

地質工學

第14輯

NGP 日本物理探鑛株式会社

季刊誌 地質工学 発刊の辞

我が日本物理探鉱株式会社は本年 12 月（1952 年）を以て創立 10 周年を迎えることになった。就いてはその記念事業の一つとして季刊誌地質工学を発刊することにした。これは我々科学技術の仕事に携わるものとしては最も相応しいことだと思ったからである。

記事の内容は物理探鉱 (Geophysical Prospecting) と土質力学 (Soil Mechanics) を主体とするが、地質工学 (Geotechnics) という土木建築に関する応用地質という立場から地下水または水文学 (Hydrology)、建造物の基礎工、隧道、堰堤の施工法等も含めたい。また応用地質学という見地からいえば勿論、温泉、鉱床地質等に関する諸問題も含んでくることになる。

兎に角本誌の内容は我々の事業の定期的な集積の里程標としたい考えであるが、一面地質工学に興味と関心を持たれる諸氏に取って有意義な存在となるであろうことを確信する。

同好の士の投稿は大いに歓迎することになっているから別項投稿規定によって活発な合流を期待する。知識と経験の交換によって斯界の進歩と発達に就いて大いなる寄与をなすであろうことを我等はここに切に念願する次第である。

1952 年 10 月

渡 邊 貫

【創刊号より転載】

*Today is the oldest you've ever been,
and the youngest you'll ever be again.*

（今日とは、自分が今まででいちばん高齢である日であり、

決して再びこの日のように若くはなれない日である。）

第 32 代米国大統領夫人エリナー・ローズベルトの言葉より

地質工学 14 号発刊にあたって

近年頻発する大地震，火山噴火，土砂災害や土壌汚染問題などが安全・安心な社会生活を営むことを脅かしており，我々が地質工学で扱う分野の調査の重要性は益々高まっております。我々は地盤・環境・防災等の調査に携わる者として，より高品質な調査結果を提供しなくてはならないと考えております。

斯界の権威である先生方にご執筆頂き，更に当社技術者の経験の発表の場でもある本誌『地質工学』は，高品質な調査を実施する上で大きな力になると確信しております。

我々が研鑽を積むことによって安全な社会の発展に貢献できることを願っております。

平成 29 年 1 月 31 日

日本物理探鉱株式会社

代表取締役 社長 石田 定

地質工学 第14輯

目 次

- 断層雑感
元山口大学 教授 金折 裕司 …… 1

- 微動の H/V スペクトルと地盤構造
東京工業大学 名誉教授 斎藤 正徳 ……12

- コンクリート工学の最新トピック
東京工業大学 環境・社会理工学院 准教授 千々和 伸浩 ……29

- 多重モードを考慮した表面波探査の解析法に関する理論的考察
日本物理探鑛株式会社 技術本部 河村 茂樹 ……35

- 『常光寺年代記』における歴史地震の記録
日本物理探鑛株式会社 関東支店 久永 哲也 ……48

断層雑感

金折 裕司¹⁾

1) 元山口大学教授

1. はじめに

断層はよく知られているように、英語で“fault”である。この単語を英和辞典で調べると、最初に「過失」、「失敗」が出てくる。断層という意味での“fault”という言葉は、Playfair が鉱山用語として、1802 年に用いたのが最初のものである¹⁾。鉱夫たちが炭層や鉱脈を掘っているときに、ある面を境にしてそれが突然なくなったときに驚いて、「Oh! Fault!」と叫んだのであろう²⁾。

鉱山用語としての断層は、Lyell(1835)によって、次のように定義されている¹⁾。「同一平面内で地層の連続性が突然中断しており、割れ目や亀裂を伴う。幅は線状のものから数フィートまで変化に富み、一般に壊れた石や粘土を伴う。」このように、初期の定義は幅や長さ、破碎の性状が具体的に示されていた。その後、Rogers (1858) によって、「歪における転位あるいは変位を伴う亀裂」と定義され¹⁾、断層が変位を伴うとする概念が生まれたのに対して、幅やゾーンの概念が消え、変位が強調されるようになった。わが国では、明治初めに近代地質学が導入されると、地層が断ち切られていることから、“断層”と訳されたことは想像に難くなく、けだし名訳だと感じる。

国際地質学連合 (IUGS) の国際地質対比計画プロジェクト No.100 の成果報告書として、1979 年に出版された『International Tectonic Lexicon』¹⁾では、断層は次の様に再定義された。

A fracture surface or zone in rock along which appreciable displacement has taken place (岩石中の破壊面ないしゾーンで、それに沿って目にみえるほどの変位が生じているもの)

この定義では、変位をもつ単一の面だけでなく、ゾーンであることが明記されており、実際に露頭で観察される断層がイメージできる。目で見て面の両側で変位（ずれ）が認められないものは、節理と呼ばれる。

このような断層の定義は、当時としては当然のことながら、基盤岩や地殻を切っていることを前提としていることから、その前提が省略され、面とゾーンおよび変位だけが抽出されたように思われる。その一方で、Anderson (1951)³⁾は、地殻内の応力条件と断層のタイプを関連付けたことで有名である（図 1）。

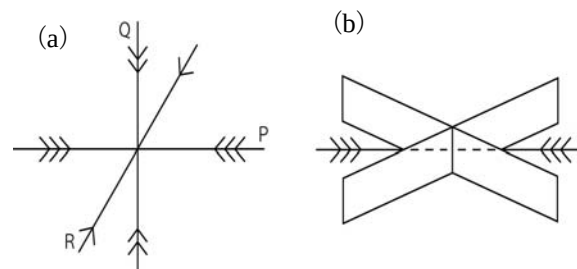


図 1 Anderson (1951)³⁾による断層と応力場の関係：横ずれ断層のケース (a) 応力配置 (b) 横ずれ断層面
P：最大主応力軸 Q：中間主応力軸 R：最小主応力軸

そこでは、断層は地殻内の応力場で形成されるものであることを前提としている。このことを踏まえると、断層とは単純に言えば、「地殻内応力で形成された基盤岩を変位させている破壊面ないしゾーン」ということになる。しかし、『新版 地学辞典』⁴⁾では、「岩石の破壊によって生ずる不連続面のうち、面に平行な変位のあるもの」としており、“変位”だけが取り上げられ、“ゾーン”という概念が消失している。

一方では、東京帝国大学地質学教室 1 回生の小藤文次郎は、1891 年に起きたわが国最大級の内陸（活断層）地震の詳しい現地調査結果に基づいて、地裂線が根尾谷断層と一致することから、「断層が動いて、地震が起きる」とする『断層地震説』を提唱した⁵⁾。言い換えると、断層は地震の発生源であり、地震を発生しないのは断層ではないことになる。

私の持論は、「内陸（活断層）地震は、プレート運動で生じる現在の応力場に呼応して、動きやすい断層が動いて（再活動して）起きている」である⁶⁾。地震の発生源となる（なった）断層をテクトニック（造構的）断層とよび、地すべり面などをノンテクトニック（非造構的）断層に分類しようとする意見⁷⁾もあるが、やはり断層は地震を起こす（起こした）ものに限定し、地すべり面などとは明確に区別すべきである。

筆者は 1971 年、大学 2 年生の終わりの春休みに、進級論文のフィールド（九州の天草上島）調査の時に、露頭で小断層に出会い、かつ、地質図に引かれた断層の実体を知りたいと思った⁸⁾。これらのことがきっかけとなって、研究テーマに断層を選び、今年で 46 年が経過した。どこでも見られるような小断層が私の研究人生を大きく決

定づけたことは、今思えば不思議である。

小論では、断層に関わる研究史を踏まえながら、実務に関連した断層のとらえ方、露頭での断層の見方などについて述べる。

2. 断層と破碎帯および影響帯

露頭で断層を詳細に観察すると、単一の不連続面に沿って破碎物質から構成される破碎帯 (fracture zone) が伴われている。その外側では断裂や小断層が発達している⁹⁾。図2には、これらの産状がよく観察できる断層露頭の例について、写真とスケッチを示す。

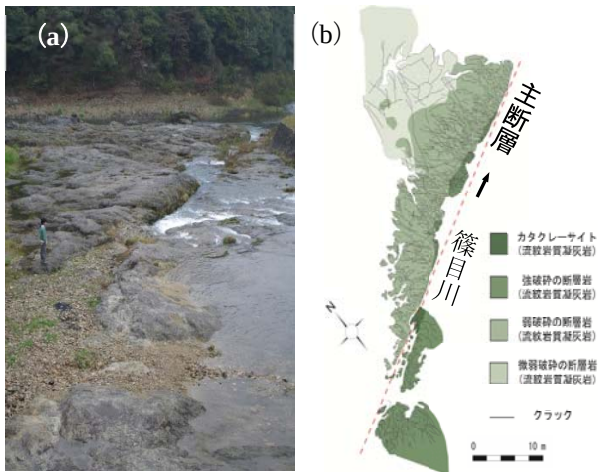


図2 長門峡河床のカタクレサイト帯とそれを取り囲むプロセスゾーンの露頭写真
山口市阿東御堂原 (a) 写真 (b) スケッチ

この例は、山口市阿東御堂原の長門峡河床に露出する徳佐-地福断層である。図2 aの右上から左下にかけて、断層に沿って破碎帯からなる凹地が見られる。図3 aは破碎帯の主要部である。破碎帯内には、岩盤との境界に幅5 cm前後の断層ガウジ (fault gouge) が認められ、その内側には結合性をもつカタクレサイト (cataclasite) が発達する (図3 b)。カタクレサイト中には、運動センスの指標となる複合面構造が発達する¹⁰⁾。後で詳しく述べるが、断層ガウジやカタクレサイトは断層岩 (fault rock) として総称される¹¹⁾。

破碎帯を取り囲む断裂や小断層の発達するゾーンは、プロセスゾーン (process zone) もしくはダメージゾーン (damage zone) と呼ばれる^{12),13)}。これらの特徴は、『Structural Geology』¹⁴⁾に詳しく解説されている。この教科書は、構造地質学に関するあらゆる現象について力学的な基礎に立脚し、綺麗な写真と図を参照させながら、多くの事例を解説しており、研究者はもとより地質技術者、必読の書である。

断層破碎帯、それを構成する断層岩、取り囲むように発達するプロセスゾーンやダメージゾー

ンの特徴について、それらが認識された経緯も含めながら、以下で説明する。



図3 長門峡河床のカタクレサイト帯の写真

(a) カタクレサイト帯 (b) 断層面に沿って発達するガウジ帯 (b) は (a) の白枠内を拡大

2.1 断層破碎帯

断層破碎帯は岩盤中の脆弱部なので、大断層になればなるほど、河川などで断層全体が侵食されていることも珍しくなく、その全貌はおろか一部さえも露頭で直接観察することが困難な場合も多々ある。

地質調査によって確認された露頭の位置と、その地質 (岩相や岩種) を詳細に記載したルート・マップに基づいて、地質図が作成される。1970年代の終わりのころまでは、地質図の作成過程において広域的な視点から、隣り合う露頭での地層の走向や岩体の分布から判断して、連続性に矛盾が生じた場合に、露頭と露頭の間に断層が推定された。多くの場合、直線状の河川や谷地形などによって断層が引かれた。暗黙のうちに、リニアメント (線状模様) と断層との関係が気づかれていたのである。このように、わが国の地質学においては、断層は実体のない地質解釈上の便宜的な線に過ぎない時代が続いた。

一方、1950年代には大ダム建設時代を迎え、黒部第四ダムを初めとして全国各地でアーチ式ダムや重力式ダムが次々と産声を上げ、ダムは導水路トンネルなどで発電所と連結された。1970年代になると、揚水発電のための上部・下部ダムや地下発電所が建設されるようになった。これらダムや発電所の基礎岩盤の調査では、岩盤の劣化部が連続するゾーンとして、破碎帯の存在が認識されていた。基礎設計のためには、実在する破碎帯の位置と分布を正確に示した図面が必要とされた。破碎帯の成因は断層だけではないが、実務に携わる地質技術者は早くから、断層は面ではな

く実質的な幅を持ち、その中に破碎した岩石が産出することを経験的に知っていた²⁾。

図4に、基礎岩盤の調査から経験的に認識された断層破碎帯の古典的な概念図を示す。断層は岩盤との両側、もしくは片側の境界に数cm程度の細粒の破碎物質から構成される細粒粘土化帯をともし、その内部は粗粒の角礫からなる角礫化帯である²⁾。細粒粘土化帯と角礫化帯はそれぞれ、断層ガウジと断層角礫から構成される。最近では、断層破碎帯は断層コア (fault core) と呼びかえられている¹⁵⁾ (図5)。

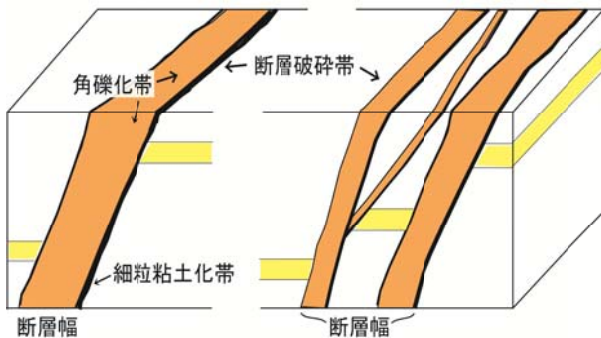


図4 断層破碎帯の概念図^{2),18)}

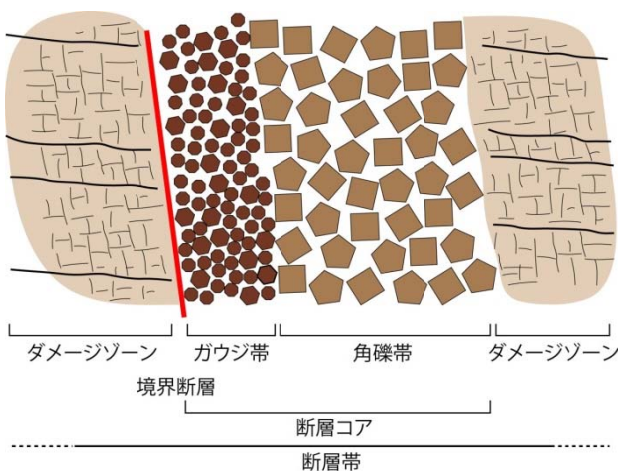


図5 断層帯を構成する断層コアとダメージゾーンの概念図
Billi(2005)¹⁵⁾を一部改変

断層破碎帯の幅 (W) は、野外で直接測定できることが多いのに対して、断層の長さ (L) は、直接的に測定することが困難な場合がある。LとWの関係については、図6に示すように、次の経験式が知られている¹⁶⁾。大まかには、WはLの千分の1程度である。

$$\log l = 0.68 - 1.74 \log W$$

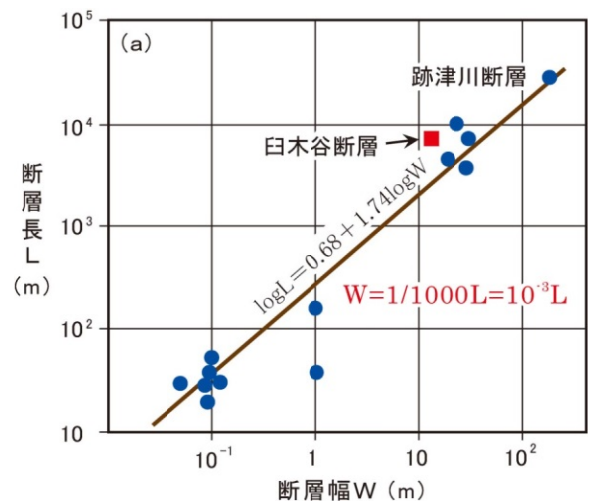


図6 断層幅 (W) と断層の長さ (L) との関係¹⁶⁾

2.2 プロセスゾーンとダメージゾーン

断層破碎帯の周囲には、微小割れ目や小断層の発達で特徴づけられ、断層の運動や成長に伴って形成されたプロセスゾーンが存在する¹²⁾。プロセスゾーンは材料力学で一般に使われている用語である。プロセスゾーンの概念図を図7に示す。

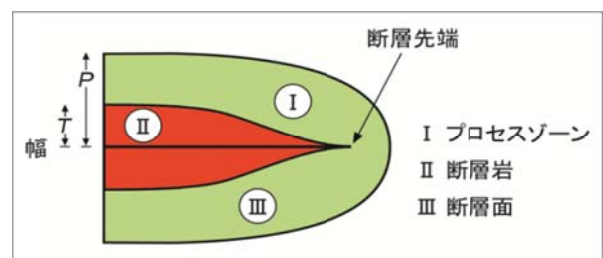


図7 断層プロセスゾーンの概念図¹²⁾

ゾーンの片側幅 (P) と断層の長さ (L) については、次の経験式が知られている¹²⁾ (図8)。大まかであるが、PはLの100分の1程度となる¹⁷⁾。

$$\log P = 0.18 - 2.0 \log L$$

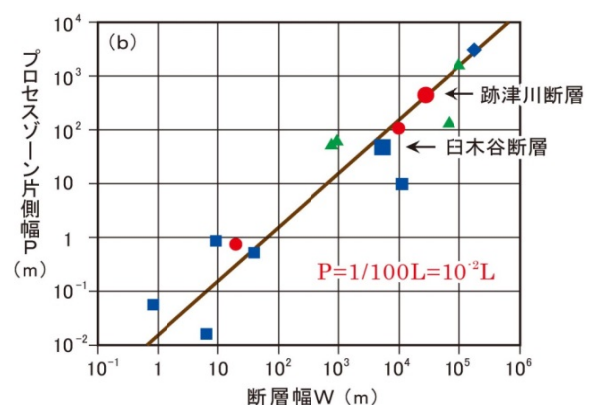


図8 断層プロセスゾーンの片側幅 (P) と断層幅 (W) との関係¹⁸⁾ Vermilye and Scholz (1998)¹²⁾に加筆

最近では、プロセスゾーンの代わりに、ダメージゾーンと呼ばれることも多くなってきている。図9は、これらのゾーンの関係を示した模式図の一例である。

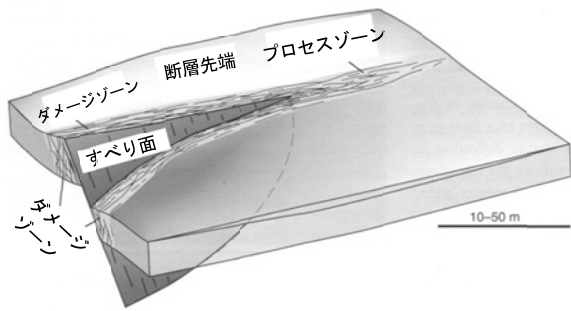


図9 断層プロセスゾーンおよびダメージゾーン
Fossen(2010)¹⁴⁾を一部改変

この図では、滑り面の周囲に存在するゾーンをダメージゾーンとしているのに対して、断層の先端部を取り囲むように発達するゾーンをプロセスゾーンとして区別している¹⁴⁾。滑り面は前記の断層コアに相当する。

断層やそれに伴う破碎帯を直接みることができない場合でも、プロセスゾーンやダメージゾーンの存在が把握できれば、断層の位置を特定できる場合が出てくる¹⁸⁾。

2.3 断層岩の種類と形成深度

断層破碎帯を構成する断層岩の体系的な分類は Higgins(1971)¹⁹⁾に始まり、Sibson(1977)¹¹⁾によって、ほぼ現在の分類法が定着した。表1に示すように、この分類法では、岩片の割合と結合性(固結度)を指標としている。未結合性の断層岩は断層ガウジと断層角礫に分類される。結合性を持つが葉状構造のない(ランダムな)ものがカタクレサイト(cataclasite)であるのに対して、葉状構造の発達したものがマイロナイト(mylonite)に分類される。

表1 断層岩の分類表 Higgins(1971)¹⁹⁾と Scholz(2002)¹⁷⁾を一部改編

未結合		結合性		
岩片の割合		ランダムな組織	葉状構造	鉱物の著しい成長
		シュードタキライト		
50%	断層角礫	マイクロブレッチャー	プロトマイロナイト	マイロナイト質片麻岩
			マイロナイト	ファイロナイト ブラストマイロナイト
30%	断層ガウジ		ウルトラマイロナイト	
10%		カタクレサイト		

特殊なケースではあるが、葉状構造を持つカタクレサイトが認められることがある。例えば、図10では阿寺断層の活動に伴って形成されたカタクレサイト中のPシア(後述)に沿って塑性変形した黒雲母が葉状に配列している²⁰⁾。その基質は脆性破壊した石英や長石から構成されており、鉱物の変形様式の違いから、形成温度条件をより詳しく見積もることができる。

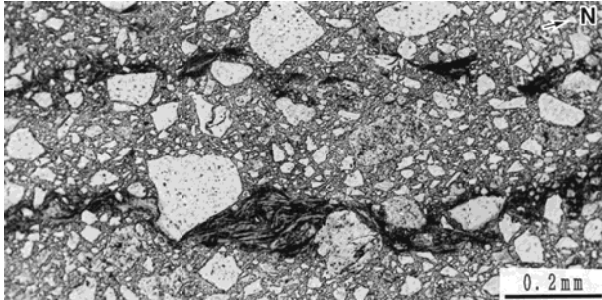


図10 苗木花崗岩中に発達する葉状構造を持つカタクレサイト²⁰⁾ 葉状構造は塑性変形した黒雲母から構成

これらとは別に、ち密でガラス質の岩石はシュードタキライト(pseudotachylite)と呼ばれ、断層運動に伴う摩擦熱で溶融した物質が急冷してできたものや、破碎によって著しく細粒化したものがある²¹⁾。

現在地表に露出する断層岩は、地下深いところで形成されたのちに、幾多の地殻変動を被って地表に現れたものや、地表近くで直接形成されたものが混在している。地殻内部では深くなればなるほど温度が高くなっていくため、断層岩ができるときの温度条件が異なり、岩石破壊のメカニズムが異なる。図11には、深度と断層岩の種類およびレオロジーとの関係を示す。未結合性の断層ガウジや断層角礫は地下4 kmより浅いところ、結合性をもつカタクレサイトはそれ以深から10~15 kmまで、それぞれ脆性領域で形成される。一方、マイロナイトは15 km以深の延性領域で形成される。その中間の脆性-延性遷移領域で形成されるS-Cマイロナイトの存在も知られている²²⁾。

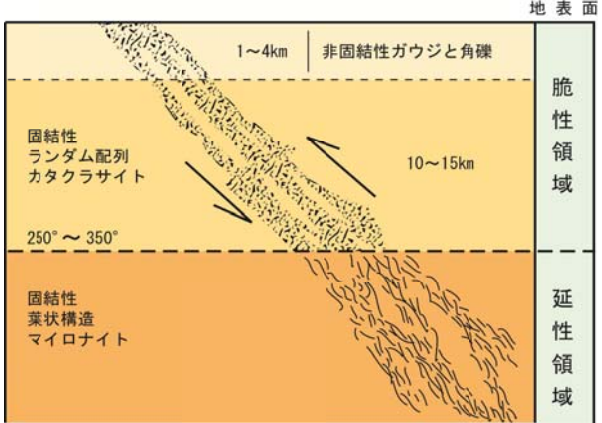


図11 断層岩の種類と形成深度との関係¹¹⁾

このように、断層岩は形成された深度に強く関係しており、震源での断層の性質を知る上で重要な鍵を握っており、いわば“地震の化石”でもある。

2.3 複合面構造と変位センス

大規模な断層では、幅の広い破碎帯をとまなうために、断層両側での接触関係を直接みることができないことがある。地質図上での岩体のオフセット（かい離）などから、断層の変位センスが推定できる場合もあるが、直接的ではない。しかし、露頭でみられる破碎帯の内部構造から、変位のセンスが推定でき、断層の動きを知ることができる。

Logan et al.(1979)²³⁾は、岩石試料の間に断層ガウジの模擬物質を挟んだ岩石圧縮試験を行い、模擬物質にできた内部構造を詳細に調べた。形成された構造は複合面構造と呼ばれ、図 12 に示すように、様々な方向の面ができていく。この図は断層面に直交する断面であり、断層が右横ずれに変位したケースである。左横ずれのケースは、この図を裏から見るか、鏡に写してみればよい。R1シアなど 5 種類のずれを示す面（せん断面）と 1 種類の T 割れ目（引張割れ目）ができていくことがわかる。実際に、断層露頭で観察される複合面構造を、この図と照らし合わせると、断層の変位センスが判定できる。

