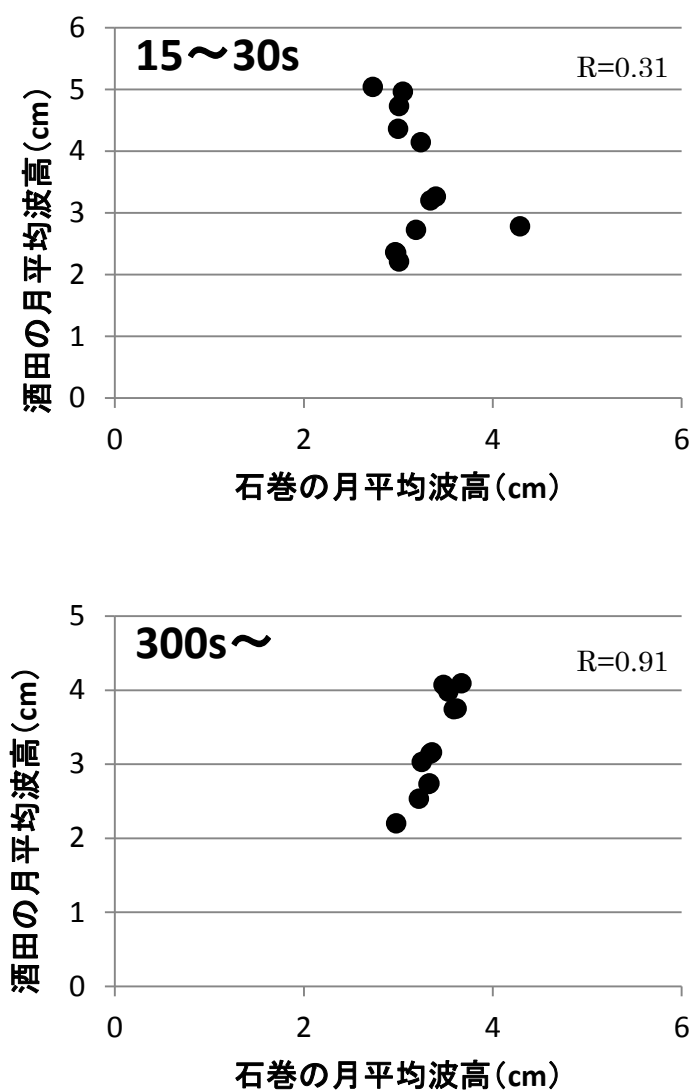


図 2.3-1 酒田と石巻の月平均波高の比較 (R : 相関係数)

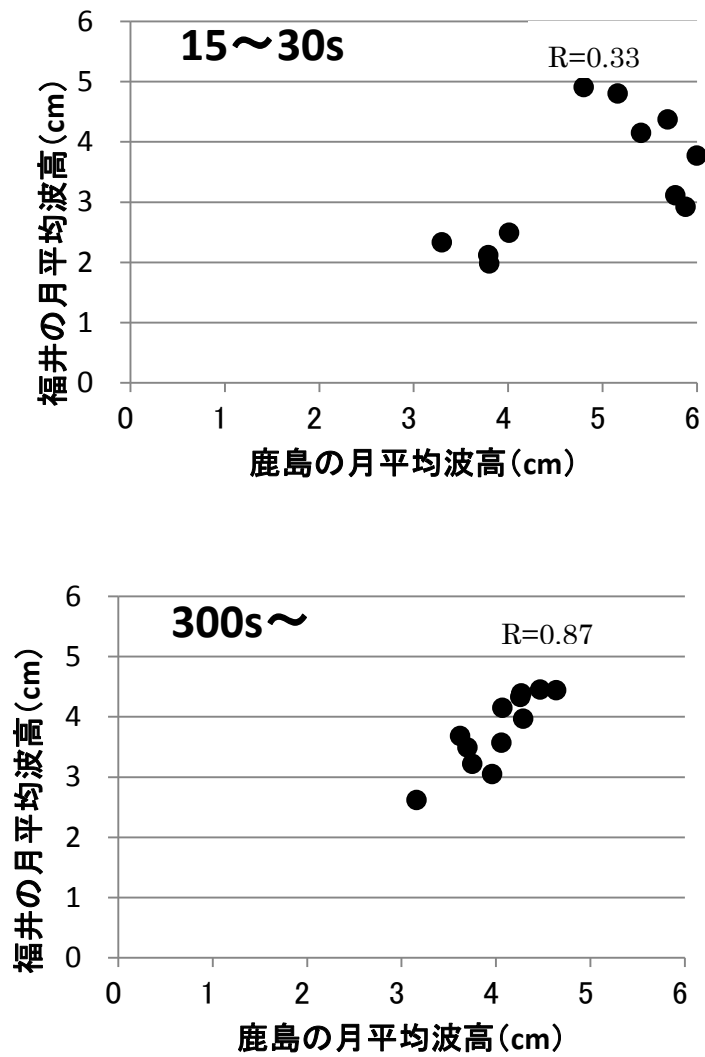


図 2.3-3 福井と鹿島の月平均波高の比較 (R : 相関係数)

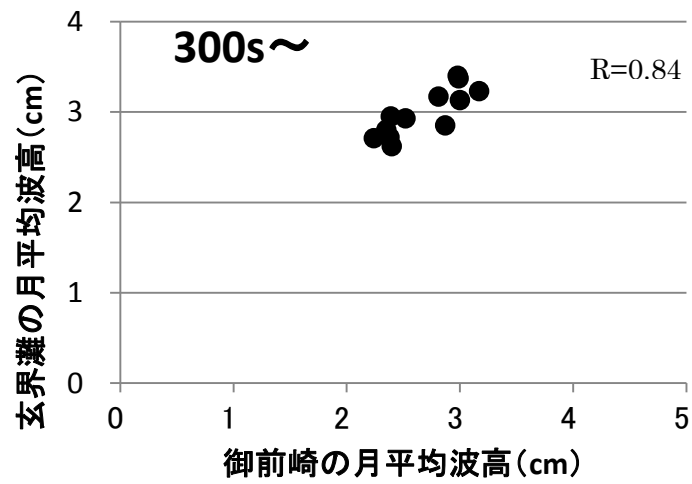
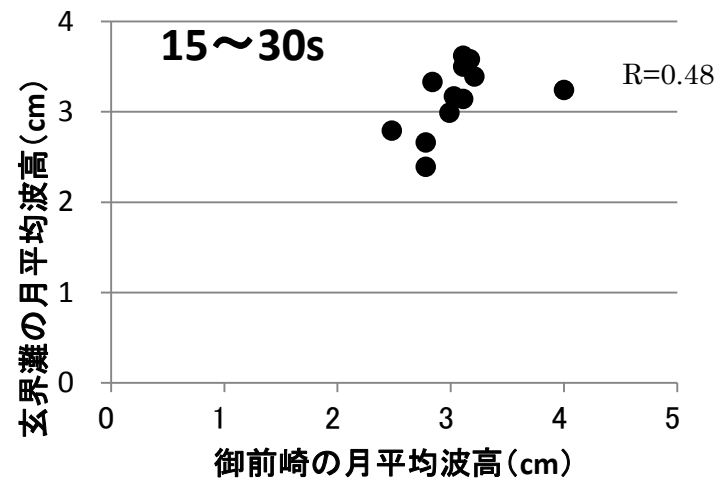


図 2.3-4 玄界灘と御前崎の月平均波高の比較 (R : 相関係数)

2. 4 特定の擾乱時の300s以上の成分の経時変化

2. 3では長期間のデータを用いた統計値から2地点間の関係を解析したが，次に特定の擾乱時について解析を行った結果を紹介する．

(1)2004年11月17日～19日

この期間のうち，11月18日と19日の天気図を図2.4-1に示す．18日から19日にかけて本州南岸を低気圧が通過している．このときの，伊豆大島の波浮（太平洋側），金沢，鳥取（日本海側）の長周期波高の経時変化を図2.4-2に示す．

この図には，15～30sの成分波高，300s以上の成分波高，及び両者の比の経時変化が示してある．太平洋側の波浮では，低気圧の直接の影響を受けて，両成分の波高が増大しているが，日本海側の地点では，低気圧の直接の影響はなく，15～30sの成分は殆ど変化していない．しかし，300s以上の成分だけは増大している．このことから分かるように，15～30sの成分に関しては，太平洋側と日本海側とで殆ど関連性は見られない．

一方，300s以上の成分に関して，3地点の時系列を比較したものを図2.4-3に示す．

この図の縦軸は波高そのものではなく，図示した期間中の平均波高で割って規格化した相対波高である．細かな時間変動に違いはあるものの，3地点の成分波高は概ね同様の変化傾向を示している．後述のように，周期300s以上の成分の原因と思われる微気圧変動は，日本海から太平洋まで概ね東向きに伝播するため，日本海と太平洋という異なる海域の周期300s以上の長周期波高に相関が見られるものと考えられる．

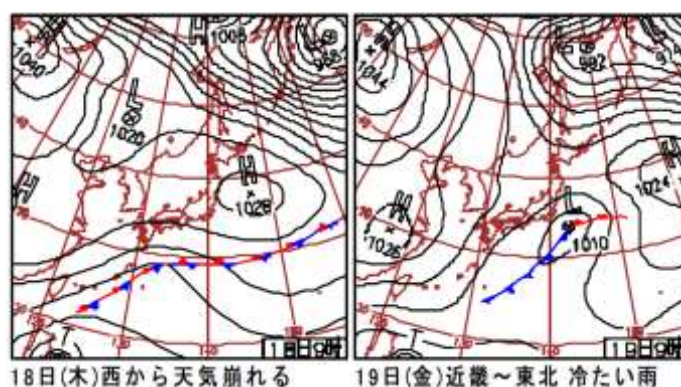


図2.4-1 対象期間の天気図（2004年11月18日～19日）

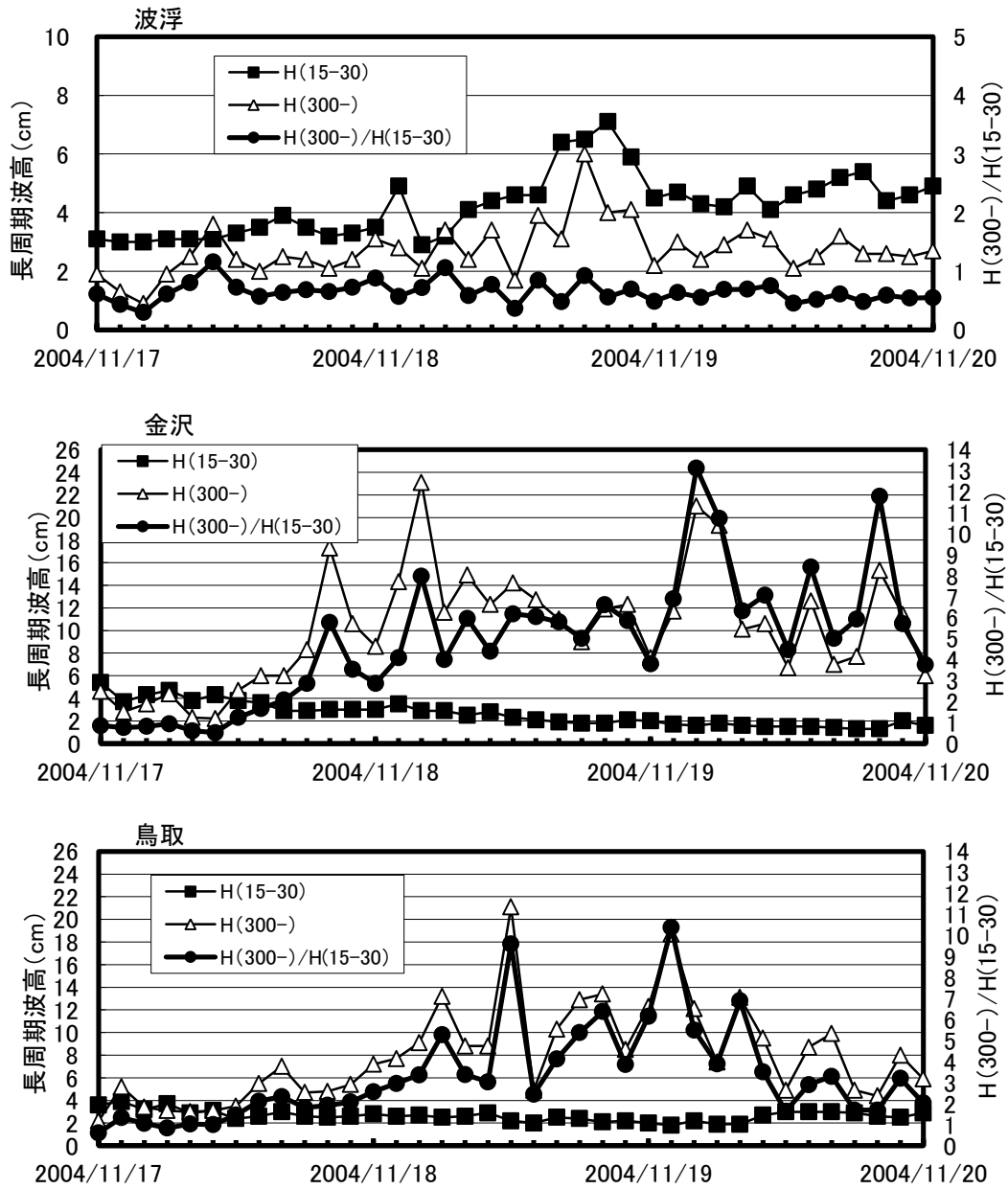


図 2.4-2 長周期波高の経時変化 (2004 年 11 月 17 日～19 日)

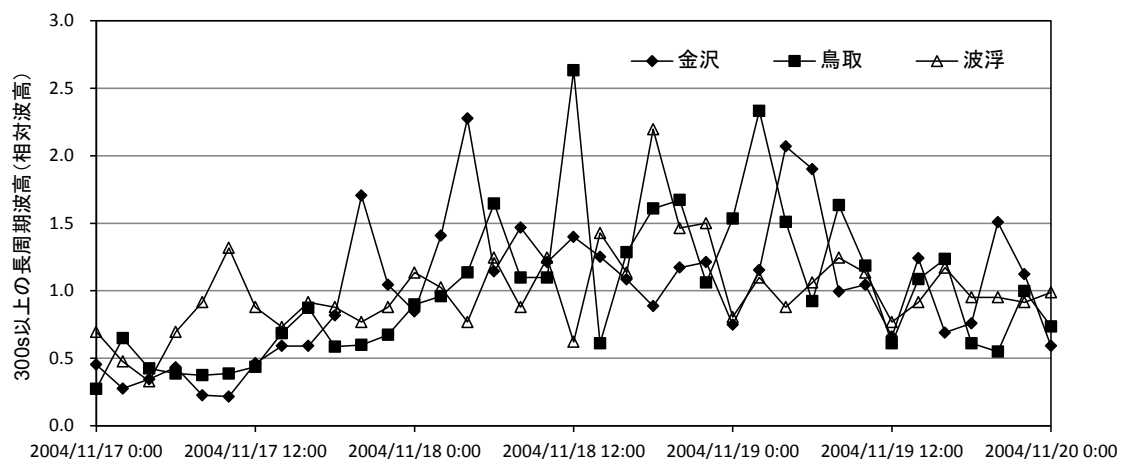


図 2.4-3 300s 以上の成分波高の時系列 (2004 年 11 月 17 日～19 日)

(2) 2005年4月19日～21日

この期間のうち、4月20日と21日の天気図を図2.4-4 に示す。20日から21日にかけて二つ玉低気圧が日本列島を横断している。このときの、高知、細島（太平洋側）、玄界灘、藍島（日本海側）の長周期波高の経時変化を図2.4-5に示す。

(1)の場合と同様、15～30sの成分波高、300s以上の成分波高、及び両者の比の経時変化が示してある。低気圧の直接の影響を受けた太平洋側の地点では、20日の午前中から両成分の波高が増大しているが、日本海側の地点では、15～30sの成分は殆ど変化せず、300s以上の成分だけが增大している。このことから、15～30sの成分に関しては、太平洋側と日本海側とは殆ど関連性は見られないことが分かる。

一方、300s以上の成分に関して、4地点の時系列を比較したものを図2.4-6 に示す。(1)と同様、期間中の平均波高で割って規格化した相対波高を表示してある。細かな変動に違いはあるものの、4地点の成分波高はほぼ同様の变化傾向を示しており、高知、細島と玄海灘、藍島とでは数時間の時間差が見られる。

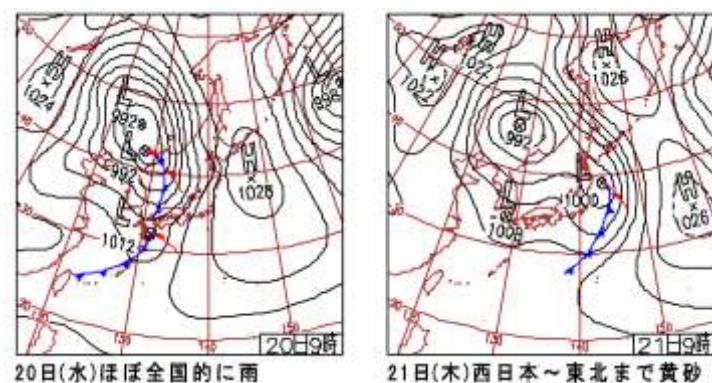


図2.4-4 対象期間の天気図 (2005年4月20日～21日)

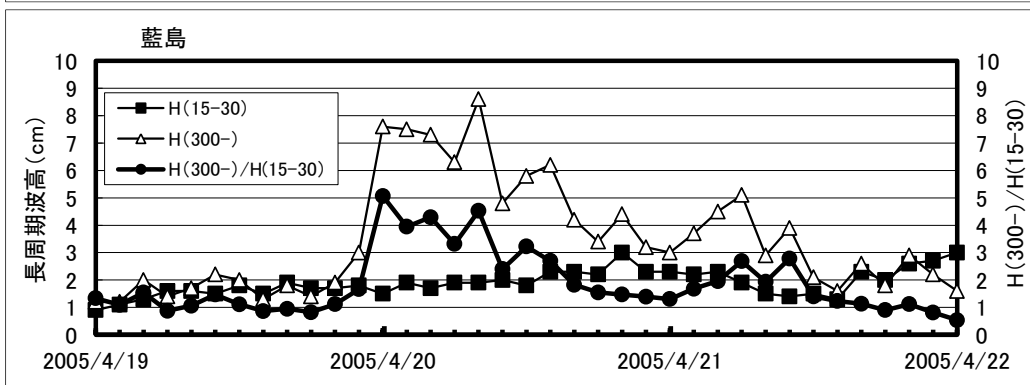
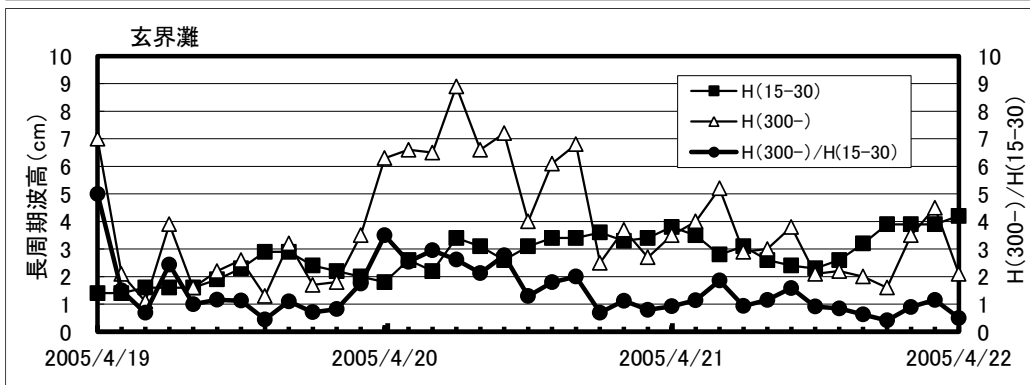
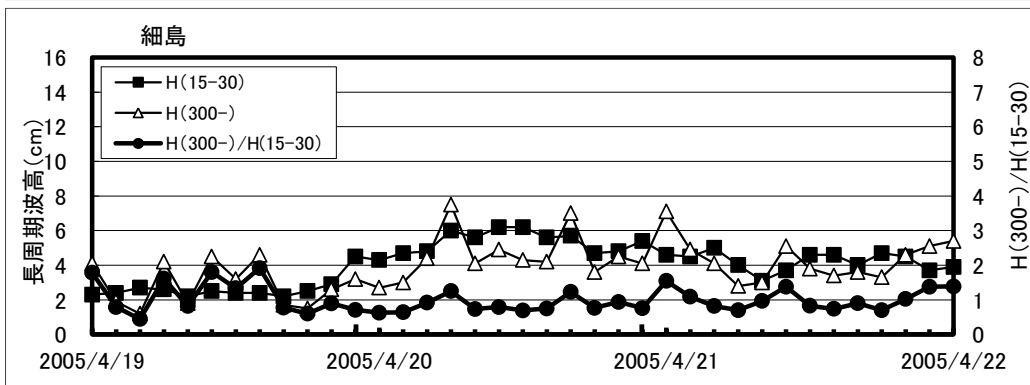
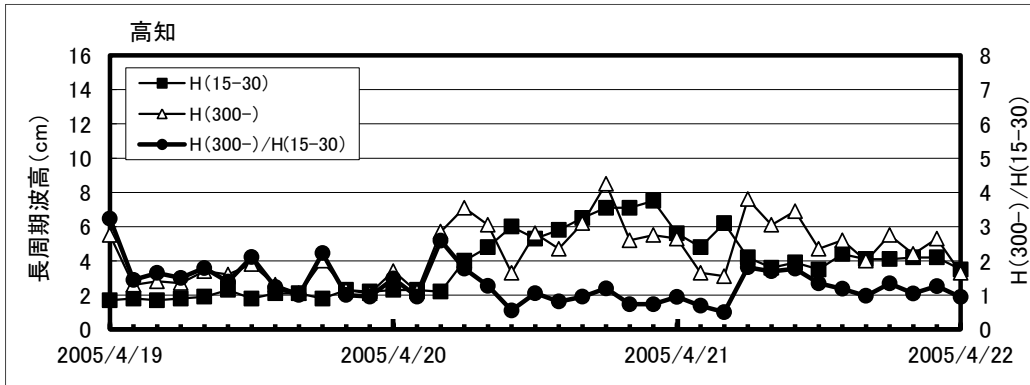


図2.4-5 長周期波高の経時変化 (2005年4月19日～21日)

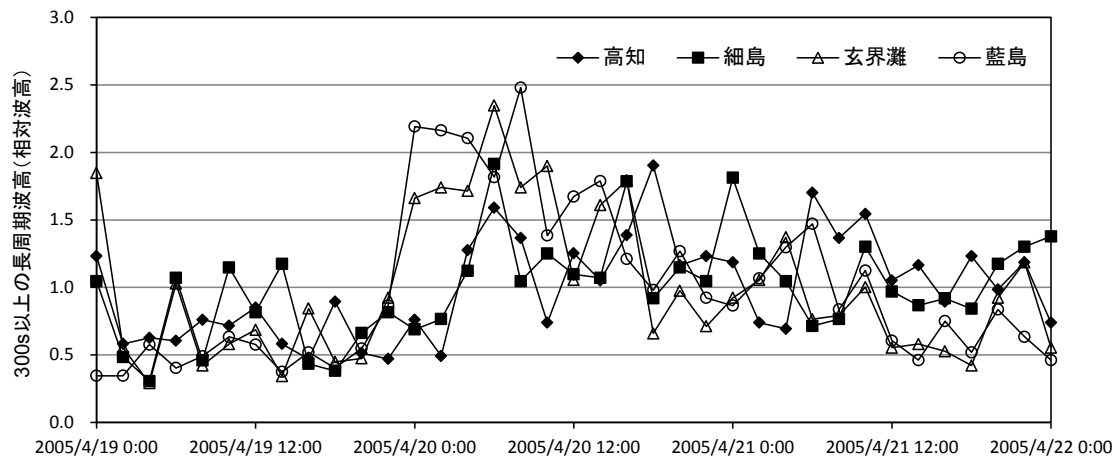


図2.4-6 300s以上の成分波高の時系列（2005年4月19日～21日）

(3) 2擾乱のまとめ

以上2擾乱時の長周期波高の時間変化について述べたが、これらをまとめると、周期300s以上の成分は、太平洋側と日本海側と海域は異なっても、その原因と考えられる気象擾乱が同じである限り、類似の変化をしていることが分かった。

2. 3の結果と併せて考えると、太平洋と日本海という異なる海域でも300s以上の成分に相関があるということは、第4章で述べるように、微気圧変動により副振動が発生する事実と整合している。即ち、微気圧変動が日本列島を横断して伝播する過程で、日本海と太平洋のそれぞれに300s以上の長周期波を発生させると考えると、観測結果を矛盾なく説明できる。

2. 5 長周期波の継続時間

長周期波高の数日までの変動特性を明らかにする目的で、自己相関解析を行った。用いたデータは、各地点の2005年1年間の時系列データであるが、橋本ら(2002)に従って、以下の前処理を行った。即ち、波高の出現頻度分布は、一般にワイブル分布によって近似的に表されることが報告されている(広瀬・高橋, 1982)が、大まかには対数正規分布でも近似できることから、波高の値を対数変換して用いた。また、波高の変動には、気象の変動に伴い、1年や半年の周期が見られるが、これらの長周期変動成分は、7日間の移動平均を元のデータから差し引くことによって除去した。移動平均の期間を7日間としたのは、ここでは数日までの周期変動に注目しているためである。

1年間の長周期波高(15~30sの成分波高)の時系列に対して自己相関係数を算出した結果の例を図2.5-1に示す。

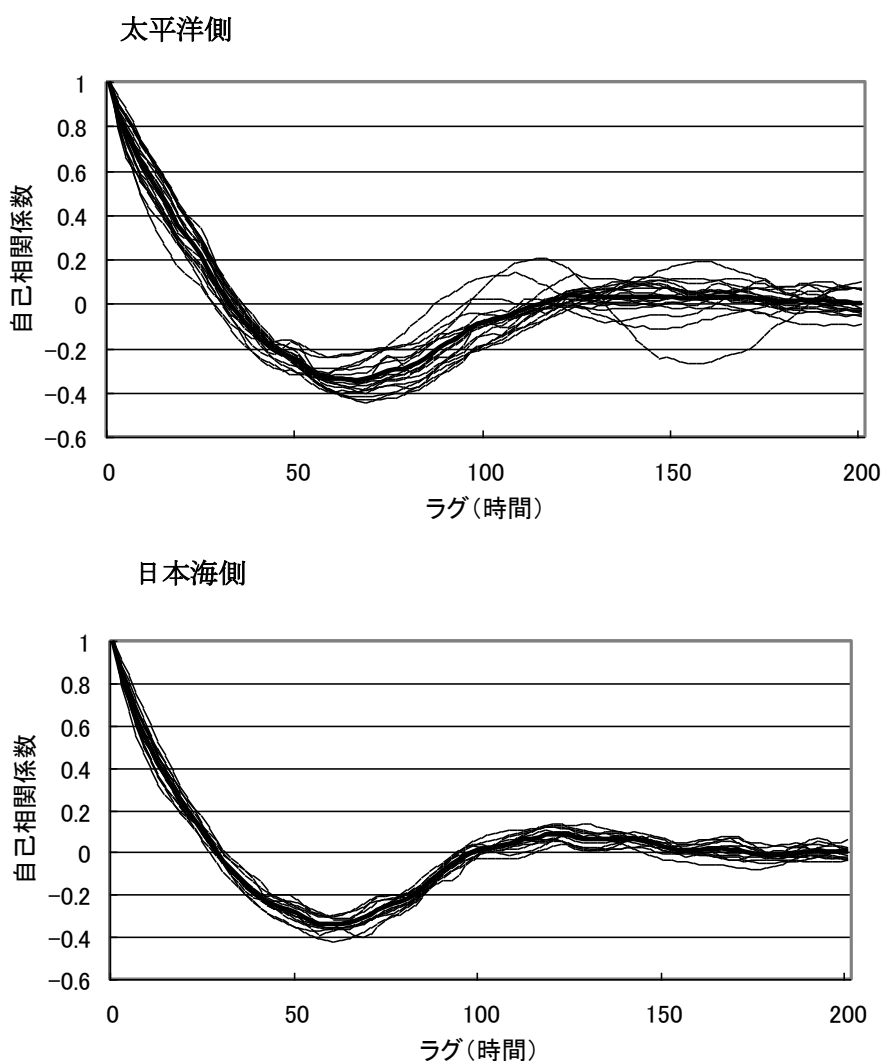


図 2.5-1 波高 (15~30s) の自己相関係数 (2005 年)

この図には、太平洋側、日本海側の全地点の分を重ねて描いてあるが、太平洋側の方が地点間の変動が大きいことが分かる。他の成分波高についても解析を行った。全地点の平均値と標準偏差を図 2.5-2 に示す。

平均値は日本海側の方がやや早めに減衰するが、概ね同じである。標準偏差は、300s 以下の成分では太平洋側の方が大きいですが、300s 以上の成分では、両海域ともほぼ同じである。

いずれの成分波高でも、ラグ（時間）の経過とともに相関係数は 1 から小さくなり、約 30 時間後には 0 となる。その後相関係数は負の値になるが、50 時間を過ぎたあたりから増加し、100~150 時間の間に、緩やかなピークを迎える。

2. 6 でも述べる ように、長周期波高の年間の変動の周波数特性を見ると、100~150 時間（4~6 日）に顕著なピークが存在する。即ち、100~150 時間（4~6 日）というのは、長周期波の年間を通じての主な変動周期の一つと考えることができる（図 2.5-3）。

ここでは、相関係数が 1 である 0 時間から、相関係数が 0 になる 30 時間まで積分し、それを長周期波の平均継続時間とした（図 2.5-4）。平均継続時間は、積分した面積を高さ 1 の長方形に置き換えた場合の横の長さに相当するもので、長周期波高が高い場合も低い場合も含めて、波高がその何時間後までの波高と関係しているかを示す指標である。相関係数が、時間とともに緩やかに減少する場合、この平均継続時間は大きくなり、時間とともに急激に小さくなる場合は、平均継続時間も小さな値を取る。

長周期波の各成分別、海域別、地点別に平均継続時間を計算した結果を図 2.5-5、図 2.5-6 に示す。この図では、太平洋側では細島から各観測地点までの距離、日本海側では、玄界灘から各観測地点までの距離を横軸に取ってある。

周期が長い成分ほど平均継続時間が短い。また、いずれの成分も、東（北）に行くほど平均継続時間が短くなっているが、その傾向は太平洋側の方が顕著である。

さらに、ナウファスシステムで提供されている 2 時間毎の通常波浪の周期帯別波高のデータも対象にして、平均継続時間を算出した。用いた周期帯別波高の周期範囲は以下の通りである。

16.0~25.6s, 10.7~14.2s, 8.0~9.8s, T5~7.5s (T5 は観測点の水深により異なる)

前述の長周期波と同じ 2005 年 1 年間を対象にして処理した結果を図 2.5-7 に示す。波浪についても、長周期波の場合と同様、北（東）に行くほど継続時間は短い。

長周期波、波浪を合わせて見ると、太平洋側では 10.7~14.2s の成分の波浪の継続時間が最大で、それより周期が長くなっても短くなっても継続時間はほぼ単調に減少する。

日本海側では、10.7~14.2s と 8.0~9.8s の成分の波浪の継続時間がほぼ同じで最大である。それより周期の長い 16.0~25.6s, 15~30s, 30~150s の成分の継続時間はほぼ同様に、150~300s, 300s~ の順に単調に減少する。

太平洋側と日本海側の平均継続時間の分布を比較すると、太平洋側の方が分布範囲が広

く、最大値も大きい。

ある地点、ある時刻の波浪や長周期波の状態が継続するという一つの可能性として、対象地点周辺の波浪や長周期波も似た状態にあり、それがうねりのような形で伝播して来ることが考えられる。そこで、太平洋における 10.7~14.2s、日本海における 10.7~14.2s と 8.0~9.8s はうねりの代表周期に相当するもので、太平洋の方が空間規模が大きいため、代表周期も長くなっているのではないかと考えられる。また、このよううねりの周期から遠ざかるに従い、対象地点周辺の波浪条件以外のものに影響され易くなって、継続時間が短くなると推察される。

例えば、うねりの代表周期よりも短いものは風波であるが、これは海上風の変動に鋭敏に反応するためうねりよりも変動し易く、継続時間が短いものと考えられる。

うねりよりも長い長周期波に関しても、その周期がうねりに近いほど、うねりと似た特性を持っていると考えるのは自然である。第 1 章でも紹介したように、周期 300s 程度以上の長周期波成分になると、うねりと殆ど関係がないと言われている。

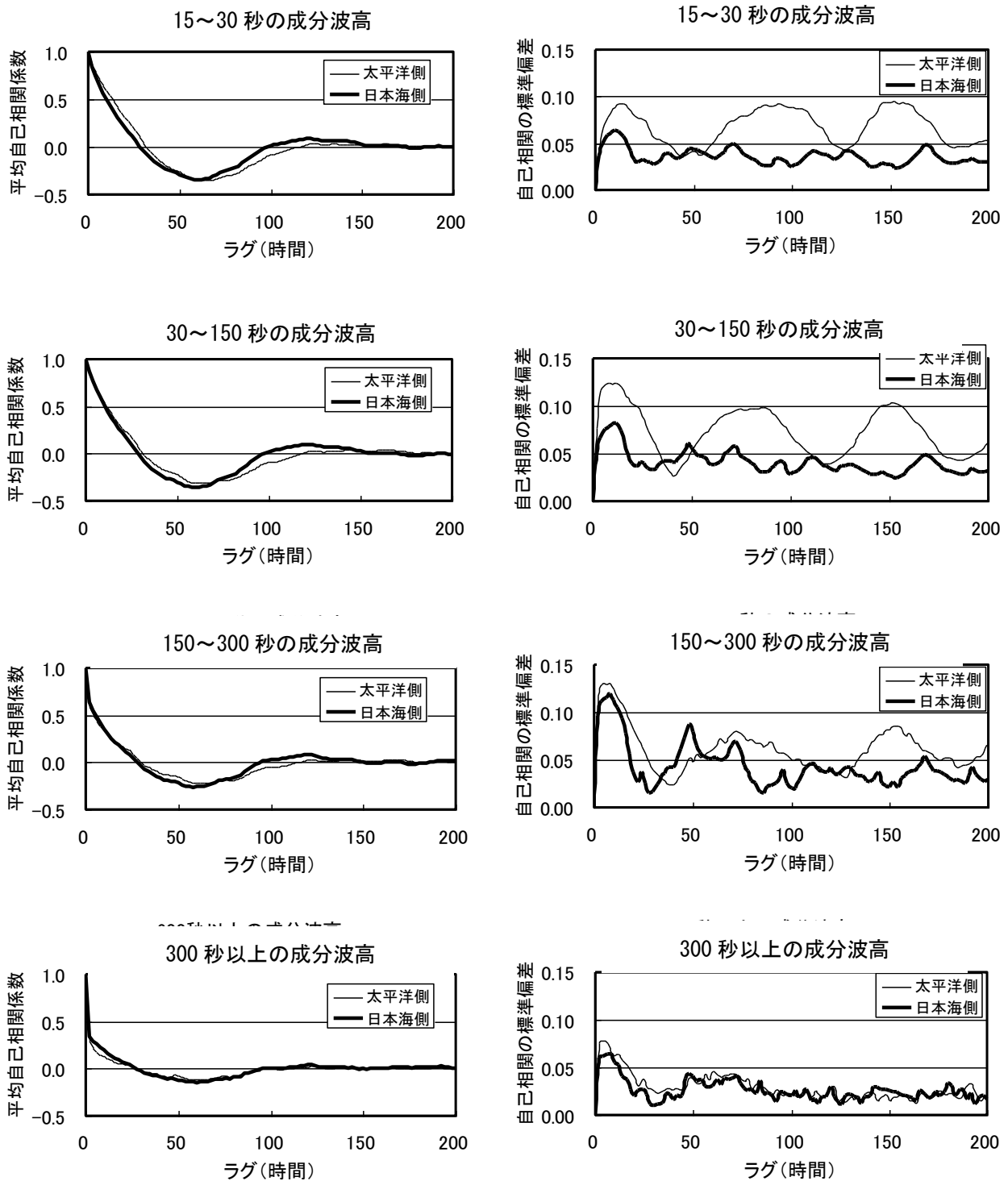


図 2.5-2 太平洋側と日本海側における長周期波高の自己相関係数の平均値と標準偏差

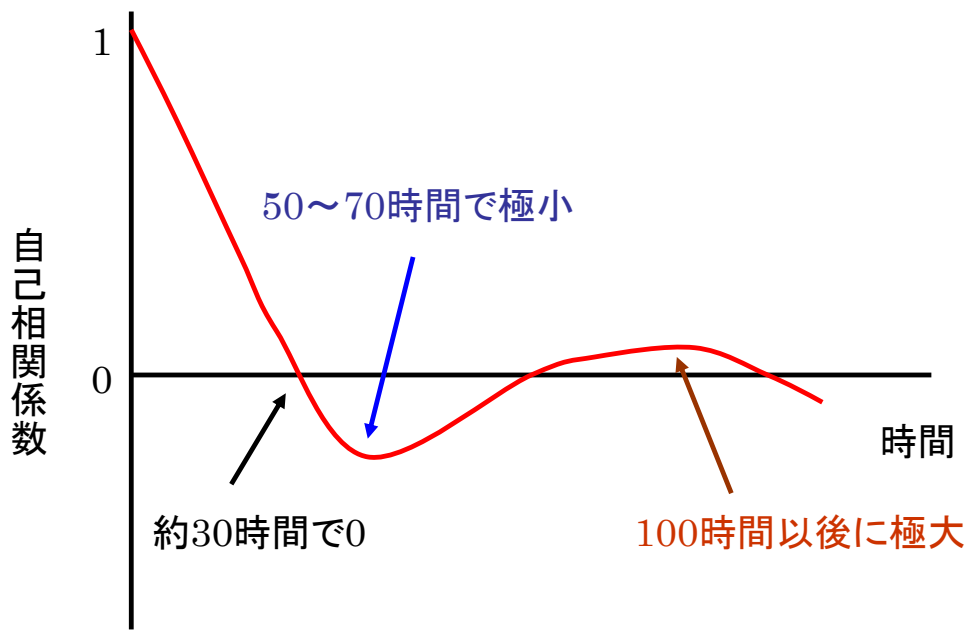


図 2.5-3 自己相関係数の変化

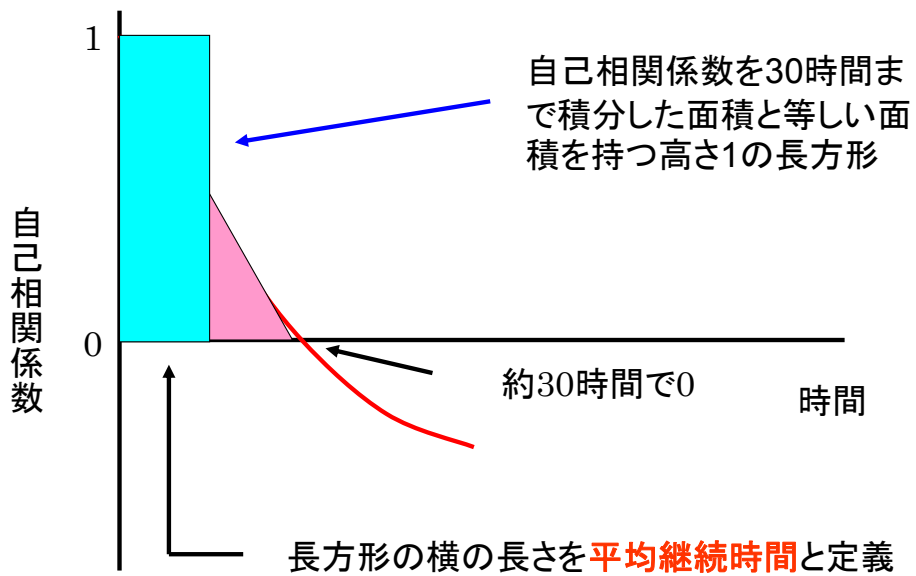


図 2.5-4 自己相関係数の定義

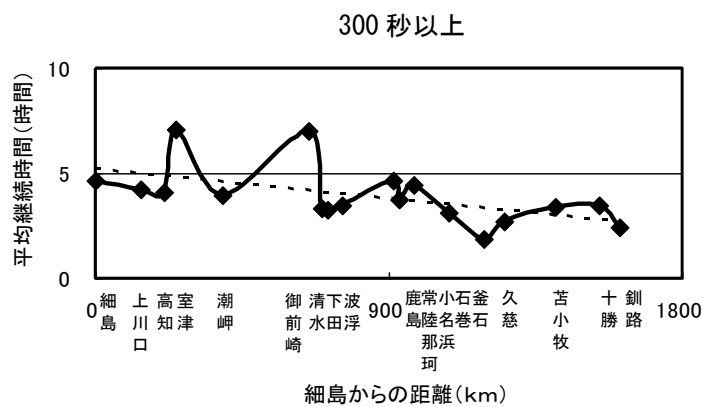
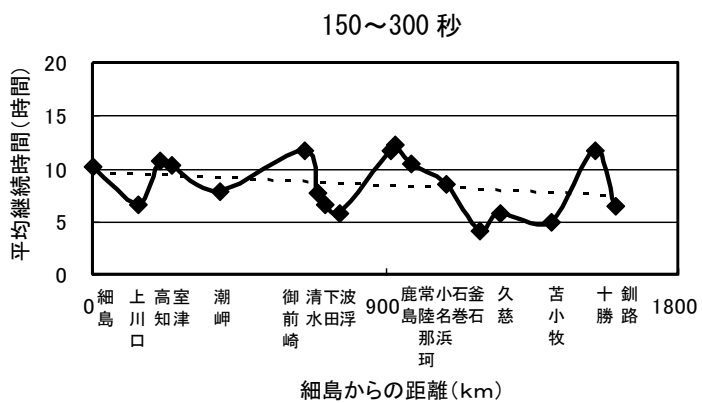
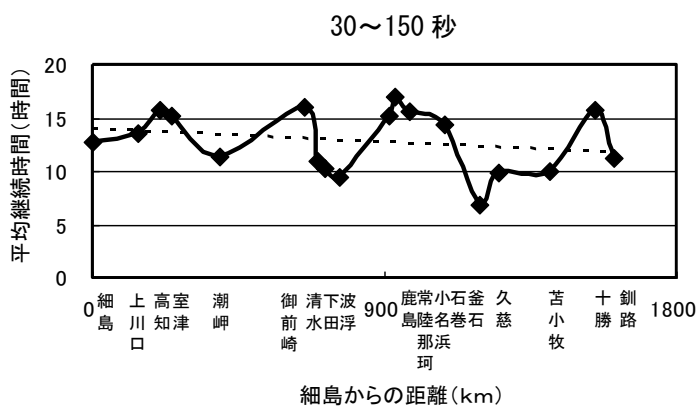
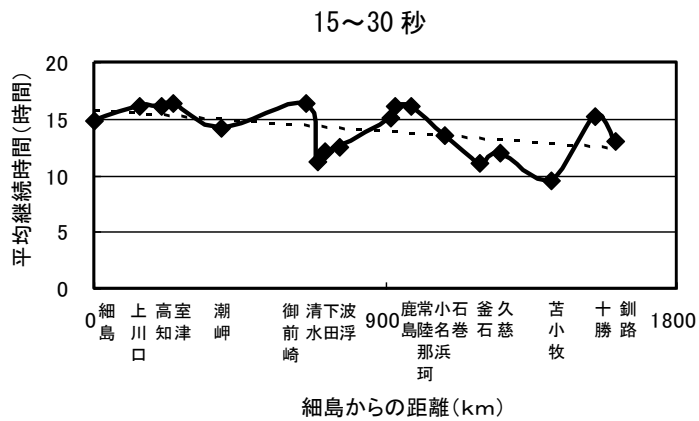


図 2.5-5 太平洋側における長周期波の平均継続時間
(いずれの図でも、横軸の右は東(北)に位置する地点である.)