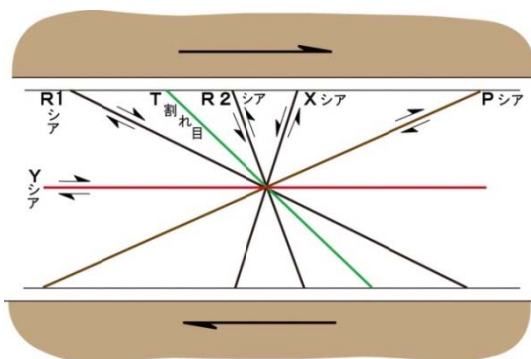


図 12 断層内に形成される複合面構造²³⁾

右ずれのケース 左ずれのケースはこの鏡像

断層ガウジなどを綺麗にはぎ取ると、鏡のような光沢をもつ断層面が出てくることがあり、これは文字通り鏡肌（slickenside）と呼ばれる²⁴⁾。この鏡肌の上には、時折、ひっかき傷のような条線（striation）が認められることもある。当然、条線が水平方向の場合には横ずれ断層、鉛直方向の場合には正断層または逆断層である。しかし、条線だけでは動きの方向が右であるか左であるか、また上であるか下であるか、を判定することはできない。

上述した複合面構造と条線の方角を合わせて解析することによって、断層の種類と変位のセンス

を判定することができる。

3. 地質断層と活断層

すでに述べてきたように、断層とは（地殻内応力場で形成され）、基盤岩を変位させる面もしくはゾーンであることは明白である。ところが、1980 年代になって、地形学的な調査から活断層が認知されるようになってくる²⁵⁾と、活断層ではないものもしくは活断層かどうかわからない断層を、活断層と区別する必要がでてきた。このため、苦肉の策として、“地質断層”という用語を使わなくてはならなくなってきた。つまり、地質断層とは、地層や岩体を切る断層のうち、活断層でないもの、もしくは活断層かどうかわからない断層を、活断層と区別するとき用いられる。そもそも断層とは、地質学的に認識されたものを指すので、この用語には、少なからず違和感があるのは、私だけであろうか。

3.1 活断層と地震

地球科学に関する教科書や一般書では、活断層の定義として、「第四紀(後半)にくり返し活動した断層で、今後も活動する可能性が高い断層」と書かれている場合が多い。ところが、1995 年兵庫県南部地震（Mj7.3）の発生などからすると、「地震に伴って地表に現れた破壊面で、地形に累積性が認められる断層」としたほうが、正確な表現である²⁶⁾。活断層の存在はただ、そこで地表変位が起きたことを物語っているのに過ぎない。つまり、「くり返し活動した」、および「今後も活動する可能性が高い」かどうかは、活断層の存在だけではわからないのである。したがって、活断層があるからといって、そのまま地震発生につながることはない。地震は地殻内の断層が動いて起きる。地震に伴う破壊面が地表に達すると、それは地表地震断層と呼ばれる（図 13）。

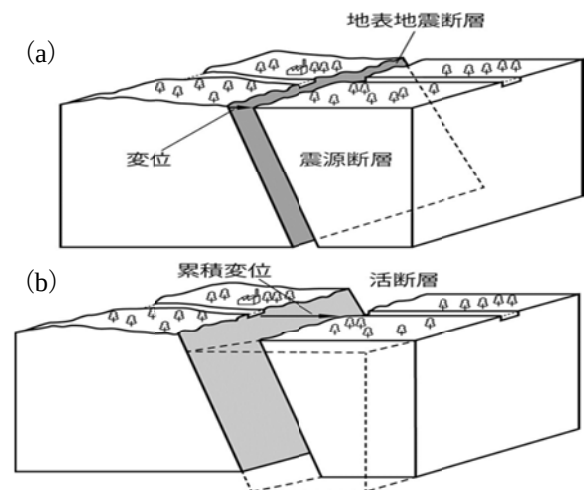


図 13 (a) 地表地震断層と震源断層 (b) 累積変位を示す活断層

活断層に関しては、地球に人類が現れた第四紀になって初めてできたとの誤解もある。兵庫県南部地震では、すでに地層や岩石の境界として知られていた地質断層（野島断層）に沿って、地表に破壊面が出現した（図14）。



図14 保存された野島地震断層の断面 北淡震災記念公園内にある野島断層保存館 兵庫県淡路市小倉

活断層の中には、新第三紀以前にすでに形成されていた断層が第四紀になって、再活動したものも多く含まれている。再活動とは古い時代に形成された断層がいったん活動を停止した後に、新しい時代になって再び動き出すことをいう²⁷⁾。地質断層が再活動する場合、現在の力の加わり方によって当然、動きやすいものと動きにくいものがある。ただし、再活動とは、繰り返し活動している活断層が再び動くという意味ではない。

3.2 地質断層と再活動

変動地形から抽出された活断層の存在があまりにも強調されて過ぎて、基盤岩中の断層（ここでいう地質断層）との関係については、見過ごされてきた感が否めない。言うまでもないことであるが、地震は基盤岩中の断層が動いて（ずれて）起きるので、地震を起こして地表に現れた活断層は、地下の地質断層と連続していなければならない。言い換えると、変動地形や被覆層を切る小断層の存在だけからは、震源断層に関する情報をえることは出来ないのである。

これまで出版されている活断層図と同じ地域の地質図を重ね合わせてみると、活断層の大部分が地質断層と一致していることがわかる²⁸⁾。例えば、活断層が最も密に発達している中部地方では、活断層として著名な根尾谷断層、阿寺断層、跡津川断層などはすべて地質断層と一致し、数百 m におよぶ断層破碎帯を伴っている（図15）。



図15 阿寺断層に伴われる破碎帯²⁹⁾ 花崗斑岩が20m以上にわたって破碎 岐阜県益田郡萩原町山之口付近

阿寺断層や跡津川断層では、断層破碎帯中の物質の放射年代測定結果から、8千～5千万年前の年代が得られており、これらの断層の形成が白亜紀から古第三紀に遡ることを示している²⁹⁾。すなわち、古い時代に出来た地質断層が、現在の東西圧縮応力場で、再活動しているのである。つまり、根尾谷断層と阿寺断層は北西－南東方向の左横ずれ断層であるのに対して、跡津川断層は東北東－西南西方向の右横ずれ断層であり、東西圧縮場に整合する。この例のように、西南日本が置かれた東西圧縮場で、共役をなす北東－南西方向の右横ずれ断層と北西－南東方向の左横ずれ断層が動いて地震を起こしてきた。このことは、活断層の大半は第四紀（もしくは第四紀後半）になって、現在の応力場に呼応して動きやすい地質断層の再活動で生じたことを実証している²⁷⁾。

一方、東北日本では、ほぼ東西方向から締め付けられているので、おもに南北方向に近い逆断層が動いて地震を起こしてきた。ところが、2011年東北地方太平洋沖地震（Mw9.0）の1か月後に起きたMj7.0の地震では、福島県いわき市の井戸沢断層と湯ノ岳断層に沿って、正断層変位を伴う地表地震断層が出現した（図16）。

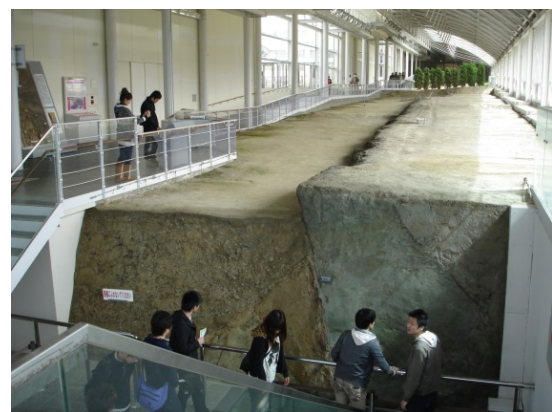


図16 福島県浜通りの地震（Mj7.0）の時に井戸沢断層に沿って現れた地表地震断層³⁰⁾ 福島県いわき市塩ノ平付近

これら地表地震断層は、既知の地質断層や活断層に沿っている。このことは、プレート境界で巨大な海洋地震が発生すると、プレートの弾性的な反発によって陸側の地殻が伸長して、既存の断層に応力変化が起き、活断層地震が誘発されることを意味している³⁰⁾。

4. 断層と地震

断層が地震を起こすので、当然ではあるが両者には密接な関係が認められる。以下では、(1)断層と地震の関係を直接数値化した地震モーメント、(2)起震断層の定義の妥当性、(3)断層の長さ(4)最近の活断層地震と地質断層の関係、および(5)原子力発電所をめぐる活断層の誤解、をみてゆくことにしよう。

4.1 地震モーメント

長さ(L)×幅(W)の面を持つ断層が地震の時にdだけ変位したとすると、断層の運動で解放される地震モーメント(M₀)は、 $\mu L W d$ で与えられる(図17)。

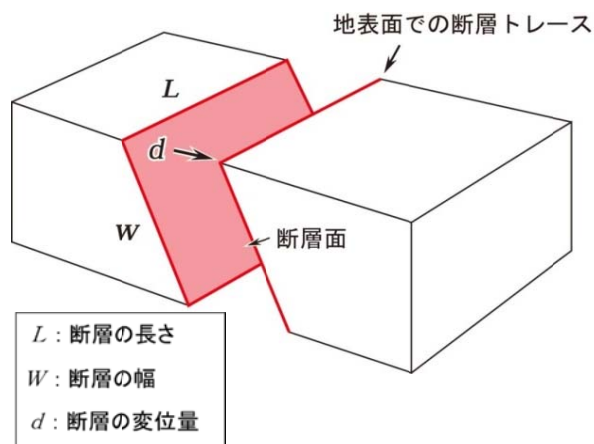


図17 地震モーメントを示す概念図

ここで、 μ は剛性率で、断層面が持つ強さのような量である。L×Wは断層の面積なので、 $\mu L W$ は接着剤で貼りあわされた断層面の持つ粘着力であるとみなすことができる。この値が大きくなると当然、断層面をずらすのに大きな力が必要となり、ずれたときには反発が大きくなる。

地震のモーメント(M₀)から次の式を使って、モーメントマグニチュード(M_w)が求められる。これは、断層の運動から計算するので、地震と断層の関係をよく表している。

$$M_w = (\log M_0 - 9.1) / 1.5$$

4.2 断層の長さ(4)最近の活断層地震と地質断層の関係

地震のモーメントマグニチュード(M_w)は、す

で示したように、断層の面積(L×W)と変位量(d)に比例する。ここで、断層の幅(W)と変位量(d)を一定であるとみなせば、M_wは大雑把ではあるが、断層の長さ(L)の関数となる。地震のマグニチュード(M)と震源となる断層の長さ(L)について、次の経験式がよく知られている³¹⁾。

$$\log L \text{ (km)} = 0.6 M - 2.9$$

この式の係数は、統計値から厳密に得られたのではなく、M8の地震でL=80km、M7の地震でL=20kmとして決められた³¹⁾。図18には、兵庫県南部地震とそれ以降に起きた地震のうち、MとLがそれぞれわかっている山口県北部の地震、鳥取県西部地震、福岡県西方沖の地震、長野県北部の地震の5データを加えた。これらのデータもおおよそ、上記経験式が示す直線の周囲にプロットされ、この経験式の妥当性を示している。

この経験式を使うと、断層の長さ(L)がわかれば、その断層から発生する地震のマグニチュード(M)が推定できることになる。地震調査研究推進本部による地震の長期評価でも、この経験式が利用されている。この経験式は、活動する断層の長さが長くなればなるほど、断層から発生する地震の規模が大きくなることを意味する。

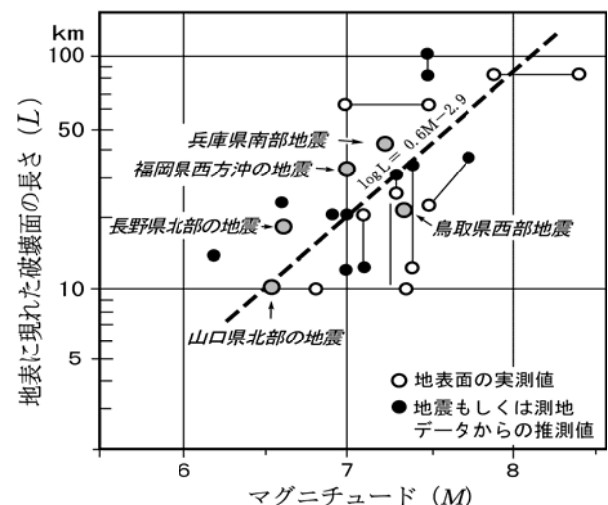


図18 破壊面の長さ(L)と地震のマグニチュード(M)の関係^{6),18)}
松田(1975)²⁹⁾に加筆

地表で確認される断層は、地震を起こした破壊面が地表と交わる線なので、真の断層の長さは当然、震源断層である地下の破壊面に等しいか、もしくはそれより短いことになる。したがって、この経験式を使って、断層の長さから地震の規模を見積もる場合には、過小評価となる危険性があることに注意しておかなくてはならない。

4.3 起震断層

断層は一本だけ孤立して存在するものもあれば、

複数の断層が雁行状を呈して配列している場合もある。さらに、枝分かれしたり合体したりして、一つの断層を構成していることもある。複数の断層が一連のものとみなされ、規則的な配列を持つ場合に、断層帯や断層系という用語が用いられる。ところが断層帯と名づけられている場合でも、実際は幅の広い帯状の断層があるわけではなく、その中に複数の断層が存在しているだけであり、帯という言葉はなじまない。したがって、私は断層帯という用語よりも、複数の断層がある系統性を持って発達している場合、断層系という用語を使うようにしている。

複数の断層が断続的に発達している場合に、地震発生の単位となる断層は“起震断層”と呼ばれ、以下のように、その判定基準が提案されている³²⁾。5 kmという数字がでてくるので、5 kmルールと呼ばれることもある。

- (1) 周辺5 km以内に他の活断層権のない孤立した長さ10 km以上の断層
- (2) 互いに相互関係が5 km以内であるほぼ同じ走向の断層群
- (3) 断層線の中心の位置が主断層線から5 km以上離れている走向を異にする断層
- (4) 走向方向に5 km以内の分布間隙をもって、ほぼ一線にならぶほぼ同じ走向の複数の断層

このよう起震断層は、幾何学的に定義されたものであることから、同じ起震断層に属していたとしても、本当に一連の断層であるか否かは定かではない。

そこで、断層プロセスゾーンの存在を考慮して、有限要素法を用いた2次元断層運動シミュレーションを行い、様々なケースを想定して上記4つの定義の検証を試みた³³⁾。その結果、5kmルールのうち定義(1)だけが成立し、それ以外は成立しないことがわかった⁶⁾。

地震調査研究推進本部は、全国の活断層に対して一律に前記の基準を適用し、活断層から発生する地震のマグニチュードMを見積もっている。しかし、地域防災のための被害想定的基础資料とするためには、対象とする起震断層に属する各活断層が一連のもので同時に活動するのか、性格が異なり別々に活動するのかについて、詳細な検討が望

まれる。

4.4 最近の活断層地震と地質断層

地震調査研究推進本部によって、平成18(2006)年までに全国主要98活断層と追加12断層を対象に、詳細な活断層調査が実施され、地震の長期評価結果が順次公表されてきた³⁴⁾。そこでは、次の大地震は当然、調査対象とされた活断層のどれかが動いて起きるはずだという大前提があったように思われる。さらに、「個々の地震は固有の周期で活動し、同規模の地震を発生している」とする固有地震モデルに基づいて、長期評価が行われてきた。しかし、兵庫県南部地震以降に発生した大地震のうち、2014年長野県北部の地震以外は、主要110活断層に沿っていない。長野県北部の地震に関しても、長期評価によると糸魚川-静岡構造線北部でM8程度とされていたが、今回の地震はMj6.7であり、長期評価を大きく下回った。

2011年東北地方太平洋沖地震の発生を受けて、地震調査研究推進本部は、長期評価の改訂にあたっては、「固有地震モデルではなく、発生しうる地震の多様性を考慮した評価を試みる」³⁵⁾としており、今後の改訂が期待される。

西南日本内帯、すなわち東側の糸魚川-静岡構造線と南側の中央構造線で境界された地域では、1995年兵庫県南部地震以降、被害を誘発した活断層地震が5個発生している(図19)。これらの活断層地震には、次のような特徴が認められる(表2)。



図19 1995年以降に発生した被害地震の震央と震源メカニズム
震央の位置と震源メカニズムは気象庁のデータに基づく

表2 1995年兵庫県南部地震およびそれ以降、西南日本内帯で起きた活断層（内陸）地震

地震名	発生年月日	マグニチュード		震源メカニズム		余震域		関連断層
		Mw	Mj	断層型	圧縮軸	長さ(km)	方向	
兵庫県南部	1995.1.17	6.9	7.3	右横ずれ	東西	40	NE - SW	野島断層
山口県北部	1997.6.25	5.9	6.6	右横ずれ	東西	10	NE - SW	迫田 - 生雲断層
鳥取県西部	2000.10.6	6.6	7.3	左横ずれ	東西	20	NNW - SSE	リニアメント
福岡県西方沖	2005.3.20	6.6	7.0	左横ずれ	東西	25	NW - SE	警固断層
能登半島	2007.3.25	6.7	6.9	逆断層 (右横ずれ成分)	西北西 東南東	21	NE - SW	海底活断層
長野県北部	2014.11.22	6.2	6.7	逆断層	西北西 東南東	20	N - S	神城断層 (糸静線)

すなわち、

(1) 震源メカニズム解はすべて、ほぼ西北西-東南東～東西圧縮を示す。

(2) 1997年山口県北部の地震 (Mj6.6) と2007年能登半島地震 (Mj6.9) の余震域は北東 - 南西方向を示す。これに対して、2000年鳥取県西部地震 (Mj7.3) と2005年福岡県西方沖の地震 (Mj7.0) の余震はそれぞれ、北北西 - 南南東と北西 - 南東方向に並び、北東 - 南西方向と共役関係にある。これら4個の地震の余震域の方向と断層の横ずれのセンスは、震源メカニズム解の東西圧縮と整合する³⁶⁾。逆断層のメカニズムを持つ2014年長野県北部の地震 (Mj6.7) の余震域は南北方向に延び、西北西-東北東圧縮に整合的である。

(3) 山口県北部の地震の余震域は、地質断層である迫田 - 生雲断層に沿っている^{37),38)}。福岡県西方沖の地震は、警固断層の北西延長上の海域で起きた³⁹⁾のに対して、能登半島地震は海底活断層上とその北東延長上で発生している⁴⁰⁾。鳥取県西部地震の震央付近では、震源断層と同方向で長さの短いリニアメントが集中する⁴¹⁾。長野県北部の地震では、糸魚川 - 静岡構造線を構成する神城断層に沿って地表地震断層が出現している。

西南日本内帯は東進するアムールプレートの南縁に位置し、現在東西圧縮場に置かれている⁴²⁾。上記の (1) と (2) はこのことと整合しており、4個の地震がテクトニクスを反映して起きていることを実証している。また、(3) は活断層地震がどこでも発生しうることを示しているのではなく、地質断層もしくは“活断層”に関連して起きること

を確認した事例と考えるべきである。また、長野県北部の地震は、兵庫県南部地震と同じように、マイクロプレート境界で起きた。

4.5 原子力発電所と活断層の誤解

東北地方太平洋沖地震で誘発された福島第一原子力発電所の事故によって全国の原子力発電所は稼働を停止した。その後、原子力規制庁が設置され、2013年に実用発電用原子炉及びその附属施設の位置、構造及び設備の基準に関する規則、いわゆる「新規制基準」が制定された⁴³⁾。そこには、地球科学関連学会から推薦された委員から構成される有識者会合が置かれ、原子炉直下および周辺に活断層と思しき構造や第四系の変状が認められた数か所の地点を対象にして、有識者による現地調査と評価会合が開催され、「新規制基準」に基づいた評価が実施された。

評価会合では、「新規制基準」にある「将来活動する可能性のある断層等」であるか否かが焦点となった。「将来活動する可能性のある断層等」とは、おもに①後期更新世以降（約12～13万年前以降）の活動が否定できない断層、②震源として考慮する活断層のほか、地震活動に伴って永久変位が生じる断層に加え、支持基盤まで変位及び変形が及び地すべり面を含む、とされている。しかし、「断層等」として、成因の全く異なる“地すべり面”まで「将来活動する可能性のある断層等」に含めることには疑念を感じざるを得ない。

有識者会合では、構造地質学的な視点から変位や変形を伴っている不連続面の成因を深く追及す

ることなく、変位や変形の時期が重要視され、「活断層の疑いが否定できない」や「活断層の可能性は否定できない」などの評価結果が出された。ここでは、構造地質学および構造堆積学の視点が欠けており、不連続面に伴われる物質の微細組織や地層の変形・変位の特徴などの検討が不十分な評価となっている^{44),45)}。やはり、重要なことは、地震を起こしてきた地質断層の露頭観察結果で得られてきた従来の知見を十分に生かして、断層岩の組織を十分に理解した上で、「将来活動する可能性のある断層等」ではなくて、「震源となる断層」であるか否かに焦点を絞って議論するべきではなかろうか。

5. おわりに

これまでの地質調査や露頭調査の経験に基づいて、断層と地震に関するフィールドワーク的な側面から、断層研究の変遷を踏まえながら、断層に対する考え方や捉え方および断層の見方を述べてきた。一口に断層といっても、そのイメージは研究者ごとに異なり、それぞれの思いは違っている。しかし、断層運動で起きる地震に誘発される自然災害を少しでも軽減したいという思いは共通しているであろう。その思いを実現するためには、以下のことが重要である⁶⁾。

(1) 野外調査（フィールドワーク）の基本に立ち戻り、活断層と地質断層に対して、オーソドックスな地形・地質調査を実施する。あわせて、汎地球測位システム（GPS）測地による速度ベクトルや地震の震源メカニズム解を解析することにより、日本列島のテクトニクスを十分に理解する。

(2) 断層を構成する断層破碎帯・断層岩・断層コアおよびその外側に発達するプロセスゾーン・ダメージゾーンに関する知識を整理するとともに、露頭で詳細な観察と解析を行う。

(3) テクトニクスの視点から、広域応力場の中で地質断層を正確に位置づけ、再活動性を評価する。

(4) 以上のデータを総合して、活断層に固執することなく、現在の応力場で動きやすい地質断層を対象として、構造地質学的な精査を行う。

(5) 活断層（系）の連動性を評価する場合、一律に「5 km ルール」を適用するのではなく、個々のケースを対象として、プロセス（ダメージ）ゾーンを考慮に入れた断層運動シミュレーションを行わなければならない。

この小文が実務で断層と地震に関与している地質技術者の一助となれば幸いである。末筆ながら、小文執筆の機会を与えていただいた日本物理探査株式会社の加藤正男監査役に感謝の意を表します。

参考文献

- 1) International Union of Geological Sciences (1979): International Tectonic Lexicon. E.schweizerbart'sche Verlagsbuchhandlung, Stuttgart, 153p.
- 2) 金折裕司 (1993) : 甦る断層—テクトニクスと地震の予知. 近未来社, 222p.
- 3) Anderson, E.M. (1951): The Dynamics of Faulting and dyke formation with application to Britain. Oliver and Boyd, Edinburgh, 206p.
- 4) 地学団体研究会編 (1996) : 新版地学辞典. 平凡社, 1443p.
- 5) Koto, B. (1893): On the cause of the Great Earthquake in central Japan. J. Coll. Sci. Imp. Univ., 5, 294-353.
- 6) 金折裕司 (2014) : 断層地震の連鎖—断層との対話. 近未来社, 238p.
- 7) 横田修一郎・永田秀尚・横山俊治・田近 淳・野崎 保 (2015) : ノンテクトニック断層—識別方法と事例—. 近未来社, 248p.
- 8) 金折裕司 (1997) : 活断層系—大地震発生とマイクロプレート. 近未来社, 228p.
- 9) 金折裕司 (2005) : 山口県の活断層—地震災害の減災をめざして. 近未来社, 119p.
- 10) 金折裕司 (1999) : 中国地方西部におけるカタクレーサイト帯の再活動と断層ガウジの形成. 月刊地球, 21, 22-29.
- 11) Sibson, R.H. (1977): Fault rocks and fault mechanisms. Jour. Geol. Soc., London, 133, 191-213.
- 12) Vermilye, J.M. and Scholz, C.H. (1998): The process zone: A microstructural view of fault growth. J. Geophys. Res., 103, B6, 12,223-12,237.
- 13) Kim, Y.-S., Peacock, D.C.P. and Sanderson, D.J. (2004): Fault Damage Zone. Jour. Struct. Geol., 26, 503-517.
- 14) Fossen, H. (2010): Structural Geology, Cambridge University Press, 463p.
- 15) Billi, A. (2005): Grain size distribution and thickness of breccia and gouge zones from thin (<1 m) strike-slip fault cores in limestone. Jour. Struct. Geol., 27, 1823-1837.
- 16) Ogata, S. (1976): Activity evaluation of fault in the basement terrain - Characteristics of its fracture thickness and filled materials. Jour. Japan Soc. Eng. Geol., 17, 118-121.
- 17) Scholz, C.H. (2002): The Mechanics of Earthquakes and Faulting: Second edition. Cambridge University Press, 471p.
- 18) 金折裕司 (2001) : 断層の影響はどこまで及んでいるか. 応用地質, 41, 323-332.
- 19) Higgins, M.W. (1971): Cataclastic rocks. U.S. Geol. Surv. Prof. Pap., 687, 97p.
- 20) Kanaori, Y., Kawakami, S. and Yairi, K. (1991): Microstructures of deformed biotite defining foliation in cataclastic zones in granite, central Japan. Jour. Struct. Geol., 13, 777-785.
- 21) Wenk, H. (1978): Are pseudotachylites products of fracture or fusion? Geology, 6, 507-511.
- 22) Lister, G.S. and Snoke, A.W. (1984): S-C mylonites. Jour. Struct. Geol., 6, 617-638.
- 23) Logan, J.M., M. Friedman, M., N.G. Higgs, N.G., C. Dengo, D. and T. Shimamoto, T. (1979): Experimental studies of simulated gouge and their application to studies of natural fault zones. Proc. Conf. VIII, Analysis of Actual Fault Zones in Bedrock, National Earthquake Hazards Reduction Program, April 1-5, Menlo Park, Calif., 305-343.
- 24) Means, W.D., (1987): A newly recognized type of slickenside striation. Jour. Struct. Geol., 9, 585-590.
- 25) 活断層研究会編 (1991) : 新編日本の活断層—分布図と資料—. 東京大学出版会, 437p.
- 26) 金折裕司 (1995) : 足元に活断層. 朝日新聞社, 190p.
- 27) 金折裕司 (2004) : 地質断層の再活動性—大原湖—弥岐山西断

- 層系の例ー. 日本応用地質学会研究発表会講演論文集, 11-14.
- 28) 小坂和夫・金折裕司・千木良雅弘・吉田鎮男 (2010) : 日本の断層マップ. 培風館, 248p.
- 29) 金折裕司・川上紳一・矢入憲二・竹下 徹 (1990) : 中部日本における断層運動による花崗岩貫入テクトニクス. 地震2, 43, 77-90.
- 30) 遠田晋次 (2013) : 連鎖する大地震. 岩波科学ライブラリー, 110p.
- 31) 松田時彦 (1975) : 活断層から発生する地震の規模と周期について. 地震 第2輯, 28, 269-283.
- 32) 松田時彦 (1990) : 最大地震規模による日本列島の地震分帯図. 東京大学地震研究所彙報, 65, 289-319.
- 33) 山口祐貴子・金折裕司 (2011) : 断層プロセスゾーンを考慮した断層運動シミュレーションによる活断層の連動性-中国地方西部を例に-. 日本応用地質学会研究発表会発表論文集, 117-118.
- 34) 地震調査推進本部 : 主要断層帯の長期評価
(http://www.jishin.go.jp/evaluation/long_term_evaluation/major_active_fault/http://www.jishin.go.jp/main/)
- 35) 吉田康宏 (2013) : 新しい南海トラフの地震活動の長期評価について. GSJ ニュース, 7, 193-196.
- 36) 金折裕司 (2013) : 活断層との共生. 日本応用地質学会中国四国支部 支部設立20周年記念行事 平成25年度研究発表会・記念シンポジウム発表論文集, 19-24.
- 37) 金折裕司・小林健治・安野泰伸・割ヶ谷隆志・山本哲朗 (1999) : 1997年山口県北部地震 (M6.1) の震源断層と家屋被害. 応用地質, 40, 220-230.
- 38) 佐川厚志・相山光太郎・金折裕司・田中竹延 (2008) : 山口県中東部, 徳佐 - 地福断層と迫田 - 生雲断層の性状および活動性. 応用地質, 49, 78-93.
- 39) 地震調査研究推進本部・地震調査委員会 (2007) : 警固断層帯の評価. 平成19年3月19日公表
(http://www.jishin.go.jp/main/chousa/13feb_chi_kyushu/k_5.pdf) .
- 40) 岡村行信 (2007) : 能登半島及びその周辺海域の地質構造発達史と活構造. 活断層・古地震研究報告, 7, 197-207.
- 41) 井上大栄・宮腰勝義・上田圭一・宮脇明子・松浦一樹 (2002) : 2000年鳥取県西部地震震源域の活断層調査. 地震2, 54, 557-573.
- 42) 伊藤康人・荒戸裕之 (1999) : 九州西方-山陰・北陸海域 : 日本海南部における鮮新世以降の応力場変遷. 地質ニュース, 541, 25-31.
- 43) 原子力規制委員会, 2016, 実用発電用原子炉に係る新規規制基準についてー概要ー. 平成26年2月17日更新
(<http://www.nsr.go.jp/data/000070101.pdf>) .
- 44) 奥村 晃史・金折 裕司・遠田 晋次・山崎晴雄 (2015) : 有識者会合の評価書を科学的に検証する. 特集「フォーラム・アイ・ワイド エネルギーフォーラムシンポジウム いま原子力規制行政を問う! 敦賀発電所の「断層問題」を検証」, 月刊エネルギーフォーラム, 61 (729) , 84-88.
- 45) 金折裕司・山崎晴雄・平松良浩, 2016, 志賀原子力発電所のシーム問題「有識者会合「評価」への専門家からの反論」. 月刊エネルギーフォーラム, 735, 98-103.

微動の H/V スペクトルと地盤構造

斎藤 正徳

東京工業大学名誉教授

概要

Arai-Tokimatsu の微動モデルを再定式化した。このモデルは、微動が地表面に働く、時間的、空間的にランダムな単力源によって励起される表面波である、というものである。この定式化にもとづいて、レーリー波、ラブ波のパワースペクトル、H/V 比などを、いくつかの地盤モデルについて計算した。その結果、H/V 比は起振力の水平、上下成分の比に強く依存し、レーリー波の軌道の縦横比をもちいた従来の解析方法はまったく意味をもたないことがわかった。起振力の上下、水平方向の比を観測することは不可能であるから、微動の観測から地盤構造を推定するためには、ラブ波のパワースペクトルを観測することが必要不可欠である。

はじめに

常時微動のスペクトルが表層地盤の構造と深い関係を持っていることは疑いない。しかし両者の因果関係については明確な理論はいまのところない。工学的には、常時微動の卓越周期によって地盤種別を判定することがおこなわれてきているが、その理論的根拠は S 波の多重反射理論である。すなわち、平面 S 波が基盤から入射したときに、表層地盤内の多重反射によって入射波が増幅される。増幅度がピークになる周期と常時微動の卓越周期を同じものとしたのが上の考え方であるが、そこには常時微動が多重反射から生成されているという仮定が含まれている。

近年、さまざまな観測的事実から、微動の本質が表面波であることが一般に認められるようになってきた。微動の上下動成分を用いたアレー観測の成功は、微動中のレーリー波の存在を強く印象づけた。まだ研究段階であるとはいえ、ラブ波のアレー観測もおこなわれている [5]。観測点近傍に特定の振動源がないにもかかわらず観測される振動が常時微動であるとすれば、幾何学的減衰の少ない表面波が卓越することは当然である。

多重反射理論は自然地震の S 波の解析には適当であるが、表面波と考えられる微動の解析においてもある程度の成功をおさめたのには理由がある。単純な二層構造のラブ波は、表層内の平面 S 波の多重反射の干渉によって生成されることはよく知られている。多層構造の場合も事情は同じで、S 波速度が位相速度よりも遅い層内では SH 波は平面波として伝播する。レーリー波の場合には、P 波が存在するので厄介であるが、同じく S 波速度が位相速度よりも遅い層内では SV 波が平面波として伝播する。したがって、SH 波、SV 波については多重反射として解析する根拠がある。ただし、レーリー波中の P 波はほとんどの場合、平面波としてではなく不均質波 (inhomogeneous wave) として伝播するので、普通の意味での多重反射

の理論は適用できない。

近年、微動の三成分観測から水平動と上下動のスペクトル比、いわゆる H/V 比をもとめ、これによって地盤構造を決定しようという試みが数多くおこなわれている。多くの場合、観測された H/V 比がレーリー波の基本モードの軌道 (particle motion) の縦横比であるとして解析をおこなっているが、これは微動がレーリー波だけ、しかも基本モードだけから成立していると仮定していることにひとしい。これはかなり乱暴な仮定である。もし地表に上下方向の力だけがはたらいて微動が発生しているのならラブ波は生じないが、このようなことはほとんど考えられない。

元来 H/V 比は微動の実体波的な解釈にもとづいて提案されたものと考えられる。すなわち、P 波と S 波が基盤に垂直に入射したとき、同じ周波数で考えると P 波の波長は S 波に比べて長いので、表層地盤内での多重反射の影響はほとんどない。これに対して S 波は多重反射の影響を大きくうけるので、水平動と上下動のスペクトル比をとると、基盤までの経路の影響は打消し合って、表層地盤の影響だけが残ることになるからである。

ここでは Arai and Tokimatsu [1] がもちいた常時微動のモデル、すなわち、地表に働く時空間的にランダムな単力源から発生する表面波が微動を構成するとして、微動の上下動のパワースペクトル、水平動のパワースペクトル、および水平動と上下動のパワースペクトル比などを導き、いくつかの地盤モデルに対して計算をおこなってみる。

1 単力源から発生する表面波

地表の原点 $x = 0, y = 0$ に方向余弦 $\nu(\omega) = (\nu_x, \nu_y, \nu_z)$ であらわされる方向に単位の単力源 (single force) が働いたときに、円筒座標が (r, φ) の地表の点で観測される表面波の周波数領域の成分は

$$u_r = \frac{i}{2} \sum_n k A_R \varepsilon \left\{ \nu_z \frac{dH_0^{(1)}}{d(kr)} + \varepsilon \nu_r \frac{dH_1^{(1)}}{d(kr)} \right\} e^{-hkr} + \frac{i}{2} \sum_n k A_L \nu_r \frac{H_1^{(1)}(kr)}{kr} e^{-hkr} \quad (1.1)$$

$$u_\varphi = \frac{i}{2} \sum_n k A_L \nu_\varphi \frac{dH_1^{(1)}}{d(kr)} e^{-hkr} + \frac{i}{2} \sum_n k A_R \varepsilon^2 \nu_\varphi \frac{H_1^{(1)}(kr)}{kr} e^{-hkr} \quad (1.2)$$

$$u_z = \frac{i}{2} \sum_n k A_R \left\{ \nu_z H_0^{(1)}(kr) + \varepsilon \nu_r H_1^{(1)}(kr) \right\} e^{-hkr} \quad (1.3)$$

と表すことができる [2], [3]. ω は角周波数, $H_m^{(1)}(kr)$ は第一種ハンケル関数, k は水平波数である. ν_r と ν_φ は

$$\nu_r = \nu_x \cos \varphi + \nu_y \sin \varphi$$

$$\nu_\varphi = \nu_x \sin \varphi - \nu_y \cos \varphi$$

で定義されており, 観測点における座標系であらわした ν の水平成分をあらわしている. 遠方 ($kr \gg 1$) で観測しているときには

$$H_m^{(1)}(kr) \sim \sqrt{\frac{2}{\pi kr}} e^{i(kr - (2m+1)\pi/4)}$$

$$\frac{dH_m^{(1)}}{d(kr)} \sim i H_m^{(1)}(kr) \quad kr \gg 1 \quad (1.4)$$

が成り立つから, ハンケル関数はほとんど指数関数と同じと考えてよい. 振幅にあらわれる $1/\sqrt{kr}$ は表面波の幾何学的発散を意味している. この近似をもちいると (1.1) 式の第二の和, (1.2) 式の第二の和はほかの項の $1/kr$ であるから, 以下ではこれらの項を無視して u_r , u_z についてはレーリー波成分のみ, u_φ についてはラブ波成分のみを考える.

(1.1)~(1.3) 式の n についての和はモードに関する和を意味している. したがって n 次モードの波数は $k_n(\omega)$ と書かなければならないが, 表記が複雑になるのでここでは省略してある. また, 同じ $k_n(\omega)$ でもレーリー波とラブ波では異なるので注意しなければならない.

$A_R(k_n)$, $A_L(k_n)$ はそれぞれレーリー波, ラブ波の伝達関数 (transfer function) である. これらはつねに波数 k との積であらわれてくるが, この k はハンケル変換にあらわれる k であるのでそのまま残してある. これが正解であることは後の式が簡潔に書きあらわされることでわかる. レーリー波の固有関数の地表における上下動の比 ε , すなわち paricle motion の縦横比もモードによって異なり, k_n の関数である. これは現在は H/V 比とよばれることが多いが, 誤解をまねくおそれがあるのでここでは使わない.

力が上下方向にのみに働いたとき ($\nu_r = \nu_\varphi = 0$) には

$$u_r = \frac{i}{2} \sum_n k A_R \varepsilon \nu_z \frac{dH_0^{(1)}}{d(kr)} e^{-hkr}$$

$$u_z = \frac{i}{2} \sum_n k A_R \nu_z H_0^{(1)}(kr) e^{-hkr}$$

となる. したがって, A_R は z 方向に力が働いたときの z 方向の変位の応答という意味をもっている. また, $A_R \varepsilon$ は z 方向に力が働いたときの r 方向の応答という意味である. r 方向にのみ力が働いたとき ($\nu_r = \nu_z = 0$) には

$$u_r = \frac{i}{2} \sum_n k A_r \varepsilon^2 \nu_r \frac{dH_1^{(1)}}{d(kr)} e^{-hkr}$$

$$u_z = \frac{i}{2} \sum_n k A_R \varepsilon \nu_r H_1^{(1)}(kr) e^{-hkr}$$

であるから $A_R \varepsilon^2$ は r 方向に力が働いたときの r 方向の応答, $A_R \varepsilon$ は r 方向に力が働いたときの z 方向の応答という意味をもっている. これは z 方向に力が働いたときの r 方向の応答と同じである. すなわち, 相反性になりたっている. 最後に, A_L は φ 方向に力が働いたときの φ 方向の変位応答という意味である.

各項の最後の項 e^{-hkr} は減衰をあらわしている. h は減衰定数であり, Q ファクターとは

$$h = \frac{1}{2Q} \quad (1.5)$$

の関係にある. これも次数 n によって異なり, またラブ波とレーリー波とでは異なっている. P 波, S 波の Q 構造があたえられているときには, 分散曲線の計算と同時にレーリー波の $Q_R(k_n)$, ラブ波の $Q_L(k_n)$ を計算することができる.

ラブ波やレーリー波の伝達関数は 0 になることはあっても発散することはない. これに対して ε は発散することがある. ε はあるモードの固有関数の地表における水平動 $U(\omega)$ と上下動 $W(\omega)$ の比, $\varepsilon = U(\omega)/W(\omega)$ である. $U(\omega)$, $W(\omega)$ は角周波数 ω の連続関数であるから, $U(\omega)$ がある周波数で零線を横切って符号を

変えるとその周波数で ε は一次の零点をもつことになる。反対に, $W(\omega)$ が零線を横切る周波数では ε は無限大になるが, ここでは ε は一位の極をもつことになる。

A_R と ε は一種反対称的な振舞をする。すなわち, A_R が大きいときには ε は小さく, A_R が小さいときには ε は大きくなる。これは $\varepsilon = U/W$ であることから理解できる。また上にのべたように, A_R , $A_R\varepsilon$, $A_R\varepsilon^2$ は振幅応答であるから, これらが発散することは考えにくいので (発散して悪いわけではないが), ε が発散するところでは A_R は二次の零点をもたなければならないことになる。実際, モデル計算でもこれが示されている。

(1.1)~(1.3) 式は原点に振動源があり, (r, φ) に観測点があるとして導いたが, 振動源と観測点を入替えてもこの式は成り立つ。そこで以下では観測点が原点

にあり, 振動源が (r, φ) にあるものとする。ただしこのときには u_r と u_φ の方向は振動源の方向によって定義されていることに注意しなければならない。

2 表面波のパワースペクトル

微動の震源モデルとして地表に時間的, 空間的にまったくランダムな単力源が働くものを考える。微動のパワースペクトルをもとめるためには, あらゆる振動源からくる表面波のスペクトルの二乗和を時間平均すればよい。力の向きがランダムであるとすれば, ひとつの振動源においても ν_r , ν_φ , ν_z はたがいに独立であると考えてよい。そこで微動の上下成分と水平成分のパワースペクトルの, (r, φ) にあるひとつの振動源からの寄与は

$$\begin{aligned} P_V(\omega) &\sim |u_z|^2 \sim \frac{1}{4} \left| \nu_z \sum_n k A_R H_0^{(1)}(kr) e^{-hkr} \right|^2 + \frac{1}{4} \left| \nu_r \sum_n k A_R \varepsilon H_1^{(1)}(kr) e^{-hkr} \right|^2 \\ P_H(\omega) &\sim |u_r|^2 + |u_\varphi|^2 \sim \frac{1}{4} \left| \nu_z \sum_n k A_R \varepsilon H_0^{(1)}(kr) e^{-hkr} \right|^2 \\ &\quad + \frac{1}{4} \left| \nu_r \sum_n k A_R \varepsilon^2 H_1^{(1)}(kr) e^{-hkr} \right|^2 + \frac{1}{4} \left| \nu_\varphi \sum_n k A_L H_1^{(1)}(kr) e^{-hkr} \right|^2 \end{aligned} \quad (2.1)$$

とあらわすことができる。ここでハンケル関数の微分は (1.4) の第二式をもちいている。ひとつの震源でも異なった大きさの力が何回も働く。そこで時刻 t_j にたとえば z 方向に大きさ $f_{zj}(\omega)$ の力が働いたとすれば, パワースペクトルをもとめるためには $\nu_z(\omega)$ を $f_{zj} e^{i\omega t_j}$ で置き換えた上, 時間平均すればよい。時間平均の部分は

$$\frac{1}{T} \left| \sum_j f_{zj} e^{i\omega t_j} \right|^2 = \frac{1}{T} \sum_{j,k} f_{zj} \overline{f_{zk}} e^{i\omega(t_j - t_k)}$$

とあらわされる ($\overline{}$ は複素共役)。和は時間 T の間に含まれる t_j, t_k についておこなう。 f_{zj}, f_{zk} がたがいに

に独立なら $j = k$ の項だけが残る, この平均は

$$= \frac{1}{T} \sum_j |f_{zj}|^2 = \langle |f_z|^2 \rangle$$

になる。

これまでひとつの振動源だけを考えてきたが, すべての振動源からの寄与を加えあわせるためには, まず単振源の式 (1.1)~(1.3) をすべての振源について加えあわせ, その後にパワースペクトルを計算しなければならない。しかし各振源が独立に振動していると仮定すれば, 波形はたがいに無相関であるから, 一振源によるパワースペクトル (2.1) 式を全平面にわたって積分すればよい。単位面積当たり N 個の振動源があるとし, 外力 $\langle |f_z|^2 \rangle$ などは空間的に一定であるとすれば, 上下動のパワースペクトルは

$$P_V(\omega) = \frac{1}{4} N \langle |f_z|^2 \rangle \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{r_0}^{\infty} \left| \sum_n k A_R H_0^{(1)}(kr) e^{-hkr} \right|^2 r dr + \dots$$

と書きあらわされる。観測点から半径 r_0 以内の振動源から発生する波は表面波として観測されないとして、積分の下限を r_0 としている。ほかの項もこれにならって容易に書き下すことができる。

空間的な積分 $\int d\varphi \int r dr$ を上の $P_V(\omega)$ の第一項

$$\int_0^{2\pi} d\varphi \int_{r_0}^{\infty} \left| \sum_n k A_R H_0^{(1)}(kr) e^{-hkr} \right|^2 r dr$$

を例にとって評価する。(1.4) 式の漸近展開をもちい、モード n' に関する量に ' をつけることにすれば

$$\begin{aligned} &= \frac{2}{\pi} \sum_n \sum_{n'} \sqrt{kk'} A_R A'_R \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{r_0}^{\infty} e^{i(k-k')r} e^{-(hk+h'k')r} r dr \\ &= 4 \sum_n \sum_{n'} \frac{\sqrt{kk'} e^{[i(k-k')-(hk+h'k')]r_0}}{(hk+h'k')-i(k-k')} A_R A'_R \\ &= 8 \sum_n \sum_{n' \geq n} \frac{\sqrt{kk'} [(hk+h'k') \cos(k-k')r_0 - (k-k') \sin(k-k')r_0]}{(hk+h'k')^2 + (k-k')^2} e^{-(hk+h'k')r_0} A_R A'_R \end{aligned}$$

がえられる。この二重和の中で $n = n'$ の項は $k = k'$ であるから

$$8 \sum_n Q_R A_R^2 e^{-2hkr_0}$$

問題は $n \neq n'$ の項である。 $n \neq n'$ のとき

$$|k - k'| \gg hk + h'k' \quad (2.2)$$

と簡単になる。ここに Q_R はレーリー波の Q である。

が成り立つなら

$$\frac{\sqrt{kk'}(hk+h'k')}{(hk+h'k')^2 + (k-k')^2} \doteq \frac{\sqrt{kk'}(hk+h'k')}{(k-k')^2} \ll \frac{\sqrt{kk'}}{hk+h'k'} \doteq \frac{1}{2h} = Q$$

であるから、 h が小さいならこの項は $n = n'$ の項にくらべて無視することができる。しかし高周波ではモードとモードの間隔が狭くなり ($|k - k'|$ 小)、表層地盤のように減衰が大きい (h 大) ときには (2.2) の条件が成り立たなくなることがある。このようなときにはモード間のクロスターム ($n \neq n'$) を考慮しなけ

ればならない。

いま、考えている周波数範囲で条件 (2.2) が成り立っているとすれば、微動の上下動成分のパワースペクトル $P_V(\omega)$ と水平動成分のパワースペクトル $P_H(\omega)$ は、(2.1) 式の各項を積分して次のように書くことができる。

$$\begin{aligned} P_V(\omega) &= 2L_V^2 \sum_n Q_R A_R^2 e^{-2hkr_0} + 2L_r^2 \sum_n Q_R A_R^2 \varepsilon^2 e^{-2hkr_0} \\ P_H(\omega) &= 2L_V^2 \sum_n Q_R A_R^2 \varepsilon^2 e^{-2hkr_0} + 2L_r^2 \sum_n Q_R A_R^2 \varepsilon^4 e^{-2hkr_0} + 2L_\varphi^2 \sum_n Q_L A_L^2 e^{-2hkr_0} \end{aligned}$$

となる。ここに

$$L_\varphi^2(\omega) = N \langle |f_\varphi|^2 \rangle$$

$$L_V^2(\omega) = N \langle |f_z|^2 \rangle$$

$$L_r^2(\omega) = N \langle |f_r|^2 \rangle$$

は外力の大きさをあらわす量で、 ω の関数であるかもしれない。水平方向の力 f_r , f_φ が平均的にみて等方

的であると仮定して

$$L_H^2 = L_r^2 = L_\varphi^2$$

と置き, 簡単のために

$$Q'_R = Q_R e^{-2hkr_0}$$

$$Q'_L = Q_L e^{-2hkr_0}$$

と置けば, 上下動, 水平動のパワースペクトルは

$$\begin{aligned} P_V(\omega) &= 2L_V^2 \sum_n Q'_R A_R^2 + 2L_H^2 \sum_n Q'_R A_R^2 \varepsilon^2 \\ P_H(\omega) &= 2L_V^2 \sum_n Q'_R A_R^2 \varepsilon^2 + 2L_H^2 \left(\sum_n Q'_R A_R^2 \varepsilon^4 + \sum_n Q'_L A_L^2 \right) \end{aligned} \quad (2.3)$$

となる. ここにあらわれる量は, 外力に関する L_V^2, L_H^2 以外はレーリー波, ラブ波の分散曲線をもとめる際にほとんど自動的にもとめられる量ばかりである.