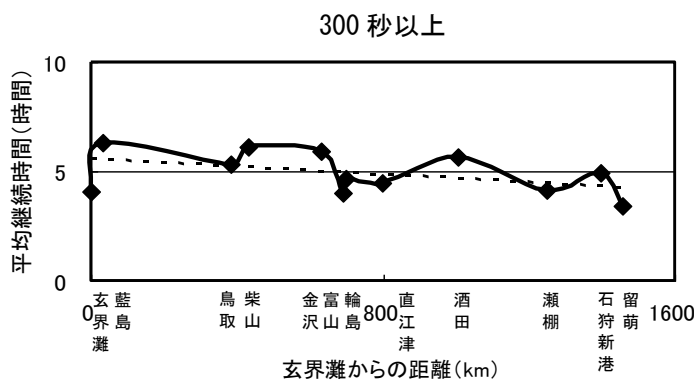
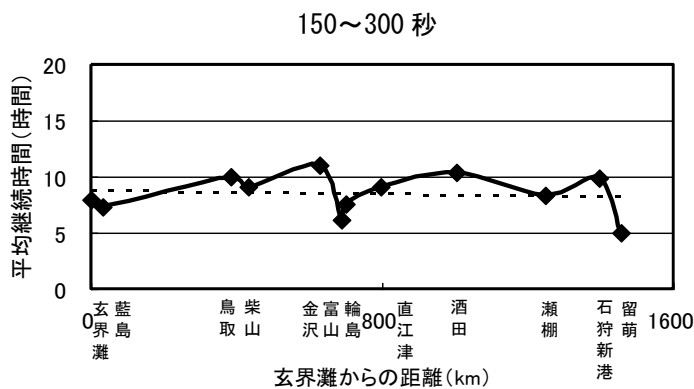
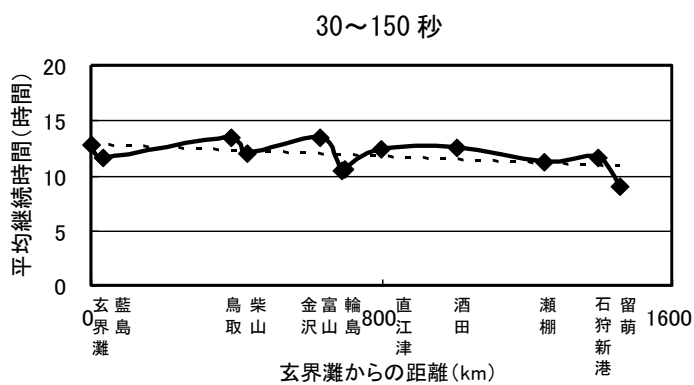
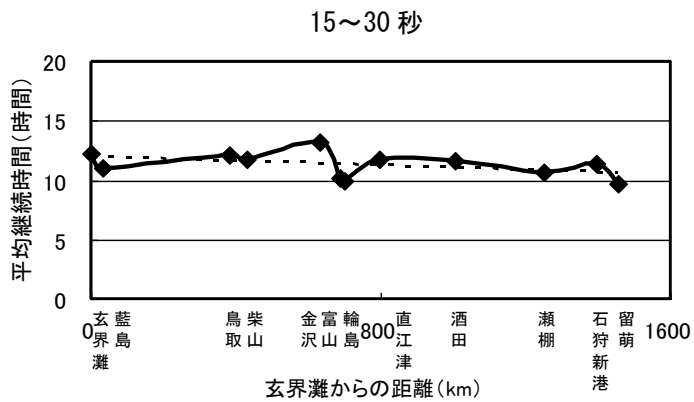
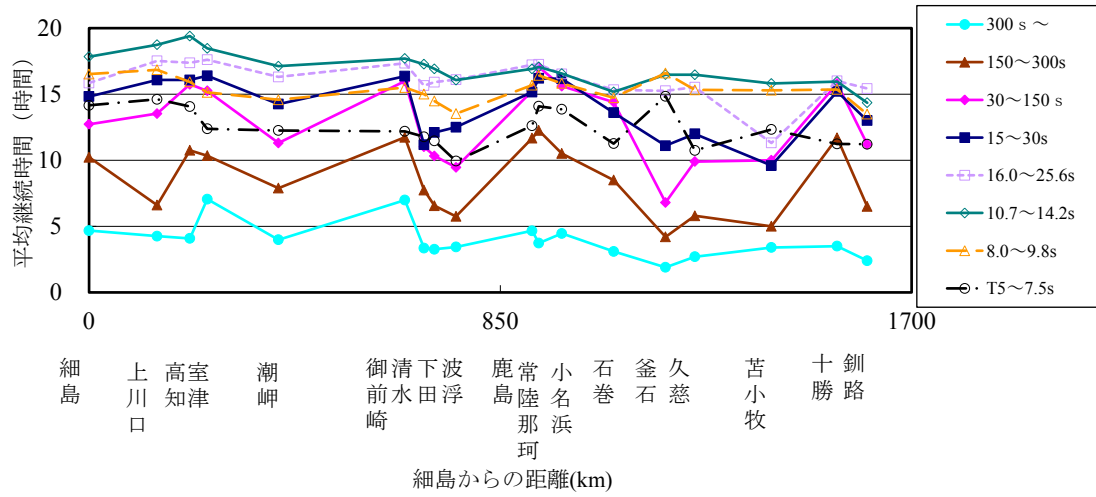


図 2.5-6 日本海側における長周期波の平均継続時間
(いずれの図でも、横軸の右は東(北)に位置する地点である.)

太平洋側



日本海側

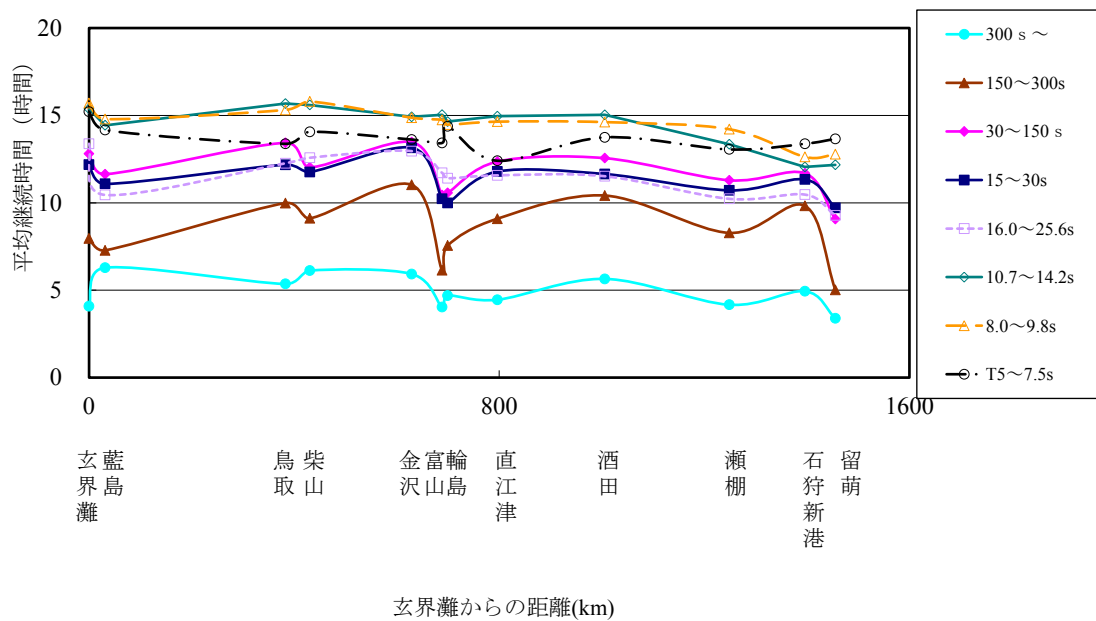


図 2.5-7 平均継続時間の分布 (2005 年, T5 は地点により異なる)

2. 6 300s 以上の成分と他の成分との違い

前述の通り，長周期波は周期帯によって特性が異なることが示されたが，ここではさらにいくつかの解析を行って，その違いを確認する．

(1) 長周期波と波浪との関係

長周期波高は，波浪の波高と周期の積に比例するということが経験的に知られている．しかし，例えば常陸那珂の長周期波高を成分別に見ると，30～150s の成分波高は，波浪の波高と周期の積に概ね比例しているが，300s 以上の長周期成分の波高は必ずしもそうではなく，波高と周期の積が小さいにもかかわらず長周期波高が高いデータ群が多く見られることが分かる（図 2.6-1，図 2.6-2）．

従って，長周期波の中でも，30～150s のような周期の短い成分は波浪との関連が強く，300s 以上のような周期の長い成分は波浪との関連が弱いということが出来る．青木(2002)も，長崎県対馬の阿連漁港沖における観測資料を用いて，同様のことを述べている．

このことから，長周期波の特性を調べる際に，全成分を一括して扱うのではなく，周期帯別に分けて解析することによって，より詳細な結果が得られることが期待できる．

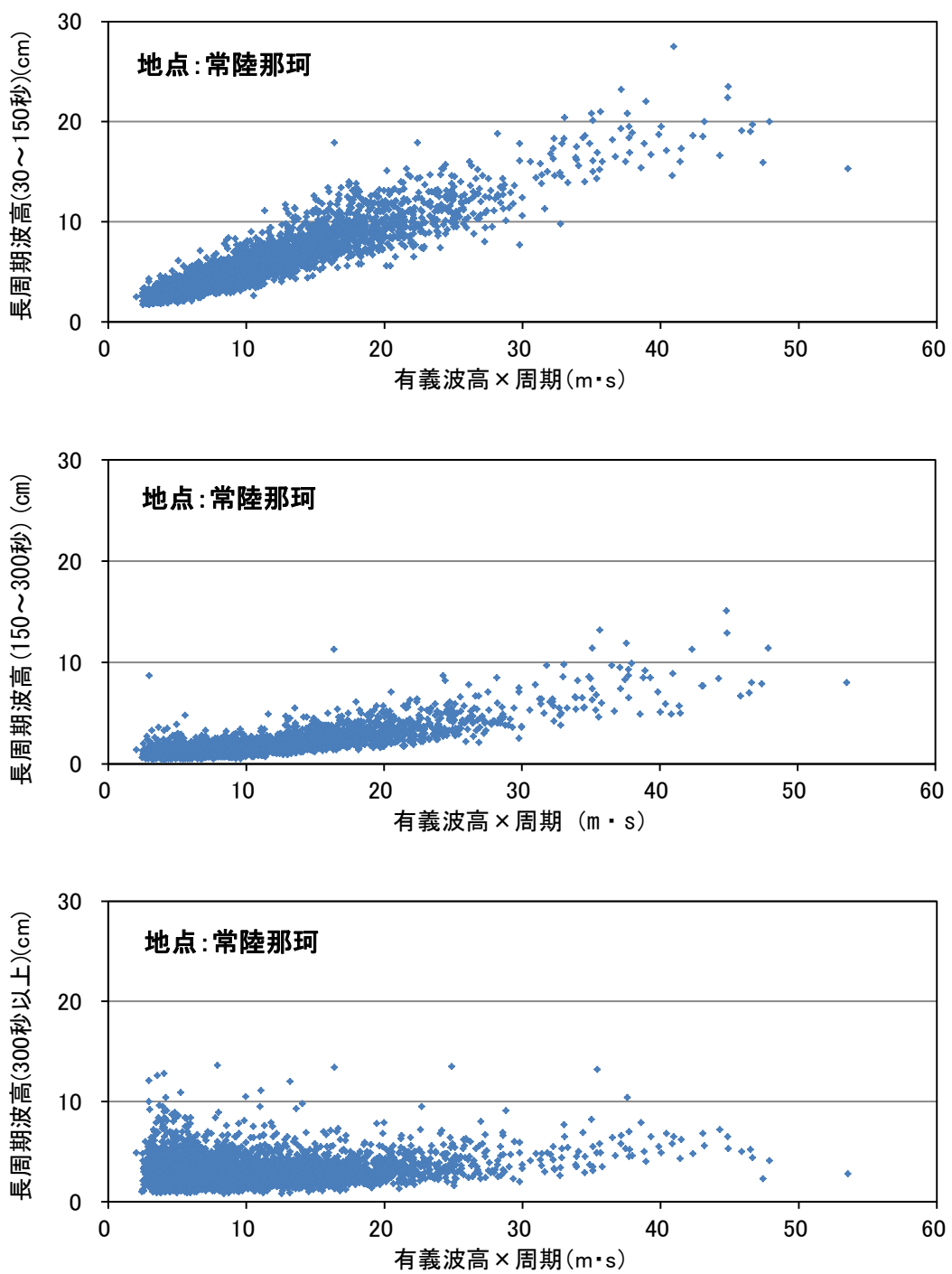


図 2.6-1 波浪の波高，周期と長周期波高との関係（常陸那珂，2001年）

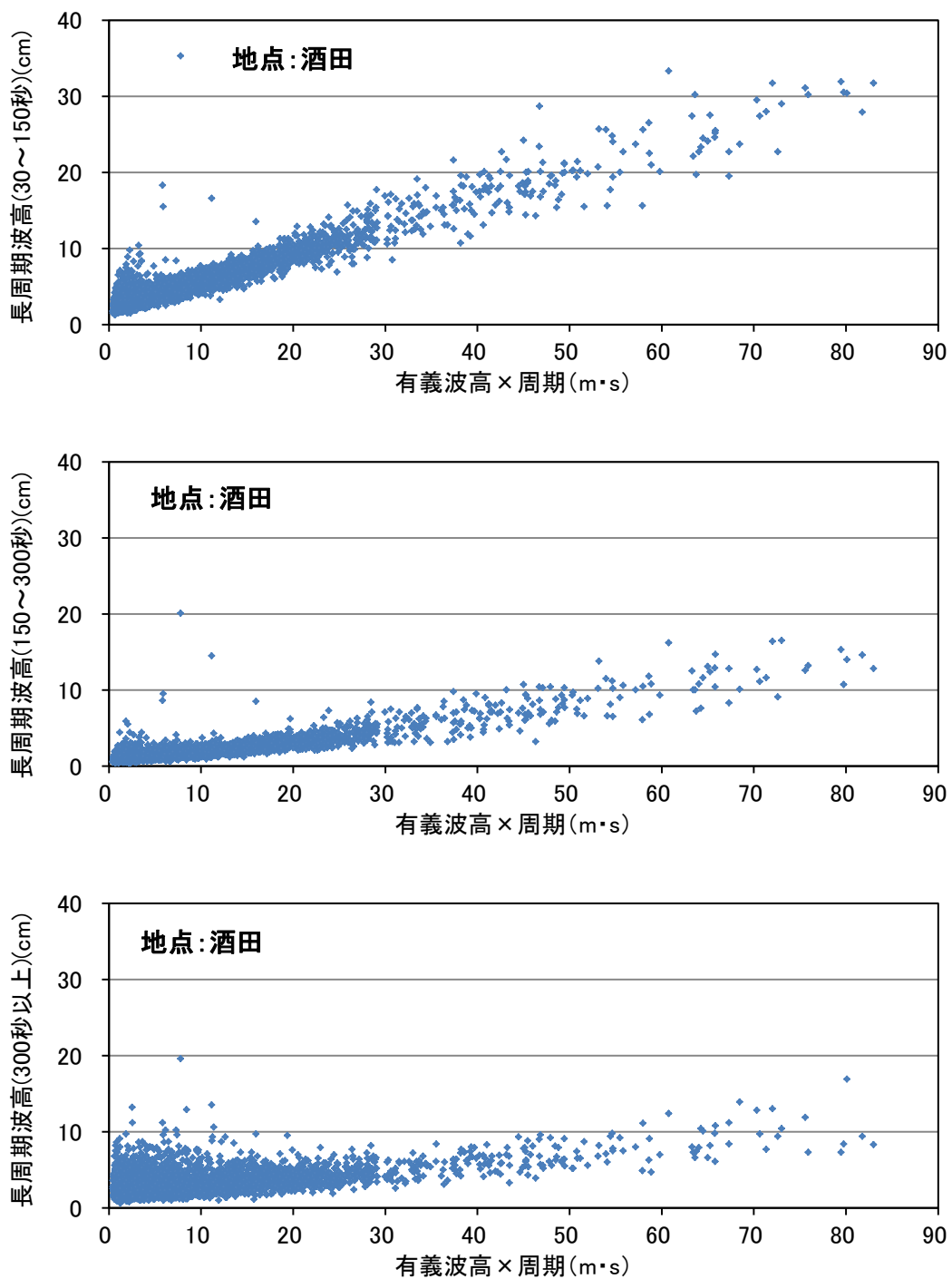


図 2.6-2 波浪の波高，周期と長周期波高との関係（酒田，2001年）

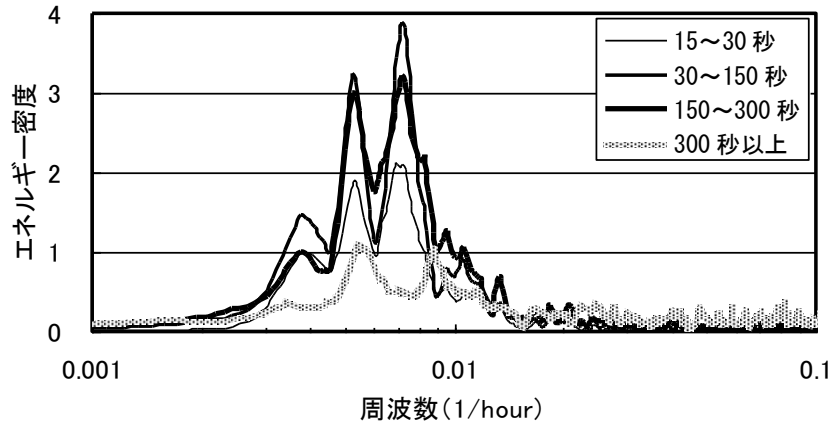
(2) 長周期波の変動特性（周波数特性）

長周期波高の変動特性を明らかにする目的で、2005年1年間の長周期波高の時系列を用いてスペクトル解析を行った。前節と同様、波高の値を対数変換して用い、7日間の移動平均を元のデータから差し引くことによって、長周期変動を除去した。

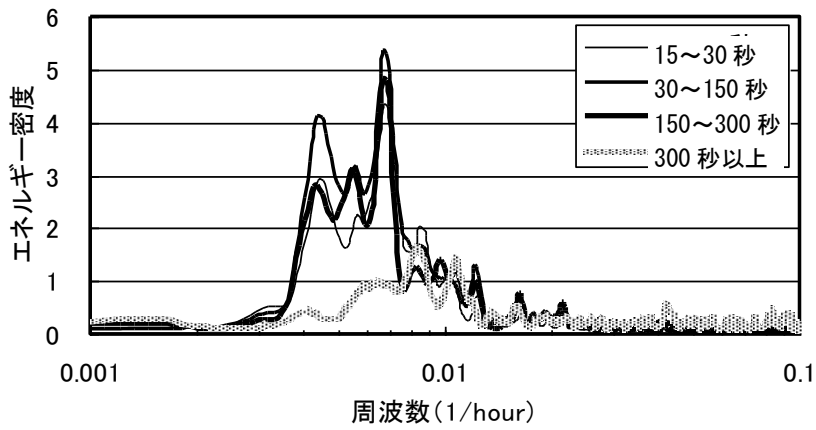
データの時間間隔は4時間、データ数は2048としたので、データ長は約341日である。結果を図2.6-3に示す。波高は対数を取って用いているので、縦軸は無次元で表示してある。

3地点とも100～300時間(0.003～0.010 1/hour)程度の周期性を持つ変動が見られるが、100～150時間(0.007～0.010 1/hour)には特に顕著なピークが見られる。これは2.5の長周期波の変動の自己相関解析の部分で述べたことと一致する。しかし、300s以上の成分と他の成分とはピークの出現特性に違いがある。即ち、他の成分で見られるピークの中には、300s以上の成分では必ずしも明瞭でないものがあり、300s以上の成分は他の成分と特性が異なることが示唆されている。

常陸那珂(2005年)



高知(2005年)



酒田(2005年)

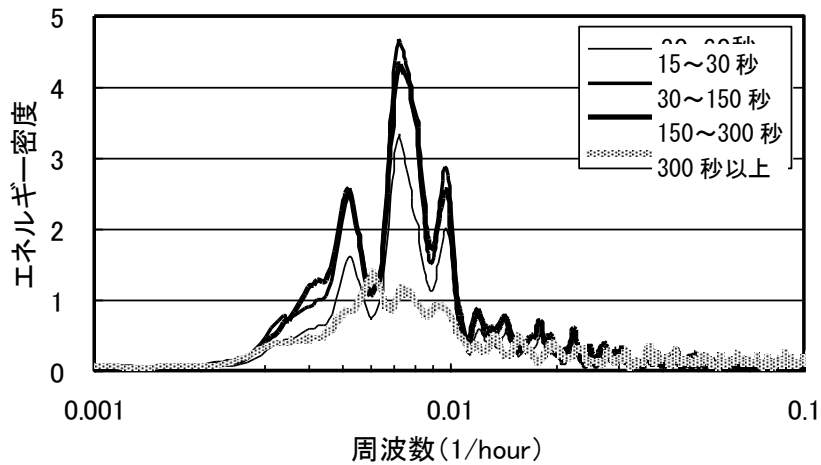


図 2.6-3 長周期波高の変動特性

(3) 300s 以上の成分に関するまとめ

以上述べたことから、300s 以上の成分は、300s 以下の成分と違って波浪とあまり関連していないことが分かった。従って、この成分は、波浪のように、海上風によって発生・発達するのではないことが示唆される。

第1章で紹介したように、青木(2002)が、「気象性長周期波」と呼んだ成分の特性について確認を行うことができた。

2. 7 まとめ

第2章の内容をまとめると以下のようになる。

(1) 太平洋側と日本海側における長周期波の出現特性

- 300s以下の成分波高は日本海側と太平洋側でそれぞれ特徴的な季節変化を示す。即ち、日本海側では冬に高く、夏に低い。太平洋側では、春と秋に高い。
- 300s以上の成分波高は、300s以下の成分波高と異なる季節変化を示すが、日本海側は太平洋側よりは300s以下の成分と似た変化をする。このことは、各成分波高間の相関係数からも確認できる。
- ほぼ同緯度の太平洋側と日本海側の2地点を対象とした場合、300s以下の成分に関しては、両地点で相関が高くないのに対し、300s以上の成分では相関が見られる。この特徴は、5年間のデータを用いた波候解析（長期間の波浪統計解析）からも、特定の擾乱時の解析からも明らかになった。

(2) 長周期波の継続時間

- 長周期波高の自己相関係数の地点平均値は、日本海側の方が太平洋側よりもやや早めに減衰するが、概ね同じである。標準偏差は、300s以下の成分では太平洋側の方が大きい。300s以上の成分では、両海域ともほぼ同じである。
- 自己相関係数から求めた平均継続時間は、周期が長い成分ほど短い。また、太平洋側、日本海側のいずれも、東（北）に行くほど短くなる。その傾向は太平洋側の方が顕著である。
- 波浪の平均継続時間も長周期波と同様、太平洋側、日本海側のいずれも、東（北）に行くほど短くなる。
- 波浪、長周期波両方を含めて、平均継続時間が最大となる周期は、太平洋側の方が日本海側よりも長い。
- 上記平均継続時間が最大となる周期よりも、周期が大きくなっても小さくなくても、平均継続時間はほぼ単調に減少する。
- 太平洋側と日本海側の平均継続時間の分布を比較すると、太平洋側の方が分布範囲が広く、最大値も大きい。

(3) 300s以上の成分と他成分との違い

- 長周期波の中でも、30～150sのような周期の短い成分は波浪との関連が強く、300s以上のような周期の長い成分は波浪との関連が弱い。
- 長周期成分波高には、100～300時間程度の周期性を持つ変動が見られる。他の成分で見られるピークの中には、300s以上の成分では必ずしも明瞭でないものがある。

第2章 参考文献

- 青木伸一(2002)：沿岸長周期波の発生と伝播特性に関する研究，海洋開発論文集，第18巻，pp.155-160.
- 財団法人沿岸開発技術研究センター(2000)：沿岸波浪・海象観測データの解析・活用に関する解説書，財団法人沿岸開発技術研究センター，181p.
- 橋本典明・川口浩二・永井紀彦・柴木秀之・鈴山勝之(2002)：気象・波浪相関図に基づく我が国沿岸波浪の出現特性解析，海岸工学論文集，第49巻，pp.221-225.
- 広瀬宗一・高橋智晴(1982)：観測結果に基づく沿岸波浪の出現特性，港研講演会論文集，pp.1-55.

第3章 波浪の非線形相互作用による長周期波

第2章で述べたように、長周期波は周期帯によってその特性が異なる。本章では、周期300s程度以下の成分を主に扱う。その中でも、Longuet-Higgins and Stewart (1962) が、ラディエーション応力の考え方に基づいて理論的に取り扱った拘束波について議論する。

従来、観測された長周期波の時系列から拘束長周期波高を推定する場合、1方向波を仮定せざるを得ず、しかも煩雑な計算を必要とした。しかし、実際の波浪には方向分散が存在し、しかも方向分散が大きいほど拘束波高が小さくなることが知られている (Sand, 1982)。

加藤ら(2004, 2005) は数値シミュレーションによって、有義波高に対する拘束波高の波高比は、アーセル数によって整理できることを示すとともに、いくつかの方向集中度に対して、波高比とアーセル数との関係式を提案している。

また、加藤らの研究の考え方の基になった橋本ら(1993)の研究では、波浪の多方向性、弱非線形性及び不規則性を考慮して拘束波を計算している。橋本らは、波浪の方向スペクトルを、線形成分と2次の非線形成分の和として表現できるとしている。

本章では、まず、加藤らの提案式を利用して、観測された有義波高と有義波周期とから、拘束長周期波高を簡易的に推定するとともに、長周期波高全体との関係を解析し、方向分散の影響について調べた。

また、橋本らの方法に従って算出した拘束波高を用いて、日本沿岸における拘束波高の出現特性について明らかにした。

3. 1 加藤らの拘束波を用いた解析

(1) 単一方向波の場合の拘束波高

観測された波形から拘束波を推定する際に単一方向波を仮定することはこれまでもよく行われている。加藤ら(2004)は数値シミュレーションを用いて拘束波の波形を作成し、ゼロアップクロス法によって有義波高を算出し、これを拘束波高と定義した。そして、この拘束波高をアーセル数から簡易的に算出する式を提案している。2つの周波数スペクトルに対して加藤ら(2004)が提案した式を以下に示す。

$$\text{WALLOPS型 (m=8)} \quad : \quad H_B / H = 0.0101Ur^{0.969} \quad (3-1)$$

$$\text{JONSWAP型} \quad : \quad H_B / H = 0.0086Ur^{1.025} \quad (3-2)$$

ここに、 H_B : 拘束波高、 H : 有義波高、 $Ur = HL^2/h^3$: アーセル数、 L : 波長、 h : 水深

である。

一方、Bowers(1992)も単一方向波の場合の拘束波高を推定する以下の式を提案している

$$H_B = 0.074H^2T_P^2/h^2 \quad (3-3)$$

ここに、 T_P はピーク周期である。波高と水深の単位をm、周期の単位をsとするとき、比例係数0.074は m/s^2 の単位を持つ。

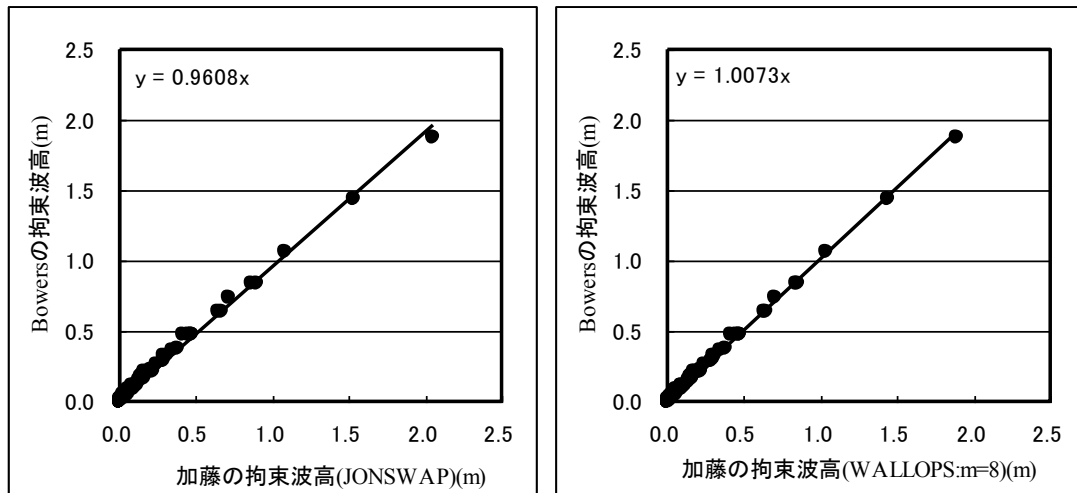
本研究では、まず加藤らとBowersの提案式で算出した拘束波高の比較を行った。入射波の条件は、以下の組み合わせで100通りとした。ここで、 T は有義波周期であり、合田(1987)を参考にして $T_P=1.05T$ と設定した。

有義波高 : 0.5, 1.0, 2.0, 3.0 m (4通り)

有義波周期 : 8, 10, 12, 14, 16秒 (5通り)

水深 : 10, 15, 20, 25, 30 m (5通り)

この入射波に対して計算される拘束波高を比較した結果を図3.1-1 に示す。



(a)JONSWAP型スペクトル入射の場合

(b)WALLOPS型スペクトル入射の場合

図3.1-1 加藤らとBowersによる推定拘束波高の比較

(回帰式のx, yはそれぞれ横軸, 縦軸を示す.)

2つのスペクトル形状でやや違いはあるものの、加藤らの提案式とBowersの提案式で計算した拘束波高は数%の差しかなく、よく一致しているといえる。

次に、両者がほぼ一致する理由を以下に示す。

水深が波長に比べて非常に小さい場合（浅海域）は、波浪の分散関係式は、以下の式で表される。ここに、 g は重力加速度（ 9.8m/s^2 ）である。

$$L = T\sqrt{gh} \quad (3-4)$$

この関係を使うと、両式から計算される拘束波高はほぼ等しくなることが示される。

(2) 方向分散の考慮

加藤ら(2005)は、多方向シミュレーションによって方向分散の影響を調べた。その結果、方向分散が大きくなるほど拘束長周期波の波高は小さくなることを示している。

方向集中度別に提案された式は以下の通りである。

$$\left. \begin{aligned} S_{\max} = 1000 : H_B / H &= 0.00897U_r^{0.992} \\ S_{\max} = 100 : H_B / H &= 0.00527U_r^{0.972} \\ S_{\max} = 10 : H_B / H &= 0.00295U_r^{0.995} \end{aligned} \right\} \quad (3-5)$$

ここに、 S_{\max} ：方向集中度である。

この提案式から、 H_B/H と U_r との関係を図3.1-2に示す。加藤ら(2005)も述べているように、拘束波高と有義波高との波高比とアーセル数との関係を対数表示した場合、両者の関係を示す直線は、方向集中度の変化によって、平行移動的に変わっている。

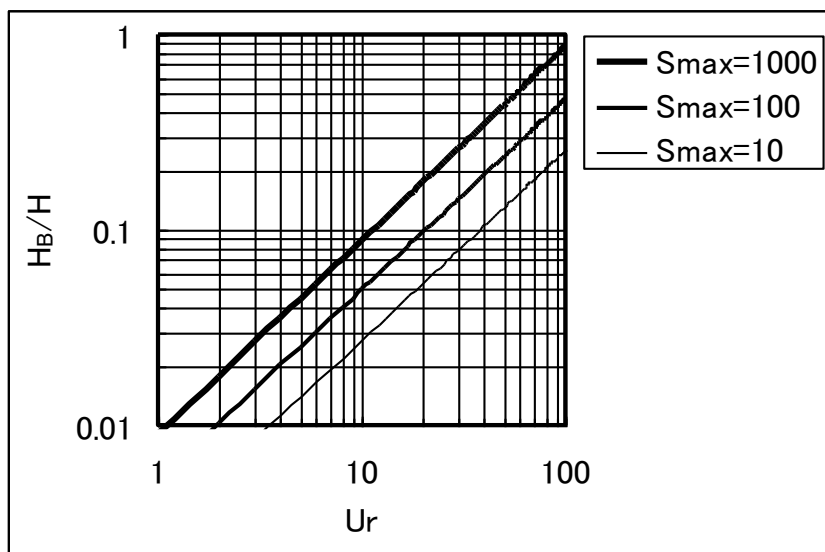


図3.1-2 H_B / H とアーセル数 U_r との関係 (加藤ら, 2005)

ここで、いずれの式においても U_r のべき数が1に近いことに注目し、(3-5)式を、 U_r に比例する形に書き換えた。係数の決定に際しては、加藤らの数値シミュレーション条件に合わせて、 U_r を1から100の範囲で変化させ、加藤らの式によって計算される値との差が最小になるようにした。書き換えた後の式を(3-6)式に示す。

$$\left. \begin{aligned} S_{\max} = 1000 : H_B / H = 0.0087U_r \\ S_{\max} = 100 : H_B / H = 0.0047U_r \\ S_{\max} = 10 : H_B / H = 0.0026U_r \end{aligned} \right\} \quad (3-6)$$

また、この関係を図3.1-3に示す。図3.1-2と図3.1-3とを比べると殆ど違いは見られないが、より厳密に比較した結果を図3.1-4に示す。この図は、方向集中度100の場合に、加藤らの提案式と、本研究の提案式によって計算した波高比 H_B / H を比較したものである。両者の差は1%以下である。方向集中度が1000, 10の場合も同様に、両者の差は1%以下であり、いずれの提案式を用いても実質的な差は殆どないといえることができる。

このため、本研究で提案した式を用いた場合も、加藤らの提案式を用いた場合と同様、アーセル数と波高比との関係を示す直線は、方向集中度の変化に伴って平行移動的に変化している。

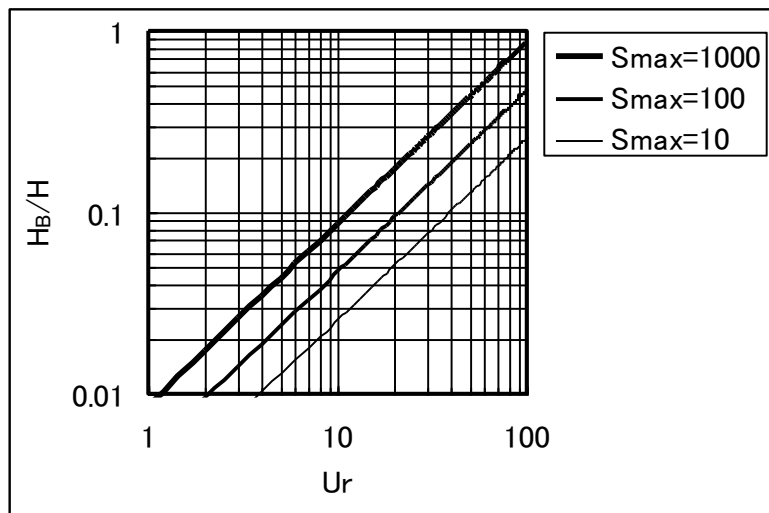


図3.1-3 H_B / H とアーセル数 U_r との関係
(U_r の係数を1に変更)

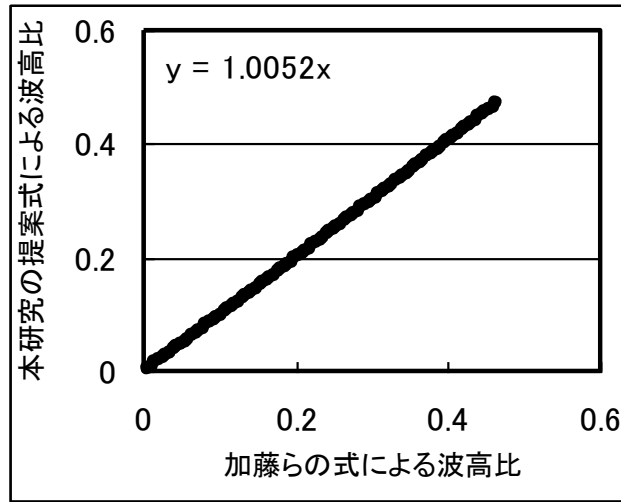


図3.1-4 加藤らの提案式と、本研究の提案式で計算した波高比の比較 ($S_{\max} = 100$)
(回帰式のx, y はそれぞれ横軸, 縦軸を示す.)