パワースペクトルは振幅応答の二乗に Q を掛けて加えたものに外力を掛けるという簡単な構造になっている. 振幅応答の相反性により, 水平力からの上下動スペクトルへの寄与と, 上下力からの水平動スペクトルへの寄与とは同じである. このモデルで減衰 Q を考慮していることは重要である. 表面波の振幅は振動源からの距離 r の $1/\sqrt{r}$ でしか減少しないから, 減衰を無視すれば全平面で積分するとパワーが無限大になってしまうからである.

Q'_R, Q'_L の指数関数の部分は, レーリー波に対しては

$$e^{-2hkr_0} = \exp \left[-\frac{2\pi}{Q_R} \frac{r_0}{\lambda_R} \right]$$

と書くことができる. λ_R はレーリー波の波長であり, モードによって変化する. Q_R もモードによって変化するから, これらの項は和の中に含まれている. r_0 は表面波として観測される振動源の最小限の距離であるが, ここではレーリー波, ラブ波とも r_0 を波長に等しくとることにする. したがって

$$Q'_R = Q_R e^{-2\pi/Q_R}$$

$$Q'_L = Q_L e^{-2\pi/Q_L}$$

である. しかし後でみるように, Q_R や Q_L は周波数によってほとんど変化しないので, 実際には $Q'_R = Q'_L$ としても結果にはあまり影響はない.

H/V スペクトル (2.3) 式より微動の上下動成分に対する水平動成分のパワースペクトル比は

$$\frac{P_H(\omega)}{P_V(\omega)} = \frac{\sum Q'_R A_R^2 \varepsilon^2 + (L_H^2/L_V^2) \sum (Q'_R A_R^2 \varepsilon^4 + Q'_L A_L^2)}{\sum Q'_R A_R^2 + (L_H^2/L_V^2) \sum Q'_R A_R^2 \varepsilon^2} \quad (2.4)$$

とあらわされる. ここではこれを H/V スペクトルとよぶことにする. この比は L_H^2/L_V^2 の単調関数であ

り, シュワルツの不等式により常に

$$\left(\sum Q'_R A_R^2 \varepsilon^2 \right)^2 \leq \sum Q'_R A_R^2 \sum (Q'_R A_R^2 \varepsilon^4 + Q'_L A_L^2)$$

が成り立っているから単調増加関数となり

$$\frac{\sum Q'_R A_R^2 \varepsilon^2}{\sum Q'_R A_R^2} \leq \frac{P_H(\omega)}{P_V(\omega)} \leq \frac{\sum (Q'_R A_R^2 \varepsilon^4 + Q'_L A_L^2)}{\sum Q'_R A_R^2 \varepsilon^2} \quad (2.5)$$

が成り立つ。したがって、H/V 比は上式で定まる上限と下限の間にしか存在しない。上限、下限はもちろん周波数の関数である。

これまでの多くの解析では微動はレーリー波の基本モードのみからなるとし

$$\frac{P_H(\omega)}{P_V(\omega)} \doteq \varepsilon^2(k_0)$$

としてきたが、これは水平方向に力が働かない

$$\frac{P_H(\omega)}{P_V(\omega)} = \frac{\sum Q'_R A_R^2 \varepsilon^2}{\sum Q'_R A_R^2} \quad L_H^2 = 0 \quad (2.6)$$

のときの特別な場合 (基本モードのみ) であることがわかる。これは (2.5) 式の下限にひとしい。これとは反対に、水平力だけしかはたらかない場合には

$$\frac{P_H(\omega)}{P_V(\omega)} = \frac{\sum (Q'_R A_R^2 \varepsilon^4 + Q'_L A_L^2)}{\sum Q'_R A_R^2 \varepsilon^2} \quad L_V^2 = 0 \quad (2.7)$$

となり、(2.5) 式の上限にひとしい。

もうひとつ観測可能な量として、水平動の中のレーリー波とラブ波のパワースペクトルの比がある。ここでは水平動全体のパワースペクトル $P_H(\omega)$ の中に占めるラブ波のパワースペクトル $P_{HL}(\omega)$ の割合を

$$\frac{P_{HL}(\omega)}{P_H(\omega)} = \frac{(L_H^2/L_V^2) \sum Q'_L A_L^2}{\sum Q'_R A_R^2 \varepsilon^2 + (L_H^2/L_V^2) \sum (Q'_R A_R^2 \varepsilon^4 + Q'_L A_L^2)} \quad (2.8)$$

で定義することにする。この比は外力の比 L_H^2/L_V^2 が 0 のとき 0 になり、外力の比が増加するにつれて単調に増加し、一定値に収束する。したがって

$$0 \leq \frac{P_{HL}(\omega)}{P_H(\omega)} \leq \frac{\sum Q'_L A_L^2}{\sum (Q'_R A_R^2 \varepsilon^4 + Q'_L A_L^2)} \quad (2.9)$$

が成り立つ。

観測からこの比がえられたとすると、(2.8) 式から外力の比

$$\frac{L_H^2}{L_V^2} = \frac{(P_{HL}/P_H) \sum Q'_R A_R^2 \varepsilon^2}{\sum Q'_L A_L^2 - (P_{HL}/P_H) \sum (Q'_R A_R^2 \varepsilon^4 + Q'_L A_L^2)} \quad (2.10)$$

がもとめられる。これをもちいて (2.4) 式から外力の

比 L_H^2/L_V^2 を消去すると

$$\frac{P_H(\omega)}{P_V(\omega)} = \frac{\sum Q'_R A_R^2 \varepsilon^2 \sum Q'_L A_L^2}{\sum Q'_R A_R^2 \sum Q'_L A_L^2 + (P_{HL}/P_H) \left[\left(\sum Q'_R A_R^2 \varepsilon^2 \right)^2 - \sum Q'_R A_R^2 \sum (Q'_R A_R^2 \varepsilon^4 + Q'_L A_L^2) \right]} \quad (2.11)$$

となる。この式の中で P_{HL}/P_H はまったく自由に選べるわけではない。なぜなら、 P_{HL}/P_H は (2.9) 式を満たしていなければならないからである。

3 H/V スペクトルの計算例

四つの地盤モデルについて計算をおこなってみた。モデル N006_7 は is06tb と tr10sb よりも深い構造、

tr10N6 は N006_7 の最上層を tr10sb で置き換えたモデルである。tr10N6 の 10 層目以下が N006_7 の 2 層目以下に等しくなっている。減衰はすべての層で $Q_S = 20$, $Q_P = 50$ としてある。レーリー波、ラブ波とも基本モードから五次モードまでを計算した。

Table 1 計算にもちいたモデル

h は層厚 (m), β は S 波速度 (m/s). 密度は全層にわたって一定としてある.

is06tb			tr10sb			N006_7			tr10N6		
層	h	β	層	h	β	層	h	β	層	h	β
1	11	140	1	5	150	1	129	321	1	5	150
2	12	110	2	13	200	2	231	660	2	13	200
3	5	310	3	11	120	3	443	850	3	11	120
4	∞	440	4	7	160	4	460	1200	4	7	160
			5	14	150	5	973	1500	5	14	150
			6	2	170	6	974	2000	6	2	170
			7	5	200	7	∞	3200	7	5	200
			8	1	320				8	35	320
			9	∞	520				9	34	520
									10	231	660
									11	...	...

Fig. 1-1 はモデル is06tb についての結果である. 図 (a) にはラブ波の位相速度 (実線) と群速度 (破線) の分散曲線を示している. 図 (b) には対応するモードの伝達関数 A_L が示されている. 縦軸は対数スケールである. これらふたつの図は単純な二層構造のときの分散とよく似ており, 各モードの伝達関数は群速度が極小になる周波数付近でピークをもち, 高次になるほどピーク値が減少している. このモデルは基盤が浅いので, この周波数範囲では三次モードまでしかみえない.

Fig. 1-1(c) にはラブ波の減衰 Q_L^{-1} が示されている. ラブ波の減衰 Q_L^{-1} は, j 層の S 波の減衰 Q_{Sj}^{-1} から位相速度の偏微分係数を用いて

$$Q_L^{-1} = \sum_j \left[\frac{\beta_j}{c} \frac{\partial c}{\partial \beta_j} \right] Q_{Sj}^{-1} \quad (3.1)$$

によって計算した. ラブ波の位相速度を c , 群速度を U とすると

$$\sum_j \left[\frac{\beta_j}{c} \frac{\partial c}{\partial \beta_j} \right] = \frac{c}{U}$$

の関係があるので, ここで用いたモデルのように Q_{Sj} が一定の場合には

$$Q_L^{-1} = \frac{c}{U} Q_S^{-1}$$

であるから Q_L^{-1} は周波数によってほとんど変化しない. ここでは Q_S を 20 に固定しているので, Q_L^{-1} は群速度が極小になる周波数でゆるやかなピークをもつほかは $Q_L^{-1} \doteq Q_S^{-1} = 0.05$ である.

Fig. 1-2 は同じモデル is06tb のレーリー波に関する結果である. 図 (a) はレーリー波の位相速度, 群速度, 図 (b) は伝達関数 A_R である. ラブ波よりは複雑であるが, やはり群速度の極小付近に伝達関数 A_R のピークがある. 基本モードの 1.3Hz 付近のピーク

は比較的シャープであるが, 高次モードには際立ったピークはなく, 最大値は基本モードのピークよりも一桁以上小さい. ラブ波と違ってレーリー波の伝達関数は零点を持ち, 基本モードでは 1.3Hz 付近, 一次モードは 3.4Hz 付近にある. 基本モードは零点よりも低周波側では伝達関数がピークの 100 分の 1 程度になっている. ここでは A_R がラブ波の基本モードの伝達関数よりは小さくなっている.

Fig. 1-2(c) はレーリー波の減衰 Q_R^{-1} (実線, 左目盛) と ε (破線, 右目盛) である. 減衰 Q_R^{-1} は (3.1) 式に P 波の減衰の項を加えて計算した. Q_R^{-1} があまり変化しないことはラブ波と同様である.

基本モードの ε は 1.3Hz 付近で無限大になる. これは伝達関数 A_R の零点に対応している. 同様に一次モードの 3.4Hz 付近の A_R の極小と ε の極大が対応している. さらに, 基本モードの 2.4Hz 付近の A_R のピークと ε の極小が対応している. パワースペクトルには伝達関数が A_R , $A_R\varepsilon$, $A_R\varepsilon^2$ の形で入っているから, A_R が大きいからといって, あるいは ε が大きいからといってパワーが大きくなるとは限らない. この意味で ε だけをみている従来からの解析法には問題がある. 実際, 基本モードの 1.3Hz, 一次モードの 3.4Hz の ε の極では, A_R と $A_R\varepsilon$ は 0, $A_R\varepsilon^2$ は有限の値に収束している.

Fig. 1-3(a) は (2.3) 式の各項を表したものである. 実線 (VV) は P_V の右辺第一項 $\sum Q'_R A_R^2$ である. 1.4Hz 付近で不連続になっているのはここに基本モードの零点があることと, ここから一次モードがはじまっているからである. 破線 (VH) は P_V の第二項 $\sum Q'_R (A_R\varepsilon)^2$ である. これも 1.4Hz 以下ではみえない. 2.4Hz では基本モードの A_R は有限の値の極大をもつが, ここでは ε が 0 になるので $A_R\varepsilon$ は 0 になり, 破線は谷となっている. 反対に 3.4Hz では一次

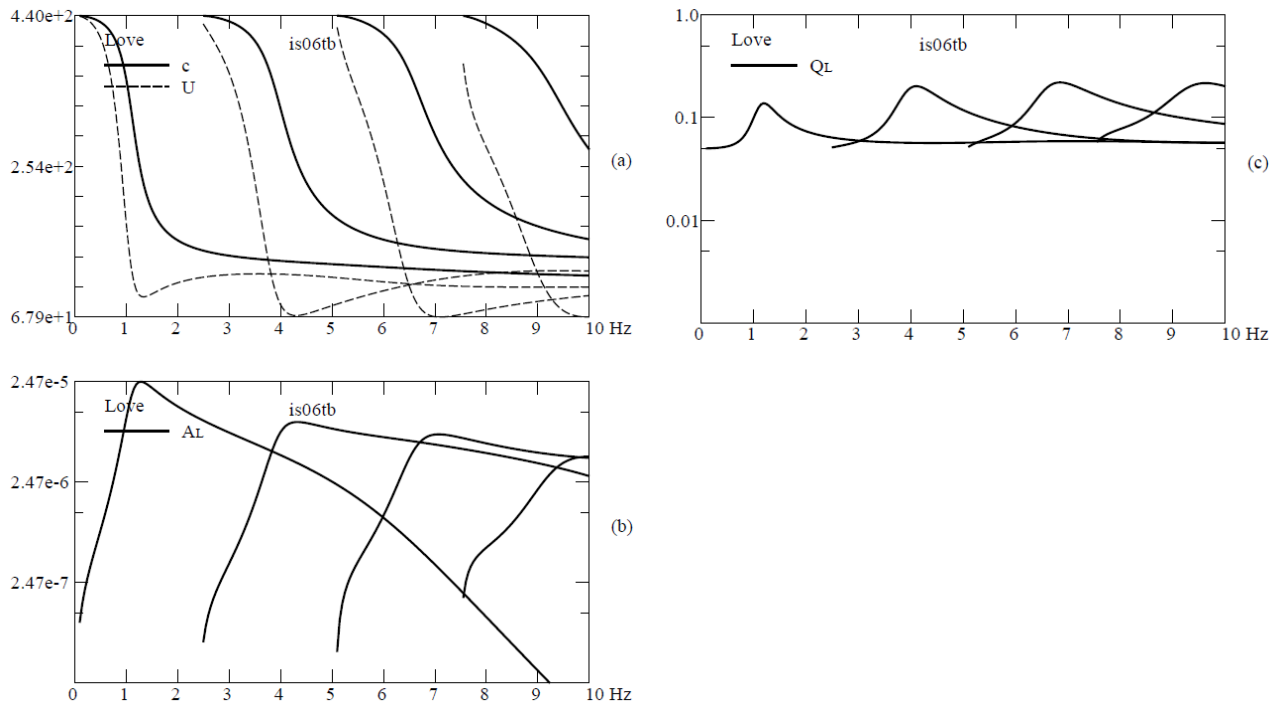


Figure 1-1 モデル is06tb に対するラブ波の分散特性

横軸は周波数(Hz). (a): 位相速度 (実線), 群速度 (破線). (b): 振幅応答. (c): 減衰, 縦軸は Q_L^{-1} .

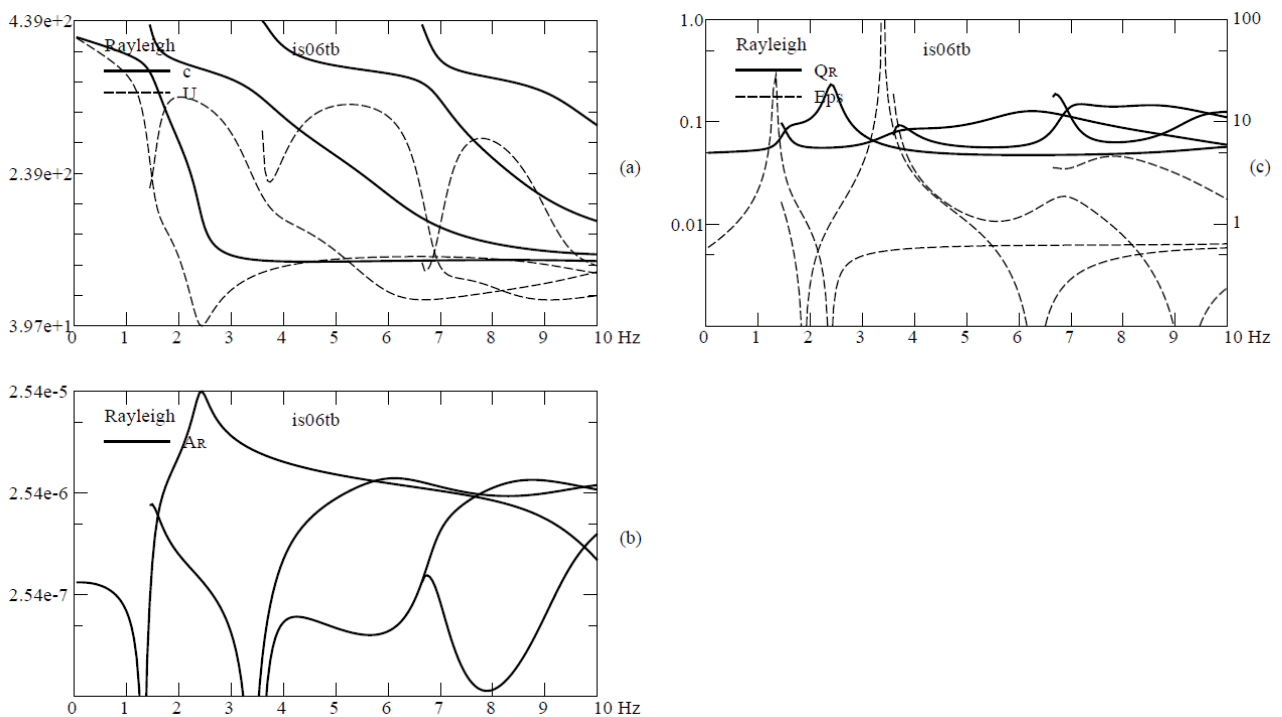


Figure 1-2 モデル is06tb に対するレーリー波の分散特性

(a)~(c)は Fig.1-1 とおなじ. (c)の破線は ϵ (右目盛).

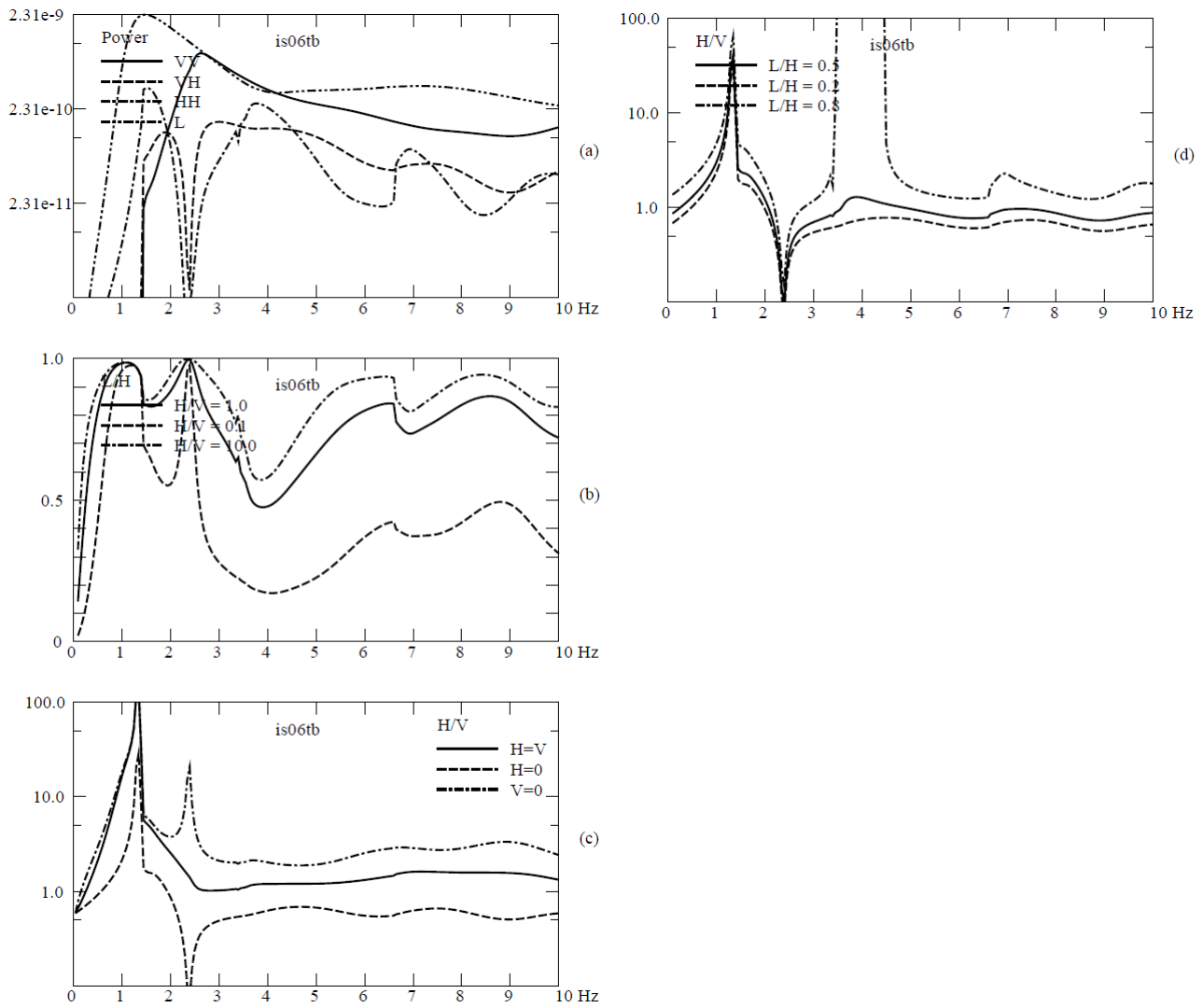


Figure 1-3 モデル is06tb に対する(2.3)式の計算結果

- (a) L_V , L_H を除いた(2.3)式の各項. VVは $\sum Q_R A_R^2$, VHは $\sum Q_R A_R^2 \varepsilon^2$ など.
- (b) 水平動パワースペクトル P_H に対するラブ波のパワースペクトル P_{HL} の比, (2.8)式. パラメーターは外力の上下, 水平動の比, L_H^2/L_V^2 .
- (c) 上下, 水平動のスペクトル比 H/V を $\sqrt{P_H/P_V}$ の形であらわしたもの. パラメーターは L_H^2 , L_V^2 .
- (d) スペクトル比 H/V (平方根)をラブ波のパワースペクトル比 P_{HL}/P_H をパラメーターとしてあらわしたもの.

モードの ε は無限大になるが, A_R が二次の零点を持つので積 $A_R \varepsilon$ は 0 となり, 破線に不連続は生じていない. 一点鎖線 (HH) は P_H 第二項のうちレーリー波に関する $\sum Q'_R (A_R \varepsilon^2)^2$ をあらわしている. 2.4Hz の谷の意味は前と同様である. 3.4Hz では今度は一次モードの $A_R \varepsilon^2$ が有限の値になる. 鎖線に小さなパルスがみえるのは 0 掛ける無限大の二乗 $A_R \varepsilon^2$ の計算誤差である. 最後に, 二点鎖線 (L) は P_H の最後の項 $\sum Q'_L A_L^2$ である. Fig. 1-1(b) からわかるように, 基本モードが卓越している. また一般にレーリー波によるパワーよりも大きく, 特に低周波では卓越している.

Fig. 1-3(b) は水平動のパワースペクトル $P_H(\omega)$ に対するラブ波のパワースペクトル P_{HL} の比 (2.8) 式である. この比は $L_H^2/L_V^2 = 0$ のときに最小値 0 になり, L_H^2/L_V^2 比が増加するにつれて増加していく. 図の破線は $L_H^2/L_V^2 = 0.1$, 実線は $L_H^2/L_V^2 = 1$, 一点鎖線は $L_H^2/L_V^2 = 10$ のときである. 一点鎖線は $L_H^2/L_V^2 = \infty$ のときのグラフに非常に近い. したがってこの図の一点鎖線はスペクトル比の上限, (2.9) 式の右辺をあらわしているとみて差支えない.

このモデルでは水平力が小さい一点鎖線 ($L_H^2/L_V^2 = 0.1$) の場合でもラブ波の割合は 50% を越えており, 水平力が大きくなるとほとんどの周波数で 80% を越えており, ラブ波の励起の効率がよいことを示している. 観測によるとラブ波のパワー比は 0.4 から 0.8 の間に求められており [5], ここでの計算と矛盾しない. ただし, このモデルでは 4Hz を中心としてラブ波が励起されにくい帯域がある.