(3-6)式に示した U_r の係数と方向集中度との関係を対数表示したところ、両者は図3.1-5に示すように良い直線関係を示すことが分かった。

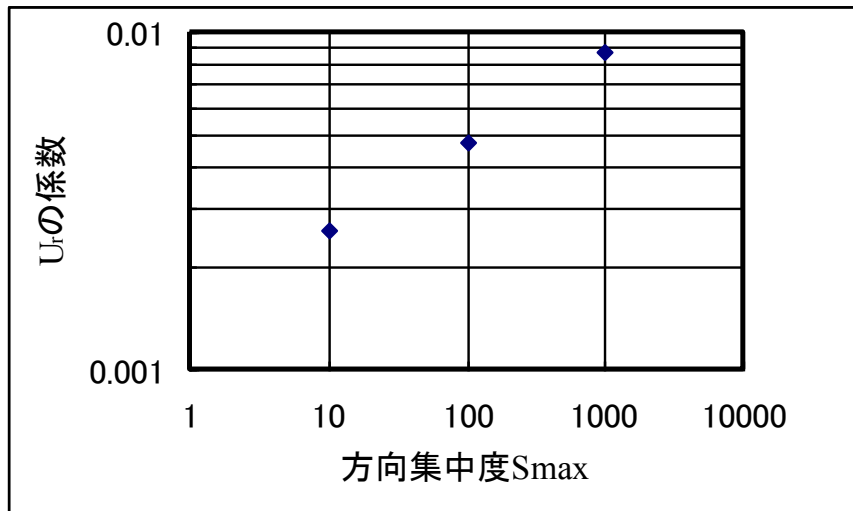


図3.1-5 方向集中度と U_r の係数との関係

両者の関係を回帰直線で近似すると、 U_r の係数 a を方向集中度の関数として、(3-7)式のように表現することができる。

$$\log a = 0.2623 \log(S_{\max}) - 2.849 \quad (3-7)$$

この式を用いると、方向集中度が10～1000の範囲で(3-6)式を一般化した(3-8)式が得られる。

$$H_B / H = 0.001416 S_{\max}^{0.2623} U_r \quad (3-8)$$

この式から、方向集中度が高く、波浪の非線形性の程度を示すアーセル数が大きいほど、拘束長周期波高は大きいことが分かる。

(3) 観測値を用いた拘束波高の推定

(2)で提案した(3-8)式を用いて、全国のナウファスの波浪観測地点における波高、周期から拘束波高を推定し、長周期波高(15s以上)との比を調べた。用いたデータは2000～2003年のものである。推定に必要な方向集中度は、合田・鈴木(1975)に倣い、波形勾配から見積もった(図3.1-6)。

ここでは、観測された波高を沖波の波高と見なし、周期と水深に対応した沖波波長を求めて波形勾配を算出し、この波形勾配から方向集中度を推定した。波浪が浅海域に進入した際に方向集中度が増加する効果は考慮しなかった。

拘束波高 H_B と長周期波高 H_L との比率は H_L が大きいほど増大することが経験的に知られている(永井ら, 1996)。久慈と石巻について調べた結果を図3.1-7に示す。確かに H_B / H_L は、 H_L とが大きいときに大きくなる傾向はあるが、両者の相関は必ずしも良くない。

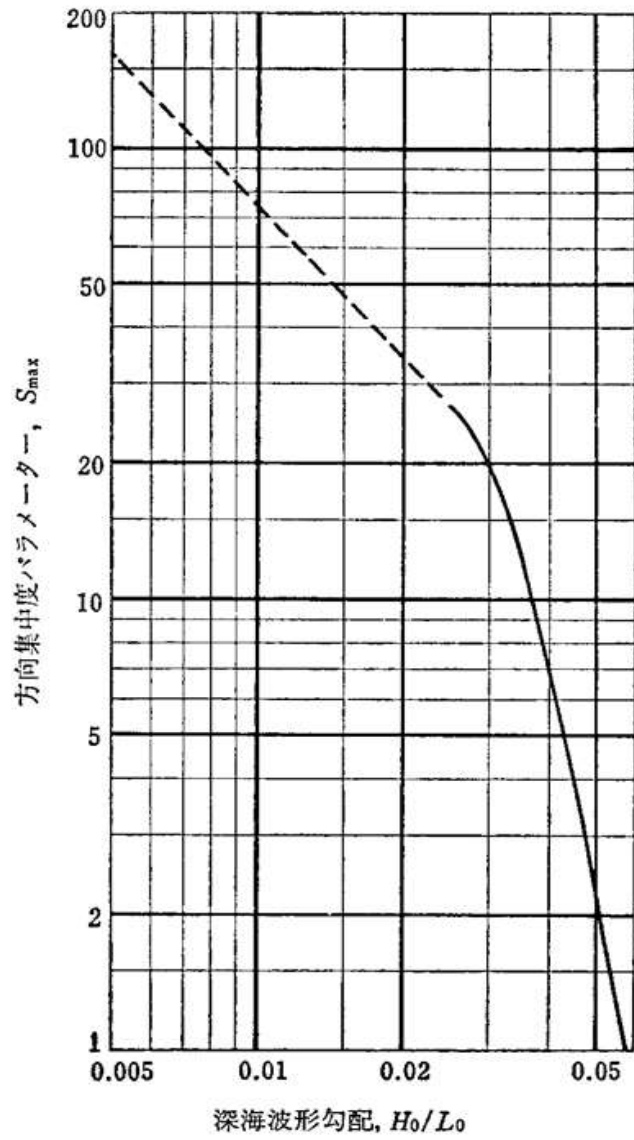


図3.1-6 方向集中度と波形勾配との関係 (合田・鈴木, 1975)

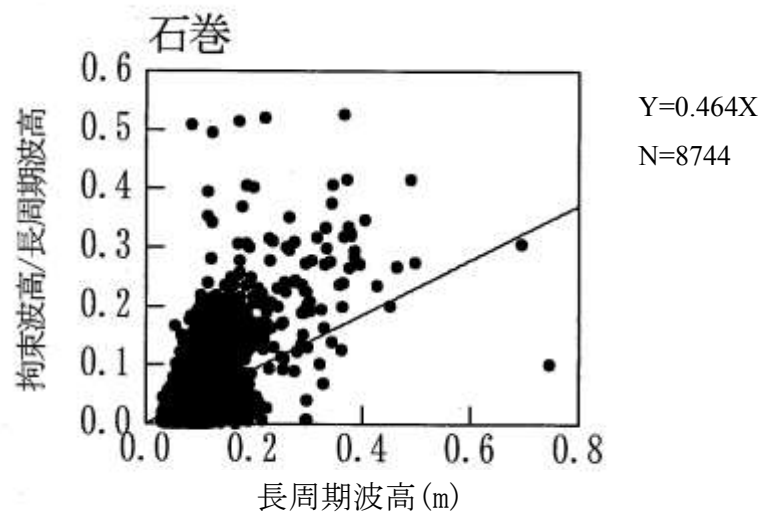
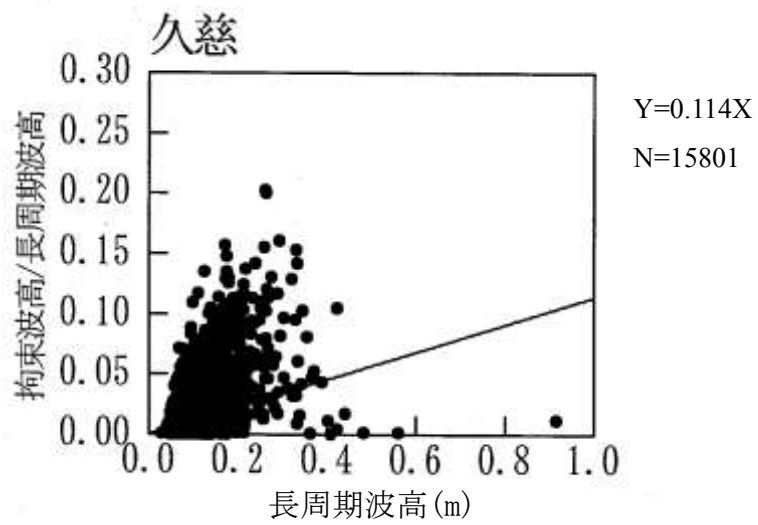


図3.1-7 拘束波高／長周期波高と長周期波高との関係の例
 (回帰式のx , y はそれぞれ横軸, 縦軸を示す. Nはデータ数 である.)

次に、同じ2地点について、 H_B/H_L とアーセル数との関係を調べた。結果を図3.1-8に示す。 H_B/H_L はアーセル数と良い直線関係を示すが、その傾きは地点によって異なっている。これは、観測点毎の水深の違いによるものではないかと考え、

$$H_B/H_L = bU_r \quad (3-9)$$

とした時の、 b と水深との関係を調べた。解析対象地点の水深と係数 b との関係を、表3.1-1、図3.1-9に示す。

水深が大きいほど、係数 b は大きい傾向がある。散らばりが大きく、相関係数は0.47と必ずしも高くはないが、 h の単位をmとして、両者の関係を1次回帰式で近似すると、以下の関係が得られた。

$$H_B/H_L = (0.0006h + 0.0357)U_r \quad (3-10)$$

この式から、同じアーセル数であれば、水深が深いほど長周期波全体に占める拘束波の割合は大きいことが分かる。

(3-10)式を用いて、アーセル数と水深から H_B/H_L を推定した値と観測された値とを比較した。結果を図3.1-10に示す。

この図には、久慈と石巻の結果を同時に示してある。両地点で値の範囲に違いはあるが、推定値と観測値とは平均的に一致しており、(3-10)式の有効性が確認された。

表3.1-1 解析対象地点の水深と係数bとの関係

観測点	水深(m)	b
中城湾	39.6	0.082
細島	48.3	0.059
玄界灘	39.5	0.079
鳥取	30.9	0.054
柴山	41.1	0.078
金沢	21.1	0.041
富山	20.0	0.057
直江津	32.7	0.045
酒田	45.9	0.056
留萌	49.8	0.060
瀬棚	52.9	0.065
苫小牧	50.7	0.040
紋別(南)	52.6	0.045
久慈	49.5	0.070
石巻	20.8	0.042
小名浜	23.8	0.036
常陸那珂	30.3	0.057
波浮	48.3	0.077
下田	51.1	0.077
清水	51.8	0.044
御前崎	22.8	0.040
潮岬	54.7	0.069
室津	26.8	0.055
高知	24.1	0.039
上川口	27.9	0.053

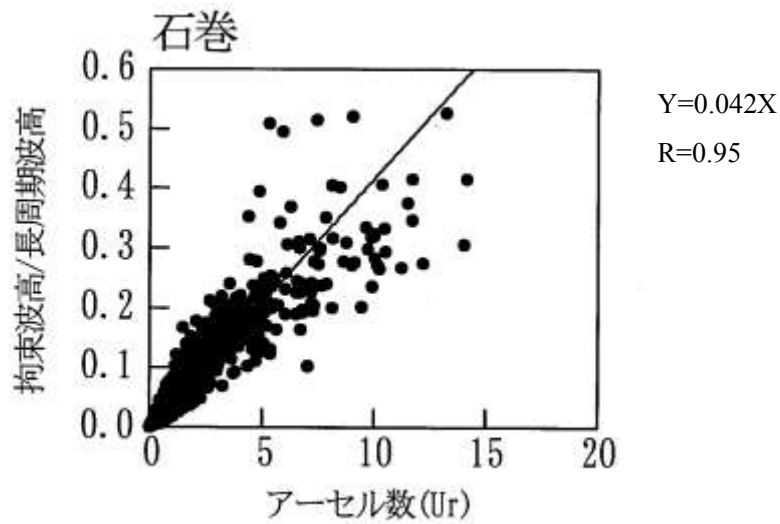
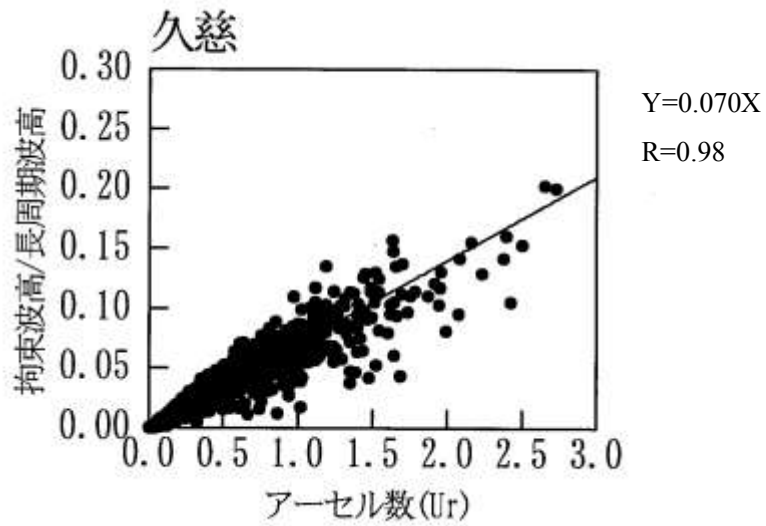


図3.1-8 拘束波高／長周期波高とアーセル数との関係の例
 (回帰式のx , y はそれぞれ横軸, 縦軸を示す.
 R : 相関係数, N : データ数 である.)

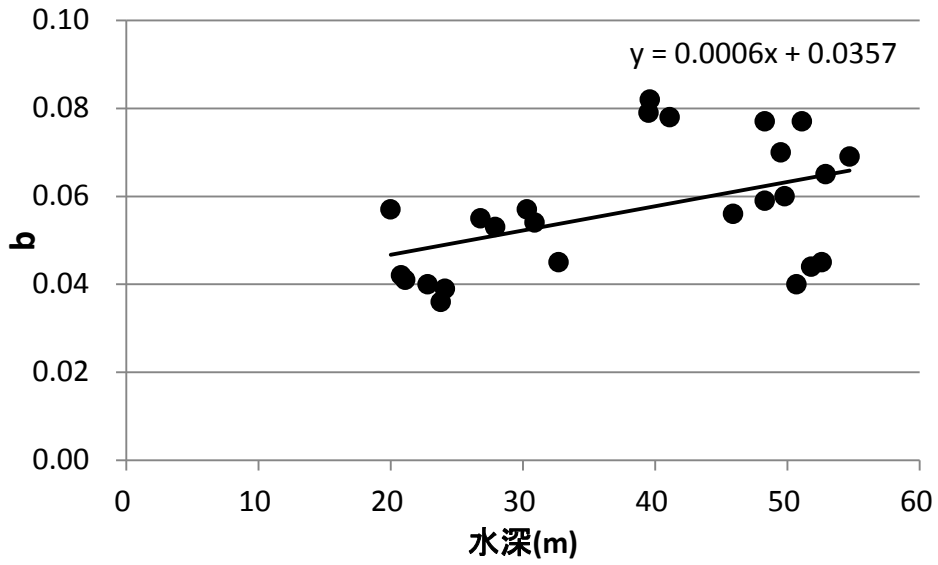


図3.1-9 b と水深との関係
(回帰式の x , y はそれぞれ横軸, 縦軸を示す.)

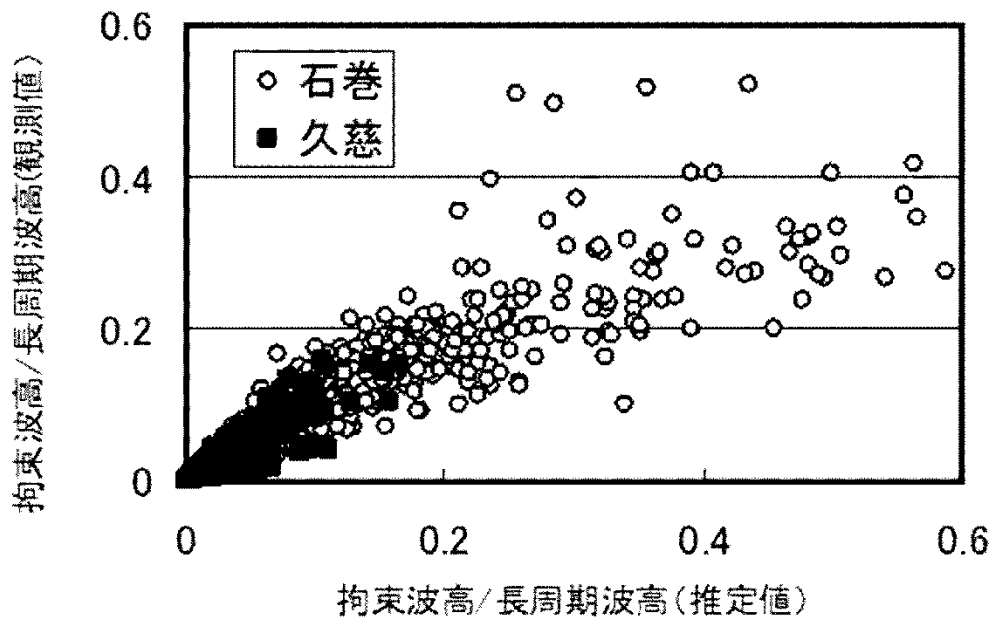


図3.1-10 拘束波高/長周期波高の推定値と観測値との比較

また、(3-10)式を(3-8)式と組み合わせることによって、(3-11)式が得られる。

$$H_L = 14.16HS_{\max}^{0.2623} / (6h + 357) \quad (3-11)$$

このことから、方向集中度が高い場合、水深が浅い場合に長周期波が発達することが分かる。ここで注意すべきは、係数**b**と水深との関係を線形の式で近似したが、非常にばらつきが大きいことである。このことから、**b**は水深以外のパラメータにも依存していることが推定される。

bと水深との関係にばらつきが大きいため、図3.1-9で、回帰直線から大きく外れた地点は、それだけで、(3-11)式による推定精度が低くなる。図3.1-10の検証に用いた石巻と久慈は、図3.1-9で比較的回帰直線に近い地点なので、推定値と観測値とが平均的に一致しているが、必ずしも水深にこだわらずに、**b**の値をそのまま用いた地点毎の推定式を用いる方が精度は良くなる。**b**を水深及びその他のパラメータで正確に表現することは今後の課題である。

(4) 方向集中度と非線形性の影響

加藤ら(2005)が示したように、拘束波高は、波浪の非線形性を示すアーセル数とともに、方向集中度にも依存する。しかし一方で、長周期波高全体はアーセル数には依存せず、方向集中度と水深に依存する。このことから、長周期波高全体の発達には、方向集中度は影響するが、非線形性は余り影響しないということが分かる。長周期波が、拘束波と自由波とから構成されると考えると、自由波は、波浪の非線形性に影響を受けない長周期波であることが示唆される。

3. 2でも述べるように、年間を通してみると、長周期波はほぼ自由波と言って良い。このことから自由波は、波浪の非線形性に影響を受けない長周期波であると推定することができる。

3. 2 橋本らの拘束波を用いた解析

(1)はじめに

長周期波は、波浪の非線形性に伴って生成される拘束波と、拘束波以外の自由波からなると言われている（永井ら，1996）．長周期波が発達する擾乱時において，観測された長周期波のうちの拘束波の占める割合に関する研究は行われているが，年間を通じての，拘束波の出現状況を調べた例はない．ここでは，日本沿岸に配置されたナウファス波浪観測地点における拘束波の年間の出現状況について調査し，長周期波が低いときも含めた特性について明らかにすることを目的として解析を行った．

(2)解析対象データ

ここでは，全国のナウファスの12か所の観測点で観測された長周期波の波形データを用いた（図3.2-1）．波形データを用いてスペクトル解析を行い，表3.2-1 に示す周期帯で積分したエネルギーの平方根の4倍として波高を定義した．対象期間は2008年1年間である．

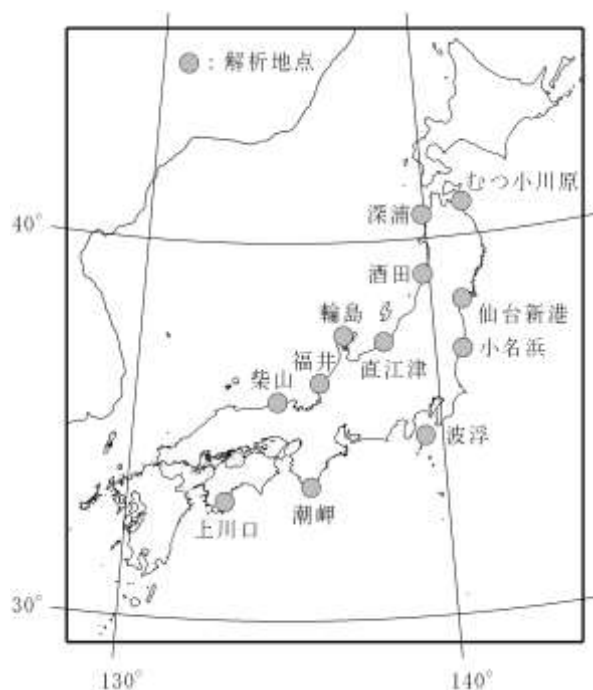


図3.2-1 対象波浪観測所（ナウファス）

表3.2-1 解析対象データ

長周期波	周期帯別（成分別）波高 (15～30s, 30～150s, 150～300s, 300s～) 時間間隔：2時間
期 間	2008年

(3) 拘束長周期波高の推定

拘束長周期波高は、橋本ら(1993)に従い、波浪の弱非線形性及び不規則性を考慮して計算した。橋本らは、海面の水位変動等の時系列を、弱非線形・擬似ガウス過程に従うとして、摂動展開した。また、時系列データが平面座標と時刻に関して定常であるのでフーリエ成分の和で表現できるとして、方向スペクトルが、線形成分と2次の非線形成分の和で表現されることを示した。

図3.2-2 に周波数スペクトルの計算結果の例を示す。低周波側に見られるスペクトルは、線形(1次)成分には見られない2次の非線形成分である。この部分のエネルギーを30s~300sの範囲で積分し、その平方根を4倍したものを拘束長周期波(以後、拘束波)の波高と定義した。300s以上の成分を対象にしなかったのは、第4章で述べるように、長周期波の中でも、周期の長い成分は微気圧変動によって発生し、波浪や拘束波との関連が弱いことが分かっているからである。

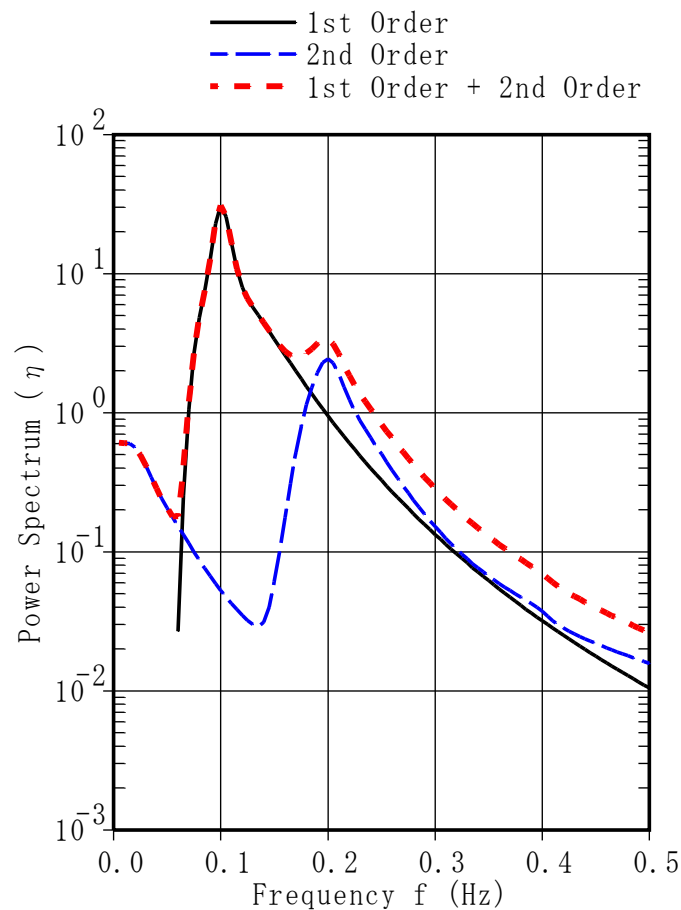


図 3.2-2 数値計算による周波数スペクトルの理論値の例
(波高 4m, 周期 9.52s, 水深 10m, 方向集中度 70)

この方法を用いて、図3.2-1に示した12地点の2008年1年間の有義波高，周期，方向集中度 (S_{max}) から，拘束波高を2時間毎に計算した．その際用いた有義波高，周期は6観測分の平均を取った．例えば，2時の拘束波高を計算する際には，0:10~0:30，0:30~0:50，0:50~1:10，1:10~1:30，1:30~1:50，1:50~2:10の6回の観測の有義波高，周期を平均した（6観測中1観測でも欠測がある場合は処理しない）．このような処理をしたのは，算出した拘束波高と比較する2時の観測長周期波高が，0:10~2:10の波形データを解析して得られるものだからである．

方向集中度は，このようにして求めた波高，周期の平均値から得られた波形勾配を沖波の波形勾配として，合田・鈴木(1975)に従って推定した（図3.1-6）．但し，沖合の波が浅海域に到達すると，水深の影響で方向集中度が増大する．ここでは，やはり合田・鈴木(1975)に従い，平行等深線を仮定してこの方向集中度の増大を評価して最終的な方向集中度を推定した（図3.2-3）．

拘束波と同様，観測された長周期波高のうち，30~300s の成分波高を H_L とした．また，拘束波高を H_B としたとき，(1)式で求められる H_F を自由長周期波（以下，自由波）の波高とした．

$$H_F = (H_L^2 - H_B^2)^{1/2} \quad (3-12)$$

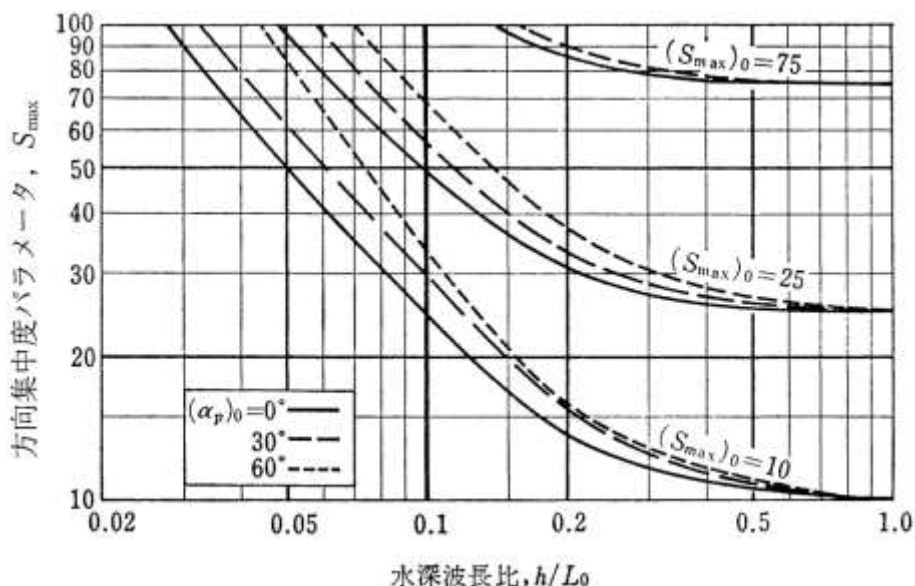


図3.2-3 浅海域における方向集中度の推定方法（合田・鈴木，1975）

2008年2月の酒田と4月の仙台新港の計算例を図3.2-4, 図3.2-5に示す。長周期波高に対する拘束波高の比は、波高が高い時には増加するが、平常時は非常に小さく、年間を通してみると、長周期波はほぼ自由波であることが分かる。但し、観測された長周期波には、各所で反射した成分が含まれている。財団法人沿岸技術研究センター(2000)によると、沿岸で観測された流速のうち、20s以上の成分を抽出して東西成分と南北成分のスクエアー・ダイアグラムを作成すると、殆ど方向が定まらないことが報告されている。従って、観測された長周期波高から、純粋な進行波分のみを抽出することが難しく、長周期波高に対する拘束波高の比は実際よりも過小に評価されている可能性があることは注意を要する。

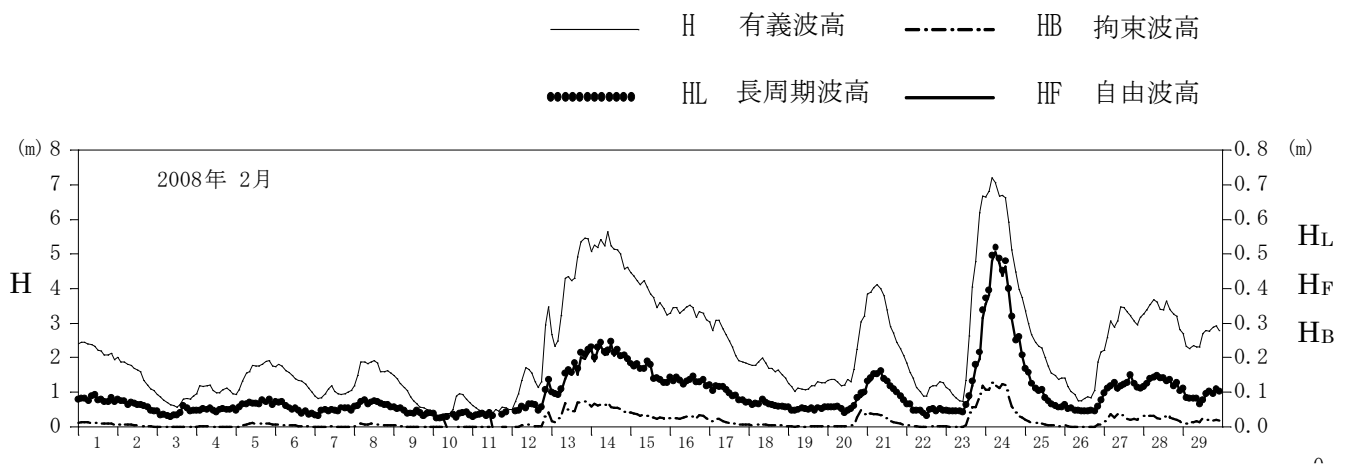


図 3.2-4 有義波高と長周期波高の時系列 (酒田：2008年2月)

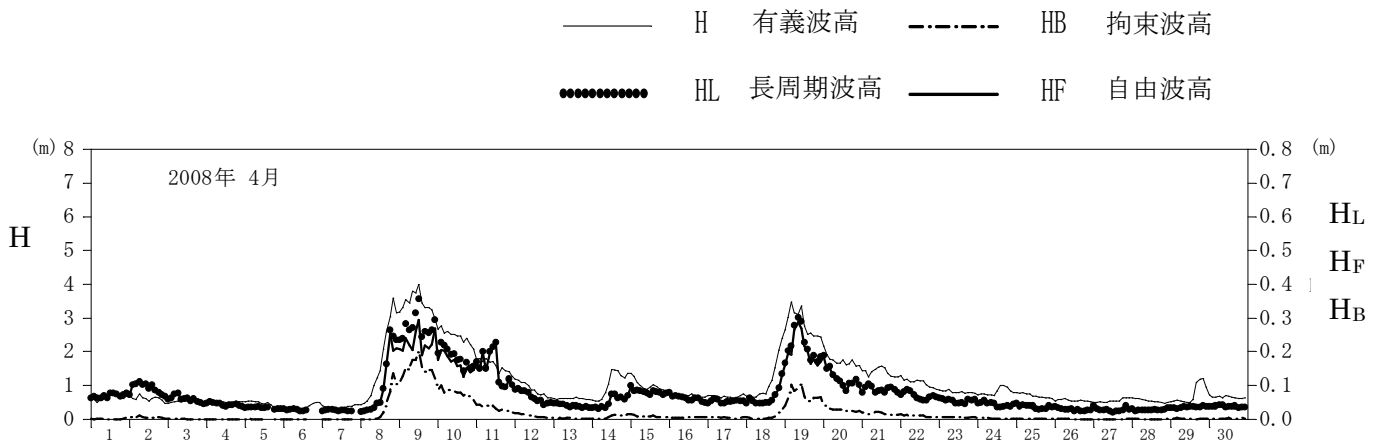


図 3.2-5 有義波高と長周期波高の時系列 (仙台新港：2008年4月)

(4) 拘束波高の特性

図3.2-4, 図3.2-5から分かるように, 拘束波は, 波浪や長周期波が発達する時期に急速に発達する. このことは, 拘束波高/長周期波高 の比が, 長周期波高が大きいほど概ね大きいということからもわかる (図3.2-6) .

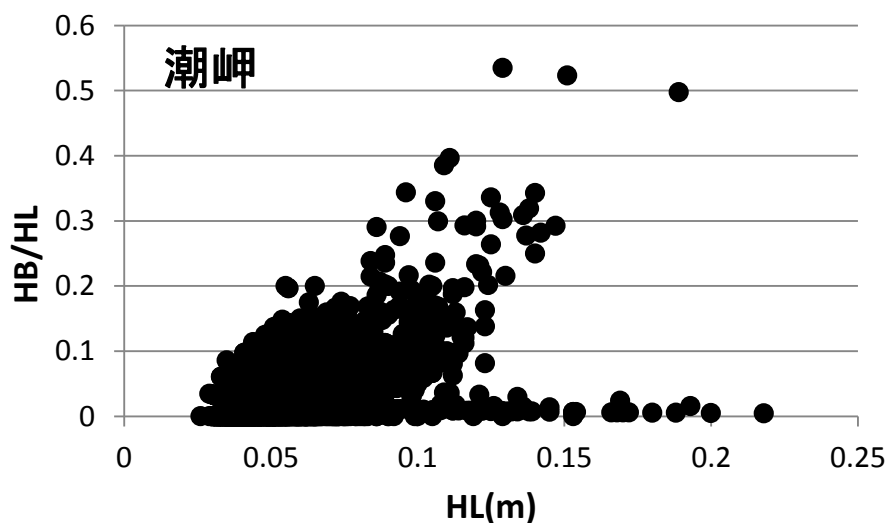


図3.2-6 長周期波高と, 拘束波高/長周期波高 との関係の例
(潮岬) HL: 長周期波高, HB: 拘束波高

拘束波高/長周期波高の月平均値を図3.2-7 に示す. 日本海側の酒田, 福井では, 冬にこの比が大きく, 太平洋側の潮岬, 小名浜では春に大きくなっている. この傾向は, 月平均有義波高の季節変化と良く似ている (図3.2-8) .

詳細に見ると, 酒田, 福井では2月に 拘束波高/長周期波高 が極大となるが, 有義波高も極大となる. 潮岬では, 5月に拘束波高/長周期波高 が極大となり, 3月にも極大となっているが, 有義波高も同様の傾向を示す. 小名浜では, 4月に拘束波高/長周期波高 が極大となり, 12月にも極大となっているが, 有義波高も同様の傾向を示す

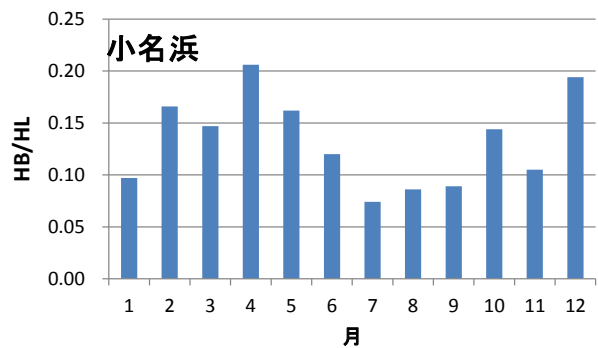
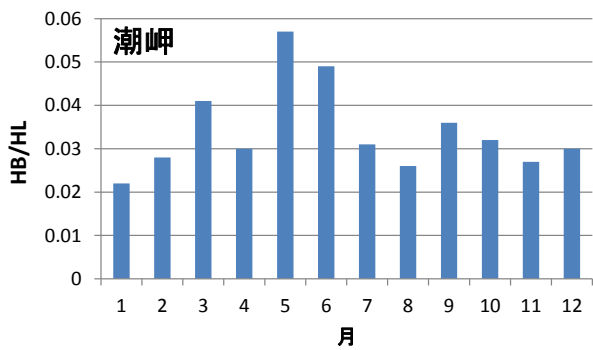
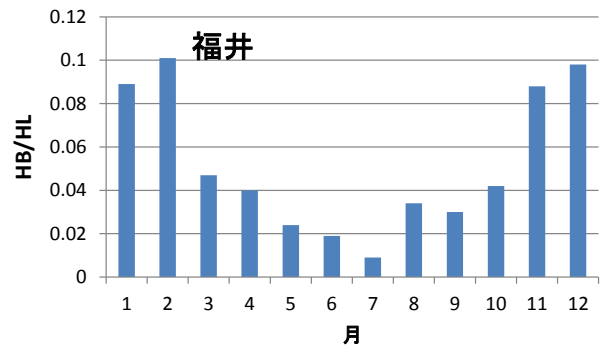
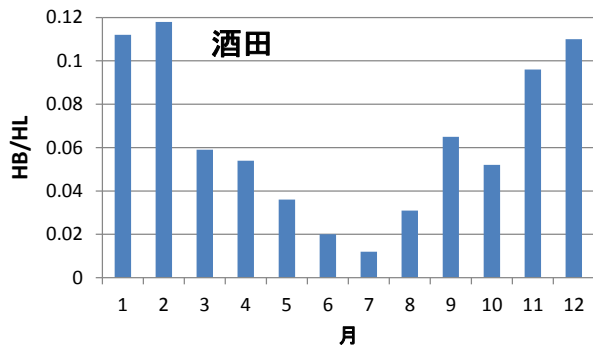


図3.2-7 拘束波高／長周期波高の季節変化（2008年：酒田，福井，潮岬，小名浜）

HL：長周期波高，HB：拘束波高

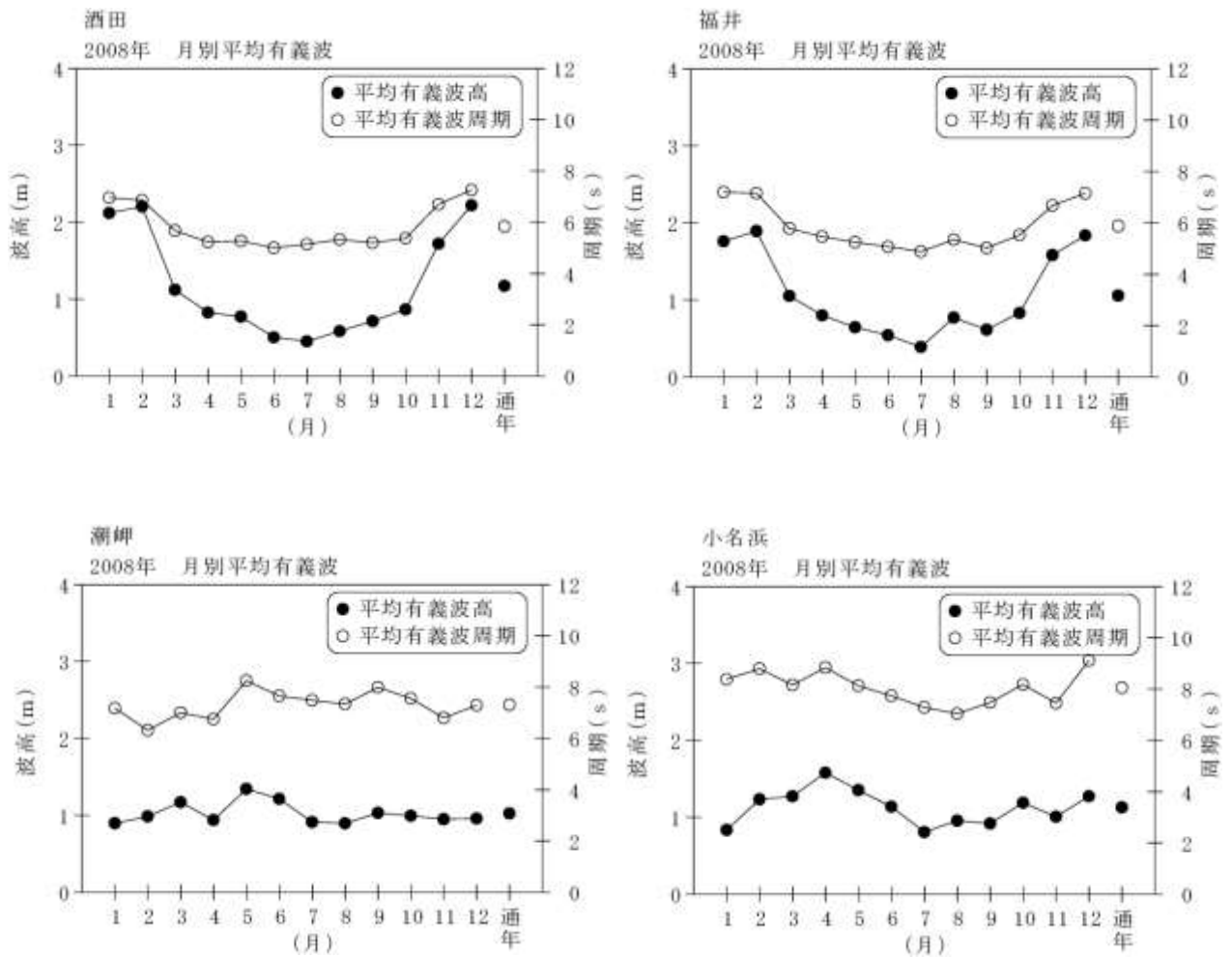


図3.2-8 月平均有義波の季節変化 (2008年: 酒田, 福井, 潮岬, 小名浜)
河合ら(2010)

拘束波高／長周期波高 の年平均値と水深との関係を図 3.2-9 に示す。拘束波高／長周期波高は、水深が浅い地点ほど大きい。

3. 1 で述べたように、長周期波高（15s以上全体、ここでは30～300sなので定義が異なる）に対する拘束波高の比は、アーセル数（ HL^2 / h^3 ，ここに、H：有義波高，L：波長，h：水深）に比例する。この比は、水深以外に波浪条件に依存するはずであるが、12地点の年平均値を用いて作成した図3.2-9 を見ると、水深が重要な要素であることが分かる。

拘束波高／長周期波高 と方向集中度との関係の例を図 3.2-10，図 3.2-11 に示す。この図は、両者の月平均値同士の関係を示したものである。

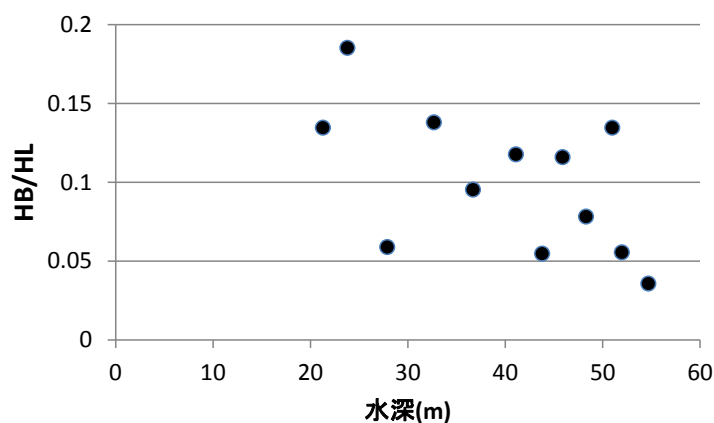


図 3.2-9 拘束波高／長周期波高 と水深との関係（対象 12 地点）

H_L ：長周期波高， H_B ：拘束波高

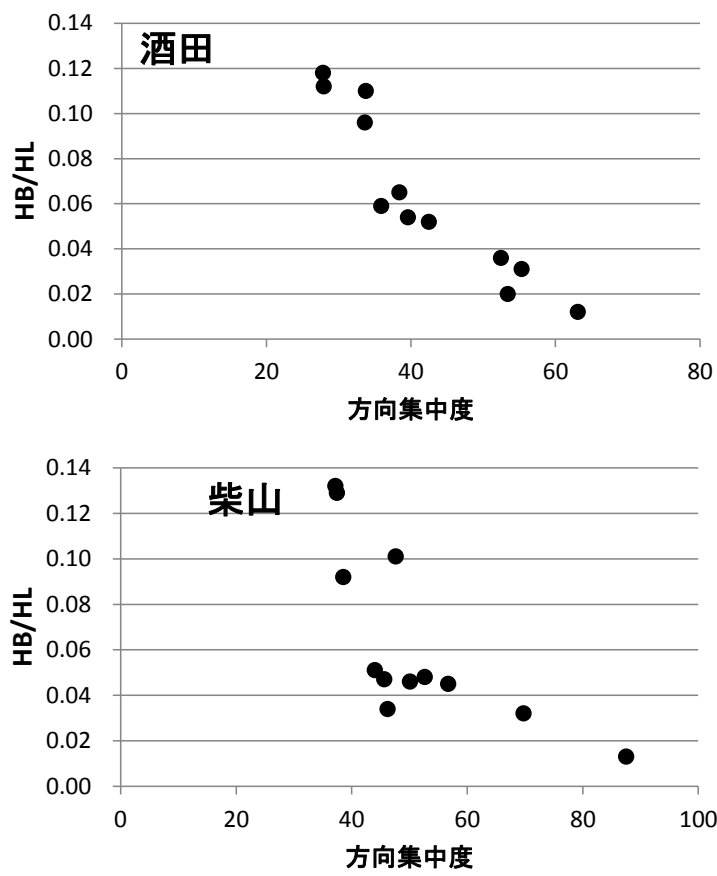


図 3.2-10 拘束波高／長周期波高 と方向集中度（月平均値）の関係（日本海側）
 HL：長周期波高，HB：拘束波高

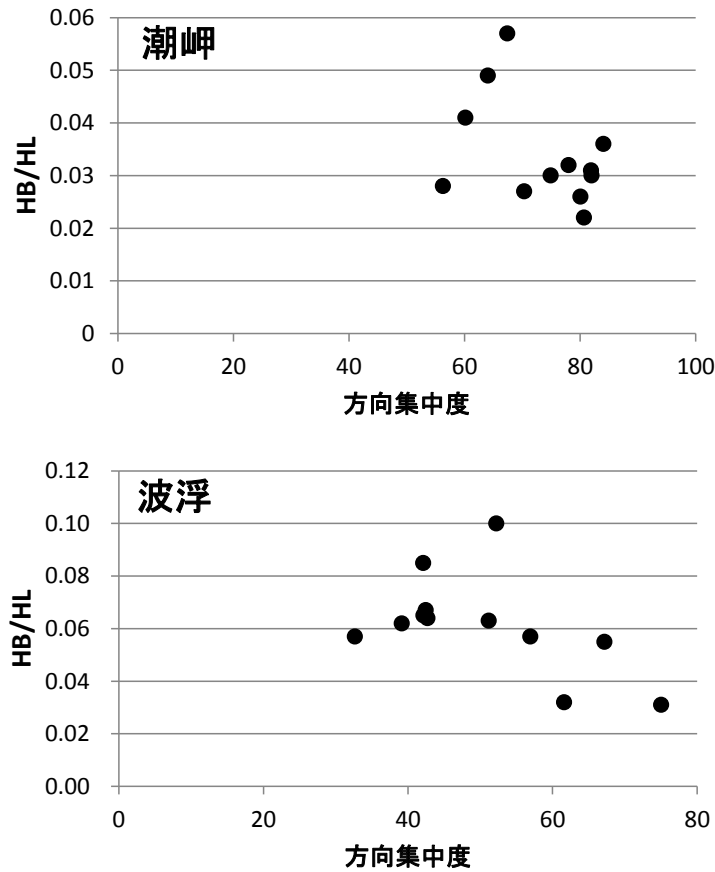


図 3.2-11 拘束波高／長周期波高 と方向集中度（月平均値）の関係（太平洋側）
 H_L ：長周期波高， H_B ：拘束波高

日本海側の酒田，柴山では，方向集中度が大きいほど拘束波高／長周期波高 が小さい。太平洋側の潮岬，波浮でも，日本海側ほど相関は高くないが，方向集中度が大きいほど拘束波高／長周期波高 が小さい。

これは一見奇妙な結果である。それは，3. 1で述べた通り，方向集中度が大きくなると，拘束波高が大きくなり，橋本ら(1993)の方法に従って数値計算で求めた結果でもそのことを示すことができるからである。

図 3.2-12 は，図 3.2-2 と同じ波高，周期，水深の条件で，方向集中度が 70 の場合（図 3.2-2 の条件）と 150 の場合の 2 次の非線形成分を比較したものである。ここで着目している長周期側（30～300s）の拘束波のエネルギーに関しては，方向集中度が大きい方が大きくなっていることが分かる。

一方，方向集中度が大きくなると，やはり 3. 1で述べたように，拘束波高のみならず，

長周期波高全体も大きくなる。長周期波高（15s以上全体）に対する拘束波高の比はアーセル数に比例する。アーセル数は変形すると $H/L \times L^3/h^3$ となる。同一地点では h は一定である。周期の変動に伴って波長 L も変動するが、 H/L （波形勾配）が支配的な役割を果たし、方向集中度が大きくなるとこの値が小さくなって、拘束波高／長周期波高を小さくしているものと考えられる。因みに、周期の変動は図3.2-13、図3.2-14、表 3.2-2に示す通りで、太平洋側の方が日本海側よりも値が大きいものの、変動範囲に顕著な違いはない。

日本海側で拘束波高／長周期波高と方向集中度との相関が高く、太平洋側で低い理由に関しては、以下のように考えた。即ち、日本海側では風波が卓越していて、波浪の状況を単一の波高と周期で表現できる。それに対して、太平洋側では風波とうねりとは混在しているために、単一の波高、周期で表現することが難しい。即ち、単一の波高、周期から定義した波形勾配の値が同じでも、様々な波浪の状態が出現するために、長周期波の状態にも変動が大きいと考えられる。

ここで定義した長周期波高は、30～300sの成分波高であるため、3.1で示した長周期波高（15s以上全体）と定義が若干異なるが、定性的には整合する説明を行うことができた。

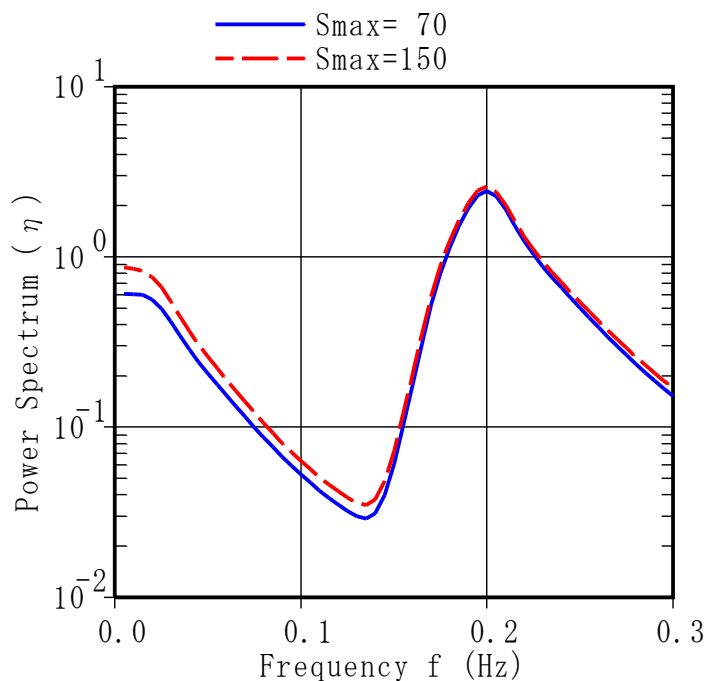


図 3.2-12 方向集中度が異なる場合の周波数スペクトルの2次の非線形成分の比較例
(波高4m, 周期9.52s, 水深10m)

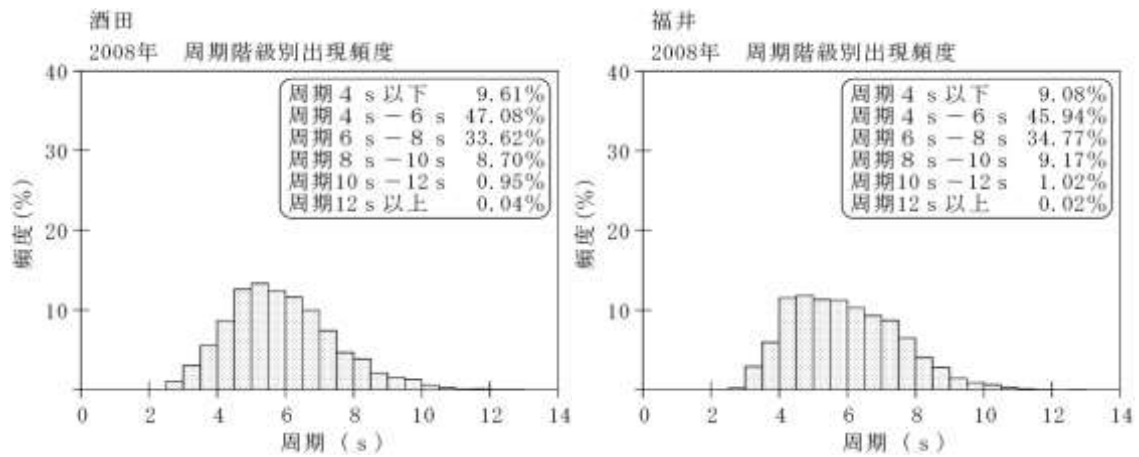


図 3.2-13 周期の出現頻度 (日本海側)
河合ら(2010)

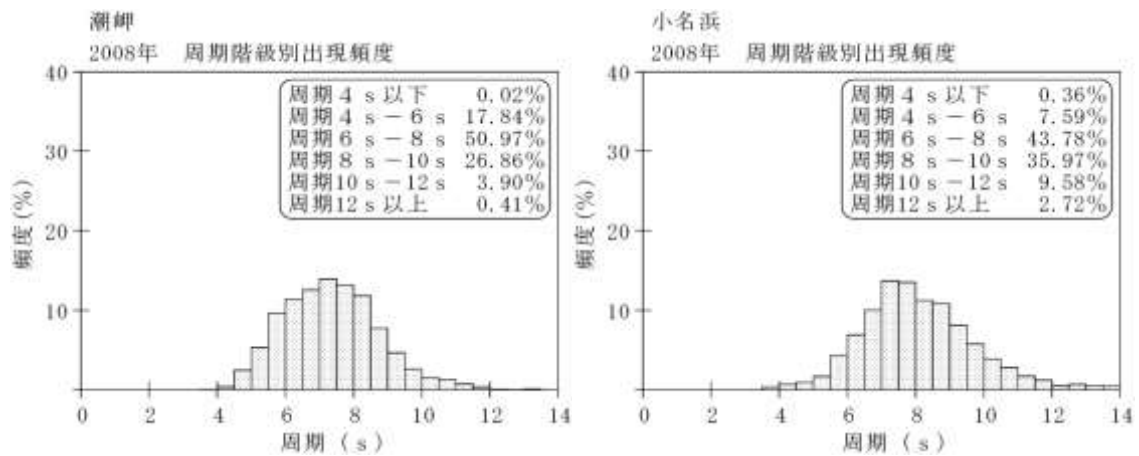


図 3.2-14 周期の出現頻度 (太平洋側)
河合ら(2010)

表3.2-2 各地点の年間の有義波高の平均値と標準偏差

期間：2008年

有義波周期	酒田	福井	潮岬	小名浜
平均 (s)	5.83	5.88	7.31	8.05
標準偏差(s)	1.54	1.56	1.41	1.66

(4) 長周期波高の推定式

3. 1では長周期波高を推定する式を作成した。前述のように、この式で扱った長周期波高は15s以上の成分全体であるのに対し、ここでは30～300sの成分波高を長周期波高と呼んだ。従って、(3-11) 式をそのまま使うことはできないものの、(3-12) 式の係数 a ((3-11) 式では14.16) を調整することで利用できないかと考えた。これは、30～300sの成分波高と、15s以上の成分全体との間には相関があると考えたからである。

$$H_L = aHS_{\max}^{0.2623} / (6h + 357) \quad (3-12)$$

ここに、 H_L : 長周期波高, a : 係数, H : 有義波高, S_{\max} : 方向集中度, h : 水深(m)である。

酒田と柴山の結果を図3.2-15 に示す。柴山については $a=8.48$ 、酒田については $a=12.65$ と、両地点で異なるものの、いずれの地点も、推定式は観測された長周期波高を概ね再現している。但し、酒田に関しては、推定波高が大きい部分で推定波高が過大評価となっている。これは、扱った長周期波高の周期帯の違いによる可能性もあり、推定式の精度を上げることが課題として挙げられる。

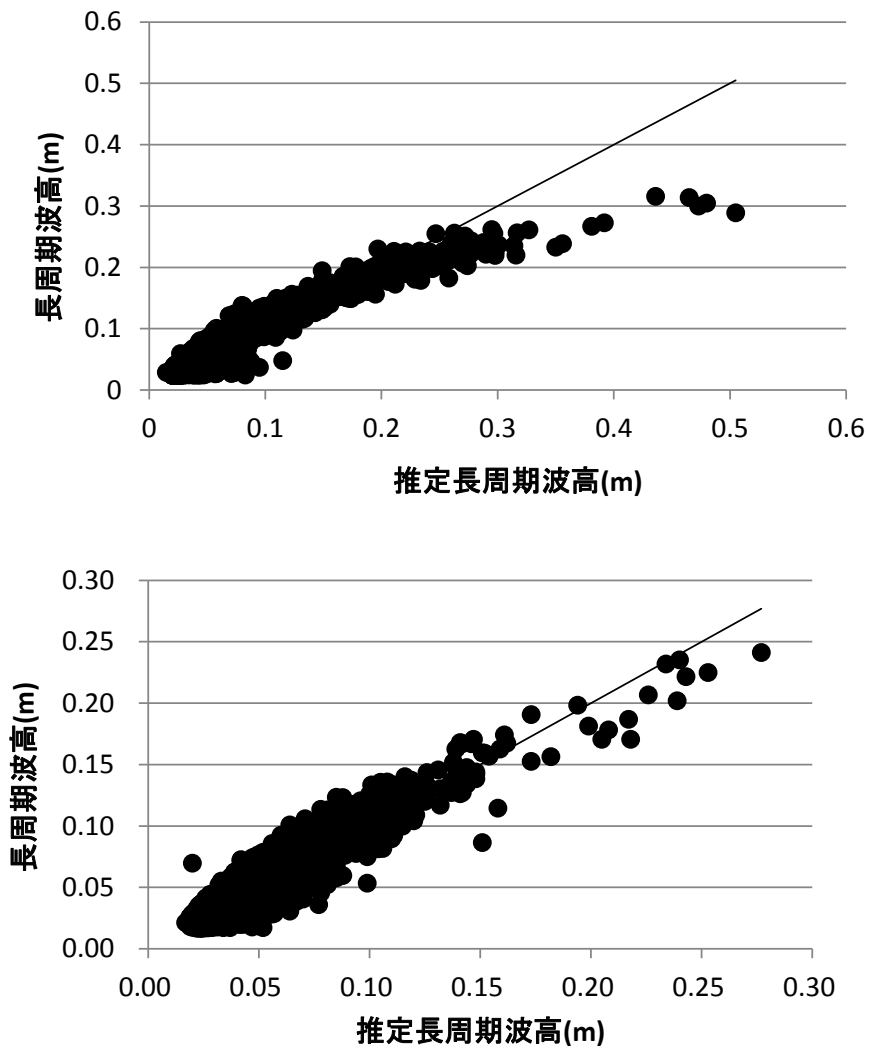


図 3.2-15 推定長周期波高と観測波高との比較
(上：酒田，下：柴山)

(5) 方向集中度の推定に関する課題

本章では、合田・鈴木(1975)に従い、波形勾配から方向集中度を推定した。図 3.1-6 に示したように、波形勾配と方向集中度には負の相関がある。

太平洋側、日本海側 2 地点ずつを対象にして、2008 年 1 年間の有義波高と波形勾配との関係を調べた。結果を図 3.2-16 に示す。

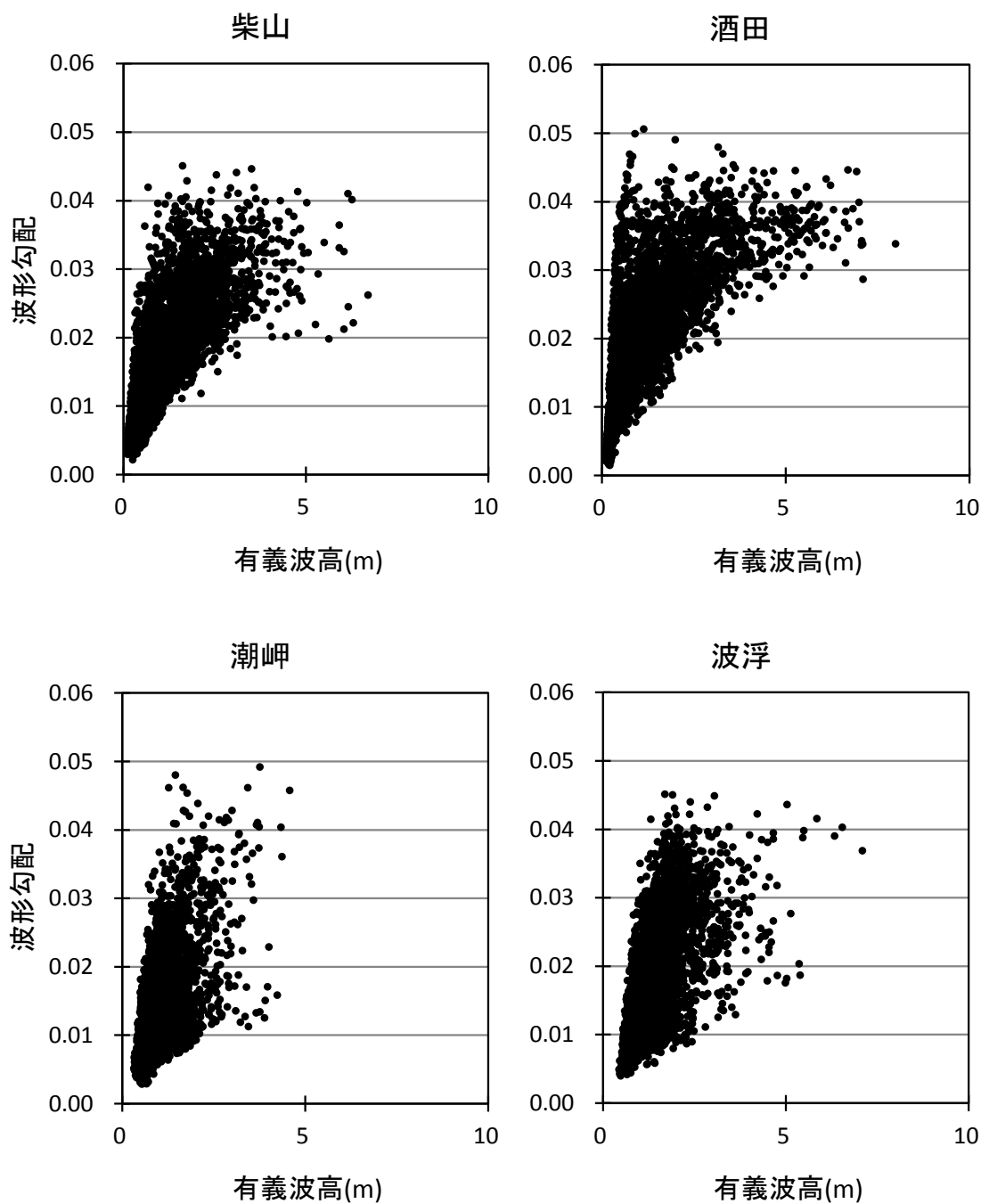


図3.2-16 有義波高と波形勾配との関係

(観測された波高，周期を沖波の値として単純に波形勾配を算出)

両者には弱い正の相関がある。従って、波高が小さい時は概ね波形勾配も小さくなり、合田・鈴木(1975)に従うと、方向集中度は大きくなる。波高が小さい時は静穏に近いときであるが、そのときに方向集中度が大きいというのは不自然ではある。そのような課題がありながらも、ここでは合田・鈴木(1975)に従って方向集中度を推定した。

一方、三井ら(2010)は、2008年の金沢の海象計の観測資料を用いて方向スペクトルを算出して、方向集中度を求めている。その結果、波高が2mを超す高波時は合田・鈴木(1975)と同様、方向集中度と波形勾配には負の相関があるが、波高が2m以下の静穏時は逆に正の相関関係があることを示している(図3.2-17)。

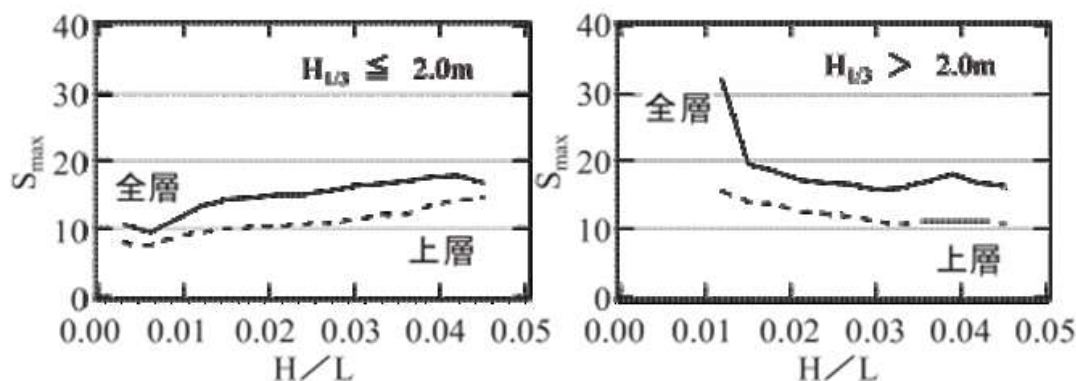


図3.2-17 波高別の波形勾配(H/L)と方向集中度 S_{max} との関係

(金沢, 2008年1~2月及び11~12月)

実線: 海象計の3層の流速データ利用, 破線: 上層の流速データだけを利用
三井ら(2010)

三井ら(2010)が対象とした2008年の金沢の観測資料によると、波高2m以下の低波高は全体の86.5%と大部分を占めている(表3.2-3)。従って、方向集中度は波形勾配と概ね正の相関があると考えた方が妥当であり、これまで広く用いられて来た、合田・鈴木(1975)の考え方と正反対の内容となる。その理由として、合田・鈴木(1975)の考え方は、風波の推算式であるウイルソンの式に基づいているため、波高の低いときに適用することが必ずしも適切ではないことが考えられる。

また、三井ら(2010)によると、方向スペクトル解析の際に、上層の流速のみを用いる場合と比較して、全層(3層)の流速を用いると、方向集中度が1.5倍程度になる。

さらに、うねりと風波が混在する場合は、そもそも1種類の方向集中度で代表させること自体に無理があるので、そのような場合に、方向集中度を用いて拘束波を推定することが適切とは言えない。

これらのことから、これまで用いられて来た方向集中度の推定方法にはまだまだ改善の

余地があり、今後方向スペクトルの推定精度の向上と、波浪諸元からの適切で精度の良い推定方法の開発が重要な課題である。

表3.2-3 金沢における波高と周期の出現頻度分布 (2008年)

水色の網掛けは、波高200cm以下の累積頻度を示す。

河合ら(2010)に追記

付表-A.2.13(e) 金沢 波高・周期別出現頻度統計 (2008年1月～2008年12月)

2008年1月～2008年12月(年) 波高・周期別度数分布表(右義波) 観測地点: 金沢

波高	周期	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	合計	累積頻度	観測日数	観測時間		
1201～																					0	4258	4258	4258	(1000)	
1101～1200																					0	0	4258	4258	4258	(1000)
1001～1100																					0	0	4258	4258	4258	(1000)
901～1000																					0	0	4258	4258	4258	(1000)
801～900																					0	0	4258	4258	4258	(1000)
701～800																					0	0	4258	4258	4258	(1000)
651～700																					0	0	4258	4258	4258	(1000)
601～650																					0	0	4258	4258	4258	(1000)
551～600																					0	0	4258	4258	4258	(1000)
501～550																					0	0	4258	4258	4258	(1000)
451～500																					0	0	4258	4258	4258	(1000)
401～450																					0	0	4258	4258	4258	(1000)
351～400																					0	0	4258	4258	4258	(1000)
301～350																					0	0	4258	4258	4258	(1000)
251～300																					0	0	4258	4258	4258	(1000)
201～250																					0	0	4258	4258	4258	(1000)
170～200																					0	0	4258	4258	4258	(1000)
151～175																					0	0	4258	4258	4258	(1000)
126～150																					0	0	4258	4258	4258	(1000)
101～125																					0	0	4258	4258	4258	(1000)
70～100																					0	0	4258	4258	4258	(1000)
51～75																					0	0	4258	4258	4258	(1000)
26～50																					0	0	4258	4258	4258	(1000)
< 25																					0	0	4258	4258	4258	(1000)
合計																					0	4258	4258	4258	(1000)	
未観測																					0	0	0	0	0	
10.1%																					0	0	0	0	0	

3. 3 拘束波と自由波に関する考察

(3-3)式から分かるように、拘束波高は外洋（深海域）では波高が小さくなると考えられる。水深144mの宮城県中部沖のGPS波浪計で観測された有義波諸元から計算した拘束波高と、観測された30～300sの長周期波高の時系列を図3.3-1に示す。

波高が小さいとはいえ、有義波高が大きいときには、0.1m程度の拘束波高、長周期波高が出現している。既に述べた通り、自由波高は長周期波高とほぼ等しい。このように、外洋域にも、拘束波、自由波が存在している。

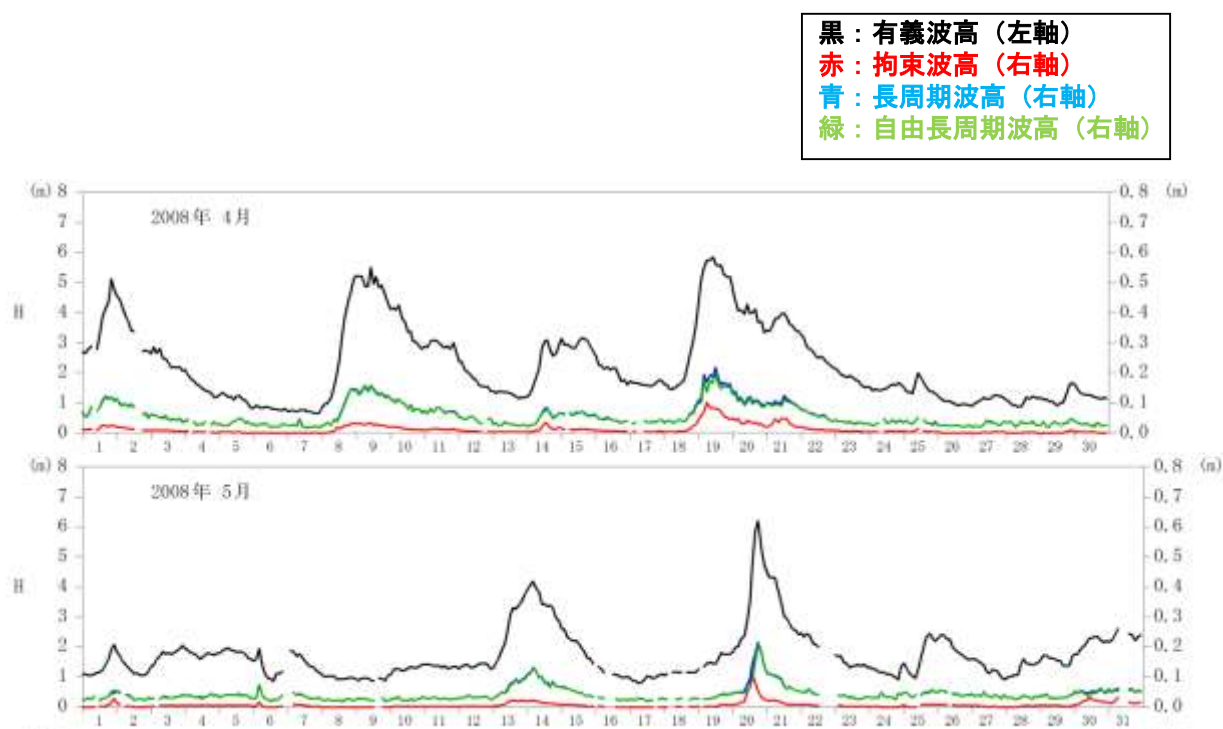


図 3.3-1 外洋における波浪と長周期波の時系列（宮城県中部沖，2008年4～5月）

沖合から岸に達する波群に拘束された拘束波が、岸で反射した際に拘束を解かれて自由波になるという説を、Longuet-Higgins and Stewart (1962)は唱えている。既にみたように、長周期波の大部分は自由波であり、それが全て、拘束波が岸で反射することによって生成されると考えることには無理がある。関本(2000)は、反射以外にも、砕波点の変動、海底勾配の不連続、防波堤による回折等、自由波の生成要因を挙げているが、多くは沿岸での現象である。ここで示したように、GPS 波浪計地点のような沖合で自由波が存在するという事は、沖合で自由波が生成されることも多いと考えるのが自然である。

宮城県中部沖 GPS 波浪計の位置を図 3.3-2 に示す。沿岸から GPS 波浪計地点までの距離は約 11km である。宮城県中部沖 GPS 波浪計と岸との間の平均的な水深を、GPS 波浪計地点の水深の半分の 72m とすると、海洋長波の伝播速度は 26.6m/s となる。周期 30～300s に対応する波長は、800～8000m である。周期 30s の成分の波長は、GPS 波浪計から岸ま

での距離よりも1オーダー小さいが、300sの成分については、波長と距離が同オーダーである。従って、周期の長い成分は、岸で反射されたものが観測された可能性もあるが、周期の短い成分については、その可能性が小さい。

そこで、沖合と沿岸とで、周期帯別の波高の比較を行った。2008年の4期間の、宮城県中部沖、石巻、仙台新港における長周期波高の波高比（300s以上／30～150s）の経時変化を図3.3-3～図3.3-4に示す。

沖合である宮城県中部沖では、沿岸の石巻、仙台新港よりも、この波高比がやや大きい傾向がある。このことは、沿岸で反射した長周期波のうち、周期の短い成分は沖合には到達しにくく、周期の長い成分は沖合に到達するという考え方と矛盾しない。

しかし、この事実だけから、沖合の長周期波、自由波の生成について論じることは難しく、定量的な評価を含むさらなる検討が必要である。

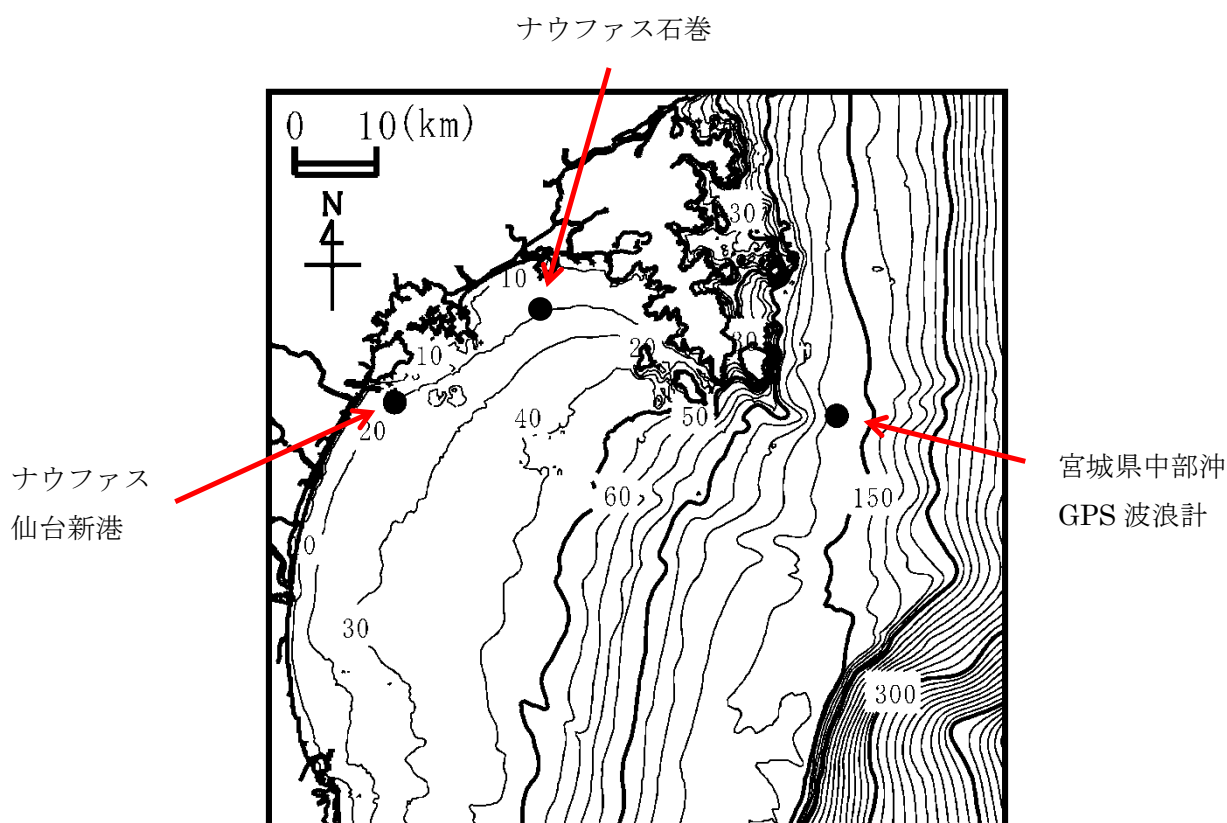


図 3.3-2 宮城県中部沖 GPS 波浪計の位置

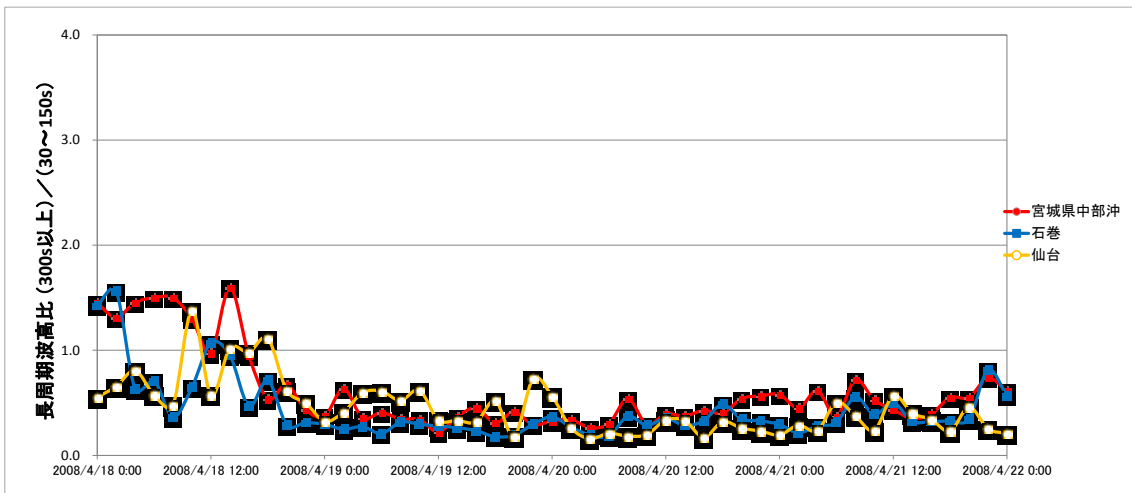
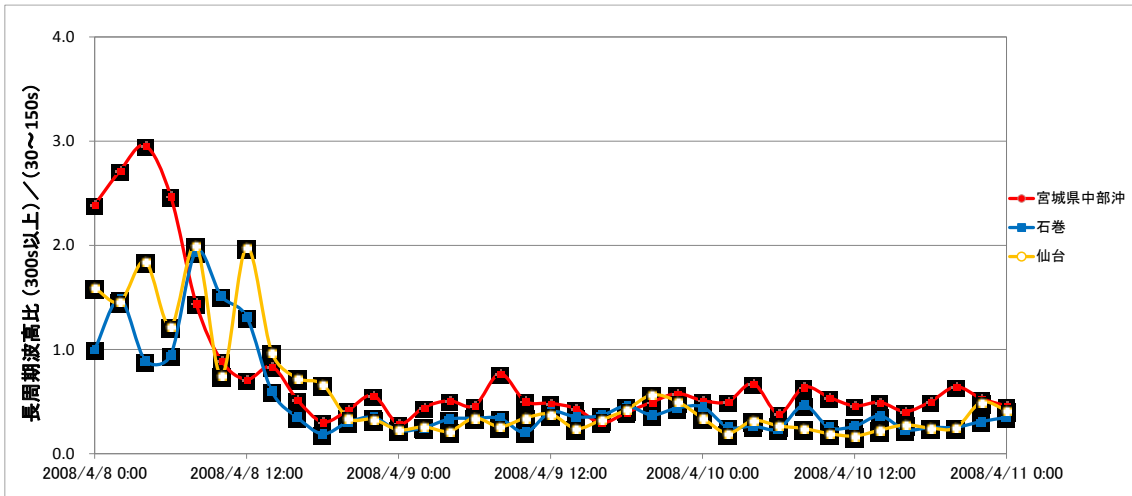