Fig. 1-3(c) は H/V を慣例にしたがって $\sqrt{P_H(\omega)/P_V(\omega)}$ の形であらわしたものである. 実線 (H=V) は上下方向と水平方向の外力が等しい $L_H^2 = L_V^2$ の場合, 破線 (H=0) は水平方向の外力が 0, $L_H^2 = 0$ の場合で (2.6) 式に対応し, 一点鎖線 (V=0) は上下方向の外力が 0, $L_V^2 = 0$ の場合で (2.7) 式に対応している. 後二者は H/V のそれぞれ下限と上限をあらわしている. 三本のグラフが 1.4Hz で鋭いピークをもつのは, (a) では小さくみえていないが, $\sum Q'_R A_R^2$ と $\sum Q'_R A_R^2 \varepsilon^2$ がともに極小値 0 をとるからである. 一方, 2.4Hz 付近で破線と一点鎖線が反対の振舞をするのは (2.6) 式の分子, (2.7) 式の分母に現れる $\sum Q'_R A_R^2 \varepsilon^2$ がそこで 0 になるからである. $L_V^2 = L_H^2$ のときのグラフはこれら二つのグラフの中間的な振舞をする. この図で印象的なのは, 水平力と上下力の比によっては H/V のピークが谷になることもありえるということである.

Fig. 1-3(d) は H/V 比 (平方根) をラブ波のパワー

比 P_{HL}/P_H をパラメーターとしてあらわしたものである. 実線は $P_{HL}/P_H = 0.5$, すなわち, 水平動のパワースペクトルのうち半分がラブ波の場合である. この場合には 1.3Hz のピークをのぞいては比がほとんど 1 になっている. $P_{HL}/P_H = 0.8$ の場合には (鎖線), 3.4~4.3Hz で発散しているようにみえるがこれはプロットの都合で, 実際はこの範囲で H/V パワー比が負になっている. これは前にのべたように, この範囲では外力の比 L_H^2/L_V^2 が許されない負の値になってしまったからである. Fig. 1-3(b) で鎖線が 0.8 以下になっているのがこの範囲である. ただし, 外力の比が負であっても H/V パワー比が負になるとは限らないので, 注意しなければならない.

Fig. 1-3(c) と (d) を比べると (d) の方が低周波でのばらつきが少ない. また (d) は, 結果としてレーリー波の基本モードの ε の変化と似た形をしている. L_H^2/L_V^2 をパラメーターとするよりも, P_{HL}/P_H をパラメーターとした方が観測とあわせやすい.

Fig. 2 はモデル tr10sb に対する同様な計算結果である. 先のモデルとの違いは基盤が深いこと, 低速度層をもつことである. 基盤が深いためにこの周波数範囲で五次モードまでがみえている. また低速度層をもつために高次モードの振幅応答が複雑な振舞をしている. しかし全体的な振舞は先のモデルと同様であるので説明は省略する.

Fig. 3 はさらに基盤が深くなったモデル N006_7 に対する結果である. 分散曲線が複雑になっており, 位相速度が交差するのではないかとと思われるほど接近しているところがある. ラブ波, レーリー波ともに, 群速度の極小の程度が非常に弱く, そのためか伝達関数 A_R , A_L の絶対値はともに前のモデルと比べると約一桁小さくなっている (図 (b) の左の数値を参照). これはこのモデルが微動を励起しにくい, あるいは伝えにくい構造であることを意味している. 伝達関数は単純なモデルの場合のピークより低周波で変動している. たとえば Fig. 3-1(b) のラブ波では 0 次, 1 次, 2 次のピークがそれぞれ 0.7, 2.3, 3.8Hz にあるが, これらが二層構造における伝達関数のピークに対応している. しかしこのモデルではこれらのピーク周波数以下にピークがあり, これらのピークは次数が高くなるにつれて数が増加しているように見える. レーリー波の伝達関数でも同じ現象が見え, 低周波ではグラフからモードの判別が困難である. 特に基本モードと一次モードは 0.7Hz 以下で交差しており, 0.3Hz 以下では一次モードの方が振幅が大きい.

ε (Fig. 3-2(c)) の変化は全体としてははなはだ複雑であるが, 低次モードの変化は単純である. 基本モー

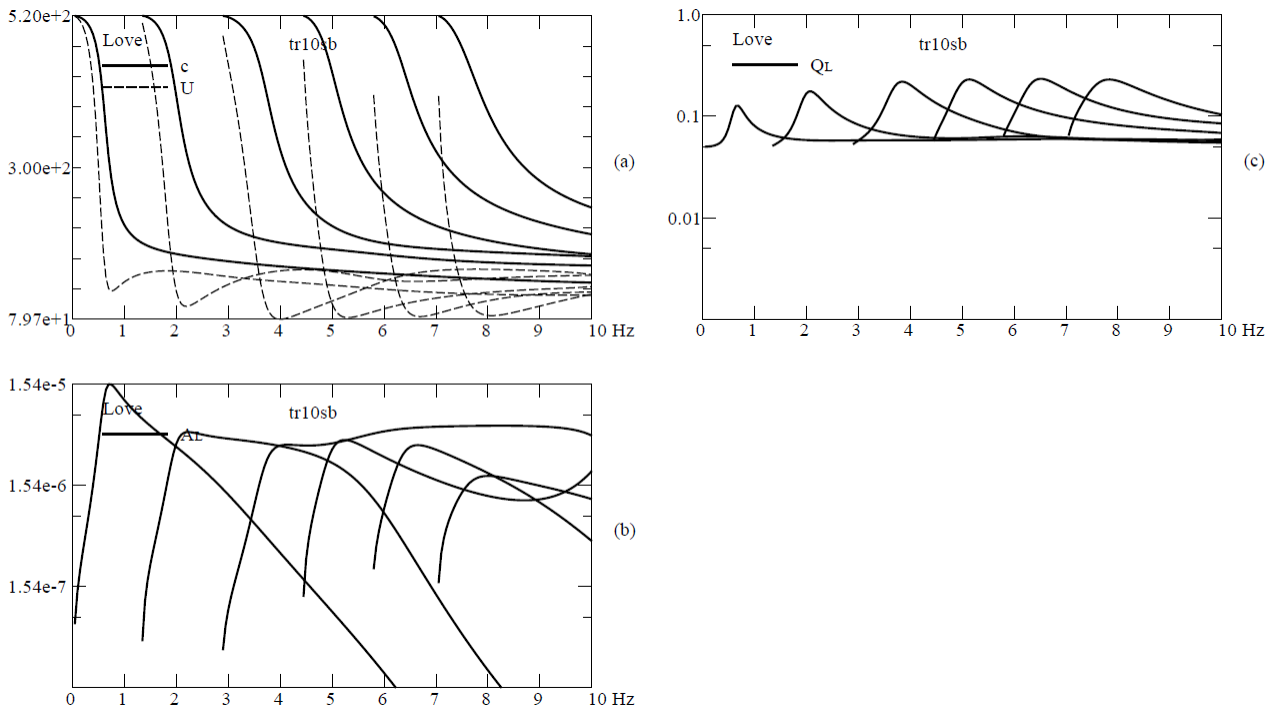


Figure 2-1 モデル tr10sb に対するラブ波の分散特性
(a)~(c)は Fig.1-1 とおなじ.

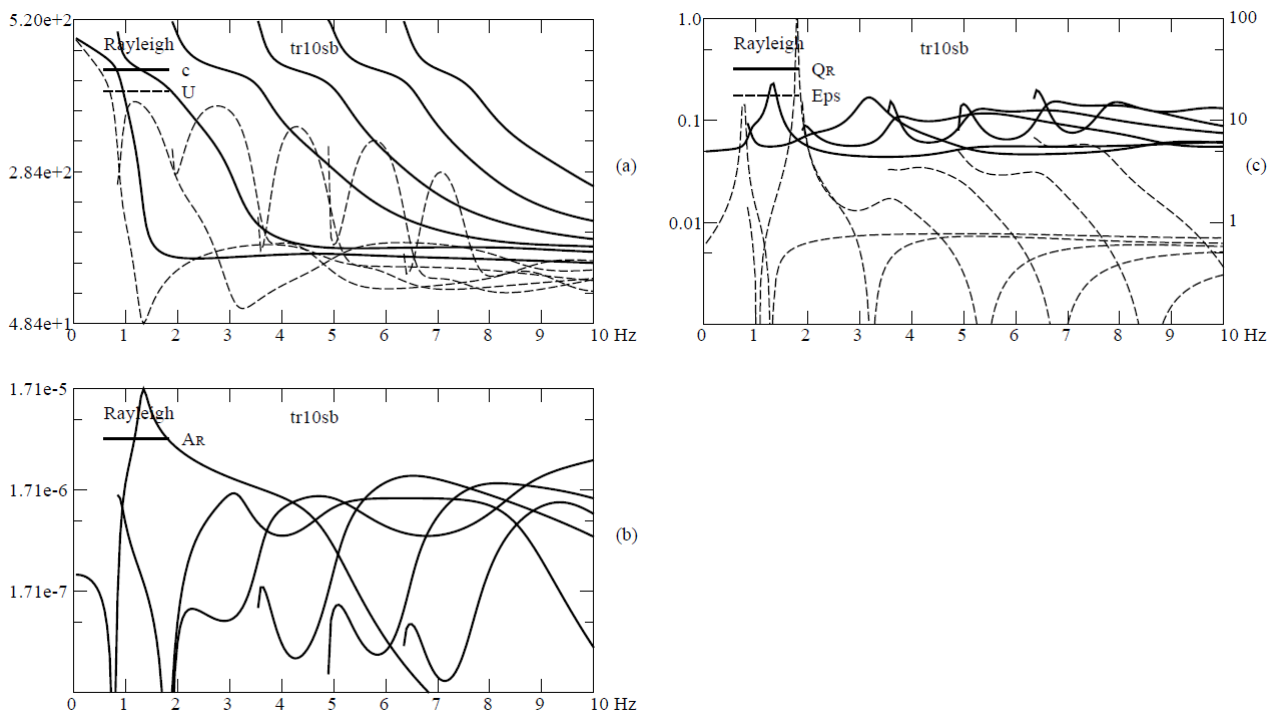


Figure 2-2 モデル tr10sb に対するレーリー波の分散特性
(a)~(c)は Fig.1-2 とおなじ.

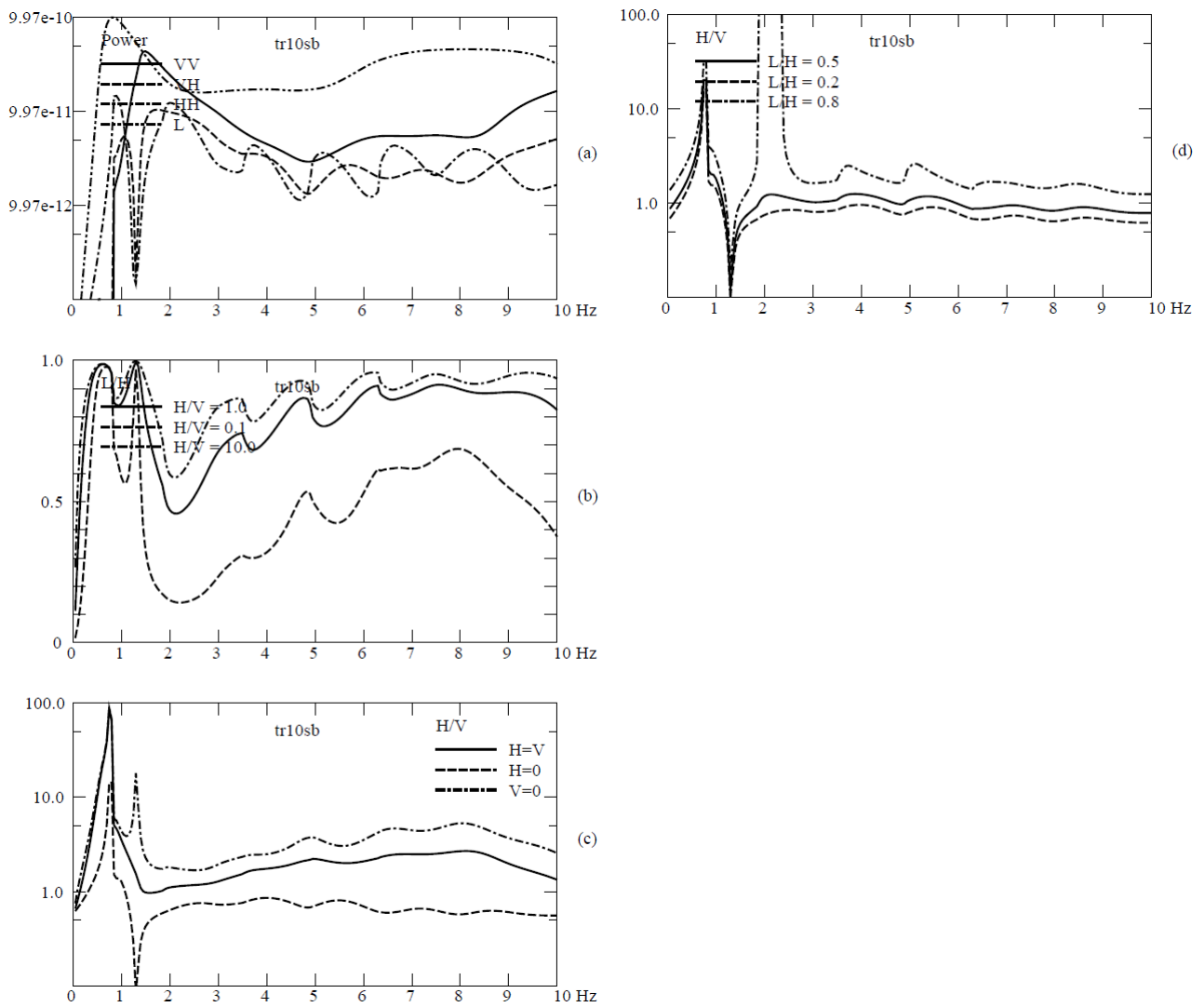


Figure 2-3 モデル tr10sb に対する(2.3)式の計算結果
(a)~(d)は Fig.1-3 とおなじ.

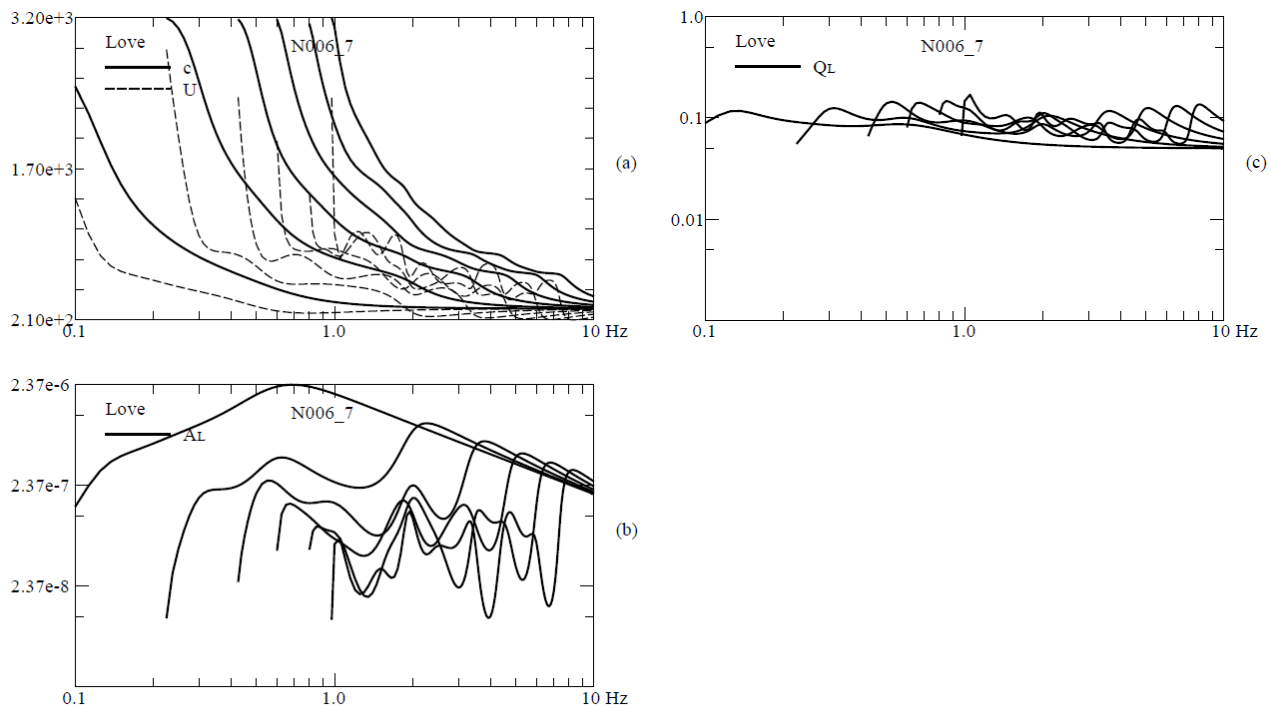


Figure 3-1 モデル N006_7 に対するラブ波の分散特性
(a)~(c)は Fig.1-1 とおなじ.

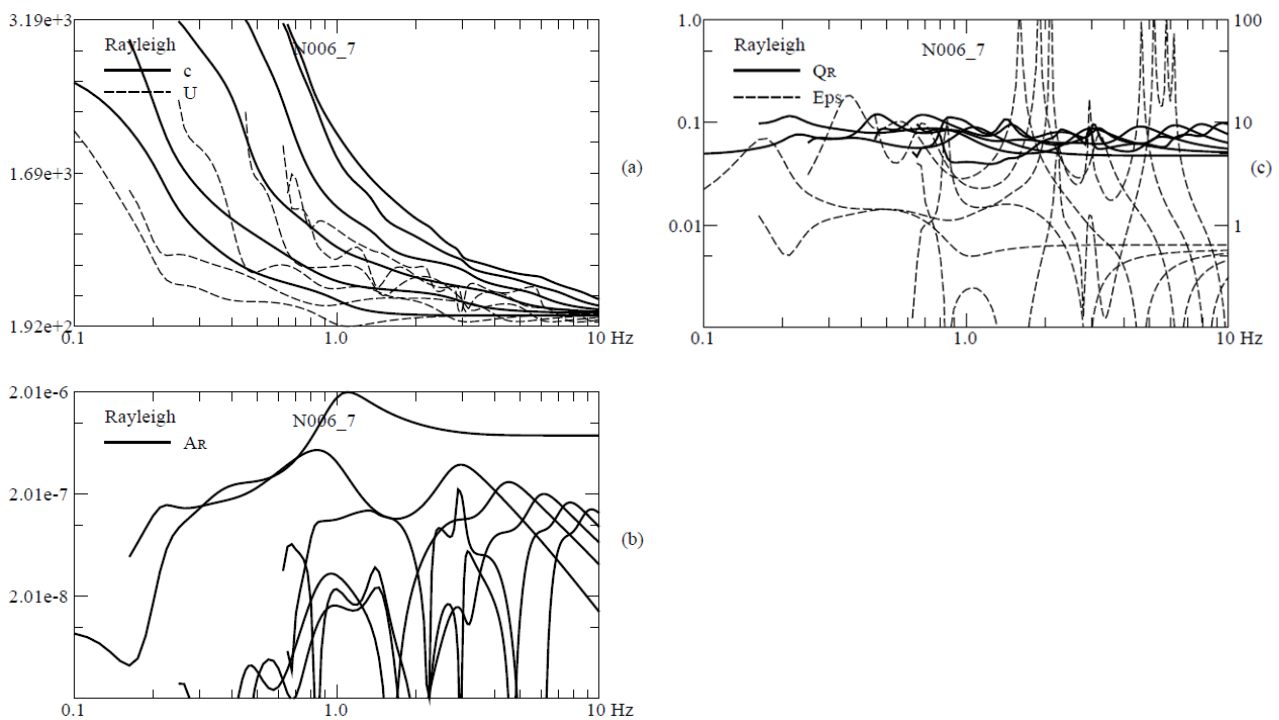


Figure 3-2 モデル N006_7 に対するレーリー波の分散特性
(a)~(c)は Fig.1-2 とおなじ.

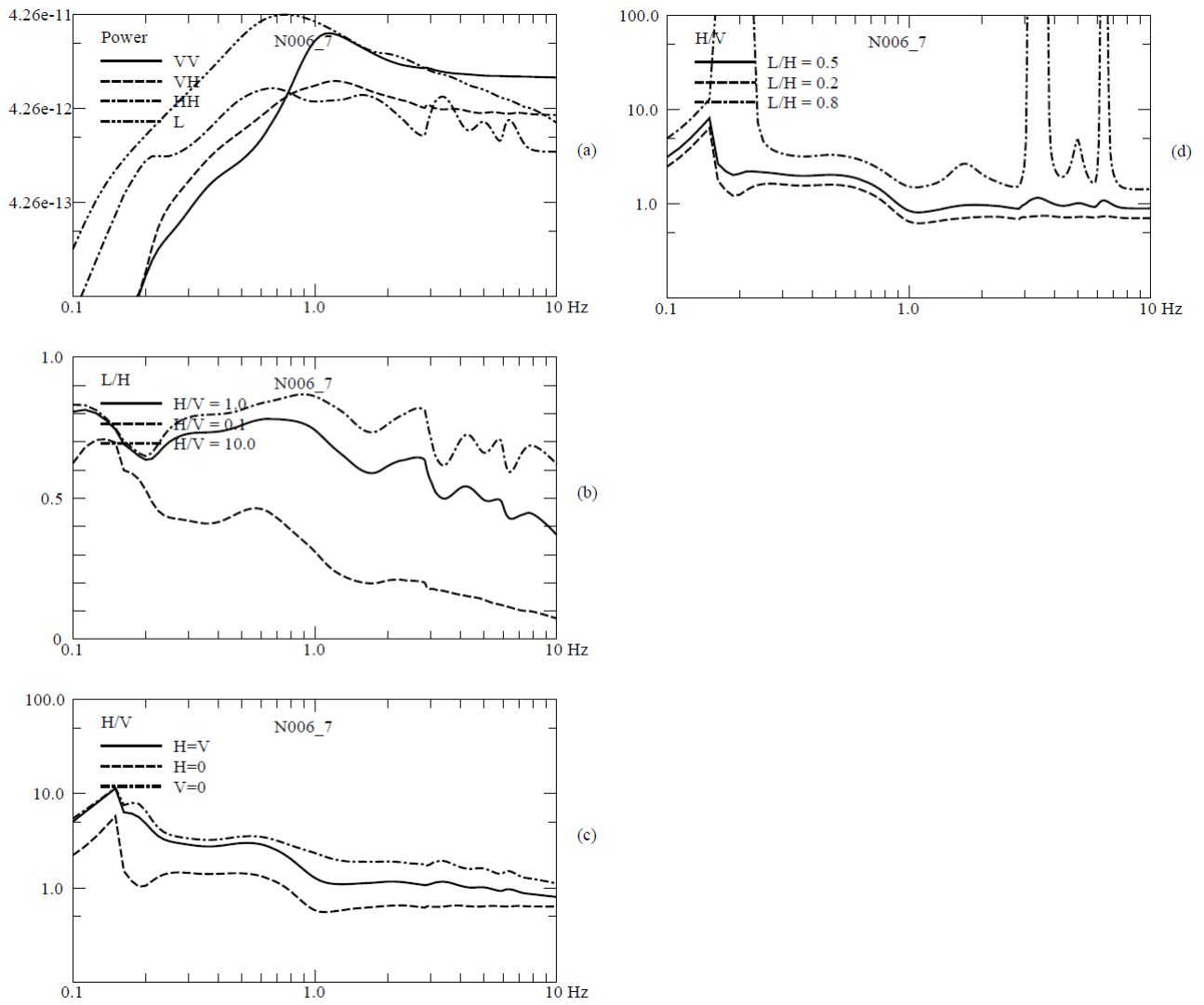


Figure 3-3 モデル N006_7 に対する(2.3)式の計算結果
(a)~(d)は Fig.1-3 とおなじ.