図 3.3-3 長周期波高の波高比（300s 以上／30～150s）の経時変化
（宮城県中部沖，石巻，仙台新港）

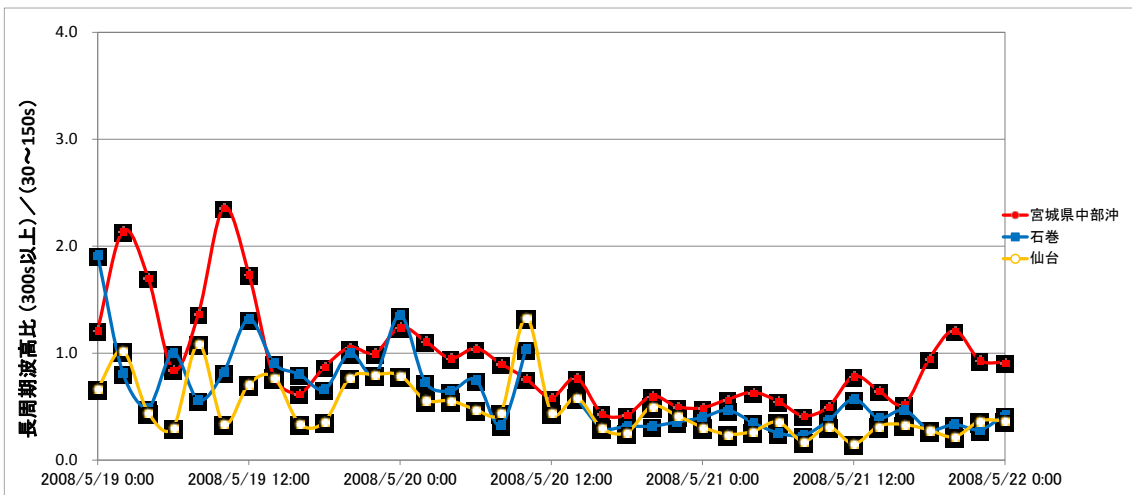
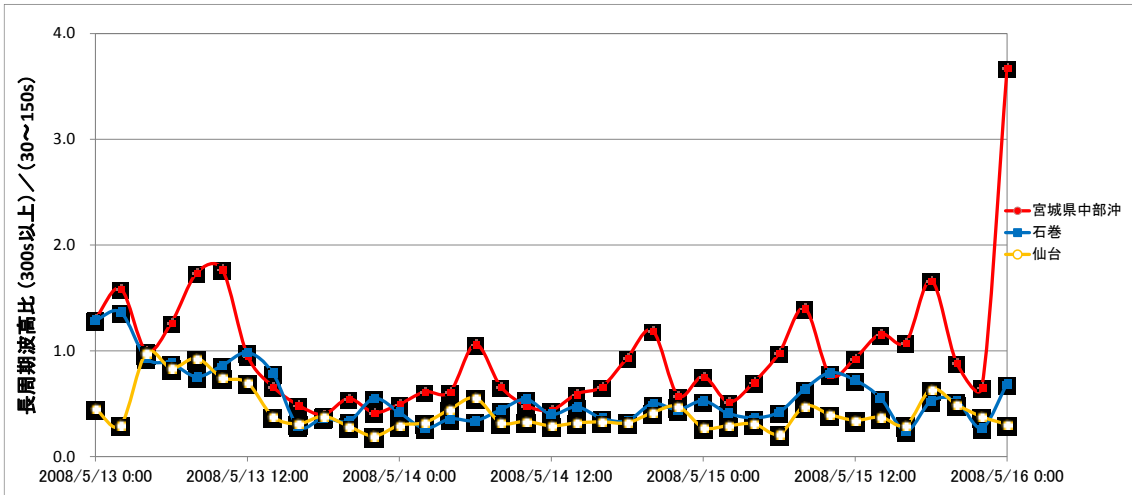


図 3.3-4 長周期波高の波高比 (300s 以上 / 30~150s) の経時変化
(宮城県中部沖, 石巻, 仙台新港)

3. 4 まとめ

第3章の内容をまとめると以下ようになる。

(1) 加藤らの拘束波を用いた解析

- 加藤らとBowersが提案した方法で計算した単一方向波の拘束波高はよく一致した。
- 加藤らが3種類の方向集中度について作成した式を用いて、任意の方向集中度の場合に拘束長周期波高を推定する式を提案した。
- 拘束長周期波高と長周期波高全体との比を、波浪の非線形性を示すアーセル数と水深から推定する式を提案し、全国沿岸の波浪観測データを用いてその適用性を確認した。
- 上記の結果を組み合わせ、長周期波高全体を、有義波高、方向集中度、水深から推定する式を提案した。長周期波高全体は、方向集中度が大きく、水深が浅いときに大きくなるが、非線形性との関連は弱いことが分かった。

(2) 橋本らの拘束波を用いた解析

- 波浪の多方向性、弱非線形性及び不規則性を考慮して、拘束波の周波数スペクトルを数値計算により求めた。方向集中度が大きいと、拘束波のエネルギーも大きくなる。
- 上記の方法を用いて、ナウファス12地点の2008年1年間の拘束波高を算出し、観測された長周期波高との比を計算した。波高が高い時はこの比は増加するが、平常時は非常に小さく、年間を通してみると、長周期波はほぼ自由波である。
- 拘束波は、有義波や長周期波が発達する時期に急速に発達する。
- 拘束波高／長周期波高の季節変化は有義波高の季節変化と非常に良く似ており、日本海側では冬に大きく、夏に小さい。また、太平洋側では春に大きい。
- 拘束波高／長周期波高の年平均値は、水深が浅い地点ほど大きい。
- 拘束波高／長周期波高と波形勾配から推定した方向集中度とは、日本海側では負の相関を持つが、太平洋側では明確な関係が見出せない。

(3) 拘束波と自由波に関する考察

- 2008年の4期間の、宮城県中部沖、石巻、仙台新港における長周期波高の波高比（300s以上／30～150s）をみると、沖合である宮城県中部沖では、沿岸の石巻、仙台新港よりも、この波高比がやや大きい傾向がある。

第3章 参考文献

- 加藤始・信岡尚道・小松崎泰光(2004)：非線形の波の数値シミュレーションにおける2次波の性質，海岸工学論文集，第51巻，pp156-160.
- 加藤始・信岡尚道(2005)：非線形の波の数値シミュレーションにおける2次波の性質(2)，海岸工学論文集，第52巻，pp136-140.
- 河合弘泰・佐藤真・川口浩二(2010)：全国港湾海洋波浪観測年報（NOWPHAS 2008），港湾空港技術研究所資料，No.1209，pp.1-93.
- 合田良実(1987)：数値シミュレーションによる波浪の標準スペクトルと統計的性質，第34回海岸工学講演会論文集，pp.131-135.
- 合田良実・鈴木康正(1975)：光易型方向スペクトルによる不規則波の屈折・回折計算，港湾技研資料，No.230，p.45，1975.
- 財団法人沿岸技術研究センター(2000)：沿岸波浪・海象観測データの解析・活用に関する解説書，財団法人沿岸技術研究センター，p.181.
- 関本恒浩(2000)：港湾における長周期波の特性・評価とその対策，中央大学・博士論文，p.130.
- 永井紀彦・橋本典明・清水勝義・平井宜典・伊藤一教・東江隆夫(1996)：長期連続観測による沖合長周期波の変動特性，海岸工学論文集，第43巻，pp216-220.
- 橋本典明・永井紀彦・菅原一晃・浅井正・朴慶寿(1993)：波浪の多方向性と弱非線形性を考慮した水圧波から表面波への換算法について，港湾技術研究所報告，第32巻，第1号，pp.27-51.
- 三井正雄・橋本典明・河合弘泰・横田雅紀・北村康司(2010)：高度化した海象計による海洋波の方向スペクトル推定精度向上に関する研究，土木学会論文集 B2(海岸工学)，Vol.66，No.1，pp.1446-1450
- Bowers,E.C.(1992)：Low frequency waves in intermediate water depth, Coastal Engineering 1992, pp.832-845.
- Longuet-Higgins, M.S. and R.W. Stewart (1962)：Radiation stress and mass transport in gravity waves, with application to “surf beats”, J. Fluid Mech., Vol.13, pp.481-504
- Sand,S.E.(1982)：Long waves in directional seas, Coastal Engineering, 6, pp.195~208.

第4章 気象性長周期波

第2章で述べたように、長周期波はその周期帯によって特性が異なり、特に周期 300s 程度以上の成分は、それ以下の成分とはかなり特性が違っている。本章では、通常の波浪との関係が弱く、気象性長周期波と呼ばれる周期 300s 以上の成分が発達する際の条件を明らかにすることを目的として、長周期波と気圧データの解析を行った。

4. 1 300s 以上の成分と気圧変動との関係

(1) 解析対象データ

ここで用いたデータの観測点を図 4.1-1 及び表 4.1-1、表 4.1-2 に示す。また、用いたデータを表 4.1-3 に示す。気圧データは、1 時間毎のデータと 1 分毎のデータを併用した。



図 4.1-1 対象観測地点

表 4.1-1 波浪観測地点一覧

記号	波浪観測地点	記号	波浪観測地点
P1	細島	J1	玄界灘
P2	上川口	J2	藍島
P3	高知	J3	鳥取
P4	室津	J4	柴山
P5	潮岬	J5	金沢
P6	御前崎	J6	富山
P7	清水	J7	輪島
P8	下田	J8	直江津
P9	波浮	J9	酒田
P10	鹿島	J10	瀬棚
P11	常陸那珂	J11	石狩新港
P12	小名浜	J12	留萌
P13	石巻		
P14	釜石		
P15	久慈		
P16	苫小牧		
P17	十勝		
P18	釧路		

表 4.1-2 気圧観測地点一覧

記号	気圧観測地点
A1	下関
A2	萩
A3	松江
A4	鳥取
A5	舞鶴
A6	敦賀
A7	金沢
A8	高田
A9	新潟
A10	酒田
A11	秋田
A12	江差
A13	小樽

表 4.1-3 解析対象データ

波 浪	有義波高, 有義波周期 周期帯別 (成分別) 波高 (16.0~25.6s, 10.7~14.2s, 8.0~9.8s, T5~7.5s) *T5 は地点により異なる. 時間間隔 : 2 時間
長周期波	周期帯別 (成分別) 波高 (15~30s, 30~150s, 150~300s, 300s~) 波高はエネルギーの平方根の 4 倍と定義 時間間隔 : 2 時間
気 圧	海面気圧 時間間隔 : 1 時間または 1 分
期 間	2001 年~2005 年

波浪の周期帯の表現はナウファスの年報に従った。

(2) 総観規模の気圧低下と長周期波との関係

周期 300s 以上の長周期波成分が発達した期間（2004 年 11 月 17 日～20 日）を対象に、長周期波の発達と気圧変動との関係を調べた。波浮と金沢における波浪と長周期波の経時変化を図 4.1-2 に示す。図中で、 $H(15-30)$ 、 $H(300-)$ はそれぞれ、15～30s、300s 以上の成分波高を示す。

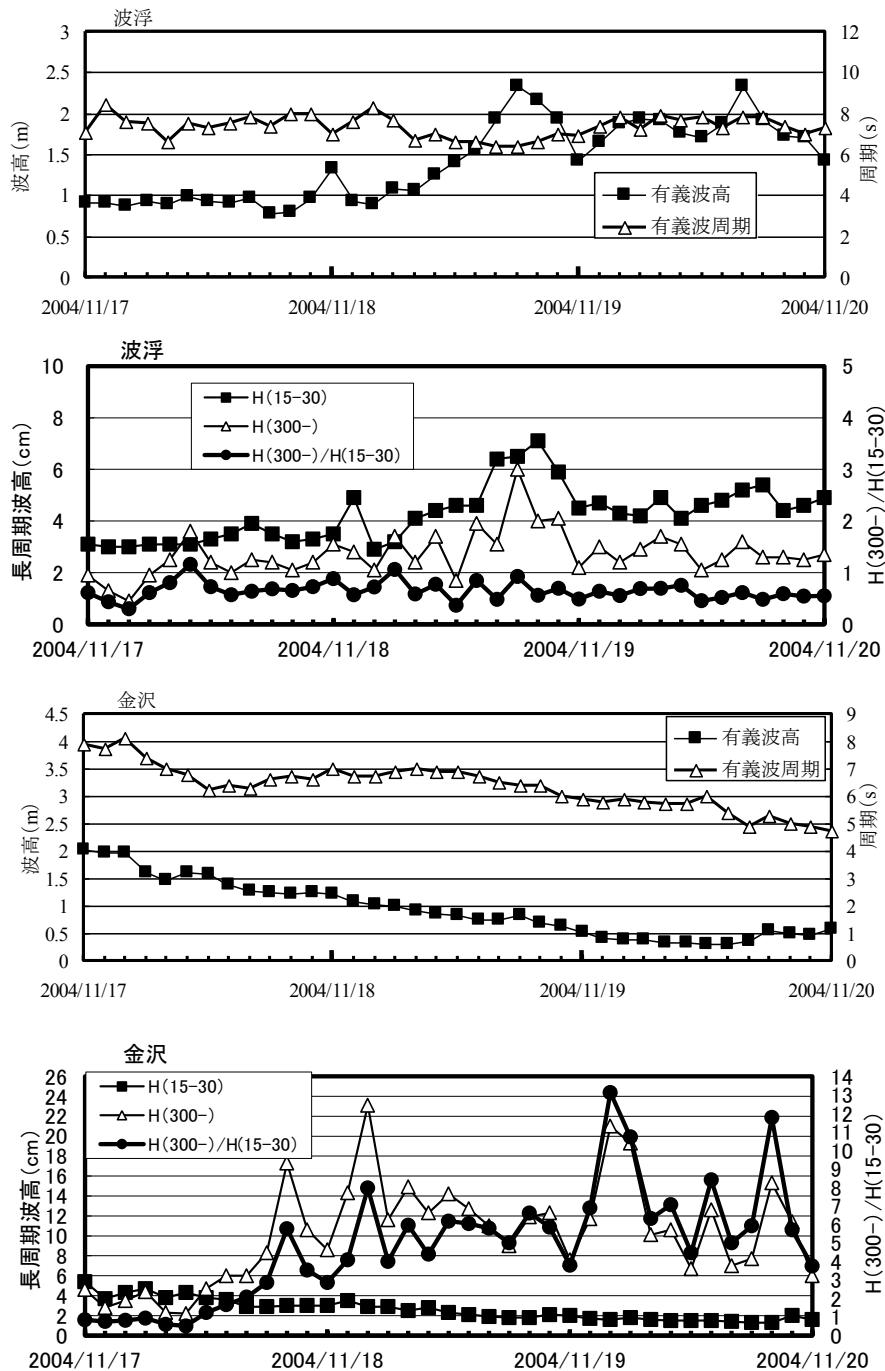


図 4.1-2 波浮と金沢における波浪と長周期の経時変化

11月18日から19日にかけて本州南岸を低気圧が通過し（図4.1-3）、低気圧の経路に位置する波浮では、有義波高の発達と時期を同じくして長周期波の全成分が増大したが、低気圧の直接の影響を受けない日本海側の金沢では有義波高は増加せず、長周期波でも300s以上の成分のみが増大している。

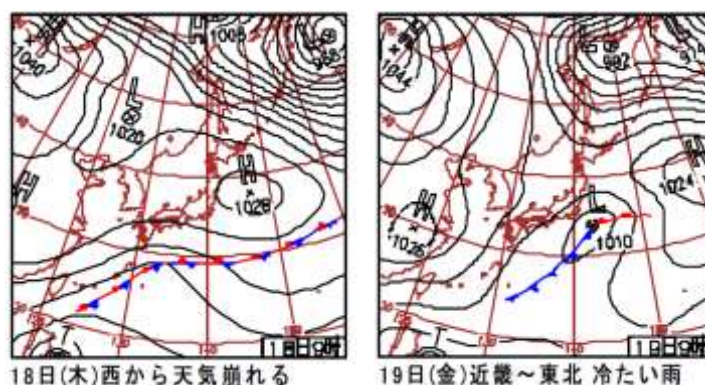


図 4.1-3 地上天気図（2004年11月18日，19日9時）

$H(300-)/H(15-30)$ （15～30sの成分波高に対する300s以上の成分波高の比）の経時変化例（金沢）を図4.1-4に示す。

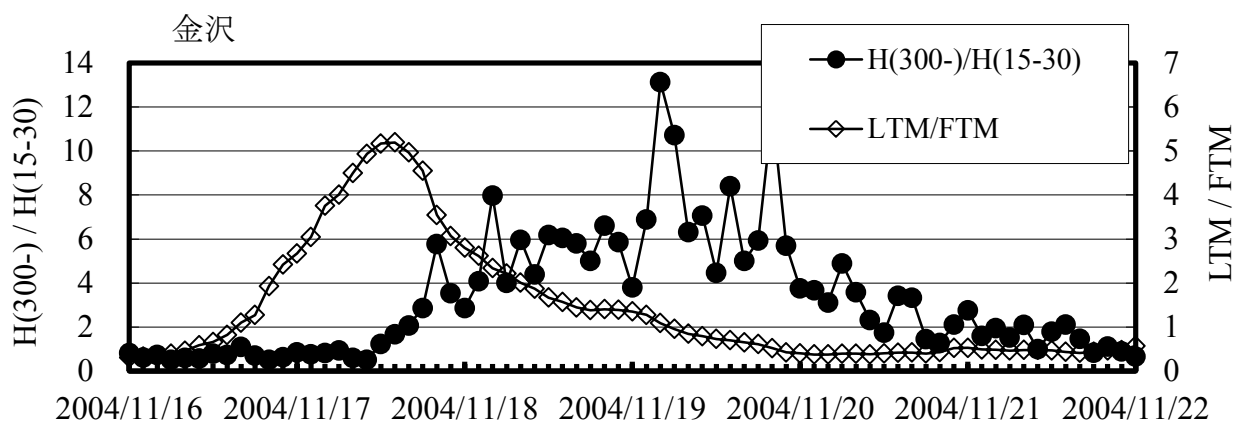


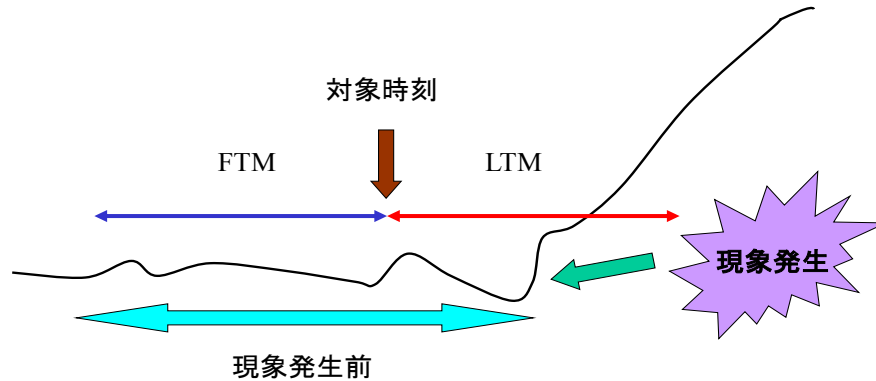
図 4.1-4 金沢における $H(300-)/H(15-30)$ と LTM/FTM の時系列

300s以上の長周期波の発達開始時を、 $H(300-)/H(15-30)$ の時系列が増加し始める時刻として定義することを試みたが、この比の時系列には短周期の変動が含まれ、また $H(300-)$ が発達し始める以前の $H(300-)/H(15-30)$ の値は、地点や波浪状況によって様々であるため、 $H(300-)/H(15-30)$ だけから $H(300-)$ の発達開始時を決めることは難しい。そこで、以下の LTM 、 FTM を用いて、 LTM/FTM が1を超えた時刻の25時間後を $H(300-)$ の発達開始時

と定義した (図 4.1-5).

LTM : 現在時刻から 24 時間後までの H(300-)/H(15-30) の 13 データの平均値

FTM : 24 時間前から現在時刻までの H(300-)/H(15-30) の 13 データの平均値



LTM / FTMの導入

- ①周期の短い変動が除去された時系列が生成される.
- ②現象が発生する前のLTM / FTMはほぼ1と考えられる.

図 4.1-5 LTM/FTM の考え方

これは、図 4.1-4 に見られるように、LTM / FTM は滑らかに増加しているので、この値が 1 を超える時刻を基に H(300-) の発達開始時刻を決定すれば、取り扱いが簡単になるためである。

この解析方法によると、金沢において 300s 以上の長周期波成分が発達を開始したのは 17 日の 17 時となる。

この期間における金沢の海面気圧の経時変化 (1 時間毎のデータ) を図 4.1-6 に示す。

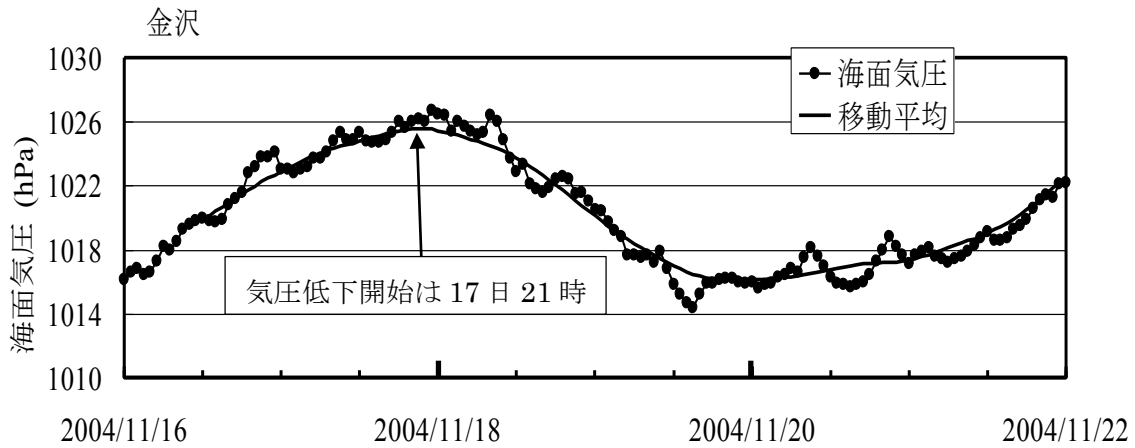


図 4.1-6 金沢における海面気圧の時系列

気圧は 17 日夜に極大になった後、18 日から 19 日にかけて減少している。1 時間毎の気圧データに 25 時間移動平均を施したものが極大に達した時刻を気圧低下開始時刻と定義すると、気圧低下開始時刻は 17 日 21 時となる。

日本海沿岸地点における気圧の低下開始時刻と H(300-)の発達開始時刻の関係を図 4.1-7 (上図) に示す (図中の●と□)。日本海に沿った両者の変化傾向は比較的良く一致し、北(東)に行くほど気圧の低下開始時刻あるいは H(300-)の発達の開始時刻は遅い。

図 4.1-7 (下図) には、2005 年 1 月に見られた同様の事例を示す。2004 年 11 月の事例と同様、両時刻の変化傾向は良く一致している。

これらのことから、H(300-)の発達には、直接気象擾乱(低気圧)によって引き起こされるものではないが、総観規模(天気図スケール)の擾乱通過と関連して起こっていることが分かる。

(3) 微小な気圧変動の振幅変化と長周期波との関係

上記の 2 期間を対象にして 1 分毎の気圧データを用いて、気圧変化をさらに詳細に調べた。2005 年の期間の高田（新潟県）の気圧変化を図 4.1-8 に示す。

図 4.1-6 に示した金沢の気圧同様、低気圧の接近に伴い（図 4.1-9）、1 月 14 日の 12 時頃には気圧が低下し始めている。

図 4.1-10 は、気圧データから 61 分移動平均を除去して短周期成分だけの変動を示したものである。この図によると、14 日 15 時頃微小な気圧変動（以後、微気圧変動）の振幅が大きくなり始める。気圧変動の振幅が増大し始める時刻を決定するのに、(2) で提案した LTM_P / FTM_P と同様のパラメータをここでも用いた。

但し、ここで用いた気圧に対する、FTM_P と LTM_P の定義は以下の通りである。

LTM_P： 現在時刻から 12 時間後までの気圧変動の 2 乗の平均値（720 データ）

FTM_P： 12 時間前から現在時刻までの気圧変動の 2 乗の平均値（720 データ）

気圧変動は 0 を中心にして正負の値を取りながら変化しているので、そのまま平均を取ると、ともに 0 に近い値になってしまう。ここでは、上述の定義のように 2 乗することによって値が常に正になるようにした上で平均を取った。

LTM_P/FTM_P の時系列を図 4.1-11 に示す。(1)と同様に、LTM_P/FTM_P の値が 1 を超える時刻の 12 時間後を、微気圧変動の振幅が増加し始める時刻とした。

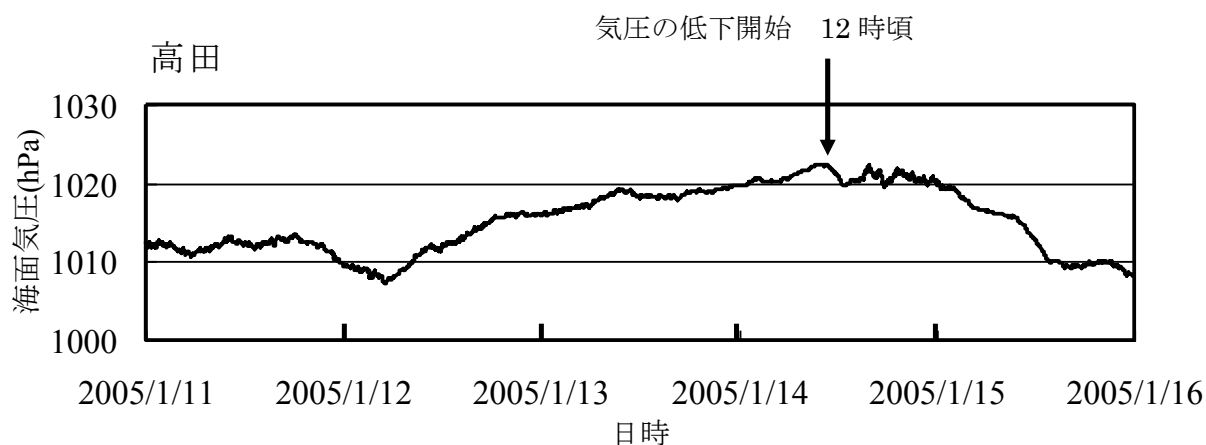


図 4.1-8 気圧の時系列（1 分毎） 高田(2005 年)

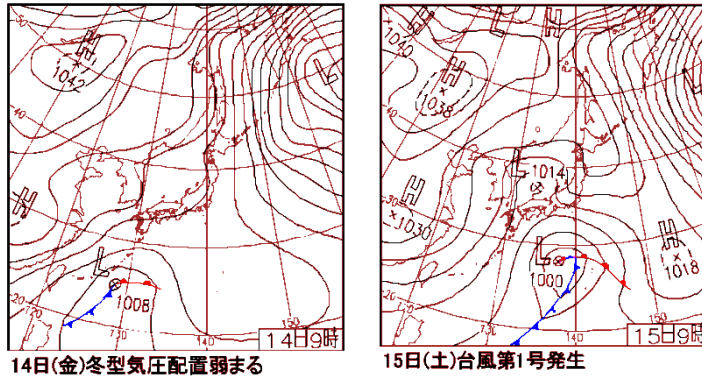


図 4.1-9 地上天気図 (2005年1月14日, 15日9時)

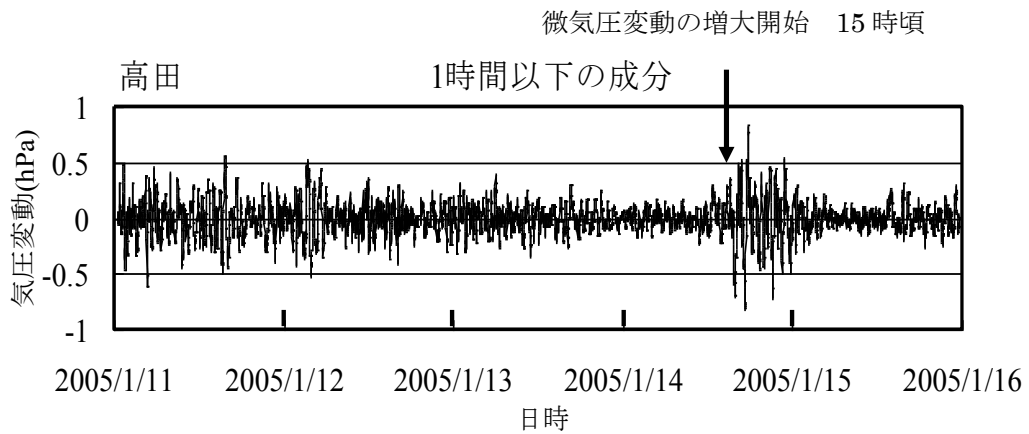


図 4.1-10 61分移動平均を除去した気圧の時系列
高田(2005年)

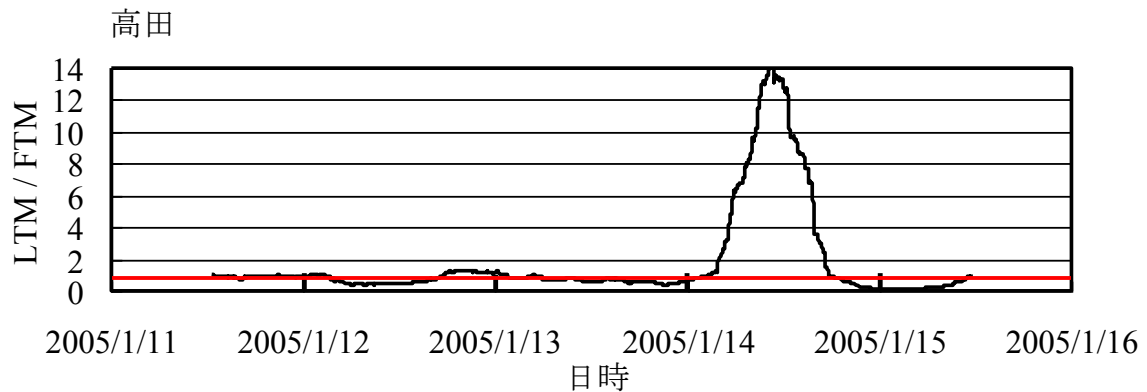


図 4.1-11 気圧変動の2乗の LTM_P/FTM_P の時系列
高田(2005年), 赤線は $LTM/FTM=1$ の線である.

この事例では、微気圧変動の振幅増加開始時刻は14日14:41となった。

図4.1-6に示した気圧観測地点のうちのいくつかについて微気圧変動の振幅が増加し始める時刻を抽出し、それを図4.1-6に加えた（図中の▲）。

H(300-)との対応という点でみると、気圧低下の開始時刻と、微気圧変動の振幅が増加し始める時刻とに優劣を付けることはできない。2004年の事例では、気圧低下の開始に先立って微気圧変動の振幅が増加し始めており、2005年の事例では、両者はほぼ同時に発生している。このような違いはあるものの、総観規模での気圧の低下と微気圧変動の振幅の増加は相互に関連して発生していると考えることができる。

気圧の低下は天気図に見られる低気圧の接近に伴うものであるが、微気圧変動の振幅増加は低気圧の接近によって直接もたらされるものではない。しかし、これらのことがほぼ同じ時期に関連して発生しているということは、低気圧の接近に伴って、低気圧よりも時空間規模の小さい現象（微気圧変動の発達）が発生しているということが推察される。

4. 2 波数スペクトル解析による微気圧変動の伝播特性解析

4. 1 で示したように、周期 300s 以上の長周期波は微気圧変動と関係していることが推察される。

既往の研究でも、副振動の発生・発達と微気圧変動には深い関係があることが指摘されているが、観測資料に基づいて、副振動や微気圧変動の特性を調べたものは、これまで少数の地点のものに限られていた。例えば、Hibiya and Kajiura(1982) は、長崎、福江、女島の気圧観測資料から、15 分で気圧が 3hPa 上昇し、その後 90 分で元に戻るようなモデルを提案し、数値計算により 1979 年 3 月の長崎湾のあびき（副振動）を再現している。

本節では、2009 年 2 月 25 日に九州の広い範囲と奄美で発生した副振動、2009 年 7 月 15 日に九州北部と日本海西部において発生した副振動を対象にして、複数地点の気圧の時系列データを用いた波数スペクトル解析によって、微気圧変動の伝播速度、伝播方位、波長、周期等の諸元を推定した。そして、微気圧変動は、その発生と深く関わっている低気圧とは独立に、低気圧の進行よりも速い速度で伝播することを明らかにする。

(1) 解析対象データ

表 4.2-1、図 4.2-1 に示す気象庁の気圧観測所、潮位観測所の観測資料を用いた。気圧は 1 分間隔の現地気圧に 209 分よりも周期の短い成分を透過させるハイパスフィルターを施したもの、潮位は、15s 間隔の潮位データに対して、同じハイパスフィルターを施したものをを用いた。

このハイパスフィルターは、気象庁が潮位データを平滑化する際に用いているフィルターの考え方に倣って作成したものである。周波数特性を図 4.2-2 示す。209 分（3.48 時間）で透過率が 0.5 となるように設計した（Hamming,1980）。

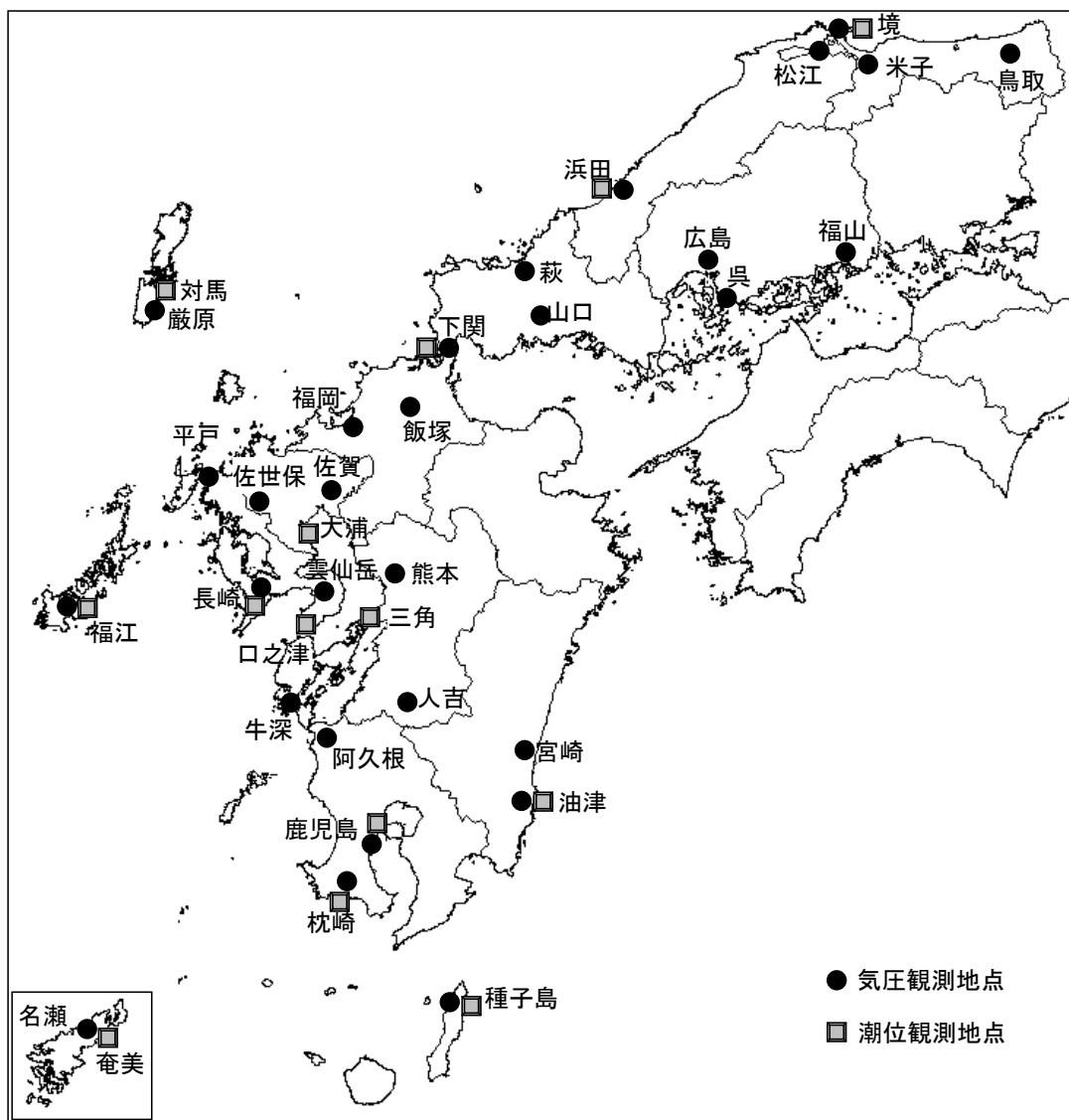


図 4.2-1 対象とした気圧と潮位の観測地点（気象庁）

表 4.2-1 対象とした気圧と潮位の観測地点

番号	気圧観測点	潮位観測点
1	福江	福江
2	巖原	対馬
3	名瀬	奄美
4	平戸	
5	佐世保	
6	長崎	長崎, 大浦
7	牛深	
8	阿久根	
9	雲仙岳	口之津, 大浦, 三角
10	枕崎	枕崎
11	佐賀	大浦
12	福岡	
13	鹿児島	鹿児島
14	飯塚	
15	熊本	三角
16	人吉	
17	下関	下関
18	種子島	種子島
19	油津	油津
20	宮崎	
21	山口	
22	萩	
23	浜田	浜田
24	広島	
25	呉	
26	福山	
27	松江	
28	境	境
29	米子	
30	鳥取	