ドでは 0.18Hz に弱い極大が, 1.1Hz に弱い極小が見られるがそのほかは平坦である。これらは伝達関数の極小と極大に対応している。一次モードも弱い極大極小が見られるが, 2.9Hz に零点を持っている。これも伝達関数の弱い極大に対応している。2 次モードは 1.6Hz に極を, 4.6Hz に零点を持っており, これらは伝達関数の零点と弱い極大に対応している。

モデル N006_7 のパワースペクトルやスペクトル比 (Fig. 3-3) はほかのモデルに比べてはるかに単純である。H/V 比の 0.1Hz 付近に見える不連続は一次モードの出現によって生じたものである。

モデル N006_7 は前の二つのモデルに比べて地表付近の構造が非常に粗くできている。これが上に述べた A_R や A_L が小さくなった原因と考えることができる。そこで N006_7 の第一層を tr10sb で置き換えたのがモデル tr10N6 であり, これに対する結果が Fig. 4 である。予想通り振幅応答の値は Fig.1, 2 と同じレベルになっている。位相速度, 群速度の分散曲線は Fig. 3 とあまり違わないように見えるが, 振幅応答と ε の形はまったく異なっている。たとえば Fig. 4-1(b) のラブ波の基本モードの A_L はモデル N006_7 のそれではなくモデル tr10sb の基本モードと同じ形をしている。いいかえれば, 基本モードといえども表層の構造が伝達関数に重要な影響を及ぼしている。これに対して高次モードの伝達関数はモデル N006_7 のそれに似た形をしているが, 周波数が高くなるとむしろモデル tr10sb に近づいてくる。

レーリー波の伝達関数 Fig. 4-2(b) では基本モードに 0.53Hz の谷と, 一次モードに 1.55Hz の谷が現れている。これらは Fig. 2-2(b) のふたつの谷に対応している。これらの谷には ε のピークが伴っている。全体として見ると Fig. 4-2(c) の ε と Fig. 3-2(c) の ε にはほとんど共通性がない。いいかえれば ε は表層の構造に非常に敏感である。Fig. 4-3(a) にパワースペクトルを示す。これはモデル tr10sb に対するパワースペクトル Fig. 3-3(a) とほとんど同じ形をしている。H/V 比 (Fig. 4-3(b)) は 0.2Hz 以下の低周波では N006_7 に, 1Hz 以上の高周波では tr10sb に似ている。これはいいかえればモデル tr10sb で 1Hz 以下のパワースペクトルを議論したり, モデル N006_7 で 0.2Hz 以上のパワースペクトルを議論するのは意味がないことになる。

おわりに

当然のことではあるが, 微動の上下動, 水平動のパワースペクトル比は地下構造に依存すると同時に,

起振力の上下, 水平成分の比に強く依存する。この比を変えることによって H/V 比のピークが谷に変わることもありえる。

微動がレーリー波だけからなっているときは, H/V 比は下限の値をとり, ラブ波の寄与が増えるにつれてこの比は増加する。これまで多くの場合, レーリー波だけの仮定をもちいてきたが, これは下限だけに注目してきたことに対応している。

減衰 Q_R^{-1} , Q_L^{-1} は周波数によって変化するが, ほかの量の変化に比べてはるかに緩やかであるから, 無視することができる。

レーリー波, ラブ波ともに高次モードの影響は必ずしも無視できない。伝達関数が遮断周波数でほとんど不連続的に増加するために, パワーにも不連続的な増加があらわれるからである。地下構造によっては基本モードよりも高次モードの伝達関数の方が大きくなる周波数帯がある。

起振力の H/V 比を求める一つの方法として, レーリー波とラブ波のパワースペクトル比を用いることがかんがえられる。モデル計算の結果, これも構造に強く依存している。しかしラブ波のパワー比をパラメーターにえらぶと, 外力をえらんだときに比べて H/V 比のばらつきが小さくなり, 結果として基本モードの ε の変化に似た形になる。モデルフィッティングの場合にはこちらの選び方の方が便利である。

ラブ波のパワー比をパラメーターにえらぶのはあくまでも便法であって, 常時微動の本性を知るためにはラブ波の観測が必要である。

最後に, ここでは点力源からなる起振力を仮定した。H/V とラブ波のパワー比の関係 (2.11) 式はあくまでもこの仮定から導かれた関係である。ほかの起振力を仮定すればまた別の表現になるはずである。

参考文献

- [1] Arai, H. and K. Tokimatsu : S-wave velocity profiling by inversion of microtremor H/V spectra, *Bull. Seism. Soc. Am.*, vol. 94, 53-63, 2004.
- [2] 斎藤正徳 : 「地震波動論」, 第 11 章, 東京大学出版会, 2009.
- [3] 斎藤正徳 : 「地震波動論」, 第 13 章, 2009.
- [4] 斎藤正徳 : 水平 2 成分アレーを用いた縦波・横波成分の分離, 物理探査, 60 巻, 297-304, 2007.
- [5] 山本英和 : 3 成分微動アレー観測による Love 波の位相速度の推定の試み, 物理探査, 53 巻, 2 号, 153-166, 2000.

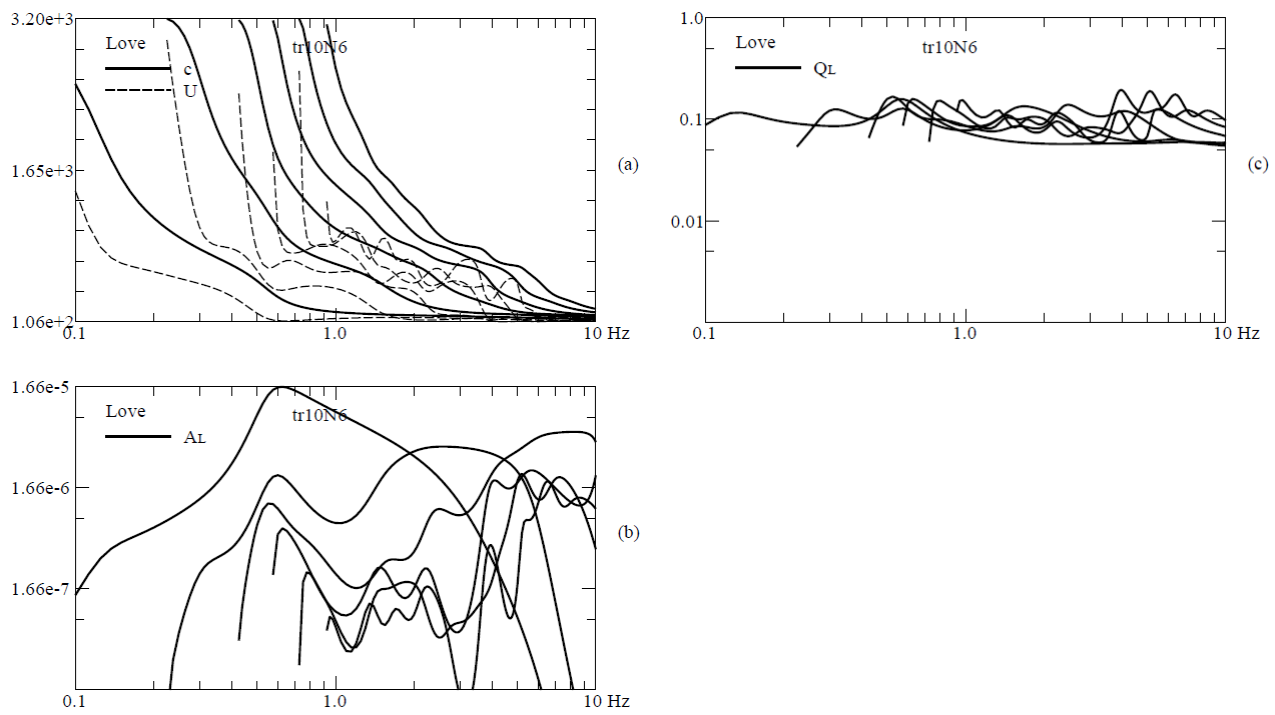


Figure 4-1 モデル tr10N6 に対するラブ波の分散特性
(a)~(c)は Fig.1-1 とおなじ.

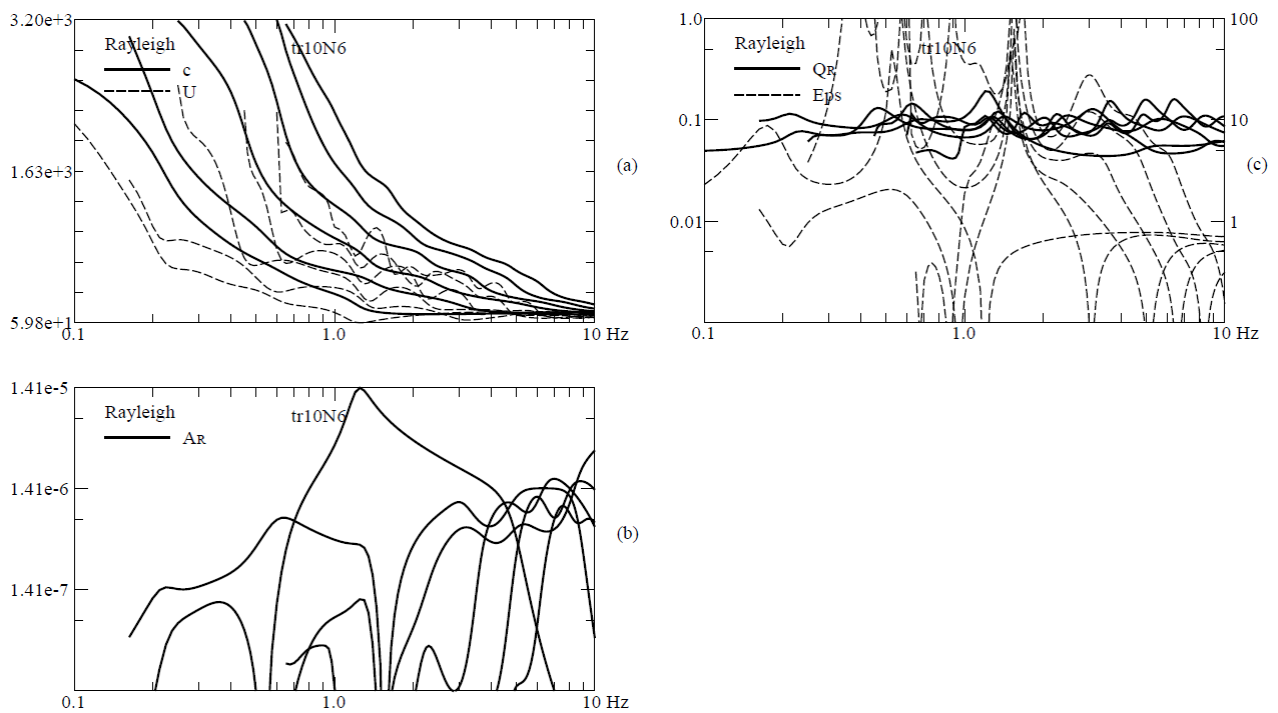


Figure 4-2 モデル tr10N6 に対するレーリー波の分散特性
(a)~(c)は Fig.1-2 とおなじ.

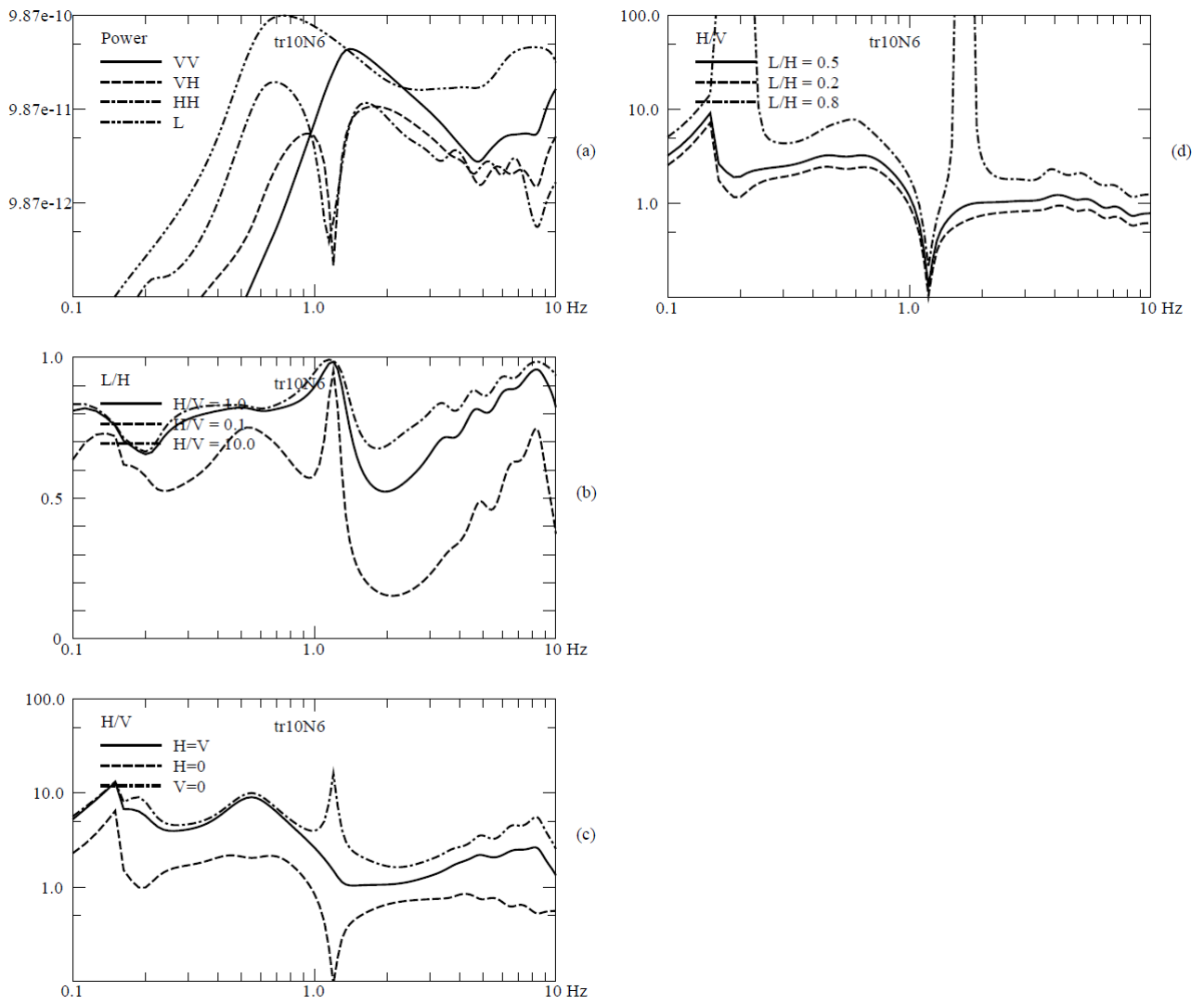


Figure 4-3 モデル tr10N6 に対する(2.3)式の計算結果
(a)~(d)は Fig.1-3 とおなじ.

コンクリート工学の最新トピック

千々和 伸浩¹⁾

1) 東京工業大学 環境・社会理工学院

1. はじめに

我が国のインフラストラクチャーの多くは高度経済成長期に建設されたものである。今日人間の高齢化が問題となっているが、それと並行してインフラストラクチャーの高齢化も進行しており、劣化損傷が生じた構造物の安全性の担保が大きな課題となっている。劣化損傷が生じた場合、施設を新しい施設に更新するのが最も簡単で、根本的な解決方法であるが、そこには人間の高齢化の問題が立ちはだかり(注：正確には高齢者が増えることよりも、価値を生み出す生産年齢人口の人口比率と絶対数が減少して社会を支えられなくなることが問題であるので注意されたい)、更新しようにも予算がなく、やむを得ず今の施設をなんとか延命化し、使い続けざるを得ないのが多くの実態である。要求性能に対して必要にして十分な性能を有する施設を建設し、適切な修繕や補強によって既存施設の機能を長く維持し続けるという、土木技術者の責務は今後ますます大きくなると思われる。

本稿ではコンクリート構造物の各種性能の経年変化を高精度で予測するツールとして開発され、近年着目を集めている材料・構造応答連成解析システム(DuCOM-COM3)についてその概要を述べるとともに、そのシステムを用いた分析によって得られたコンクリート工学分野の新たな知見について紹介する。

2. 材料・構造応答連成解析システム(DuCOM-COM3)

コンクリート構造物の長期性能変化を予測評価しようとする場合、水和・空隙形成・物質移動の3つの要素に立脚したコンクリートの化学特性変化と、化学反応の結果もたらされた物理物性を有する物体としての力学応答との相互作用を正確に追跡していくことが必須になる。

コンクリートを端的に表現するなら、セメント硬化体という糊によって、砂や砂利を固めた物体とすることができる。セメント硬化体はセメントと水の「化学反応」によって形成される「多孔体」であり、その空隙には $10^{-2}\text{m}(\text{cm})$ から $10^{-9}\text{m}(\text{nm})$ までの様々な空隙を有する。練り混ぜ直後においては水とセメントが接触して化学反応を起こし、その水和熱により化学反応が加速されるという正のスパイラルが生じるが、化学反応の結果として形

成される多孔体骨格が水の移動が阻害するため、反応の速度は徐々に低下し、最終的には数日間のうちに所定の強度を持った、いわゆるコンクリートという物体が出来上がる。ただこの時点ではコンクリート中の水和化学反応はまだ完了しておらず、その後数十年から数百年の構造物供用期間において、外気との間での水分のやり取りを行いながら、強度は増進しつづけていくことになる。構造物としての供用期間中においては、乾燥作用や各種外力の作用によってコンクリートに引張応力が発生し、その大きさ水和反応の進展により増加しつつあるその時点のコンクリートの引張強度を超えるとひび割れが発生する。形成されたひび割れは、コンクリートの空隙よりも物質移動抵抗性が小さく、ここを通過して水やその他塩分や二酸化炭素などがコンクリート内部に侵入するようになるため、強度の増進や内部に埋め込んだ鉄筋の腐食速度が強い影響を受け、その後のコンクリート構造物の挙動に影響を及ぼすことになる。

東京大学コンクリート研究室では、これらの分析を可能とする材料・構造応答連成解析システム、通称DuCOM-COM3の開発を行ってきた(図-1)。このシステムは水和モデル・空隙形成モデル・物質移動モデルの3つをコアとして、多孔質体であるコンクリートの長期化学的特性変化を予測評価するDuCOMシステムと、分散ひび割れモデルをベースとして鉄筋コンクリートの各種構造挙動を予測評価するCOM3システムとを有機的に連携して構築される数値解析システムである。開発は1970年代から開始しており、鉄筋コンクリート構造物で生じる様々な現象に貢献するとともに、その生涯を精緻に予測可能なシステムとして、多くの実績を有する。DuCOMシステム、COM3システムそれぞれ単体でも世界水準の高い予測精度を有しているが、さらに両者を有機的に連成させ、材料特性の変化と構造性能の変化を予測するシステムは極めて稀有である。

3. PC 橋梁の過剰たわみ問題の原因解明

1970年代に建設されたプレストレストコンクリート橋梁において、我が国の橋梁において設計時の予測の3-4倍程度のもの大きなたわみが生じていることが2008年に報告された。その後の調査から世界各地で類似の事例が生じていることがわかり、

世界的な関心事となった。原因として推定されたのはコンクリートの収縮・クリープ特性の予測ミスである。先に述べたようにコンクリートは多孔質体であり、外気と接触した場所から水が外部に逸散することで毛管張力が発生して、コンクリートは縮もうとする。

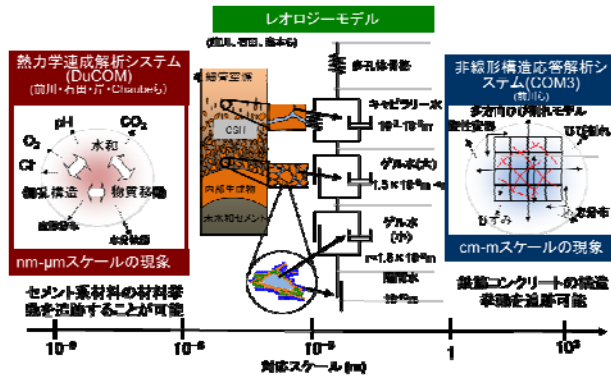


図-1 材料-構造応答連成解析システム

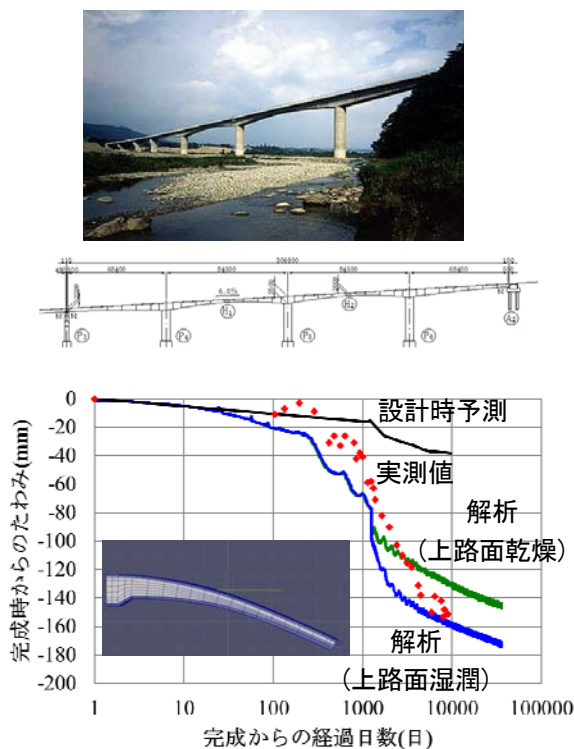


図-2 PC 橋梁たわみの経年変化の再現解析結果

外力が作用し続けることによって、空隙中の水がゆっくりと移動したり、あるいは骨格が徐々に破壊されたりすることで体積が変化する。収縮やクリープの影響は昔から知られており、設計においてもクリープによる変形量は外力作用時に生じる変形の2-3倍程度の量になるとして設計に織り込まれていたが、過剰たわみに関する報告は、設計

で考慮されていない未知の影響因子が存在する可能性を示唆しており、その究明がコンクリート工学の喫緊の課題となった。

東京大学コンクリート研究室では材料-構造応答連成解析システムにより、過剰たわみの発生した橋梁の再現解析を行い、結果、その再現に成功するとともに、原因機構を明らかにした(図-2)。主要因は大きく二つあり、一つはクリープ特性が構造特性値であるにも関わらず、設計においてそれを材料特性値として扱っていた点、もう一つは橋梁部位ごとの鉄筋量の違いによる収縮量の差異である。

収縮やクリープといったコンクリートの体積変化現象のほとんどは、コンクリートが多孔質であり、被圧水がその中をゆっくりと移動していくという現象に起因する。コンクリートの形状が同じ球体であっても、直径が1cm程度のものであれば中心部まで乾燥する(=内部の水分が外部への移動する)のに数日しか要しないが、直径が1m程度ともなると中心部まで乾燥するのに100年以上の時間をかけて水が移動することになる。作用応力という点で両者が同じ状態下にあるとしても、寸法が小さい場合にはクリープ変形が早期に終了し、寸法が大きい場合にはゆっくりと進行していくため、両方のクリープが完全に完了するまでは、寸法に対する相対的なクリープ変形量は異なる、さらに水が内部に保持されていると水和が促進され強度増進が生じるため、寸法によっても最終強度が異なることになり、これに伴ってクリープ変形量の終局値も異なることになると考えられる。これまでのコンクリートの設計では収縮やクリープといった特性を評価するにあたって、その進行度に寸法依存性があることは反映されていたが、数十年が経過した後の終局値に関しては、まだ十分なデータがそろっておらず、今後の研究による解明・検証が待たれるところである。また寸法の影響を設計で評価するにあたっては構造体全体を体積/表面積比という平均指標に落とし込んで評価するという手法がこれまで用いられてきたが、これらによる予測は3年間程度までは実態と合致するものの、それ以上の時間となると仮定と実態とが乖離していくことが明らかになった。同じコンクリートを使って構造物を作ったとしても、収縮やクリープといった特性は各部位の厚さによって進展度が異なるため、その体積変化量は必ずしも一致しない。高精度にたわみ推移を再現・予測するためには、収縮やクリープは材料特性値ではなく構造特性値であるとして、各部位の応答を積分して全体を評価する必要があることが示されたのである。

もう一点の橋梁部位ごとの鉄筋量の違いによる収縮量の差異というのは、鉄筋の量によってコンクリートの収縮拘束度が異なり、その影響が無視できない場合があるということである。単位面積当たりの鉄筋量の多い方がコンクリートは縮みにくい。例えば上フランジと下フランジが同じ大きさの片持ち形式の橋があり、上フランジに対して下フランジよりも相対的に鉄筋が多く配置されている状況を想定すると、これが一様に乾燥すると

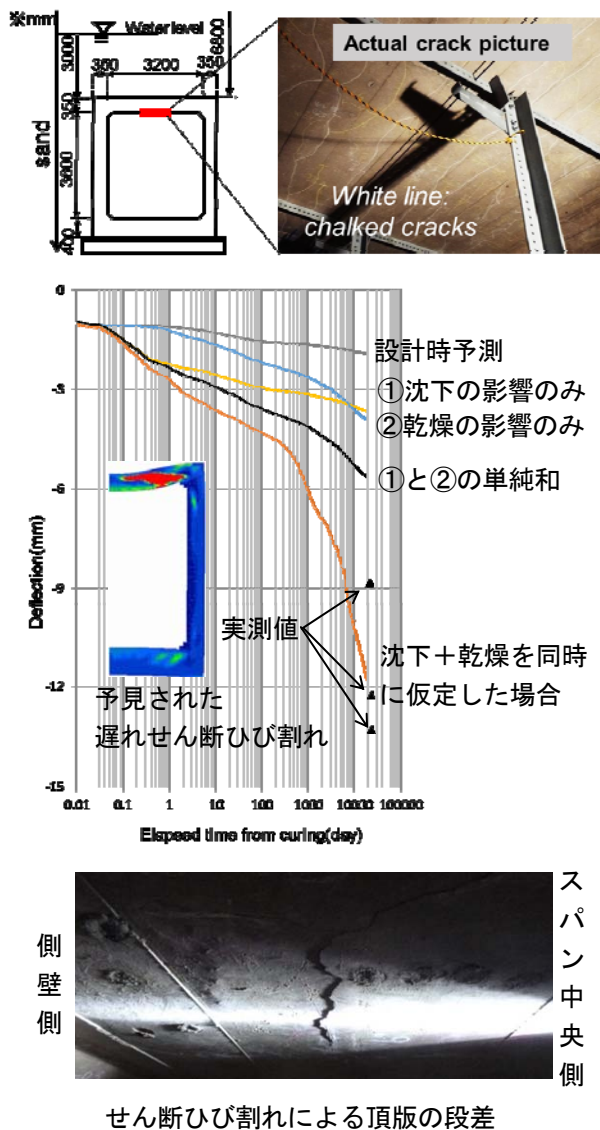


図-3 浅地中カルバードの遅れせん断ひび割れ

とすると、下フランジが大きく縮むようになるため橋としてはたわむことになる。鉄筋による収縮拘束の影響評価は複雑で、また一般に断面当たりの鉄筋量が1%程度と少ないため、たわみへの影響は考慮されてこなかったが、部位によっては鉄筋やPCケーブルが集中し、それ以上の鉄筋量が配置される場合があり、このような場合には鉄筋量の

違いを無視することができなくなるのである。

材料・構造応答連成解析システムによる再現解析では日射や降雨・降雪といった気象作用も長期挙動に影響を及ぼすことも明らかになった。対象とした橋梁では上フランジが雨を受けず、常に乾燥環境にあったと仮定した場合と、常に湿潤状況であったと仮定した場合で、たわみに20%程度の差が生じるようになった。100年単位の構造物挙動を予測する際に気象作用による累積的な影響は無視できないということであり、この結果から環境作用の精緻なモデル化の重要性が認識され、現在様々な研究機関でその研究が開始されている。

4. 浅地中カルバートの遅れせん断ひび割れ

供用中の浅地中カルバート内部にて、多数のひび割れが発見され、その後頂板のたわみが想定の数倍も生じていることが計測から明らかになった。このカルバートはオープンカットで建設され、躯体の建設後に埋め戻して地中構造物として供用されているものである。この構造物の先に3章で述べた橋梁と同じく建設から30年が経過しており、類似の原因機構でたわみが生じた可能性があることから、材料・構造連成解析システムによる原因解明が行われた。なお本システムでは地盤とコンクリートの相互作用を取り扱うことが可能となっており、土圧作用下におけるコンクリートのクリープ変形にともなって各部位の作用土圧が変化し、それに伴い自動的にコンクリートのクリープ変形速度も変化している。

解析的検討の結果から、地盤の沈下とカルバート内部の乾燥があるとそれらの相乗作用が生じ、供用開始から1000日くらいが経過した頃にハンチ付近にせん断ひび割れが形成されることが予見された(図-3)。カルバート内部の乾燥がなく地盤沈下のみの影響を考えた場合、あるいはカルバート内部の乾燥のみを考え、地盤沈下は起きないとした場合には、通常の曲げモードでの変形であり、実測されたようなたわみ量は生じず、仮に実測たわみ量を再現しようとする土の比重を2・3倍に仮定せねば説明できない。しかし両者が同時に作用した場合にせん断ひび割れ面が生じるとすると、この面で不連続な鉛直変位が生じ、実測されたたわみに近い変位量が生じる可能性があることが予見されたのである。これを検証するために実地においてカルバート内から鉛直に削孔し、その内部の画像を観察したところ、削孔した穴を斜めに交差するひび割れが発見され、その交差個所を連ねるとほぼ予見されたような斜め方向のひび割れが形成されていたことが明らかになった。カルバートの頂板を精緻に観察したところ、当該のひび割れ

の個所においてカルバート頂板に段差があることがわかり、これも数値解析で予測された通りの状況であった。

解析から推定された原因機構は以下のとおりである。まず地盤の沈下に伴い、滑り線が斜めに形成され、もともと想定していた鉛直土圧に加えて、滑り線上部三角領域の土圧がカルバートに作用することになる。コンクリート製のカルバートは土圧の作用を受けてクリープ変形するが、作用対象が変形すると主動土圧は低下するため、結果として土圧の作用位置がカルバートの頂板センターからハンチ付近へとシフトしていくようになる。外

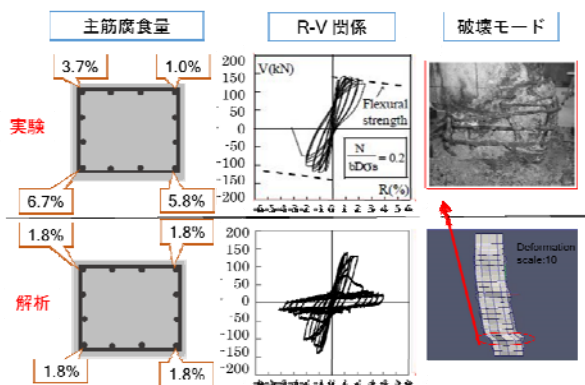


図-4 腐食環境に暴露された部材の劣化と残存保有性能の変化に関する実験と解析予測結果

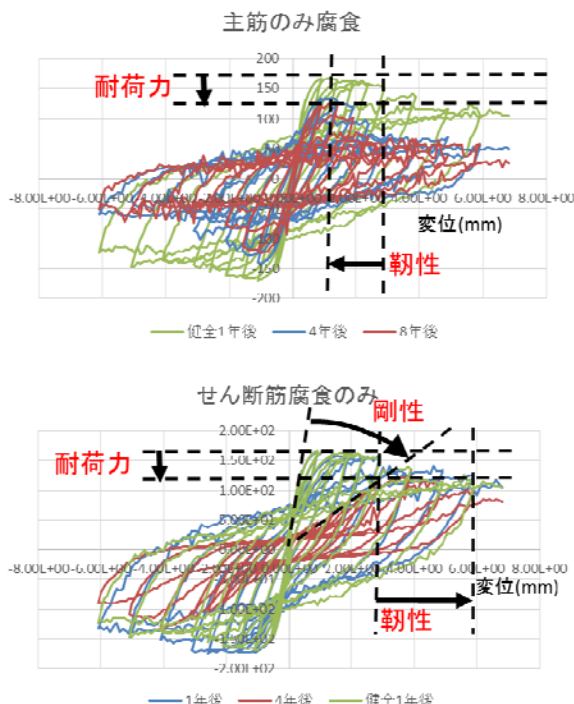


図-5 柱部材における腐食発生鉄筋種類と腐食進展に伴う構造性能への影響評価

力の作用位置がハンチ付近にシフトするとカルバートの耐荷力としては相対的に曲げに強く、せん断に弱くなるが、そのような状態で長い時間力が作用し続けたことで、せん断ひび割れが徐々に形成される、いわゆる「遅れせん断ひび割れ」が生じたものと考えられる。遅れせん断ひび割れの存在可能性については、その存在を否定する研究報告もあり、実験条件の整理や比較検討が進められているところである。

土とコンクリートの相互作用は複雑であるため、地中構造物の設計では、必ずしも陽な形でこれを

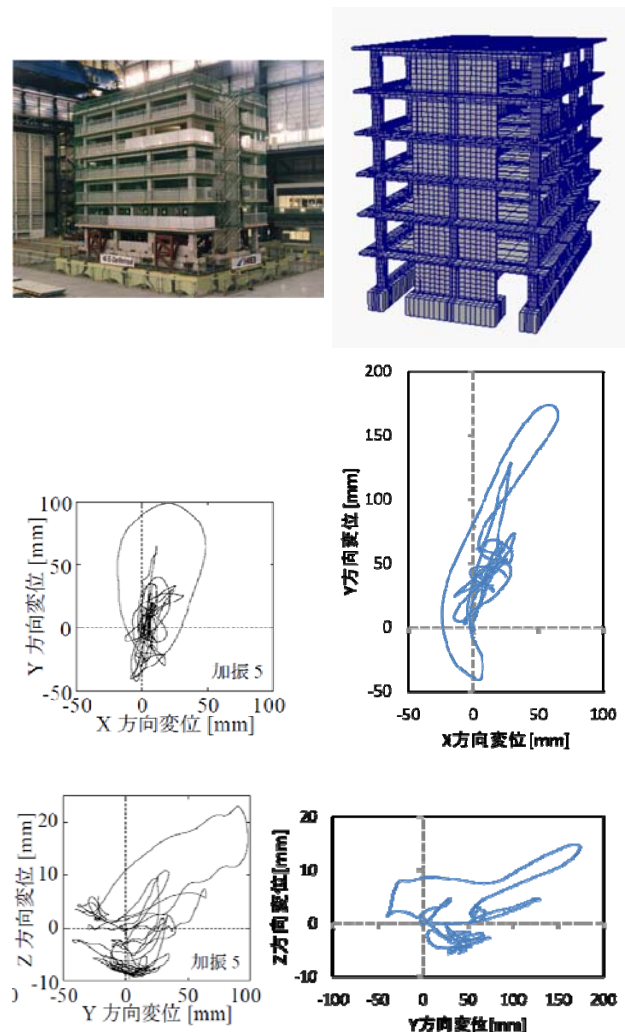


図-6 防災科研で行われた実スケール建築物の地震時応答の再現結果(左：実験，右：解析)

取り扱っていない。しかしコンクリートのクリープ変形を取り込むことで作用土圧を低減させることができ、構造躯体をより合理的に設計できる可能性があるほか、遅れせん断ひび割れのような想定外の変形による安全余裕度に変化が生じる可能性についても、設計時に予測して対策を講じることが可能となる。安全な構造物をより合理的に構築していく上で、自然な流れとしてこれらの

相互作用を検討していくことになるものと思われる、そのための前提条件として高精度な現地地盤情報のニーズが今後高まっていくのではないかと考えられる。

5. 環境作用と構造物の地震応答の変化

これまでコンクリートの乾燥に伴う変形に関連した話題を述べてきたが、耐荷力、耐震性能という観点で今日のインフラが直面している問題の多くは引張応力を分担する鉄筋が腐食したことに起因するものである。鉄筋コンクリート中の鉄筋は

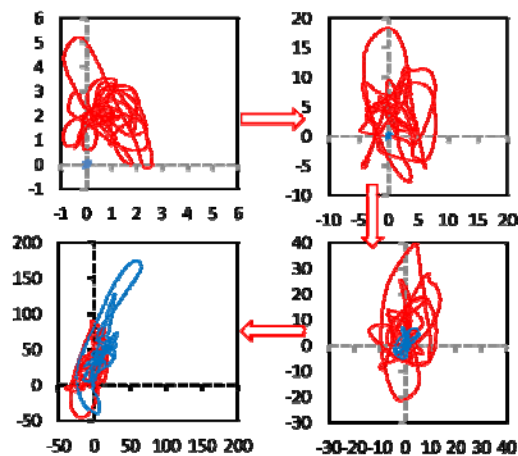


図-7 腐食による建物の水平応答変位の変化(青線：健全時、赤線：腐食時) ※矢印の順に兵庫県南部沖地震で計測された最大加速度の10%、25%、50%、100%と順に増加させて作用させたもの

不働態被膜に覆われており、通常環境では錆びない状況にある(近い状況として、アルミニウム製品が錆びたりしないのは、通常環境下においてその表面に不働態皮膜が形成されているためである)。しかしこの不働態被膜は塩化物イオンの存在やコンクリートのpHの低下によって破壊され、鉄筋の腐食が開始する。鉄が腐食すると、その体積は酸素の供給量によって2倍から10倍までも膨らむため、鉄筋の周りのコンクリートには引張応力が発生し、ひび割れが生じる。ひび割れが生じると、そこを通じた物質移動が起きるため、腐食速度が大きくなることになる。ひび割れの発生は腐食を加速させるだけでなく、不連続面を形成したり、かぶりの剥落を生じさせたりすることで構造性能の変化にも大きな影響をもたらす。また腐食が進むと鉄筋の断面が欠損していくため、鉄筋とコンクリートを物理的に一体化させていた節が失われ、局所的な範囲で鉄筋とコンクリートの一体性が失われるようになるため、これも構造性能が健全なものから変化する原因となる。

鉄筋腐食による構造性能の低下は以前から指摘されており、それに着目した研究はかなり以前から開始されてきた。しかし鉄筋の腐食と部材の構造性能変化の間には、先に概説したような複雑な現象間の相互作用があるため、それらを切り分けて評価することが困難であり、定性的な評価にとどまらざるを得なかった。材料-構造応答連成解析システムにおける材料物性の変化は、水和モデル-空隙形成モデル-物質移動モデルの3つを中心にして評価されるものであるが、物質移動モデルでは二酸化炭素や塩化物イオン、酸素の移動も取り扱うことが可能で、それぞれの評価精度の向上を図

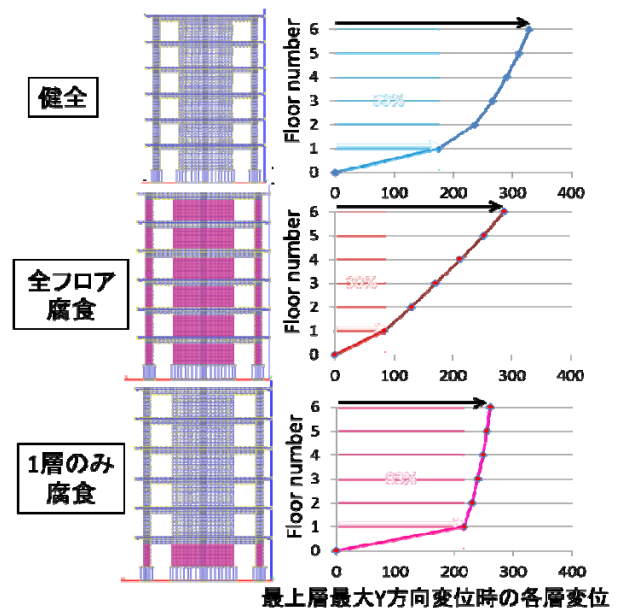


図-8 各層の層間変位に腐食が与える影響

るための研究がこれまでになされてきた。これらの研究をベースに、経年に伴う腐食の進展による構造性能がどのように変化していくのかについて分析を行った。

解析の再現性を確認するため、沖縄の沿岸部に暴露した柱部材の構造性能変化に関する新里らの研究報告の再現を行った。図-4はその結果を示すものである。解析ではある程度の領域での挙動を平均的に取り扱うことになるため、そもそも計測値にばらつきの大きい腐食量のような評価項目に対しては差が大きくみえるものの、概ね良好な精度で再現できており、その他の部材全体の荷重-変形応答や破壊パターンなどについては実験とほぼ同じ結果が得られることが分かった。

続いて同システムを用いて建物が腐食した場合にその地震応答がどのように変化するのかについても、解析により予測評価を試みた。建物は多くの部材が組み合わされた不静定度の高い構造物であるため、単一部材において生じる腐食とは全く

異なる影響が生じる可能性がある。検討の対象としては取り上げたのは防災科学研究所によって行われた実大6層RC建物実験である。腐食の影響を検討するのに先立ち、解析システムの地震応答再現精度を確認するため、実験と同じ健全状況での地震応答を再現した。図-6がその結果であり、解析システムが十分な精度を有していることが確認できた。

図-7は解析システム上で建物に腐食を導入し、その影響で建物2層目の水平変位がどのように変化するかをみたものである。地震動が小さいときには腐食した場合の方が大きな水平変位が生じるが、地震動が大きくなると、腐食したものの方が、水平変位が小さくなるという結果となった。想定外の結果の原因を分析したところ、腐食の進展によって各層の柱の剛性が低下し、それによって地震動に対する各層の応答が非線形に変化していることがわかった。図-8は最上層がY方向の最大変位に達したときに、各層の層間変位がどのようなになっているかを示したものであるが、健全な状態では1層目に変形が集中しているのに対して、腐食が生じた場合にはその集中度が緩和されていることがわかった。そこで逆に1層目のみが腐食した状況で試算を行ってみると今度は1層目への変位の集中度が高まる結果となった。これらの結果から、建物のような構造システムの中で、鉄筋の腐食は必ずしも性能の低下につながるわけではなく、腐食した部位によっては負荷の再配分を引き起こす結果、集中していた負荷を緩和するような効果をもたらす場合もあることがわかった。建物のような不静定次数の高い構造物の残存構造性能を評価するためには、腐食の発生位置やその程度を正確に把握し、それらの相互作用を踏まえて総合的に評価する必要があることが示された。

6. まとめ

本稿ではコンクリート工学の最新のトピックとして、材料・構造応答連成解析システムによる解析の事例を紹介した。本システムはいわばバーチャルな空間においてコンクリート構造物を建設し、その将来予測を行うものであり、コンクリートの配合や配筋、養生、環境作用などといった実世界での影響因子が、構造物の応答にどのように影響するのかを定量的に評価することを可能とするものであり、今後計算機の能力の向上に伴いさらに適用の範囲を広げていくであろう。また本モデルはあくまで設定した入力作用に対する応答を評価するものであり、より高精度な結果を得るためには、外力や環境条件、地盤条件などのコンクリートへの作用の高精度化が求められるよ

うになるのではないかとと思われる。ただし設計時点で実際にどのような作用が構造物に働くのかは想像の域を出ないところも多く、そういう意味ではツールの高精度化は、どのような状況を想像して、それに備えるかという設計者の想像力を強く要求する時代をもたらしつつあるということもできよう。

参考文献

- 1) K. Maekawa, T. Ishida and T. Kishi, Multi-Scale Modeling of Structural Concrete, Taylor and Francis, 2008
- 2) Koichi Maekawa, Nobuhiro Chijiwa, Tetsuya Ishida. Long-term deformational simulation of PC bridges based on the thermo-hygro model of micro-pores in cementitious composites, Cement and Concrete Research, Elsevier B.V., Vol. 41, No. 2, pp. 1310-1319
- 3) Koichi Maekawa, Xiaoxu Zhu, Nobuhiro Chijiwa, Shigeru Tanabe, Mechanism of Long-Term Excessive Deformation and Delayed Shear Failure of Underground RC Box Culverts, Journal of Advanced Concrete Technology, Japan Concrete Institute, Vol. 14, No. 6, pp. 183-204
- 4) Nobuhiro Chijiwa, Koichi Maekawa, Thermo-Hygral Case-Study on Full Scale RC Building under Corrosive Environment and Seismic Actions, Journal of Advanced Concrete Technology, Japan Concrete Institute, Vol. 13, No. 10, pp. 465-478
- 5) Piseth, V., Nakarai, K., Chijiwa, N., Maekawa, K., Experimental Study of the Effects of Loading Rate on Shear Performance of RC beam." Proceedings of the 10th International Conference on Mechanics and Physics of Creep, Shrinkage, and Durability of Concrete and Concrete Structures (Concreep-10)
- 6) Sarkhosh, R., Walraven, J., den Uijl, J., Braam, R., Shear Capacity of Concrete Beams under Sustained Loading, IABSE Symposium Report, Vol. 99, No. 31, 162-169.
- 7) 新里洋基, 山川哲雄, 森下陽一, 玉寄幸直, 自然暴露により損傷したRC柱の耐震性能に関する実験的研究, コンクリート工学年次論文集 Vol.25, No 2, pp.403-408

多重モードを考慮した表面波探査の解析法に関する理論的考察

河村 茂樹¹⁾

1) 日本物理探査株式会社 技術本部

1. はじめに

近年、多起振点・多受振点を用いる MASW (Multichannel Analysis of Surface Waves) 方式 (Park et al., 1999) による表面波探査の適用事例が増えている。通常、深度数十 m 以内の浅部地下構造を対象とした調査に適用されており、測定・解析作業が割と簡便なことが普及の要因となっている。また、探査結果として得られる情報が S 波速度分布であり、地下の浅部地盤の強度と相関があり、地下水の影響を受けないということも長所である。

さて、表面波探査の測定・解析作業は割と簡便であると述べたが、これには多少の説明が必要である。測定作業の簡便性には、ひとつにはランドストリーマが使用可能であり、そして周辺の振動ノイズが小さいという条件が必要である。多くの場合、ランドストリーマは、道路や河川堤防天端の舗装路面上での使用に適している。一方で、都市域では車両、人等による振動ノイズが大きいといった短所もある。ただし、振動ノイズは表面波探査のみに固有の問題ではなく、弾性波探査の屈折法や反射法のように振動現象を利用する探査手法に共通の問題である。

次に、解析作業の簡便性であるが、こちらの方は測定作業よりも複雑である。解析作業が簡便であるように思えるのは、ルーチンワークで市販のソフトウェアを使用して、ほぼデフォルトのパラメータで処理して結果を出力しているからである。しかし、多くの場合、その結果が妥当である保証はない。MASW 方式の表面波探査の解析では、一般に観測位相速度を平面波の基本モードの位相速度であると仮定している。しかし、表面波群には基本モードのみではなく、高次モードの表面波成分も含まれているのが普通である。この場合、スペクトル解析法を適用して得られた観測位相速度は、基本モードの位相速度と等しくなるとは限らない。実際に、解析作業の中間出力である観測分散曲線が、平面波の基本モードの表面波からのものであるという前提条件を満たしていないと考えられる事例が多くある。

表面波群には基本モードのみではなく、高次モードの表面波成分も含まれているのが普通であるが、各周波数においてどのモードの表面波成分が

卓越するかは、主として地下の S 波速度分布に依存している。尾西ほか(2009)は、「高次モードは速度境界面が複数存在し、かつ深部の速度が速い場合に卓越する」と述べているが、これが高次モード卓越の必要十分条件ではない。Parolai et al.(2006)は、いくつかの文献を引用して、S 波速度が深度に対して不規則に変化している（高速度層間に低速度層が挟まれている）場合に、ある周波数帯域で高次モードが卓越すると述べている。また、Socco and Strobbia(2004)は、計算例により、速度が深度とともに徐々に増加するモデルでは基本モードが卓越するが、速度が急激に増加するモデルや速度逆転層をもつモデルでは高次モードが重要になってくることを示している。

MASW 方式の表面波探査は高精度表面波探査と呼ばれることもあるが、高精度の解析結果を得るには、まだ改善すべきいくつかの問題がある。この論文では、表面波探査に関する現状の問題点として、表面波群の多重モードによる見掛け位相速度 (Tokimatsu et al., 1992; Tokimatsu, 1995), および地表付近が高速度のときの影響を取り上げ、解析結果を改善するための方法について理論的側面から考察を行っている。多重モードによる見掛け位相速度については、直接的に見掛け位相速度を逆解析して S 波速度構造を推定する方法を提案している。また、表面波の変位スペクトルから、いくつかの近似を行うことにより見掛け位相速度が導出できることを示す。

なお、この論文は社内用の技術研究資料 (河村, 2014) の一部を再構成・加筆したものであり、原資料の一部を物理探査学会学術講演会 (河村, 2015) において発表している。

2. 表面波群の多重モードと見掛け位相速度

2.1 見掛け位相速度と見掛け分散曲線

ある周波数帯域で基本モードよりも高次モードが卓越すると、スペクトル解析法を適用して周波数一位相速度スペクトルが最大となる点から位相速度を求めた場合、その速度値は基本モードのものとは異なってくる。それは第 1 高次モードの位相速度となることもあれば、基本モードと第 1 高次モードの中間的な値のときもあり、そしてより高次のモードの位相速度値となる場合もある。