気圧観測点と潮位観測点は近隣のものを対応づけた。

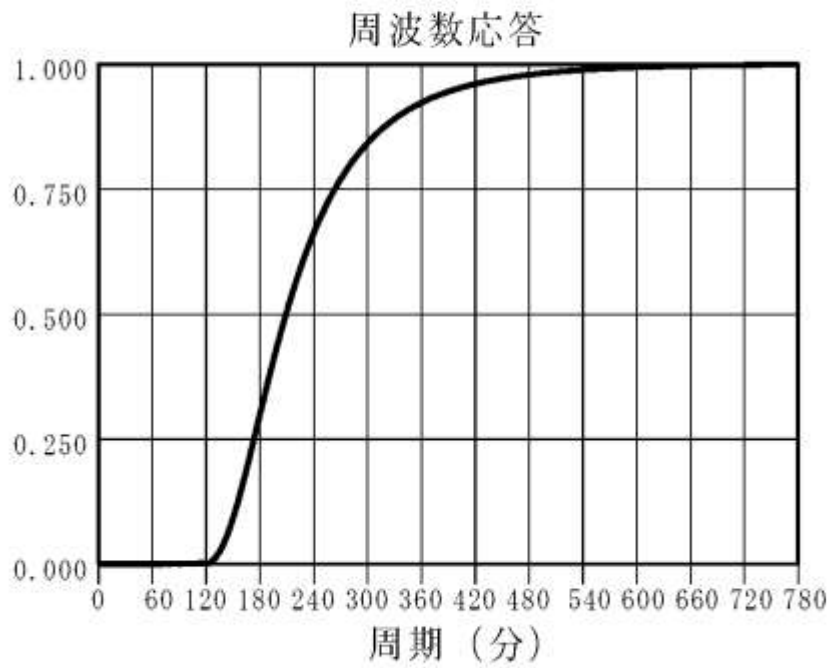


図 4.2-2 フィルターの応答特性

(2) 副振動と微気圧変動との関係

2009年2月の長崎、鹿児島における気圧と潮位の変動を図4.2-3、図4.2-4に示す。ここで、気圧データは、209分のフィルターによって高周波成分を抽出して得た微気圧変動と、低周波成分を抽出して得た総観規模の気圧変動の両方を、潮位変動は高周波成分(副振動)のみを示してある。両地点の微気圧変動波形はよく似ており、また、微気圧変動の振幅が大きい時期と副振動が発達している時期とがよく対応している。

但し、副振動が卓越している期間における周波数特性を調べると、微気圧変動の卓越周期は両地点とも100分程度であるのに対し、潮位変動の卓越周期は両地点で異なり、長崎では35分、鹿児島では24分である(図4.2-5、図4.2-6)。

宇野木(1959)は、全国の港湾の副振動の周期の出現特性を調べている。それによると、長崎では31~40分、鹿児島では21~30分の周期を持つ副振動が卓越するとしており、2009年2月の副振動の卓越周期は、各地点で最も出現頻度が高い周期であることが分かる。

この例では、両地点とも、25日の午前中に気圧(総観規模)が極小値を示す(図中の↑)。このときに低気圧がそれぞれの地点に最接近したものと考えられる(図4.2-7)。微気圧変動と潮位変動はそれに先立って、24日の終わりか25日早々には発達し始めている。

宇野木(1959)は、中野(1939)の成果を紹介し、副振動は低気圧接近の6~12時間前に起こり始め、低気圧が最も接近する頃には振幅が最大になると述べている(図4.2-8)。

図4.2-3、図4.2-4に示した2009年2月の例は、宇野木が紹介した例と良く似ており、低気圧の最接近時頃には副振動の振幅も最大に近くなっている。

2009年7月の下関、浜田における気圧と潮位の変動を図4.2-9、図4.2-10に示す。この例でも、2月の事例と同様、両地点の微気圧変動の時系列は良く似ており、振幅が大きい時期と副振動の発達時期とがよく対応している。

総観規模の気圧は、7月15日に2回極小値を示す(図中の↑)。この期間は、低気圧自体は日本海北部を東進し、当該海域は低気圧から離れている(図4.2-11)ため、2009年2月の低気圧の事例のように、気圧の変化は単純なものとはならなかったと考えられる。

微気圧変動と潮位変動は、2回目の気圧の極小値出現時に先立ち、15日午前中には発達し始めている。

長崎

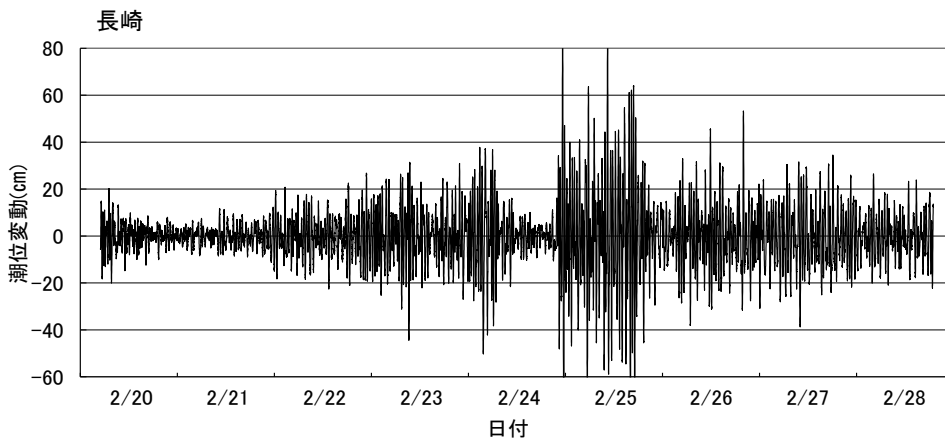
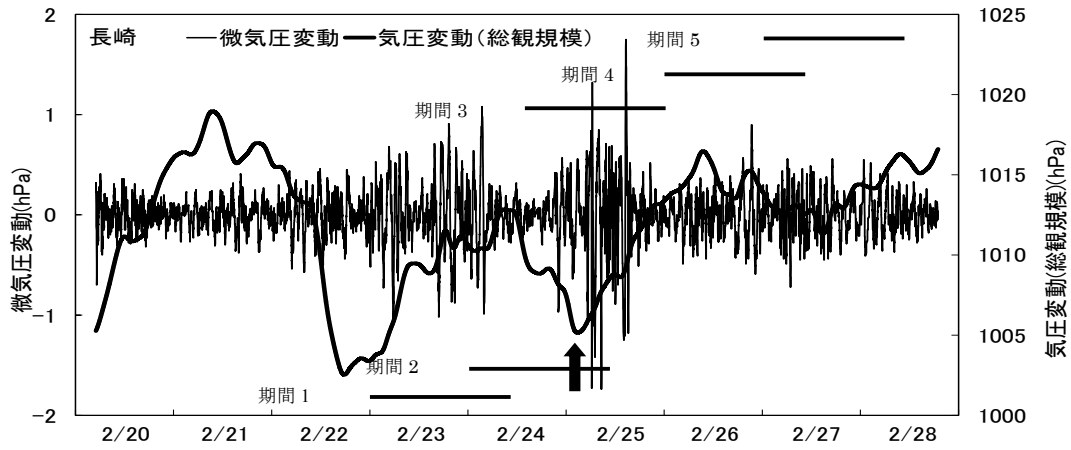


図 4.2-3 気圧変動と副振動（潮位変動）との関係の例
(2009年2月：長崎)

↑は、気圧（総観規模）が極小の時刻で低気圧最接近時に相当する期間は表 4.2-2 に対応

鹿児島

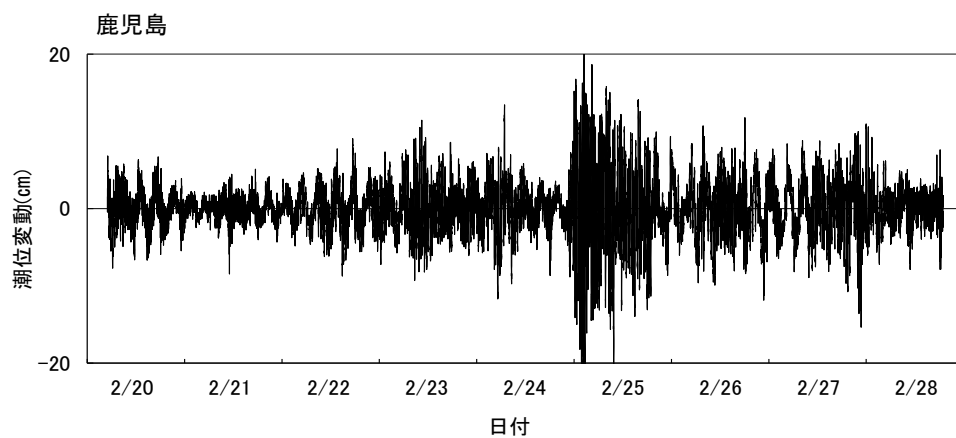
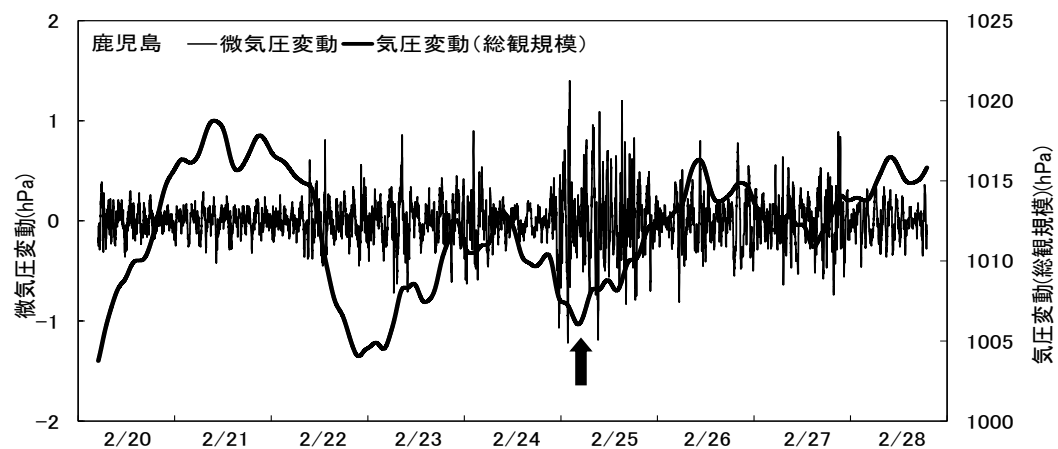


図 4.2-4 気圧変動と副振動（潮位変動）との関係の例
(2009年2月：鹿児島)

↑は、気圧（総観規模）が極小の時刻で低気圧最接近時に相当する期間は表 4.2-2 に対応

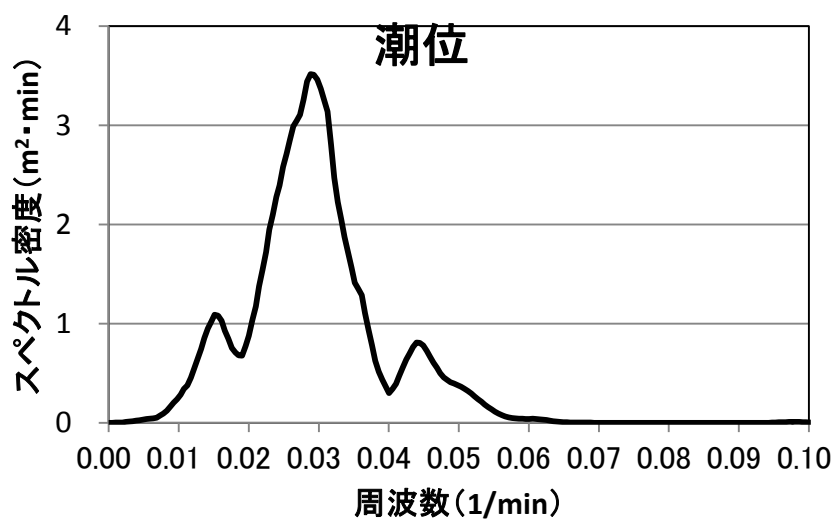
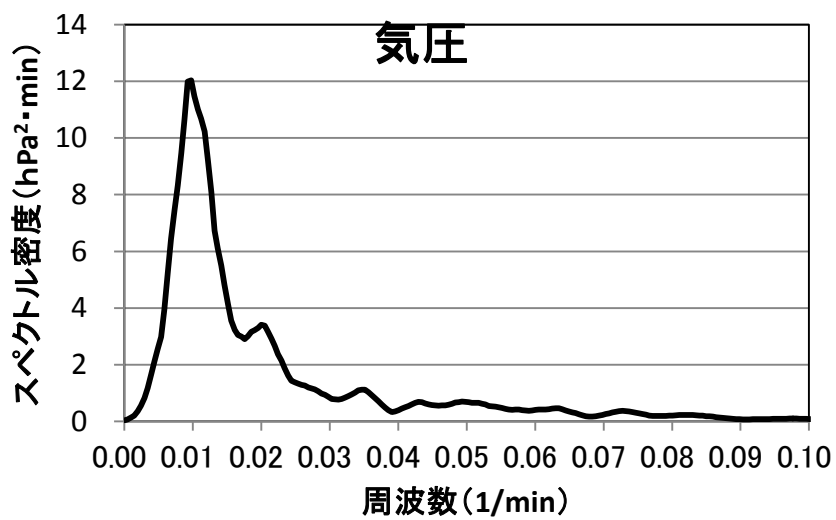


図 4.2-5 微気圧変動と副振動の周波数特性 (長崎)

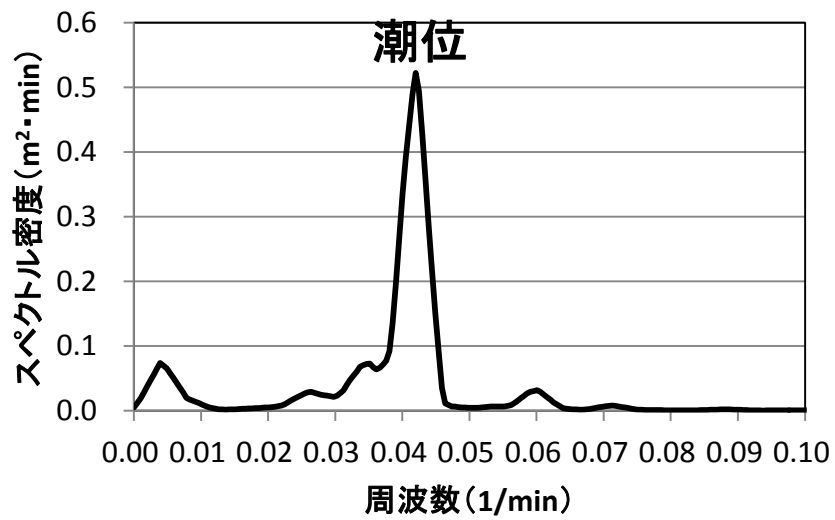
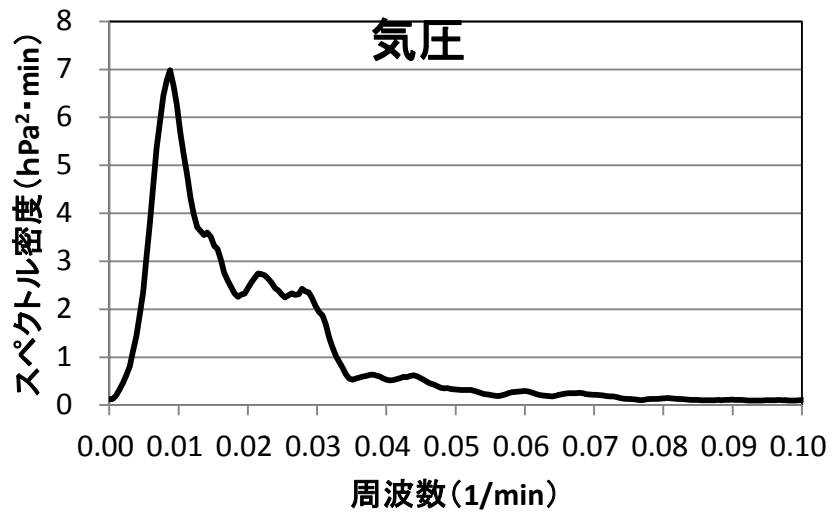


図 4.2-6 微気圧変動と副振動の周波数特性 (鹿児島)

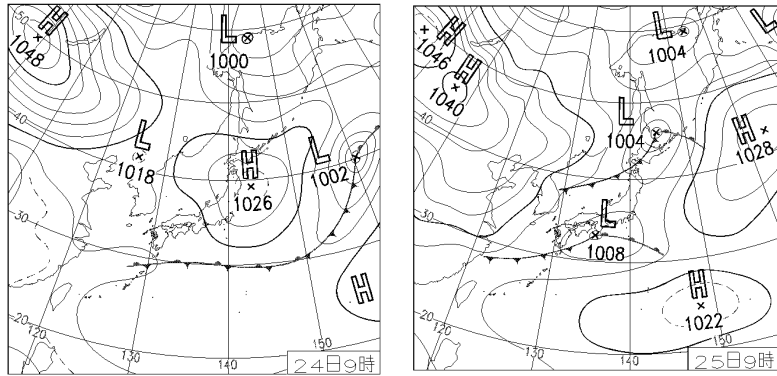


図 4.2-7 2009 年 2 月の副振動発生時の天気図

副振動の開始時をつないだ直線

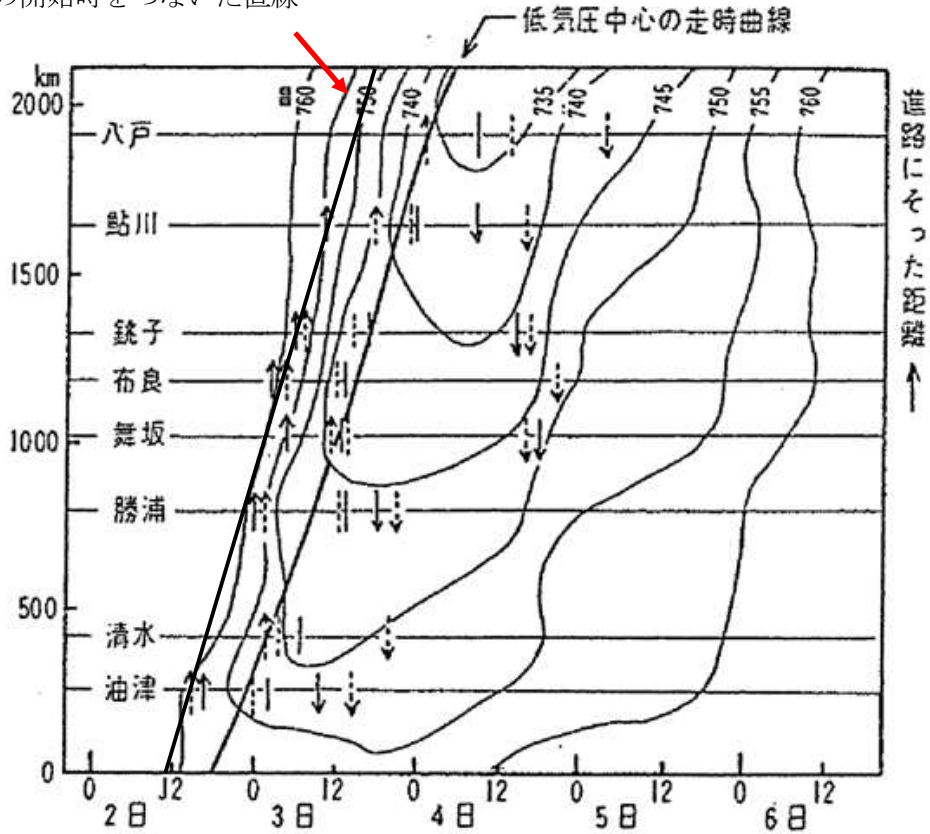


図 4.2-8 低気圧によって各検潮所に生じた副振動の例

(↑ : 副振動開始, | : 最盛期, ↓ : 終了)

中野(1939)の図に追記

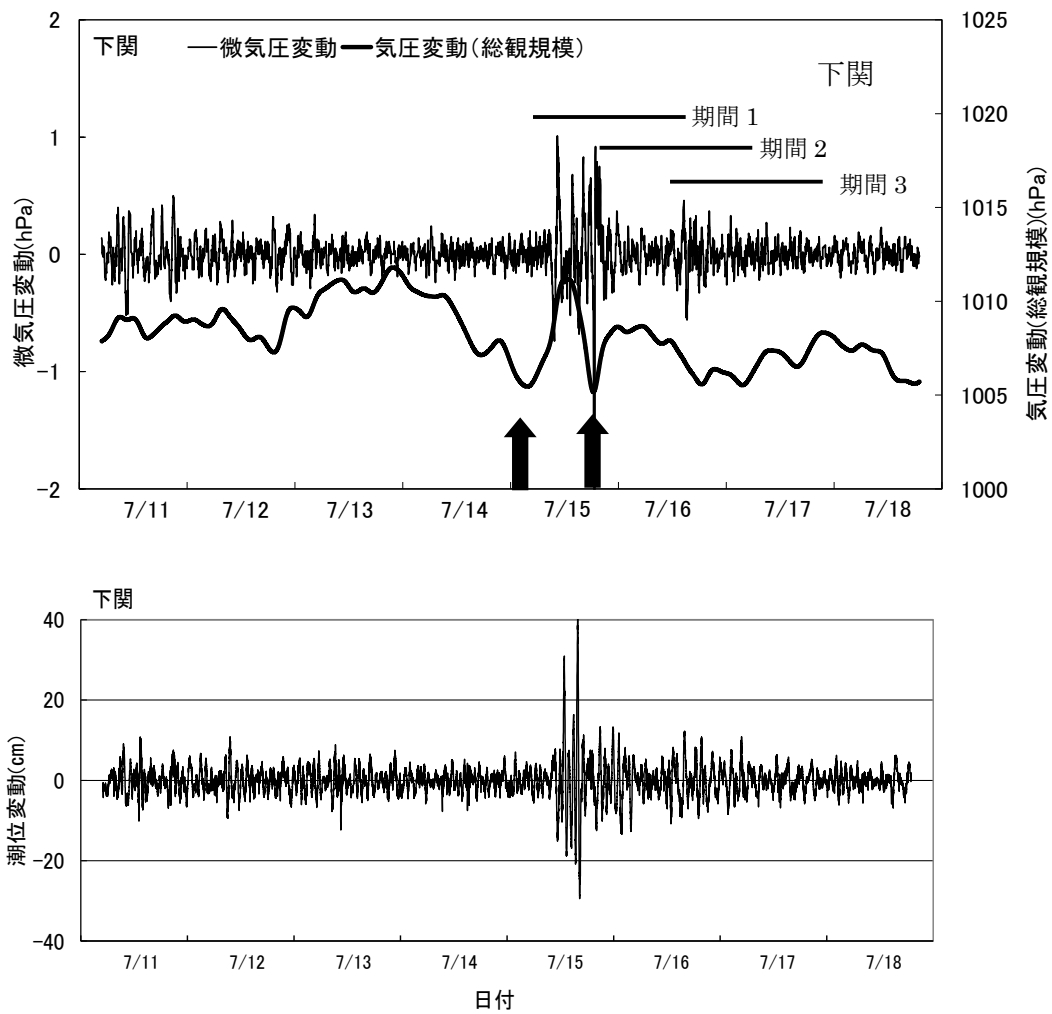


図 4.2-9 気圧変動と副振動（潮位変動）との関係の例（2009年7月：下関）
 ↑は、気圧（総観規模）が極小の時刻，期間は表 4.2-3 に対応

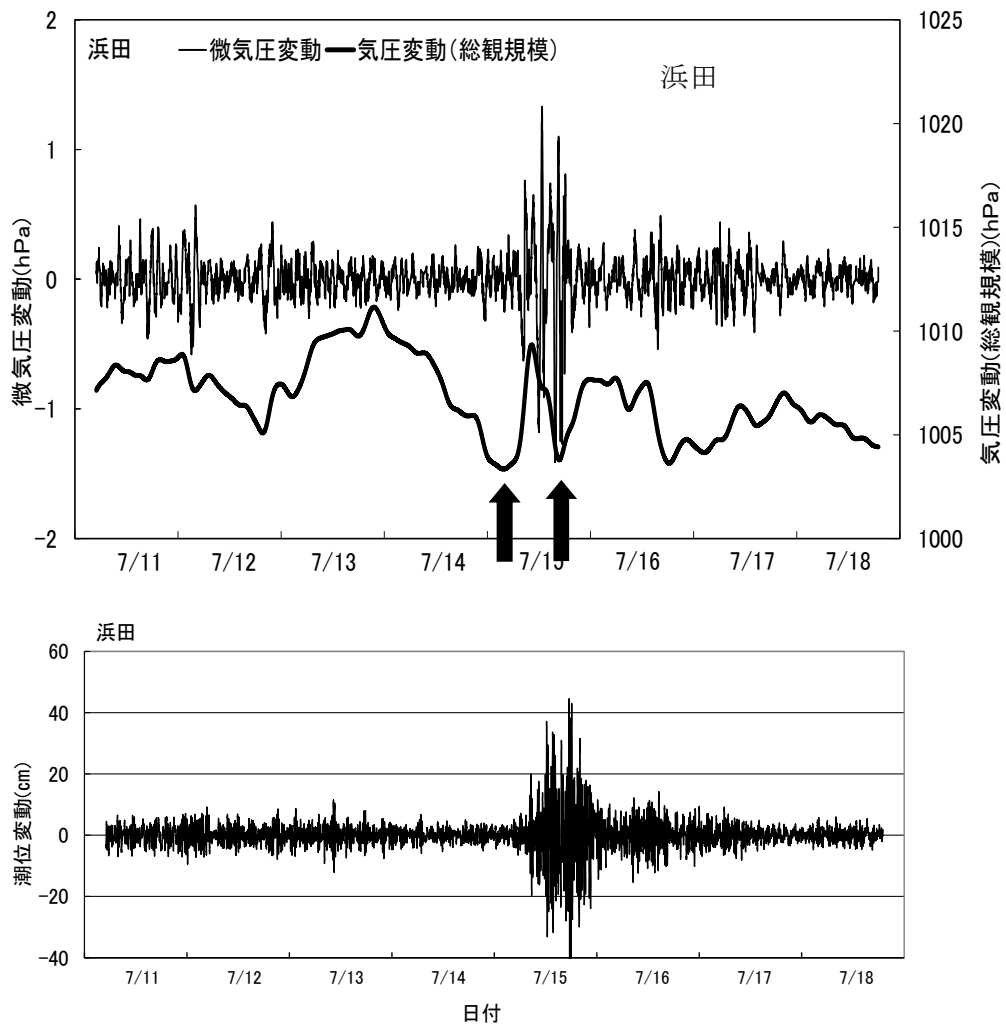


図 4.2-10 気圧変動と副振動（潮位変動）との関係の例（2009年7月：浜田）
 ↑は、気圧（総観規模）が極小の時刻，期間は表 4.2-3 に対応

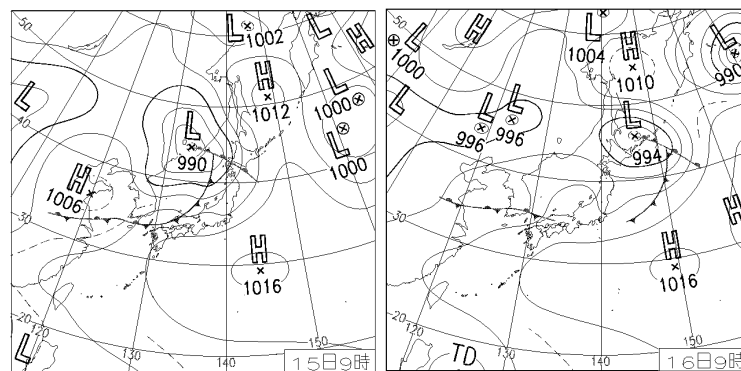


図 4.2-11 2009年7月の副振動発生日の天気図

(3) 波数スペクトル解析による微気圧変動の特性

図 4.2-3, 図 4.2-4, 図 4.2-9, 図 4.2-10 によると, 微気圧変動の振幅が大きくなるのは 1 回だけではなく, 連続して何回か起こっている。

2009 年 2 月の例では, 24 日～25 日にかけての微気圧変動が最大であるが, それに先立って 2～3 回程度振幅の増大が見られる。同様に, 7 月の例では, 15 日の微気圧変動が最大であるが, 16 日にも小規模な振幅増大が見られる。

これらの微気圧変動の伝播特性を明らかにするため, Lacoss ら(1969)の考え方を参考にし, 波数スペクトル (F-K: Frequency Wave Number Spectrum) 解析を行った。F-K 解析では, 類似の波形が, 同じ速度, 同じ方向に伝播し, 到着時差を持って各観測地点に伝播するという考え方を取っている。即ち, 信号に相当する波形は, 複数地点で共通であり, 時間だけがずれていて, それに観測点毎のランダムな雑音が付加されていると考えるのである。後述の処理手順にある, 各地点の波形の時間をずらして合成する作業は, 信号を強調して, 雑音を小さくする効果を持つ。

複数地点の平均的な卓越周波数成分を抽出し, それに対して多くの東西波数, 南北波数を仮定すると, 観測地点間の到着時差が計算される。実際に観測された複数地点の微気圧変動の時系列を最も合理的に説明することができる東西波数, 南北波数が現実の波数であると考え, この解析結果から, 微気圧変動の周波数, 伝播方向, 伝播速度, 波長等を推定することができる。

2009 年 2 月に関しては, 長崎, 雲仙岳, 熊本, 牛深, 阿久根, 人吉の 6 地点を, 7 月に関しては, 佐賀, 福岡, 飯塚, 萩, 山口, 広島の 6 地点を対象にして解析を行った (図 4.2-12～図 4.2-15)。地点に依らず, 波形は非常に良く似ており, 時間だけがずれていることが分かる。

対象地点の選定に際しては, 波形を目で見て良く似ていることを確認するとともに, 各地点の波形の時刻をずらして相関係数を算出し, その値が大きい組み合わせを採用した。2009 年 2 月の事例に関しては, 対象 6 地点の位置と, 低気圧の経路との関係を図 4.2-16 に示す。

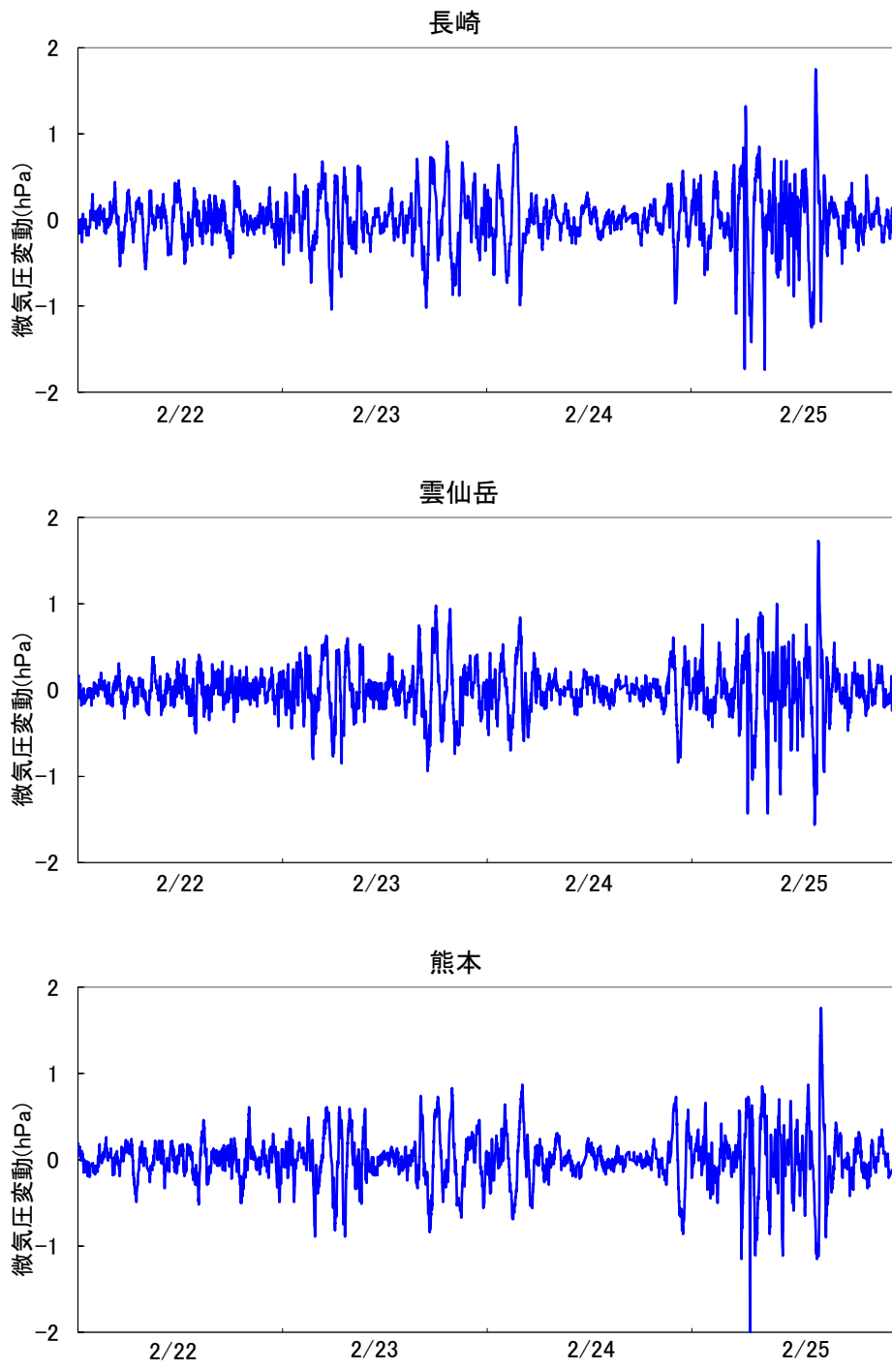


図 4.2-12 F-K スペクトル解析の対象とした微気圧変動 (2009年2月)

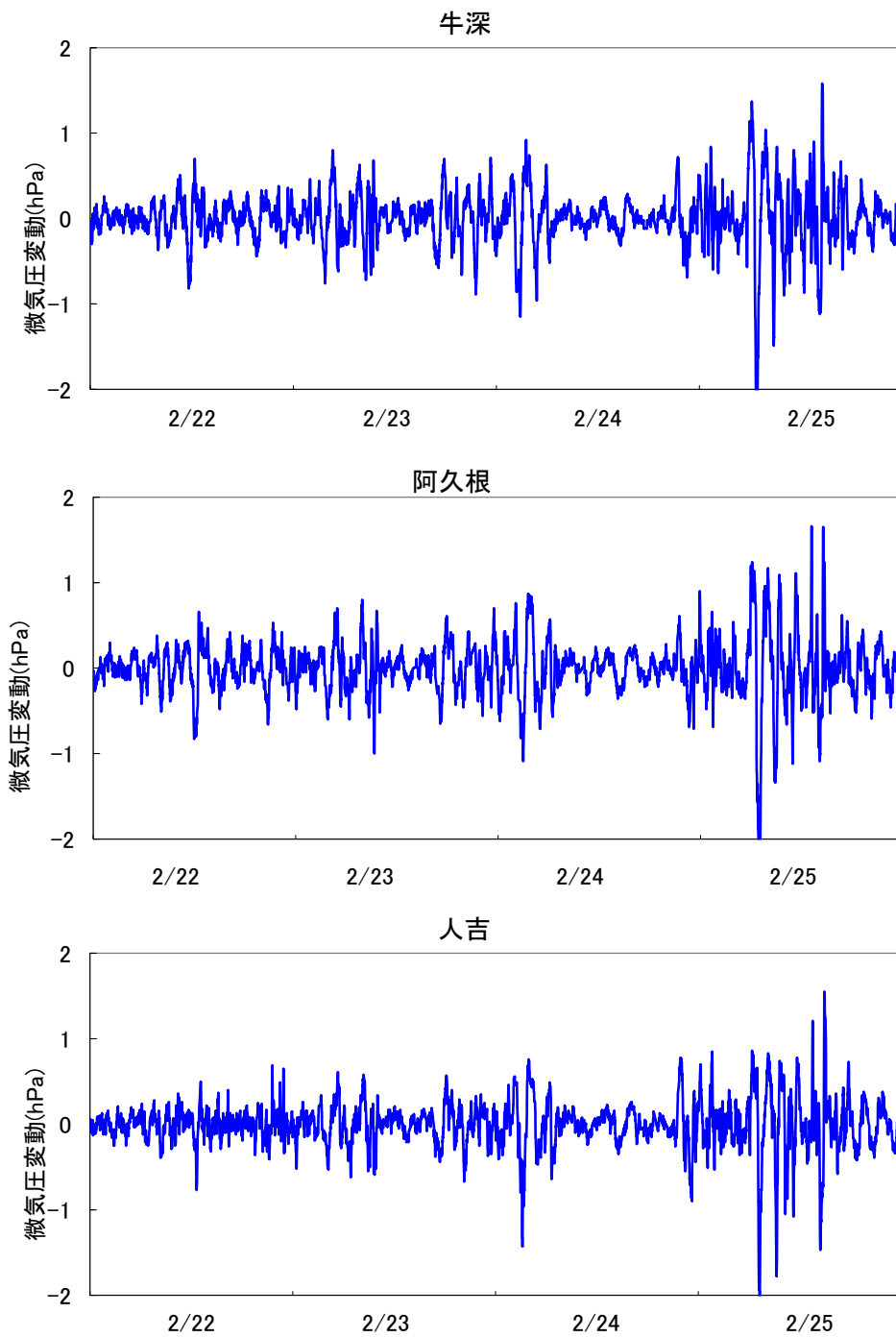


図 4.2-13 F-K スペクトル解析の対象とした微気圧変動 (2009 年 2 月)

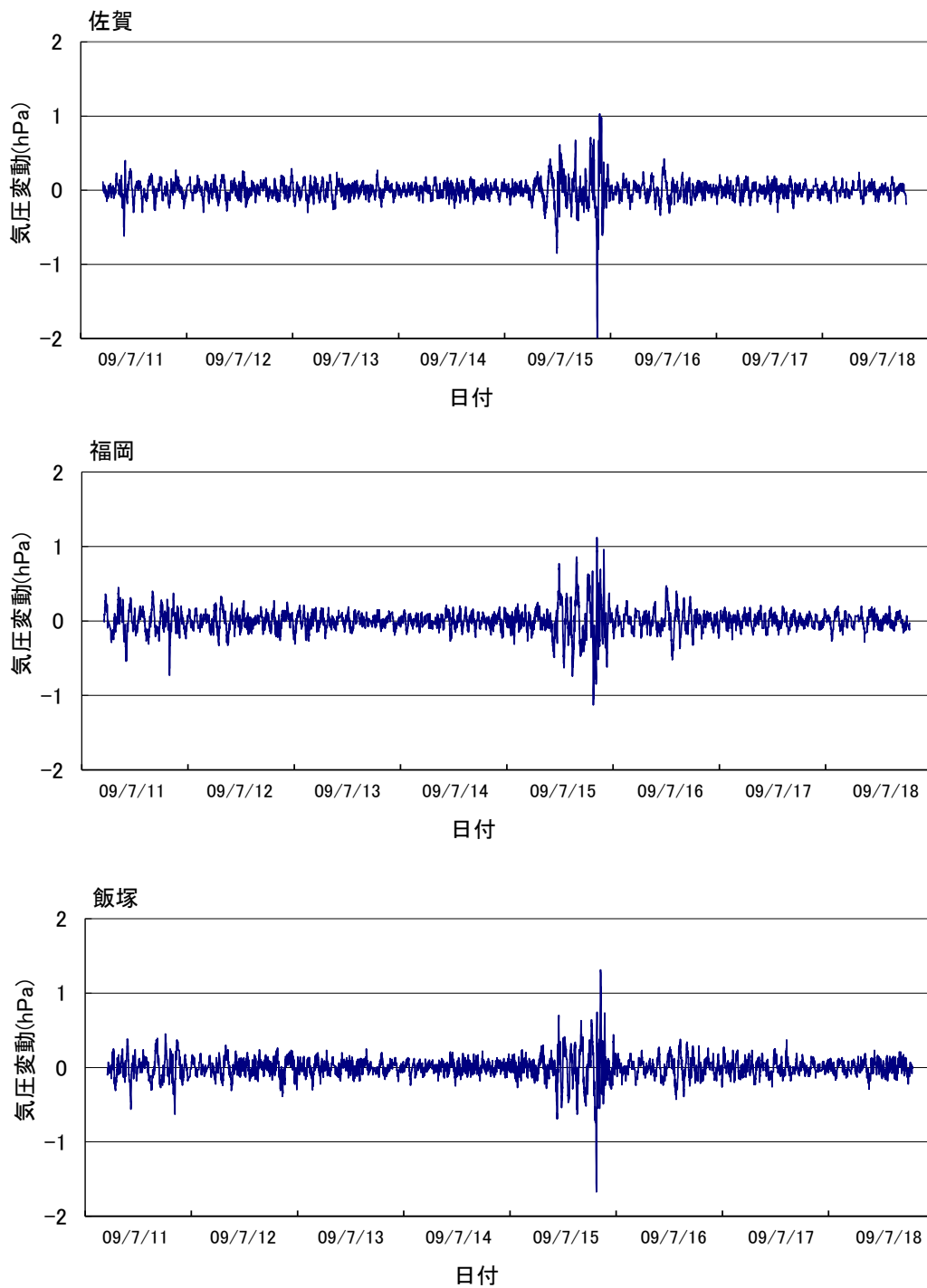


図 4.2-14 F-K スペクトル解析の対象とした微気圧変動 (2009 年 7 月)

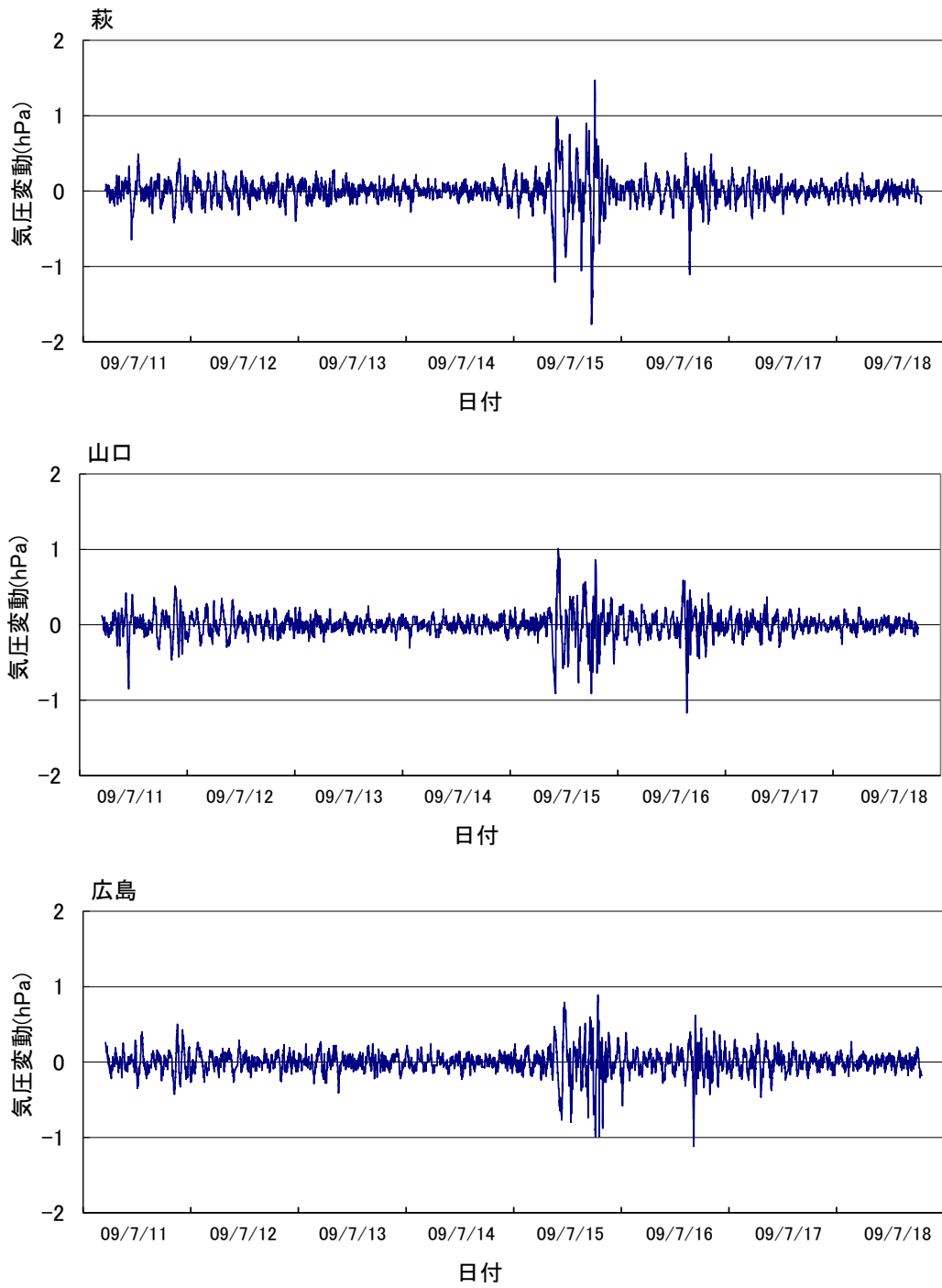


図 4.2-15 F-K スペクトル解析の対象とした微気圧変動 (2009年7月)

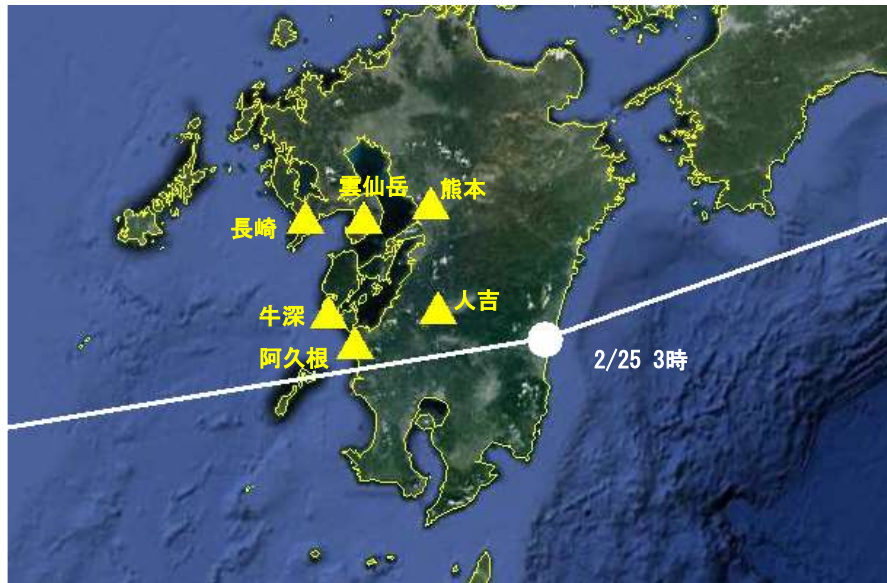


図 4.2-16 低気圧の経路と解析対象地点との関係 (2009 年 2 月)

F-K 解析の流れを図 4.2-17 に示す. 具体的な手順は以下の通りである.

① 複数地点 (ここでは 6 地点) の卓越周波数の平均値算出

6 地点の波形は似ているので, 卓越周波数も近い値となる. スペクトル解析は, 微気圧変動が発達している期間により, 2048 データ (約 34 時間) あるいは 1024 データ (約 17 時間) を用いて FFT により実施. ここでは 2048 データ.

② 東西, 南北の波数を仮定

東西, 南北の波数を様々に変化させる.

(例)

東西 (東向きが正) 0~0.04 (1/km)

南北 (北向きが正) -0.02~0.02 (1/km)

間隔は両成分とも 0.001 (1/km)

③ 伝播速度算出

① の周波数と②の波数から, 波動の伝播速度と方向が決まる.

④ 地点間の到着時差を算出

② と, 観測地点の位置関係から, 基準点に対する他地点の到着時差が求まる.

⑤ 全地点の波形をずらして合成

③ で求めた到着時差だけ波形をずらして全地点の波形を合成する.

⑥ ①の周波数のスペクトル密度を抽出

⑤で作成した波形を用いてスペクトル解析を行い, ①で求めた周波数に対するスペクトル密度を求める.

(②~⑥を波数分繰り返し)

この処理手順の④で、到着時差を算出する。到着時差の算出の仕方を模式的に図 4.2-18 に示す。

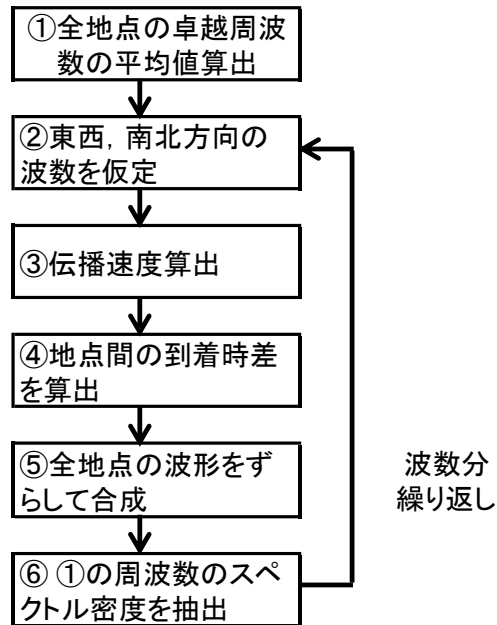


図 4.2-17 F-K スペクトル解析の流れ

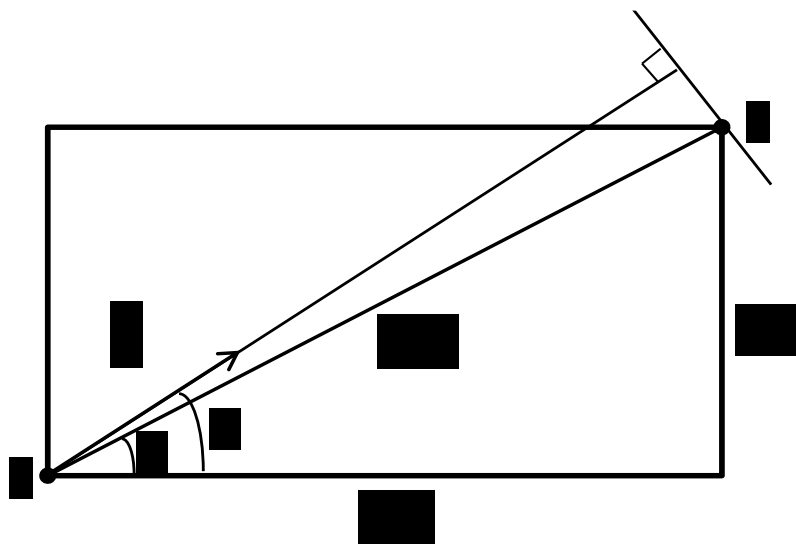


図 4.2-18 A, B 間の到着時差の算出

ΔD : AB 間の距離

$\Delta x, \Delta y$: A を基準にした B の座標 (東, 北が正)

θ : A を基準にした B の方位 (東を基準にして反時計回り)

$\vec{k} = (k_x, k_y)$: 波数ベクトル

α : 波数ベクトルが東方向と成す角

AB間の到着時差 ΔT は以下の式で算出する。ここに、

ω : 角周波数

C, C_x, C_y : 位相速度, 東向き成分, 北向き成分

である。

$$\begin{aligned}\Delta T &= \frac{\Delta D \cos(\alpha - \theta)}{C} = \frac{\Delta D \cos(\alpha - \theta)}{\omega} k \\ &= \frac{k}{\omega} \Delta D (\cos \alpha \cos \theta + \sin \alpha \sin \theta) \\ &= \frac{k}{\omega} (\Delta x \cos \alpha + \Delta y \sin \alpha) \\ &= \frac{\Delta x}{\omega/k \cos \alpha} + \frac{\Delta y}{\omega/k \sin \alpha} \\ &= \frac{\Delta x}{\omega/k_x} + \frac{\Delta y}{\omega/k_y} \\ &= \frac{\Delta x}{C_x} + \frac{\Delta y}{C_y}\end{aligned}$$

F-K スペクトルの解析期間を表 4.2-2, 表 4.2-3 に示す。解析結果の例を図 4.2-19, 図 4.2-20 に示す。これらの結果は、最大値で規格化して表示してある。

2月と7月で分布形は異なるものの、いずれも明瞭なピークが存在する。ピークに相当する東向きと北向きの波数から微気圧変動の特性値を算出した。得られた特性値を表 4.2-4 に示す。

表 4.2-2 波数スペクトル解析の対象期間
(2009年2月)

番号	解析開始時
1	23日0時
2	24日0時
3	24日14時
4	26日0時
5	27日0時

表 4.2-3 波数スペクトル解析の対象期間
(2009年7月)

番号	解析開始時
1	15日6時
2	15日20:30
3	16日11時

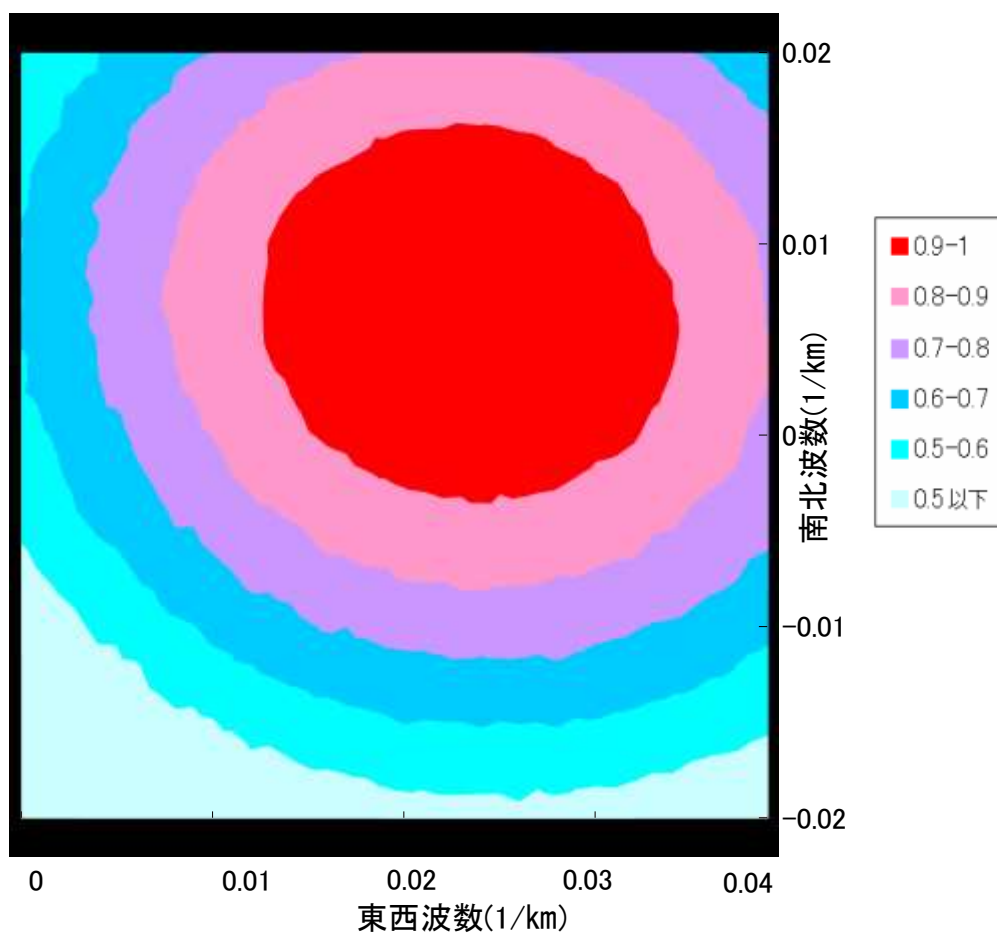


図 4.2-19 F-K スペクトル解析結果の例 (値は最大値で規格化)
(2009年2月24日14時から約34時間のデータを解析)

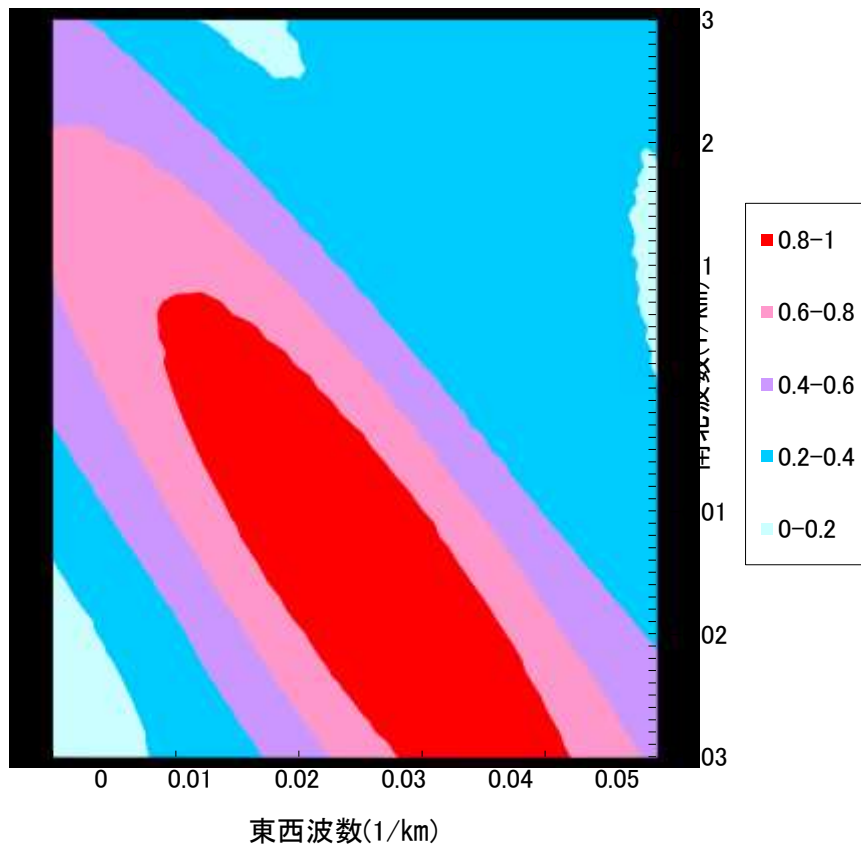


図 4.2-20 波数スペクトル解析結果の例（値は最大値で規格化）
 （2009年7月15日6時から約34時間のデータを解析）

表 4.2-4 波数スペクトル解析から得られた微気圧変動の特性値

2009年2月

番号	周期(min)	伝播速度 (km/min)	波長(km)	到来方位(deg)
1	125	2.11	264	285
2	115	2.26	260	263
3	106	2.31	244	257
4	131	2.09	273	270
5	113	2.32	262	272

2009年7月

番号	周期(min)	伝播速度 (km/min)	波長(km)	到来方位(deg)
1	129	1.48	192	301
2	116	2.01	234	297
3	115	2.10	241	303

到来方位は微気圧変動がやって来る方向で、北（0°）から時計回りに定義

2月 は W (270°) を中心とした方位から、7月 は WNW (292.5°) を中心とした方位から微気圧変動が伝播して来ていることが分かる。

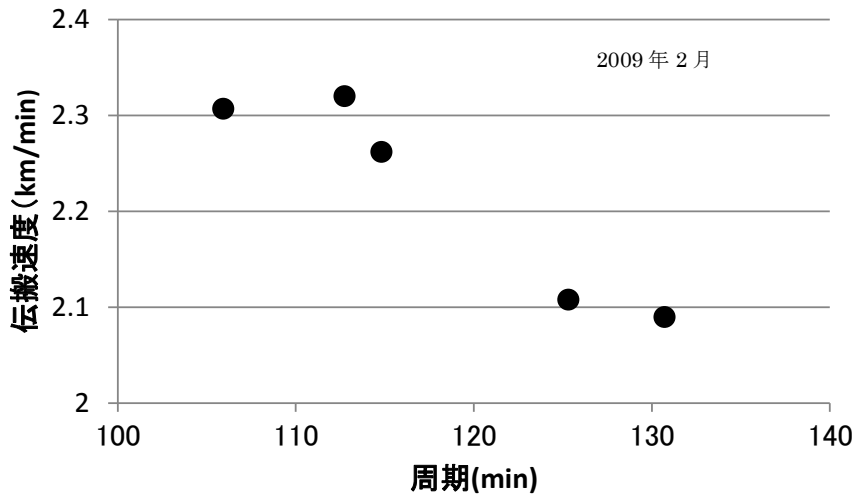
周期と伝播速度との関係を図 4.2-21 に示す。微気圧変動の時系列図に現れる振幅増大は、様々な周期を持った成分が、それぞれ異なる伝播速度で到来する結果であり、周期が短い方が、伝播速度が大きいことが分かる。但し、早い時期に到着したものの伝播速度が必ずしも大きい訳ではない。

2月の事例については、いずれの伝播速度も 2km/min を超えている。一方、この期間の6時間毎の天気図から求めた低気圧の東西方向の移動速度は 1.4km/min である。このことから、微気圧変動の伝播速度は低気圧の移動速度よりも大きいことが分かる。図 4.2-8 に中野(1939)の結果を紹介したが、低気圧中心の走時曲線から低気圧の移動速度を計算すると 1.0 km/min となる。また、副振動の開始を示す↑をつないだ直線を書き込んだが、この傾きから、副振動の伝播速度は、1.3 km/min と計算され、低気圧の移動速度よりも大きいという点で、2009年2月の解析結果と一致している。

Montserrat et al.(2006)は、微気圧変動の伝播速度と海洋長波の伝播速度に近い時に、プラウドマン共鳴によって海洋長波が増幅されることを示し、Hibiya and Kajiura(1982)が対象とした1979年の長崎湾の大規模な副振動を例に取り挙げている(図 4.2-22)。Hibiya and Kajiura(1982)は、微気圧変動の伝播速度として、3地点の気圧の観測値から 31.3m/s を与えている。一方、海洋長波の伝播速度は $(gH)^{1/2}$ で与えられる。ここに、 g : 重力加速度 ($=9.8 \text{ m/s}^2$)、 H : 水深 である。海洋長波の伝播速度を、上記気圧変動の伝播速度 31.3 m/s と等しいとすると、それに相当する水深は 100m となる。図 4.2-23 によると、東シナ海の中央部は水深 100m 程度であり、プラウドマン共鳴が起こり易い条件であったことが分かる。

本章で解析した2擾乱では、2009年2月の5ケースの平均伝播速度は 2.22km/min、2009年7月の3ケースの平均伝播速度は 1.86km/min である。これを秒速に換算すると、それぞれ 37.0m/s、31.0m/s である。これらの伝播速度に対してプラウドマン共鳴が起こる水深はそれぞれ 140m、98m であり、Hibiya and Kajiura(1982)と同様、東シナ海とその周辺で、潮位変動の増幅が発生したと考えても不自然ではない。

2009年2月



2009年7月

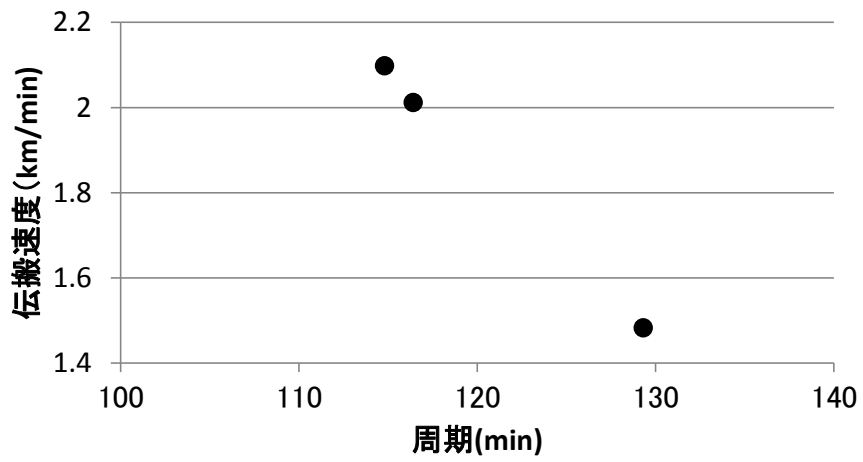
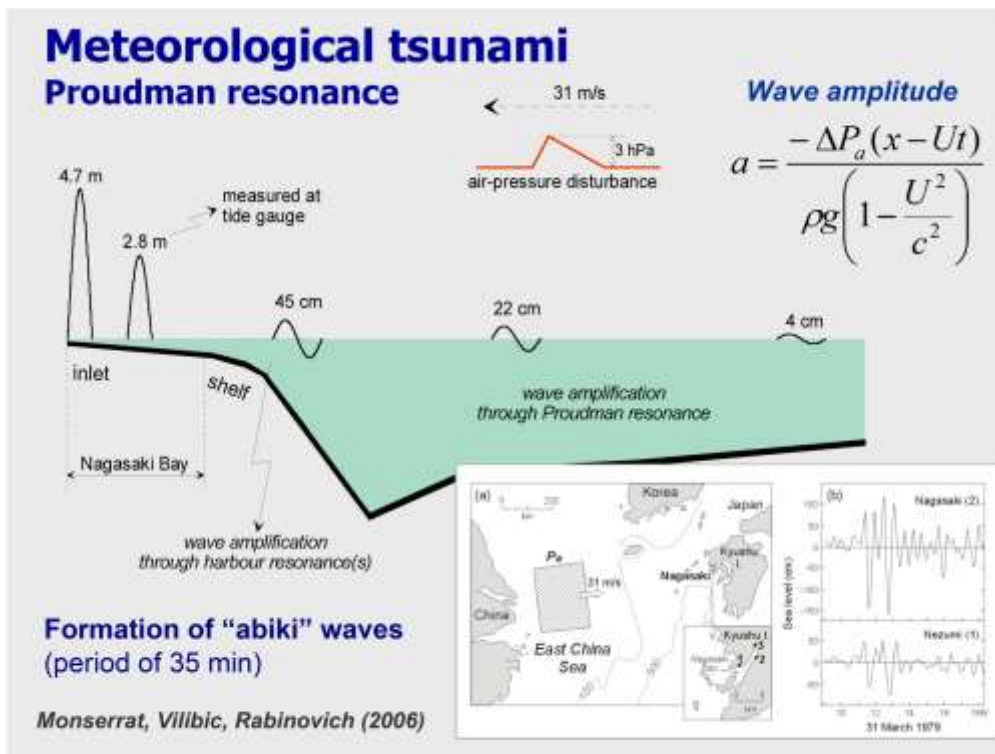


図 4.2-21 周期と伝播速度との関係

(数字は対象期間を示す. 表 4.2-2~表 4.2-4, 図 4.2-3, 図 4.2-4, 図 4.2-9, 図 4.2-10 参照.)



U : 微気圧変動（大気重力波）の伝播速度

C : 海洋長波の位相速度

図 4.2-22 プラウドマン共鳴のイメージ

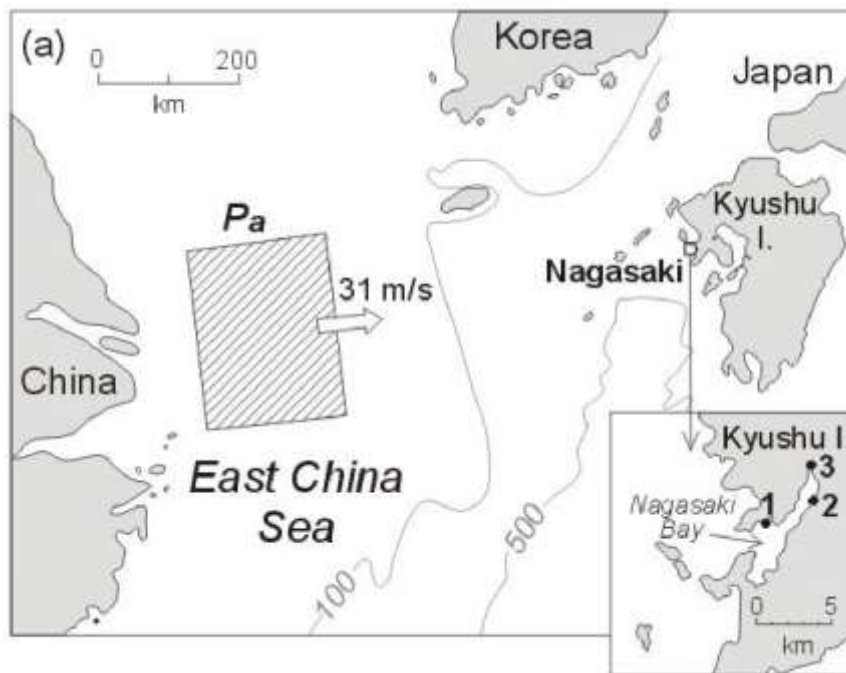


図 4.2-23 Hibiya and Kajiura(1982)の研究対象海域

(4) 微気圧変動の水平及び鉛直伝播特性

微気圧変動は低気圧や前線のような総観規模擾乱から発生するものの、総観規模擾乱とは独立して大気重力波として伝播すると言われている。地球自転の影響が及ばないような規模の現象に関しては、大気重力波の分散関係式は以下の式で表現される（佐藤，2006）。

$$\omega^2 = \frac{k^2}{m^2 + k^2} N^2 \quad (1)$$

ここに、 ω ：重力波の角周波数， m ， k ：鉛直，水平の波数， N ：浮力（ブラント・バイサラ）振動数である。浮力振動周期は、温位の鉛直分布に関係した量で、対流圏では約 10 分である。上記の解析結果から、 ω に相当する周期が 100 分以上であることが分かったので、 $k^2/(m^2 + k^2) \sim 0.01$ のオーダーである。即ち、鉛直波数と比較して水平波数が 1/10 のオーダーであり、微気圧変動は上空からほぼ鉛直に伝播して来るものと考えられる。上記の解析で得られた 2 km/min (33 m/s) 前後の波速は水平の伝播速度であるので、鉛直方向にはその 1/10 程度の速さ、即ち 3 m/s 程度の速度で伝播する現象であると推定される。

4. 3 全国規模で発生する副振動と局地的に発生する副振動との違い

4. 2では、九州及びその近傍で発生した副振動を取り上げたが、ここでは全国規模で発生した副振動との違いについて調べた。全国規模で発生した副振動として、4. 1で取り上げた2004年と2005年の副振動を対象とした。

(1) 対象とした4つの副振動

過去に副振動が発生した以下の4つの副振動を取り上げた。①、②では全国で副振動が発生しているのに対し、③、④が局地的である。この違いの原因を調べるために解析を行った。

- ① 2004年11月18～19日（日本海全域で副振動，報道は確認できず。）
- ② 2005年1月14～15日（日本海全域で副振動，報道は確認できず。）
- ③ 2009年2月24日～25日（九州全域，奄美で顕著な副振動，新聞報道多数。）
- ④ 2009年7月15～16日（九州北部と日本海西部で顕著な副振動，新聞報道多数。）

上記4擾乱について、気象庁の検潮所で月最大副振動を記録した地点数は以下の通りである。

2004年11月 28地点

2005年1月 28地点

2009年2月 23地点

2009年7月 12地点

具体的な地点毎の値を表4.3-1～表4.3-4に示す。

表 4.3-1 気象庁の検潮所における副振動（2004 年 11 月 18 日～19 日）

地点	周期 (分)	最大全振幅	
		起時	振幅 (cm)
八戸	42	19日 12:02	29
鮎川	9	19日 22:08	26
小名浜	36	19日 15:51	16
父島	17	19日 12:31	18
清水港	75	18日 18:58	10
御前崎	27	19日 22:07	28
尾鷲	18	19日 07:30	17
浦神	14	18日 00:04	18
串本	14	18日 02:06	42
白浜	39	19日 10:03	44
和歌山	29	19日 16:26	13
神戸	24	18日 01:47	10
小松島	29	19日 11:24	15
室戸岬	10	19日 09:28	41
高知	22	19日 07:53	24
土佐清水	21	19日 02:54	55
宇和島	19	19日 04:30	33
油津	26	19日 03:10	51
鹿児島	24	19日 01:20	14
枕崎	13	18日 02:41	66
那覇	22	19日 04:05	23
口之津	32	18日 19:32	11
長崎	34	18日 12:17	74
福江	11	18日 15:17	28
浜田	17	18日 15:05	30
境	48	18日 20:59	33
西郷	35	19日 03:01	16
深浦	10	18日 14:06	49

気象庁 HP より

* 11/18～19 の副振動の振幅が、月最大でない

地点は収録されていない。

* 黄色い網掛けは全地点の最大値。

表 4.3-2 気象庁の検潮所における副振動（2005 年 1 月 14 日～15 日）

地点	周期 (分)	最大全振幅	
		起時	振幅 (cm)
函館	54	15日 05:35	23
八戸	38	15日 00:29	31
布良	8	14日 17:24	28
東京	75	14日 22:46	15
石廊崎	10	14日 17:11	19
内浦	12	14日 12:39	27
清水港	80	14日 22:20	13
御前崎	38	15日 00:56	33
舞阪	32	14日 22:32	12
名古屋	124	14日 14:50	18
鳥羽	24	15日 04:56	20
尾鷲	26	14日 16:42	20
浦神	16	14日 22:23	25
白浜	49	14日 14:16	41
和歌山	49	14日 18:42	15
小松島	50	14日 16:24	18
室戸岬	10	14日 15:27	40
高知	17	14日 17:20	25
土佐清水	21	14日 19:55	58
宇和島	51	14日 18:48	26
鹿児島	24	14日 15:15	14
枕崎	16	14日 15:00	72
福江	20	14日 10:36	30
対馬	18	14日 09:01	19
境	65	15日 00:50	23
西郷	27	14日 22:28	14
舞鶴	71	15日 16:55	38
富山	72	14日 21:31	15

気象庁 HP より

*11/18～19 の副振動の振幅が、月最大でない

地点は収録されていない。

*黄色い網掛けは全地点の最大値。

表 4.3-3 気象庁の検潮所における副振動（2009年2月24日～25日）

地点	周期 (分)	最大全振幅	
		起時	振幅 (cm)
函館	66	24日 07:32	31
八戸	47	25日 04:49	24
父島	16	25日 02:32	31
清水港	72	24日 05:21	11
浦神	25	25日 12:09	16
串本	16	25日 03:15	54
大阪	133	24日 03:57	15
室戸岬	10	25日 10:13	45
高知	17	25日 11:18	23
土佐清水	21	25日 11:30	75
宇和島	34	25日 14:31	31
油津	23	25日 04:14	75
鹿児島	25	25日 02:28	46
枕崎	12	24日 23:27	141
種子島	14	25日 02:07	85
奄美	15	25日 02:45	78
那覇	31	25日 06:47	43
石垣	41	25日 08:35	13
口之津	38	25日 00:37	25
長崎	29	24日 23:34	157
福江	19	24日 23:19	81
対馬	14	24日 22:31	47
舞鶴	86	25日 13:14	57

気象庁 HP より

*2/24～25 の副振動の振幅が、月最大でない

地点は収録されていない。

*黄色い網掛けは地点間の最大値。

表 4.3-4 気象庁の検潮所における副振動（2009年7月15日～16日）

地点	周期 (分)	最大全振幅	
		起時	振幅 (cm)
函館	52	15日 17:42	28
淡輪	11	15日 20:30	28
下関	55	15日 15:53	65
高松	125	15日 13:59	11
宇和島	21	15日 23:25	21
大浦	15	15日 13:43	11
口之津	119	15日 14:48	12
対馬	16	15日 17:43	33
浜田	17	15日 17:39	89
境	48	15日 21:24	53
西郷	25	15日 19:52	17
舞鶴	84	15日 23:49	40

気象庁 HP より

* 7/15～16 の副振動の振幅が、月最大でない

地点は収録されていない。

* 黄色い網掛けは地点間の最大値。

(2) 4つの副振動の大きさの違い

4つの副振動における最大振幅を以下に示す。

2004年11月：気象庁・長崎 74cm

2005年1月：気象庁・枕崎 72cm

2009年2月：気象庁・長崎 157cm

2009年7月：気象庁・浜田 89cm

これらの資料から、4つの副振動の主な違いを以下に列挙する。

- 2009年の2擾乱による副振動の規模は、2004年、2005年のものと比べて大きい（最大値を比較）。
- 2004年、2005年の擾乱に関しては、日本海西部（南部）から、東部（北部）に、微気圧変動の発達開始時期、副振動の発達開始時期が時間遅れを持って出現する（4.1）。
- ナウファスの観測資料によると、2009年2月の擾乱時には、九州のみならず、金沢、秋田でも副振動が発生しているが、北陸～東北日本海側全域で発達している訳ではない（表4.3-3）。
- 観測資料によると、2009年7月の擾乱時には、九州北部と日本海西部以外では顕著な副振動は発生していない（表4.3-4）。

(3) 微気圧変動の伝播特性

2004年、2005年の擾乱を対象に、全国の地域毎の1分毎の現地気圧データを用いてFK解析を行い、微気圧変動の伝播特性を調べた。ここでは、微気圧変動が卓越している時間の長さから、解析データ数を1024個（17時間）とした。結果を図4.3-1、表4.3-5に示す。微気圧変動は、日本列島に沿って伝播している。このことが、日本海西部（南部）から、東部（北部）に、微気圧変動の発達開始時期、副振動の発達開始時期が時間遅れを持って出現する（4.1）ことにつながったものと考えられる。

微気圧変動の伝播方向は、微気圧変動と関連していると思われる低気圧の移動方向と良く似ている。

一方、既に述べた通り、2009年の擾乱時の微気圧変動の伝播方向（到来方位）は以下の通りである。

2009年2月：W～WNW（九州全域）

2009年7月：WNW（九州北部、日本海西部）

これ以外の地域の微気圧変動の解析は行っていないが、低気圧はほぼ西から東に移動している（図 4.3-4, 図 4.3-5）。

このことから、2004年、2005年の擾乱では、低気圧及び微気圧変動がSW～WSWの方向から移動・伝播して来て、それが日本列島に沿っているため、日本海全域で副振動が発生したのに対し、2009年の擾乱では、低気圧及び微気圧変動がW～WNW方向から移動・伝播して来たために、日本列島を横断する時間が短く、副振動が発達する海域が限定されたものと考えられる。（図 4.3-4, 図 4.3-5）。

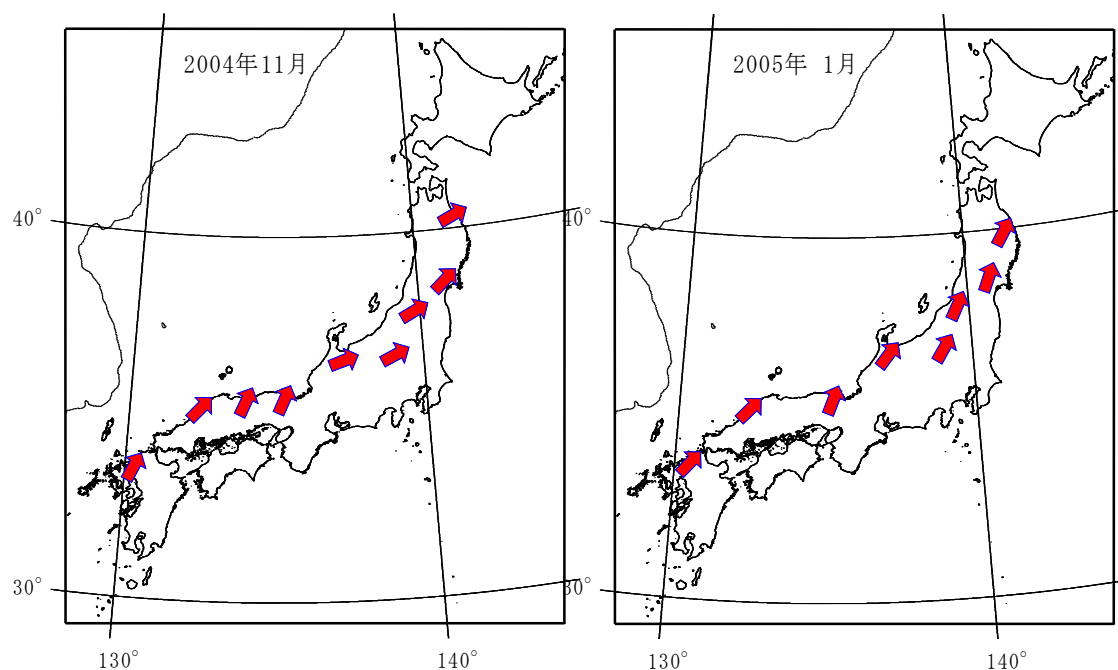


図 4.3-1 微気圧変動の伝播方向

表 4.3-5 F-K 解析結果のまとめ

2004年11月

地域名	対象観測所	中心		伝播方向 (°)	伝播速度 (km/min)
		緯度(北緯)	経度(東経)		
九州	長崎, 佐世保, 雲仙岳, 佐賀, 福岡	33°06'	130°06'	204	3.4
西中国	山口, 下関, 萩, 松江, 浜田, 西郷	34°51'	132°02'	222	4.1
東中国	福山, 鳥取, 米子, 岡山	35°00'	133°41'	204	3.8
近畿	岡山, 津山, 豊岡, 姫路, 神戸, 京都, 舞鶴, 彦根	35°04'	134°59'	204	3.0
北陸	福井, 敦賀, 岐阜, 高山, 金沢, 輪島, 富山, 伏木	36°21'	136°46'	250	3.5
長野, 北関東	長野, 松本, 軽井沢, 諏訪, 前橋, 奥日光	36°24'	138°34'	245	3.0
新潟, 福島	新潟, 高田, 相川, 福島, 若松, 白河	37°34'	139°21'	243	3.4
南東北	小名浜, 仙台, 石巻, 山形, 酒田, 新庄	38°16'	140°36'	229	4.1
北東北	秋田, 盛岡, 宮古, 大船渡, 青森, 深浦, むつ, 八戸	40°11'	141°03'	246	3.9

2005年1月

地域名	対象観測所	中心		伝播方向 (°)	伝播速度 (km/min)
		緯度(北緯)	経度(東経)		
九州	長崎, 佐世保, 佐賀, 福岡, 飯塚	33°17'	130°12'	219	3.2
西中国	山口, 下関, 萩, 松江, 浜田, 西郷	34°51'	132°02'	223	3.3
近畿	岡山, 津山, 豊岡, 姫路, 神戸, 京都, 舞鶴, 彦根	35°04'	134°59'	201	2.5
北陸	福井, 敦賀, 岐阜, 高山, 金沢, 輪島, 富山, 伏木	36°21'	136°46'	219	3.6
長野, 北関東	長野, 松本, 軽井沢, 諏訪, 前橋, 宇都宮, 奥日光	36°26'	138°45'	213	3.6
新潟, 福島	新潟, 高田, 相川, 福島, 若松, 白河	37°34'	139°21'	208	2.9
南東北	小名浜, 仙台, 石巻, 山形, 酒田, 新庄	38°16'	140°36'	204	3.7
北東北	秋田, 盛岡, 宮古, 大船渡	39°32'	141°14'	213	3.4

*地域名は必ずしも行政区分に従ったものではない。

*複数地域に割り当てられた観測所もある。

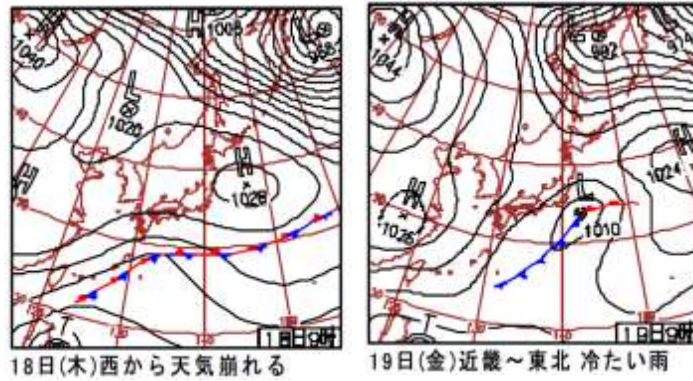


図 4.3-2 地上天気図 (2004年11月18日, 19日9時)

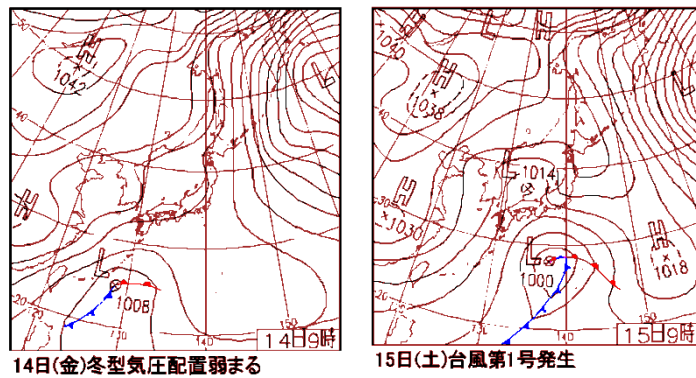


図 4.3-3 地上天気図 (2005年1月14日, 15日9時)

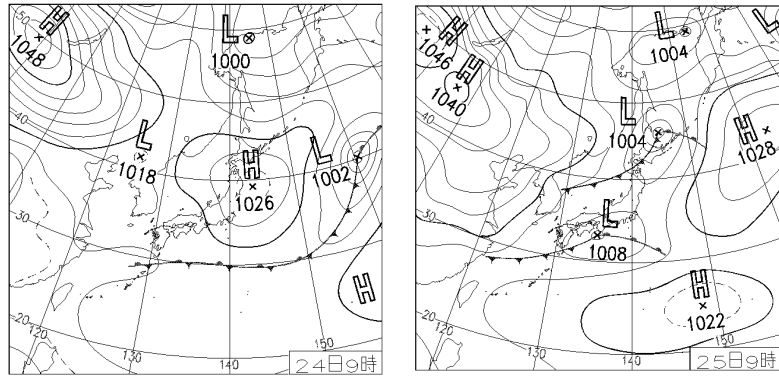


图 4.3-4 地上天气图 (2009年2月24日, 25日9時)

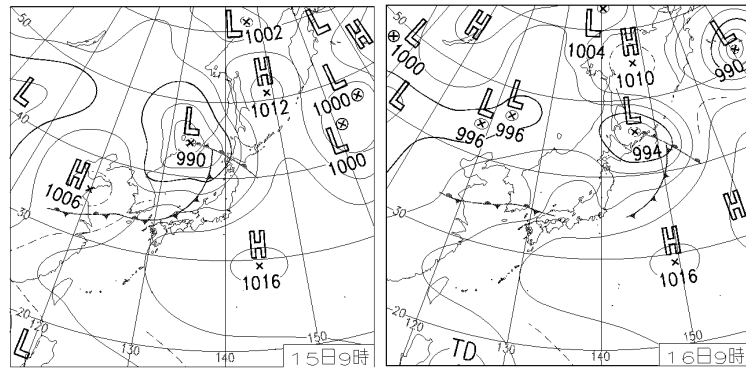


图 4.3-5 地上天气图 (2009年7月15日, 16日9時)

4. 4 まとめ

第4章の内容をまとめると以下のようになる。

(1) 300s以上の成分と気圧変動との関係

●総観規模の気圧低下に伴い、周期300s以上の長周期波のみが発達する事例が多く見られる。気圧低下の開始時と周期300s以上の長周期波の発達開始時とは良く一致し、北（東）に行くほど遅い。

●気圧低下の開始に対応して、周期1時間以下の気圧変動の振幅が僅かに増大する。総観規模の気圧低下と、気圧変動の振幅増加という時空間規模の小さな現象が関連して発生している。

(2) F-K解析による微気圧変動の伝播特性解析

●2009年2月、7月のいずれの副振動も、微気圧変動とほぼ同じ時期に発達している。

●微気圧変動の卓越周期は100分程度であるのに対し、副振動の卓越周期は潮位観測所の局地的な状況に依存している。

●多くの地点で形が似ている微気圧変動の時系列データを用いて、波数(F-K)スペクトル解析により、微気圧変動の水平伝播速度、方向を推定した。微気圧変動は概ね西→東に伝播し、速度は2 km/min前後である。

●微気圧変動の伝播は、低気圧の進行とほぼ対応するが、2009年2月の副振動に関しては、微気圧変動の伝播速度が低気圧の進行速度よりも速い。

●微気圧変動の発達には1回だけではなく、何度か連続して発達する。これは、周期の異なる成分が違う伝播速度でやって来る結果である。

●微気圧変動を大気重力波と考えると、鉛直方向の伝播速度は水平方向の伝播速度より1オーダー小さい。

(3) 全国規模で発生する副振動と局地的に発生する副振動との違い

●全国規模で発生した2004年11月、2005年1月の副振動と、九州全域に発生した2009年2月の副振動、九州北部と日本海西部で発生した2009年7月の副振動を比較した。

●2004年、2005年の擾乱では、低気圧及び微気圧変動がSW～WSWの方向から移動・伝播して来て、それが長時間に亘って日本列島に沿っているのに対し、2009年の擾乱では、低気圧及び微気圧変動がW～WNW方向から移動・伝播して来たために、日本列島を横断している時間が短いという違いがある。

第4章 参考文献

- 宇野木早苗 (1959) : 港湾のセイシュと長周期波について, 第6回海岸工学講演集, pp. 1-11.
- 佐藤薫 (2006) : 大気重力波と気象学との関わり, 数理解析研究所講演録, 1483 巻, pp. 90-99.
- 中野猿人 (1939) : 低気圧に随伴する潮汐副振動並びにウネりに就て, 気象集誌, 第17巻, pp. 140-154.
- Hamming, R.W. (1980) : デジタル・フィルター (宮川洋・今井秀樹訳), 科学技術出版社, 230p.
- Hibiya, T. and K. Kajiura (1982) : Origin of the abiki phenomenon (a kind of seiche) in Nagasaki Bay, *Journal of the Oceanographic Society of Japan*, Vol. 38, pp. 172-182.
- Lacoss, R. T., E. J. Kelly, and M. N. Toksöz, (1969) : Estimation of seismic noise structure using arrays, *Geophysics*, 34, pp.21-38.
- Monserrat, S., I. Vilibic and A.B.Rabinovich (2006) : Meteotsunamis : atmospherically induced destructive ocean waves in the tsunami frequency band, *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.*, 6, pp.1035-1051.

第5章 結論

5.1 結論

海岸工学分野で扱われる海洋の長周期波には、周期30s～300s程度の狭義の長周期波と、周期数分～数十分の副振動がある。後者には津波も含まれるが、本論文では気象が原因となる長周期波だけを対象にした。

前者は港内に着浅した大型船舶の動揺の原因となり、港内の稼働率（静穏度）を悪化させている。後者はあびき、気象津波とも呼ばれ、岸壁や道路の浸水、小型船・漁船の転覆や沈没につながる被害をもたらすことがある。

いずれも現象としては良く知られたものであり、部分的には詳しく研究がなされているが、総合的に見て必ずしも十分に理解されている訳ではなく、突然発生して障害が起こることがある。

本研究では、長周期波について、主に観測資料を用いて、その実態を明らかにした。特に周期300s程度を境に、その特性が大きく変化することを示した。

周期300s程度以下の成分のうちの拘束波に関して、過去に提案された理論に従って、その特性を明らかにするとともに、拘束波の理論で説明できない自由波の成因について考察を行った。

副振動に関しては、その原因の一つと考えられる微気圧変動の伝播について、地震波のアレイ観測点のデータ処理に用いられるF-Kスペクトル解析によって、その特性を明らかにした。

以下、各章の主な内容を示す。

第1章では、既往の研究成果を整理しながら、本研究の背景と目的に関して述べた。長周期波に関してはまだまだ理論的な知見が乏しく、観測された資料の解析方法に関しても発展途上である。このため、実務上の必要に迫られて経験的な予測式を作成することが行われているが、必ずしも精度の良い予測が行われ、対策が取られている訳ではない。特に、副振動に関しては、現象自体の理解は進んでいるが、発生条件が正確に分かっていないために、突然発生して被害をもたらすということが多い。

第2章では、一口に長周期波と呼ばれる変動も、周期帯によってその特性が異なっている。長周期波の中でも相対的に周期の短い（300s程度以下）成分は、波浪と非常に深く関連しており、その出現特性も波浪のそれと良く似ている。一方、300s程度以上の成分は、必ずしも波浪と関連しておらず、波浪が発達していないときでも発達することがある。また、波浪や、300s程度以下の長周期波は、日本海と太平洋という別の海域について見ると、殆ど相関がないのが通常であるが、300s程度以上の成分に関しては、両海域の遠く離れた

地点同士でも相関が見られ、300s以下の成分と300s以上の成分とでは、発生・発達の機構が異なることが示唆されることを示した。

長周期波と波浪の自己相関係数から、平均継続時間を定義し、周期帯による違い、太平洋と日本海という海域による違いについて明らかにするとともに、いずれの周期帯、海域についても、東（北）に位置する観測点ほど、平均継続時間が短くなることを示した。

第3章では、**第2章**で述べた周期帯のうち、周期が300s程度以下の相対的に周期の短い成分について扱った。この成分の中でも、波浪の非線形性から発生する成分は拘束波と呼ばれているが、拘束波の大きさを理論的に推定するとともに、波浪や、長周期波全体との関係について調べた。その結果、拘束波高を、有義波高と方向集中度、波浪の非線形性を示すアーセル数から推定する実験式を提案した。また、拘束波高と長周期波高全体との比がアーセル数に比例することを経験的に見出し、この関係を用いて、長周期波高を、方向集中度を用いて推定する式を提案した。

拘束波高を、観測された長周期波高と比較したところ、拘束波高の割合が大きくなるのは高波高時に限られ、平常時の長周期波は、拘束波で説明できない自由波が大部分を占めることを示した。但し、観測された長周期波には、進行波だけではなく、海岸や構造物、水深が急変する場所等で反射した波が多く含まれるということが推定される。

また、有義波高が低く、従って拘束波高も小さい時でも、ある程度の長周期波が存在することがある。これは殆ど全て自由波と考えられるが、この自由波がどこでどのように発生したのかについては、明らかではない。波高が高い時に発生した拘束波が反射を繰り返して生き延びた、自由波自体が発生した等の可能性が考えられるが、後者に関しては、具体的な機構について検討された例はない。GPS波浪計地点のような深海域でも長周期波（自由波）が存在していることから、後者の可能性も否定できない。このように、現在提案されている理論だけからは明解に説明できない観測事実も多いが、本章では、何が分かっているかが分かっているかを整理し、今後研究を進める上で活用できるようにした。

さらに、拘束波の計算に重要なパラメータである方向集中度の推定方法について、多くの課題があることを述べた。

第4章では、微気圧変動が副振動の原因になっていることを、多くの観測地点の資料を用いて明らかにした。波数（F-K）スペクトル解析の手法を応用して、微気圧変動の伝播速度と方向を算出した。その結果、微気圧変動は、低気圧のような総観規模擾乱（天気図に表現される擾乱）に伴って発生するが、その移動速度は総観規模擾乱よりも速く、総観規模擾乱とは独立に伝播することを示した。

副振動が、九州とその周辺のみで発生した2擾乱と、全国規模で発生した2擾乱の合計4擾乱について、微気圧変動の伝播方向と速度を解析した。発生した場所が局地的か全国かの違いは、微気圧変動の伝播方向の違いであることを示した。即ち、前者に関しては、概ね

西から東に微気圧変動が伝播するため、微気圧変動が特に大きな九州とその周辺のみで副振動が発達したのに対し、後者では、微気圧変動が南西から北東に向かって伝播したために、日本列島に沿う形になり、全国に副振動をもたらしたものと結論づけた。

5. 2 今後の展望

本論文の結論を踏まえて、今後の展望について述べる。

長周期波のうち、拘束波以外のものが自由波である。拘束波を推定する理論は提案されているが、実際に拘束波を推定するには方向集中度を与える必要がある。しかし、方向集中度は、波高や周期のように、直接計測して得られる量ではなく、波浪観測データから推定する必要がある。方向集中度を推定する手法にはまだまだ研究や改善の余地がある。方向集中度の推定精度向上による拘束波推定精度の向上が重要な課題である。

一方自由波については、その発生要因が殆ど知られていない。海岸から遠く、海岸における反射の影響が小さいと考えられる深海域に設置されている国土交通省のGPS波浪計の観測データを活用し、外洋域における長周期波の特性を明らかにすることによって、自由波の発生に関する何らかの知見が得られるものと考えられる。

さらに、本論文の成果の応用として、長周期波の予測を挙げる。次ページ以後に活用方法を提案する。

(1) 長周期波の予測

長周期波のうち、周期300s程度以下のものは、港内の船体動揺、荷役障害につながり、現在の港湾の利用の障害となることは既に述べた通りである。通常、港湾は、外洋で波が高くても、港内では荷役限界波高（財団法人 沿岸技術研究センター，2004）以下となる割合が97.5%となるように計画されているため、従来は、船舶は入港しさえすれば安全が確保されると考えられて来た。しかし、港内で通常波浪が減衰しても、長周期波は港内で反射を繰り返して減衰せず、場合によっては増幅することも知られている。

そこで、従来行われて来た風波やうねりの波浪予測に加えて、長周期波の予測に対する需要が高まって来ている。長周期波の予測は、通常の波浪予測結果に基づいて行われることが多いので、まずは波浪予測について紹介する。

波浪予測

気象庁では、数値計算によって、全球から日本周辺までの海上風を計算し、それを用いて波浪予測を行い、その結果を公開している。図5.2-1は、気象庁の波浪予測結果を、国際気象海洋株式会社がHPで公開している例である。6時間毎、3日先までの波高と波向の予測値の分布が表示され、今後の波浪状況の推移が概観できる。

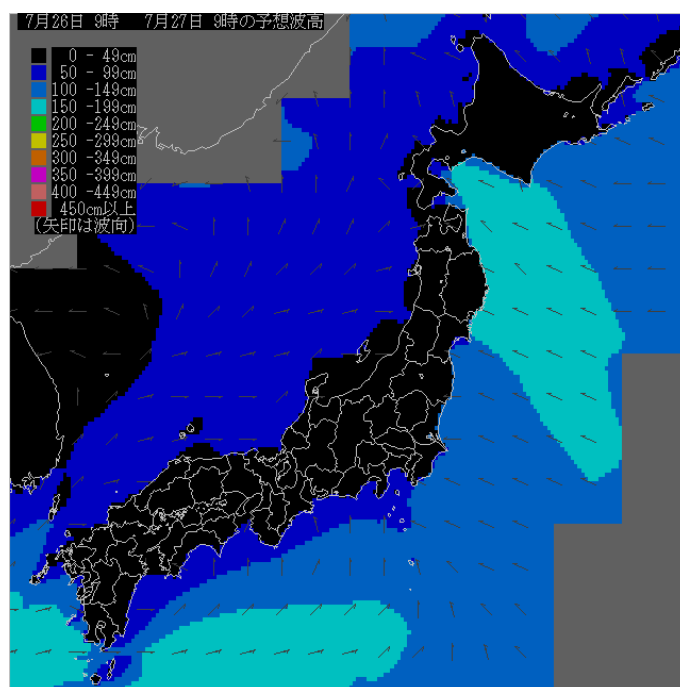
しかし、上述のような、港湾への船舶の入港や、港内の荷役作業を念頭に置いた場合、必ずしも有効な情報とはなっていない。その理由は以下の通りである。

- ① 対象とする個々の地点の具体的な数値を抽出することができない。
- ② 気象庁の発表する資料は、深海域の情報であり、沿岸で水深が浅くなった効果が考慮されていない。
- ③ 格子間隔が6分（緯度方向には11.1km）なので、陸岸地形をこの分解能でしか表現できない。

長周期波の予測

このような波浪の分布を示す情報に加えて、個々の地点の波浪予測情報の重要性が高まって来ている。一般財団法人沿岸技術研究センターでは、COMEINS（Coastal Oceanographic and Meteorological Information System, 沿岸気象海象情報配信システム）というシステムを開発し、各種気象・海象情報を提供している（宇都宮ら，2010）。その中に、個別の地点の波浪予測、長周期波予測がある。外洋の波浪予測は、気象庁から提供されるGPV（Grid Point Value, 気象数値予報格子点値と呼ばれる気圧、海上風、波

全国



南日本

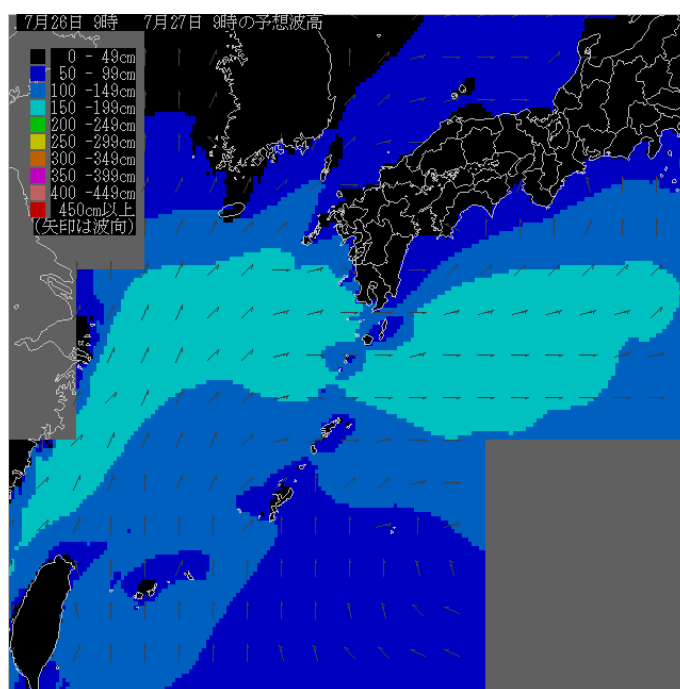
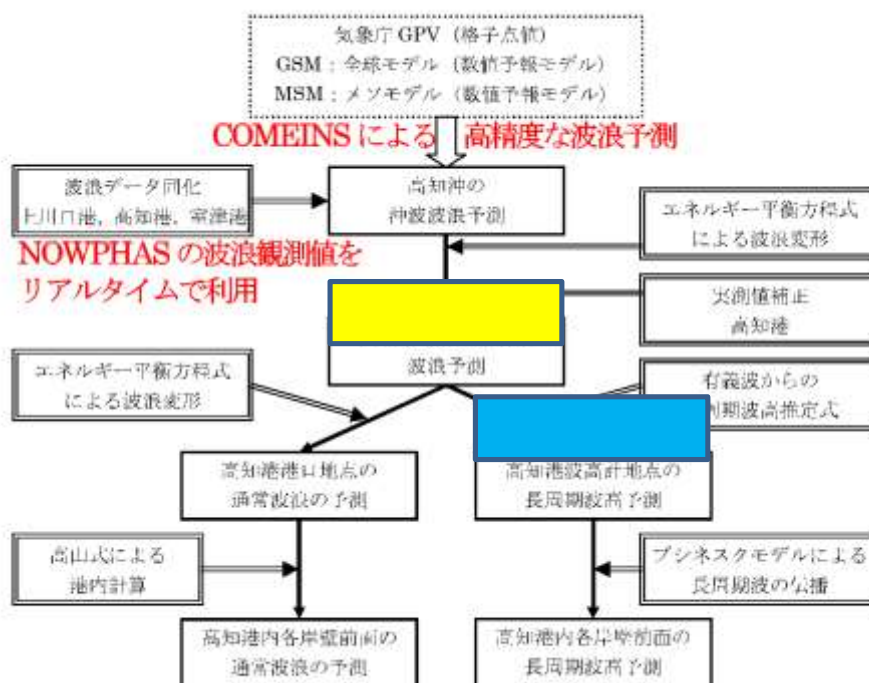


図5.2-1 気象庁の波浪予測の例（国際気象海洋株式会社HPより）

浪等の数値予報資料) に基づいて行っている。図5.2-2に予測の流れを示す。



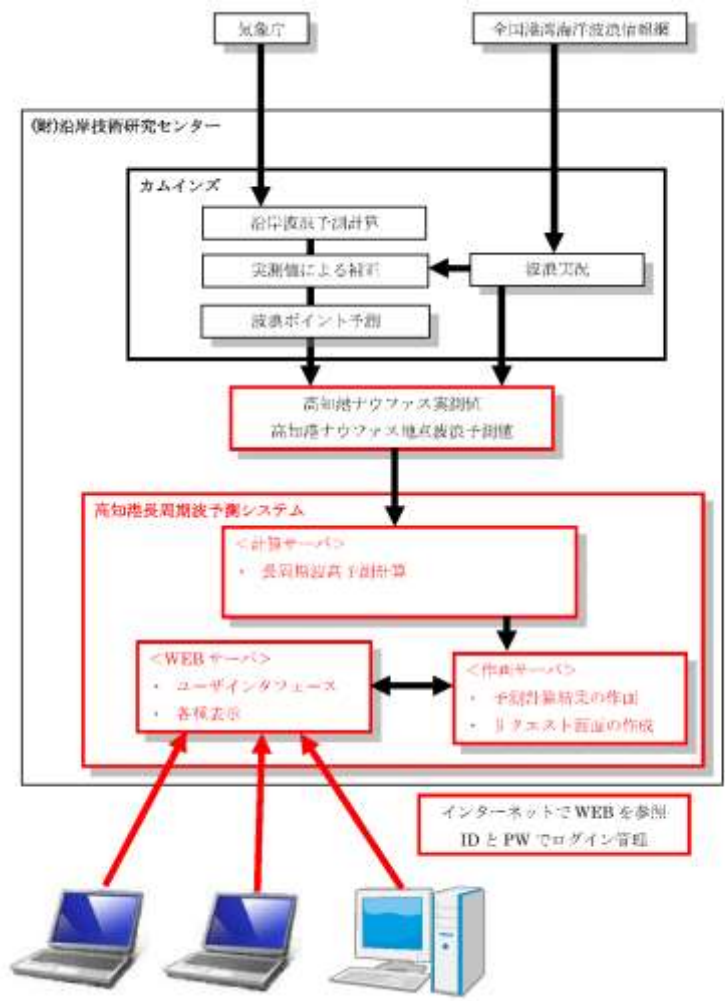
宇都宮ら(2011)に追記

数値計算結果から高知港外の波高計地点の波浪予測を行い（黄色い網掛け部）、それを用いて波高計地点の長周期波予測を行う（水色の網掛け部）。

この部分で、長周期波高と波浪諸元（波高、周期、波向、方向集中度等）との関係が必要となる。COMEINSでは、高知港のシステム開発時にこの関係式を作成していると考えられるが、第3章で提案したような長周期波高の推定式をこのような場面で用いることができる。

流れ図に沿って、港内の波浪や長周期波の予測資料、荷役可否の予測資料が作成される。予測資料は、図5.2-3のような形でインターネット経由で配信される。提供される情報画面の例を図5.2-4に示す。

このように、第3章で提案した、波浪諸元から長周期波高を推定する式は、このような港湾利用者向けの情報提供業務に利用することが可能であり、港湾の安全かつ効率的な地用貢献するということができる。



宇都宮ら(2011)

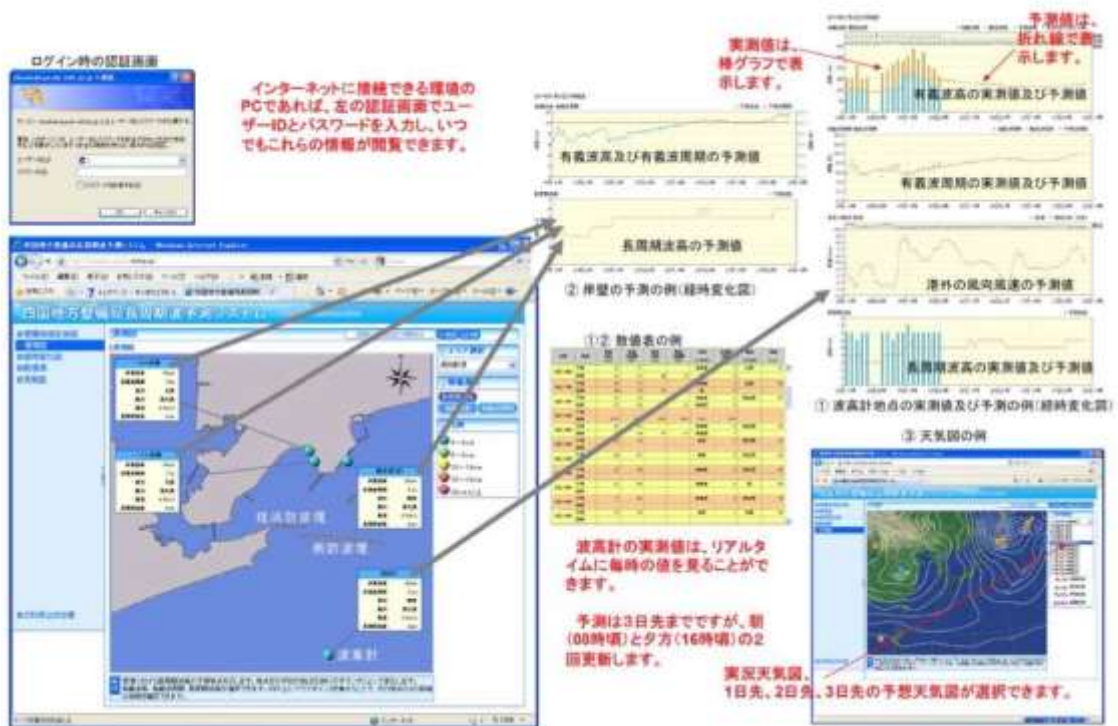


図 5.2-4 新たな高知港長周期波予測システムの主要な機能
宇都宮ら(2011)

(2) 副振動の予測

周期が数分程度以上の副振動は、周期 300s 程度以下の長周期波と並んで、港内の静穏度を悪化させる要因となっている。副振動は気象津波とも呼ばれる (Sepic ら, 2009; Goring, 2009)。総観規模の気象擾乱に伴って発生した微気圧変動等により海洋長波が発生するが、微気圧変動の伝播速度と海洋長波の伝播速度が近い時に、プラウドマン共鳴によって海洋長波の振幅が増大すると言われている (Proudman, 1929)。

近年日本で発生した副振動を対象にして、田中(2011)、田中ら(2010)、田中ら(2011)、田中ら(2012)は、気象庁 GPV と気象数値モデル WRF を用いて、微気圧変動の再現を試みている。ある程度の再現はできているが、観測された微気圧変動に比べ、数値計算で得られる微気圧変動の振幅は小さく、そのまま海洋の数値モデルに入力するには課題が残されている。

そこで、現段階では、全国の気圧データから微気圧変動成分を抽出して常時監視することが、副振動の発生予測には重要であると考えられる。多くの地点の気圧データから、短周期の微気圧変動成分を抽出し、その振幅が増加した段階で、F-K 解析によって微気圧変動の伝播方向、伝播速度を計算する。解析の結果得られた伝播速度が、その海域の水深から求まる海洋長波の伝播速度に近い時は、副振動の発達が予測される。

微気圧変動の監視と併せて、潮位データから副振動成分を抽出し、こちらも常時監視するのが望ましい。第 4 章で紹介した、2004 年、2005 年の事例では、発生場所が全国に亘っている。九州の玄界灘に対して、北海道の留萌では、1 日～1 日半の時間遅れを持って副振動が発生しているので、九州の現況を把握して、他の地方の状況を予測することも可能である。

第5章 参考文献

- 宇都宮好博・岡田弘三・江口一平(2010) : COMEINS (カムインズ) 15年の歩み, 沿岸技術研究センター論文集, No.10, pp.81-84.
- 宇都宮好博・菊地洋二・三村正樹・石本真憲(2011) : 「高知港荷役判断支援システム」の改良について — 新たな「高知港長周期波予測システム」の構築 —, 沿岸技術研究センター論文集, No.11, pp.73-76.
- 田中健路(2011) : 梅雨前線帯の南下に伴って対馬海峡で発生した気象津波に関する解析, 土木学会論文集B2 (海岸工学) , Vol.67, No.2, pp.386-390.
- 田中健路・浅野敏之(2010) : 2009年2月に上甕島で潮位副振動を発生させた気象場に関する解析, 土木学会論文集B2 (海岸工学) , Vol.66, No.1, pp.181-185.
- 田中健路・浅野敏之(2011) : 冬季から春季にかけて東シナ海上を伝播する気象津波の発生源に関する解析, 土木学会論文集B2 (海岸工学) , Vol.67, No.2, pp.391-395.
- 田中健路・樋口剛太・牟田直人・石田大貴(2012) : 気象庁数値予報データを用いた東シナ海沿岸域における気象津波の予報手法の構築, 土木学会論文集B2 (海岸工学) , Vol.68, No.2, pp.461-465.
- Gorning, D.G.(2009) : Meteotsunami resulting from the propagation of synoptic-scale weather system, *Phys. Chem. Earth*, Vol.34, pp.1009-1015.
- Proudman, J.(1929) : The Effects on the sea of changes in atmospheric pressure, *Geophys. J. Intl.* Vol.2, pp.197-209.
- Sepic, J., I., Vilibic and S., Monserrat(2009) : Teleconnections between the Adriatic and Balearic meteotsunamis, *Phys. Chem. Earth*, Vol.34, pp.928-937.

謝辞

本論文は、九州大学大学院工学研究院 附属アジア防災研究センターの橋本典明教授にご指導頂き、取りまとめたものです。橋本教授からは、九州大学に着任される前の、独立行政法人港湾空港技術研究所に在職されていた頃も含めて、本論文の研究のテーマである長周期波に加えて、波浪の理論、解析手法から数値計算に到るまで幅広くご指導頂きました。筆者が書いた論文を学会に投稿する際には、常に温かいお言葉を下さり、研究を進める上でのやる気を喚起し、大きな励みを与えて下さいました。さらに、折に触れての雑談の合間に、研究に対するこだわりをお示し下さり、研究者として多くのことを学ばせて頂きました。ここに深く感謝する次第です。

お忙しい中、本論文の審査に時間を割いて下さった九州大学大学院工学研究院 環境社会部門の矢野真一郎准教授、九州大学大学院工学研究院 社会基盤部門の梶田幸秀准教授に感謝致します。

九州大学大学院工学研究院の山城賢助教、横田雅紀助教、児玉充由技術職員からは、論文執筆に際し、多大なご協力を頂きました。ここに感謝致します。

独立行政法人港湾空港技術研究所 海洋情報研究領域の河合弘泰領域長、海象情報研究チームの川口浩二チームリーダー、国土交通省港湾局技術監理室の関係各位からは、ノウハウの観測資料を、気象庁地球環境・海洋部海洋気象情報室の関係各位からは、潮位と気圧の観測資料をご提供頂きました。また、河合領域長、川口チームリーダー他、港湾空港技術研究所の皆様方からは、研究を実施するに際し、貴重なご指導・ご意見を頂きました。ここに深く感謝致します。

株式会社エコーの伊坂充社長、前社長で開発エンジニアリング株式会社の中村俊彦社長、元社長の田中則男博士からは、筆者の博士課程進学や学会発表等について、ひとかたならぬご配慮を頂きました。また、同社の柴木秀之常務取締役、永井紀彦取締役からは、研究を進めるに当たり、貴重なご意見を頂くと同時に、常に温かい励ましのお言葉を頂きました。永井取締役は、独立行政法人港湾空港技術研究所に在職されていた頃からのお付き合いで、業務の実施、波浪に関する研究会の運営、書籍の執筆等、非常に多くの場面で大変お世話になりました。

筆者が所属する株式会社エコー・海象解析部の関係各位、とりわけ額田恭史課長、田中律子氏には、データ処理、図表作成等の面で大変お世話になりました。また、株式会社エコー・防災解析部の関係各位、株式会社海洋技術計画の井上亮一氏、株式会社調和解析の萩生田弘信氏、有限会社臨海科学の青木克己社長、株式会社環境科学コーポレーションの御領岳氏からも多大なご協力を頂きました。

横浜国立大学名誉教授で、株式会社エコーの顧問を長く務められた故合田良実博士からも大変お世話になりました。合田先生からは、英文、和文を問わず、論文の添削を通じて

ご指導頂く機会が多くありました。論文に使う英語の言い回し等、合田先生から教えて頂いたことは数知れずあります。また、研究者として生涯現役を貫かれ、とても楽しそうに研究活動をされている先生からは非常に多くのものを学びました。

筆者の修士課程の指導教官である東京大学理学部の永田豊名誉教授からは、20代の頃に論文の書き方、研究の進め方について厳しくご指導頂きました。事実（結果）と筆者の意見（考察）を明確に区別するということと、分かり易い文章を書くということで、このとき教えて頂いたことが、今に至るまで、筆者の財産となっています。永田先生は今年8月に亡くなりました。私の学位取得のご報告ができなかったことが残念です。

合田先生、永田先生のご冥福を、心からお祈り致します。

論文は、このように多くの方々のご協力により、完成しました。ここに改めて感謝致します。

最後になりますが、筆者が論文を執筆するに際し、家族からの協力が大きかったことを付記しておきます。家内の洋子は、仕事以外の研究活動を自由にやらせてくれました。二人の息子達（智也、聡志）には、人生のどこかの段階で、父が50歳を過ぎてから、このような活動をしたのだということらをちらっとでも思い出し、人生とは、自分がやりたいことを自由にやれば良いのだということらを少しでも理解してくれたら嬉しく思います。

80歳を過ぎて大阪で一人暮らしをしている母の和子にも少しは親孝行ができたかなと考えています。

2013年10月

仲井 圭二