この点に関して、市販のソフトウェアでは、周波数一位相速度平面において、各周波数でスペクトルが最大となる点における位相速度の情報のみを出しているものがある。これでは、出力された位相速度が本当に基本モードのものに相当するのかわかるに迷ってしまう。

いくつかの表面波モードが重ね合わされた波群から求められた位相速度を見掛位相速度 (apparent phase velocity) といい、周波数一位相速度平面で見掛位相速度を結んで作成した分散曲線を見掛分散曲線 (apparent dispersion curve) という。

Tokimatsu et al.(1992)は、多くのモードを含む Rayleigh 波に対して、見掛位相速度 c_a が

$$c_a(\omega) = \frac{\omega r}{\cos^{-1} g(\omega)} \quad (2.1)$$

によって求められるとしている。ここに、 ω は角周波数、 r は最小受振点間距離、関数 $g(\omega)$ は

$$g(\omega) \equiv \frac{\sum_{m=0}^M A_m^2(\omega) c_m(\omega) \cos \theta_m(\omega)}{\sum_{m=0}^M A_m^2(\omega) c_m(\omega)}$$

である。 m は表面波のモード、 M はモードの最大次数、 A_m は媒質応答 (medium response) (Harkrider, 1964)、 c_m は位相速度、 θ_m は

$$\theta_m(\omega) \equiv \frac{\omega r}{c_m(\omega)} \quad (2.2)$$

である。媒質応答 A_m はエネルギー積分 I_3 を用いて

$$A_m = \frac{1}{2I_3}$$

と表される。エネルギー積分 I_3 の式は次節に示す。

(2.1)式は、Aki(1957)に基づき、1次元の定常確率的な Rayleigh 波を対象として導かれた式である。以下、(2.1)式は Love 波に対しても適用でき、また MASW 方式の表面波探査にも適用できるものとする。

2.2 見掛位相速度の偏微分係数

基本モードを前提条件とした逆解析では、表面波群から求められた位相速度が基本モードのものか、あるいは高次モードの影響により基本モードのものとは異なっているのかを識別する必要がある。この作業は非常に難しく、かなり時間を要することがある。そして、何よりも重要なことは、最終結果である S 波速度分布に決定的な影響を及ぼす。したがって、基本モードという前提条件を

設けずに、見掛位相速度を入力データとして与えて逆解析を行うことができれば、効率化・高精度化が可能になる。

河村(2013)で述べたように、逆解析手法として非線形最小二乗法を用いた逐次近似解法を適用しようとする、見掛位相速度の層構造パラメータに関する偏微分係数が必要になる。ここでは、表面波の見掛位相速度の S 波速度に関する偏微分係数を計算する方法について述べる。

以下、(2.1)式～(2.2)式における諸量の引数 (ω) は省略して示すことにする。

見掛位相速度 c_a の S 波速度 β に関する偏微分係数は

$$\frac{\beta}{c_a} \frac{\partial c_a}{\partial \beta} = \frac{\beta}{c_a} \frac{\partial}{\partial \beta} \frac{\omega r}{\cos^{-1} g} = \frac{1}{\theta_a \sin \theta_a} \left(\beta \frac{\partial g}{\partial \beta} \right) \quad (2.3)$$

と書ける。ここに、 $\theta_a \equiv \omega r / c_a$ である。

(2.3)式では、偏微分係数 $\partial c_a / \partial \beta$ に β / c_a を掛けており、これは感度係数と呼ばれている。しかし、以下では偏微分係数と感度係数を区別せずに、偏微分係数ということにする。

(2.3)式における関数 g の偏微分係数は

$$\begin{aligned} \beta \frac{\partial g}{\partial \beta} &= \left\{ \left[\beta \frac{\partial}{\partial \beta} \left(\sum_{m=0}^M A_m^2 c_m \cos \theta_m \right) \right] \right. \\ &\quad \times \left(\sum_{m=0}^M A_m^2 c_m \right) - \left(\sum_{m=0}^M A_m^2 c_m \cos \theta_m \right) \\ &\quad \times \left[\beta \frac{\partial}{\partial \beta} \left(\sum_{m=0}^M A_m^2 c_m \right) \right] \left. \right\} / \left(\sum_{m=0}^M A_m^2 c_m \right)^2 \end{aligned} \quad (2.4)$$

と表すことができる。(2.4)式における偏微分は、各モードについて

$$\begin{aligned} \beta \frac{\partial}{\partial \beta} A_m^2 c_m \cos \theta_m &= A_m^2 c_m \left[2 \left(\frac{\beta}{A_m} \frac{\partial A_m}{\partial \beta} \right) \cos \theta_m \right. \\ &\quad \left. + \left(\frac{\beta}{c_m} \frac{\partial c_m}{\partial \beta} \right) (\cos \theta_m + \theta_m \sin \theta_m) \right] \\ \beta \frac{\partial}{\partial \beta} A_m^2 c_m &= A_m^2 c_m \left[2 \left(\frac{\beta}{A_m} \frac{\partial A_m}{\partial \beta} \right) + \left(\frac{\beta}{c_m} \frac{\partial c_m}{\partial \beta} \right) \right] \end{aligned}$$

(2.5)

によって与えられる。(2.5)式における媒質応答 A_m の S 波速度 β に関する偏微分は、斎藤(2006)より

$$\frac{\beta}{A_m} \frac{\partial A_m}{\partial \beta} = \left(\frac{\beta}{A_m} \frac{\partial A_m}{\partial \beta} \right)_{c_m} + \left(\frac{c_m}{A_m} \frac{\partial A_m}{\partial c_m} \right) \cdot \left(\frac{\beta}{c_m} \frac{\partial c_m}{\partial \beta} \right) \quad (2.6)$$

によって計算できる。右辺第1項は位相速度 c_m を一定に保ったまま微分することを表している。

(2.3)式～(2.6)式において、位相速度 c_m の S 波速度 β に関する偏微分係数の計算方法は、斎藤(2006)や河村(2013)等に示されている。したがって、(2.3)式の見掛け位相速度 c_a の S 波速度 β に関する偏微分係数を計算するには、(2.6)式の媒質応答 A_m の S 波速度 β に関する偏微分係数が求められればよい。

以下、Love 波と Rayleigh 波に関して、(2.6)式の偏微分を計算する方法について述べる。理論展開は主として斎藤(2009)を参考とするが、実際に数値計算を行うことを目的として、同氏によるサブルーチン・パッケージ DISPER 80 (Saito, 1988) の変数の定義に従うことにする。

以下、モードを表す下付き添字 m は省略して示すことにする。

(1) Love 波

斎藤(2009)では変位・応力成分を (V, T) と表記しており、DISPER 80 の LOVMRX における変数 y_i ($i=1,2$) とは

$$(y_1, y_2) = (V, T/k)$$

の関係がある。ここに、 k は波数で

$$k = \omega / c$$

である。 z 軸の正方向を鉛直上向きとし、地表面を $z=0$ とすると、地表面において

$$2k^2 I_3 = -\frac{1}{V} \left(c \frac{\partial T}{\partial c} \right) = -\frac{k}{y_1} \left(c \frac{\partial y_2}{\partial c} \right) \quad (2.7)$$

と表される。エネルギー積分 I_3 は、媒質の剛性率を μ として、変位成分 V を用いて

$$I_3 = \int_{-\infty}^0 \mu V^2 dz$$

によって与えられる。ここで、

$$Y_1 = y_1, \quad Y_4 = c \frac{\partial y_2}{\partial c}$$

と表記すると、媒質応答 A は

$$A = \frac{1}{2I_3} = -k \frac{Y_1}{Y_4} \quad (2.8)$$

となる。 y_i や Y_i は z 座標の関数であるが、(2.7)式、(2.8)式の右辺は地表における値を用いる。

媒質応答 A の S 波速度 β に関する偏微分係数は

$$\frac{\beta}{A} \frac{\partial A}{\partial \beta} = \left(\frac{\beta}{A} \frac{\partial A}{\partial \beta} \right)_c + \left(\frac{c}{A} \frac{\partial A}{\partial c} \right) \cdot \left(\frac{\beta}{c} \frac{\partial c}{\partial \beta} \right)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\beta}{A} \frac{\partial A}{\partial \beta} \right)_c &= \left[\frac{\beta}{A} \frac{\partial}{\partial \beta} \left(-k \frac{Y_1}{Y_4} \right) \right]_c \\ &= \left(\frac{\beta}{Y_1} \frac{\partial Y_1}{\partial \beta} \right)_c - \left(\frac{\beta}{Y_4} \frac{\partial Y_4}{\partial \beta} \right)_c \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{c}{A} \frac{\partial A}{\partial c} \right) &= \frac{c}{A} \frac{\partial}{\partial c} \left(-k \frac{Y_1}{Y_4} \right) \\ &= -1 + \left(\frac{c}{Y_1} \frac{\partial Y_1}{\partial c} \right) - \left(\frac{c}{Y_4} \frac{\partial Y_4}{\partial c} \right) \end{aligned}$$

と表される。したがって、媒質応答 A の S 波速度 β に関する偏微分係数は、 Y_1 、 Y_4 の位相速度 c および S 波速度 β に関する偏微分係数を用いて

$$\begin{aligned} \frac{\beta}{A} \frac{\partial A}{\partial \beta} &= \left(\frac{\beta}{Y_1} \frac{\partial Y_1}{\partial \beta} \right)_c - \left(\frac{\beta}{Y_4} \frac{\partial Y_4}{\partial \beta} \right)_c \\ &\quad - \left[1 - \left(\frac{c}{Y_1} \frac{\partial Y_1}{\partial c} \right) + \left(\frac{c}{Y_4} \frac{\partial Y_4}{\partial c} \right) \right] \left(\frac{\beta}{c} \frac{\partial c}{\partial \beta} \right) \end{aligned} \quad (2.9)$$

によって与えられる。上式の右辺に現れる偏微分係数は、すべて斎藤(2006)の方法によって計算可能な量である。

(2) Rayleigh 波

斎藤(2009)では変位・応力成分を (W, P, U, S) と表記しており、DISPER 80 の RAYMRX における変数 y_i ($i=1, \dots, 4$) とは

$$(y_1, y_2, y_3, y_4) = \left(\frac{W}{c}, \frac{P}{\omega}, \frac{U}{c}, \frac{S}{\omega} \right)$$

の関係がある。したがって、compound matrix 法 (斎藤・桃沢, 1993; 斎藤, 2009) における本来の変数を $(Y_{12}, Y_{13}, Y_{14}, Y_{23}, Y_{24})$ 、RAYMRX におけるそれを $(Y_1, Y_2, Y_3, Y_4, Y_5)$ とすると、

$$\begin{aligned} (Y_1, Y_2, Y_3, Y_4, Y_5) &= \left(\frac{1}{\omega c} Y_{12}, \frac{1}{c^2} Y_{13}, \frac{1}{\omega c} Y_{14}, \frac{1}{\omega c} Y_{23}, \frac{1}{\omega^2} Y_{24} \right) \end{aligned} \quad (2.10)$$

となる。

(2.10)式より、地表面 ($z=0$) において

$$2k^2 I_3 = -\frac{1}{Y_{14}} \left(c \frac{\partial Y_{24}}{\partial c} \right) = -\frac{k}{Y_3} \left(c \frac{\partial Y_5}{\partial c} \right) \quad (2.11)$$

と表される. エネルギー積分 I_3 は, Lamé の定数を λ , μ として, 変位・応力成分 (W, P, U, S) を用いて

$$I_3 = \int_{-\infty}^0 \left[\left(\lambda + 2\mu - \frac{\lambda^2}{\lambda + 2\mu} \right) U^2 + \frac{1}{k} \left(WS - \frac{\lambda}{\lambda + 2\mu} UP \right) \right] dz$$

によって与えられる. ここで,

$$(Y_6, Y_7, Y_8, Y_9, Y_{10}) \\ = \left(c \frac{\partial Y_{12}}{\partial c}, c \frac{\partial Y_{13}}{\partial c}, c \frac{\partial Y_{14}}{\partial c}, c \frac{\partial Y_{23}}{\partial c}, c \frac{\partial Y_{24}}{\partial c} \right)$$

と表記すると, 媒質応答 A は

$$A = \frac{1}{2I_3} = -k \frac{Y_3}{Y_{10}} \quad (2.12)$$

となる. Love 波の場合と同様に, Y_i は z 座標の関数であるが, (2.11)式, (2.12)式の右辺は地表における値を用いる.

(2.8)式と(2.12)式を比較すると, Love 波における Y_1 , Y_4 を Rayleigh 波では Y_3 , Y_{10} に置き換えればよいことがわかる. したがって, 媒質応答 A の S 波速度 β に関する偏微分係数は, Love 波における(2.9)式より, Rayleigh 波では

$$\frac{\beta}{A} \frac{\partial A}{\partial \beta} = \left(\frac{\beta}{Y_3} \frac{\partial Y_3}{\partial \beta} \right)_c - \left(\frac{\beta}{Y_{10}} \frac{\partial Y_{10}}{\partial \beta} \right)_c \\ - \left[1 - \left(\frac{c}{Y_3} \frac{\partial Y_3}{\partial c} \right) + \left(\frac{c}{Y_{10}} \frac{\partial Y_{10}}{\partial c} \right) \right] \left(\frac{\beta}{c} \frac{\partial c}{\partial \beta} \right) \quad (2.13)$$

によって与えられる. 上式の右辺に現れる偏微分係数も, すべて斎藤(2006)の方法によって計算可能な量である.

3. 見掛位相速度の導出

表面波を利用した物理探査手法として, 表面波探査のほかに微動アレイ探査がある. 両手法の測定・解析方法の違いは, 前者が振源位置・特性の特定可能な人工的振源を用いているのに対して, 後者がそれらの特定ができない微動を用いていることに起因している. しかし, 両手法とも表面波の分散性を利用していることから, 原理や解析方法において共通する部分も多い.

微動アレイ探査において位相速度を求める方法

として, F-K 法と空間自己相関法がある (Capon, 1973; Henstridge, 1979; 岡田, 1986, 1994; 岡田ほか, 1987; 笹谷, 2000; Okada, 2006; Cho et al., 2008; Foti et al., 2011). 一方, 表面波探査における位相速度推定法としては, 主に位相シフト法 (Park et al., 1998) が用いられている. この方法は, 微動アレイ探査における位相速度推定法のなかで, F-K 法に相当するものである. それならば, 表面波探査において空間自己相関法的な位相速度推定法が適用可能なはずである.

ここでは, 空間自己相関法的な位相速度推定法を基に, 表面波の変位スペクトルからパワー・スペクトルや受振点間のクロス・スペクトルを計算し, いくつかの近似を行うことにより, Tokimatsu et al. (1992) の見掛位相速度が導出できることを示す. なお, 表面波探査で通常用いられている Rayleigh 波のみについて述べるが, Love 波についても同様の近似式が導ける.

3.1 表面波の変位スペクトル

地表面の原点 $r=0$ に軸対称な鉛直方向の外力が働いたとき, 表面波 (Rayleigh 波) による z 方向の変位の Fourier 変換は, 地表面において

$$U_z(r, \omega) \\ = \frac{i}{2} F(\omega) \sum_m k_m \tilde{A}_m H_0^{(1)}(k_m r) \exp(-h_m k_m r) \quad (3.1)$$

と表すことができる (斎藤・桃沢, 1993; 斎藤, 2009). ここに, $F(\omega)$ は外力の振源時間関数の Fourier 変換である. m ($m=0, 1, \dots$) は表面波のモードを表し, k_m は波数, $\tilde{A}_m$ は Rayleigh 波の振幅応答関数 $1/(2k_m I_3)$, h_m は減衰定数である. これらはモード m とともに, 角周波数 ω の関数であるが, ω は省略している. $H_0^{(1)}(kr)$ は第 1 種 0 次の Hankel 関数で, 第 1 種 0 次の Bessel 関数 $J_0(kr)$ と第 2 種 0 次の Bessel 関数 $Y_0(kr)$ により

$$H_0^{(1)}(kr) = J_0(kr) + iY_0(kr)$$

と表される.

3.2 近似式

(3.1)式で表される表面波の変位スペクトルから, パワー・スペクトルや受振点間のクロス・スペクトルを計算し, それらに対していくつかの近似を行って検討してみる.

(1) $kr \gg 1$ の場合

$kr \gg 1$ のとき, $H_0^{(1)}(kr)$ は

$$H_0^{(1)}(kr) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi kr}} \exp \left[i \left(kr - \frac{\pi}{4} \right) \right]$$

と近似できる. この近似式を用いると, (3.1)式は

$$U_z(r, \omega) \approx \frac{i}{\sqrt{2\pi r}} F(\omega) \times \sum_m \sqrt{k_m} \tilde{A}_m \exp\left[i\left(k_m r - \frac{\pi}{4}\right)\right] \exp(-h_m k_m r)$$

と表せる. 距離 r の受振点におけるパワー・スペクトル $S(r, r, \omega)$ は

$$\begin{aligned} S(r, r, \omega) &= U_z(r, \omega) U_z^*(r, \omega) \\ &\approx \frac{|F(\omega)|^2}{2\pi r} \left\{ \sum_m \sum_{m'} \sqrt{k_m k_{m'}} \tilde{A}_m \tilde{A}_{m'} \right. \\ &\quad \times \exp[-i(k_{m'} - k_m)r] \\ &\quad \times \exp[-(h_m k_m + h_{m'} k_{m'})r] \} \\ &= \frac{|F(\omega)|^2}{2\pi r} \left\{ \sum_m k_m \tilde{A}_m^2 \exp(-2h_m k_m r) \right. \\ &\quad + 2 \sum_m \sum_{m' > m} \sqrt{k_m k_{m'}} \tilde{A}_m \tilde{A}_{m'} \cos[(k_{m'} - k_m)r] \\ &\quad \times \exp[-(h_m k_m + h_{m'} k_{m'})r] \} \end{aligned} \quad (3.2)$$

と書ける. ここに, $*$ は複素共役を表す. また, 距離 r_1 と r_2 の受振点間におけるクロス・スペクトル $S(r_1, r_2, \omega)$ は

$$\begin{aligned} S(r_1, r_2, \omega) &= U_z(r_1, \omega) U_z^*(r_2, \omega) \\ &\approx \frac{|F(\omega)|^2}{2\pi \sqrt{r_1 r_2}} \left\{ \sum_m \sum_{m'} \sqrt{k_m k_{m'}} \tilde{A}_m \tilde{A}_{m'} \right. \\ &\quad \times \exp[-i(k_{m'} r_2 - k_m r_1)] \\ &\quad \times \exp(-h_m k_m r_1 - h_{m'} k_{m'} r_2) \} \end{aligned} \quad (3.3)$$

となる.

(2) $kr \gg 1$ で非弾性減衰の効果を無視した場合

$kr \gg 1$ を仮定するとともに非弾性減衰の効果を無視すると, 距離 r の受振点におけるパワー・スペクトル $S(r, r, \omega)$ は, (3.2)式より

$$\begin{aligned} S(r, r, \omega) &\approx \frac{|F(\omega)|^2}{2\pi r} \left\{ \sum_m k_m \tilde{A}_m^2 \right. \\ &\quad \left. + 2 \sum_m \sum_{m' > m} \sqrt{k_m k_{m'}} \tilde{A}_m \tilde{A}_{m'} \cos[(k_{m'} - k_m)r] \right\} \end{aligned}$$

と書ける. また, 距離 r_1 と r_2 の受振点間におけるクロス・スペクトル $S(r_1, r_2, \omega)$ は, (3.3)式より

$$\begin{aligned} S(r_1, r_2, \omega) &\approx \frac{|F(\omega)|^2}{2\pi \sqrt{r_1 r_2}} \left\{ \sum_m \sum_{m'} \sqrt{k_m k_{m'}} \tilde{A}_m \tilde{A}_{m'} \right. \\ &\quad \times \exp[-i(k_{m'} r_2 - k_m r_1)] \} \end{aligned} \quad (3.4)$$

となる. (3.4)式におけるモード m , m' による項

を $S_{mm'}(r_1, r_2, \omega)$ と書くと,

$$\begin{aligned} S_{mm'}(r_1, r_2, \omega) &= \frac{|F(\omega)|^2}{2\pi \sqrt{r_1 r_2}} k_m \tilde{A}_m^2 \exp[-ik_m(r_2 - r_1)] \\ S_{mm'}(r_1, r_2, \omega) + S_{m'm}(r_1, r_2, \omega) &= \frac{|F(\omega)|^2}{2\pi \sqrt{r_1 r_2}} \sqrt{k_m k_{m'}} \tilde{A}_m \tilde{A}_{m'} \\ &\quad \times \{ \exp[-i(k_{m'} r_2 - k_m r_1)] \\ &\quad + \exp[-i(k_m r_2 - k_{m'} r_1)] \}, \quad m \neq m' \end{aligned} \quad (3.5)$$

となる. ここで,

$$\begin{aligned} k_m r_2 - k_{m'} r_1 &= -(k_m - k_{m'}) \frac{r_1 + r_2}{2} + \frac{k_m + k_{m'}}{2} (r_2 - r_1) \\ k_m r_2 - k_{m'} r_1 &= +(k_m - k_{m'}) \frac{r_1 + r_2}{2} + \frac{k_m + k_{m'}}{2} (r_2 - r_1) \end{aligned}$$

と表せることから, (3.5)下式は

$$\begin{aligned} S_{mm'}(r_1, r_2, \omega) + S_{m'm}(r_1, r_2, \omega) &= \frac{|F(\omega)|^2}{\pi \sqrt{r_1 r_2}} \sqrt{k_m k_{m'}} \tilde{A}_m \tilde{A}_{m'} \\ &\quad \times \cos\left[(k_m - k_{m'}) \frac{r_1 + r_2}{2}\right] \\ &\quad \times \exp\left[-i \frac{k_m + k_{m'}}{2} (r_2 - r_1)\right], \quad m \neq m' \end{aligned}$$

と書き換えることができる.

(3) $kr \gg 1$ で非弾性減衰の効果および $m \neq m'$ の項を無視した場合

(2)項の近似式において, $|k_{m'} - k_m|$ が大きいとして $m \neq m'$ の項を無視すると, パワー・スペクトルおよびクロス・スペクトルは

$$\begin{aligned} S(r, r, \omega) &\approx \frac{|F(\omega)|^2}{2\pi r} \sum_m k_m \tilde{A}_m^2 \\ S(r_1, r_2, \omega) &\approx \frac{|F(\omega)|^2}{2\pi \sqrt{r_1 r_2}} \sum_m k_m \tilde{A}_m^2 \exp[-ik_m(r_2 - r_1)] \end{aligned}$$

と表せる. このとき, 複素コヒーレンス (日野, 1977) は

$$\begin{aligned} C(r_1, r_2, \omega) &= \frac{S(r_1, r_2, \omega)}{\sqrt{S(r_1, r_1, \omega) S(r_2, r_2, \omega)}} \\ &= \frac{\sum_m k_m \tilde{A}_m^2 \exp[-ik_m(r_2 - r_1)]}{\sum_m k_m \tilde{A}_m^2} \end{aligned} \quad (3.6)$$

と近似できる. (3.6)式の両辺の実数部をとると,

$$\Re[C(r_1, r_2, \omega)] \approx \frac{\sum_m k_m \tilde{A}_m^2 \cos[k_m(r_2 - r_1)]}{\sum_m k_m \tilde{A}_m^2} \quad (3.7)$$

となる. ここに, $\Re[\cdot]$ は実数部を表す.

3.3 見掛位相速度との関係

Tokimatsu et al.(1992)の見掛位相速度に関する(2.1)式を書き換えると

$$\cos\left(\frac{\omega r}{c_a}\right) = \frac{\sum_m c_m A_m^2 \cos\left(\frac{\omega r}{c_m}\right)}{\sum_m c_m A_m^2} \quad (3.8)$$

と表せる. 媒質応答 A_m は, 振幅応答関数 $\tilde{A}_m$ と

$$A_m = k_m \tilde{A}_m = \frac{\omega}{c_m} \tilde{A}_m \quad (3.9)$$

の関係がある. (3.9)式より

$$A_m^2 = \frac{\omega}{c_m} k_m \tilde{A}_m^2$$

と表せるから, (3.8)式は

$$\cos(k_a r) = \frac{\sum_m k_m \tilde{A}_m^2 \cos(k_m r)}{\sum_m k_m \tilde{A}_m^2} \quad (3.10)$$

と書き換えられる. ここに, $k_a \equiv \omega/c_a$ で, 見掛位相速度 c_a の表面波に対する波数である.

(3.7)式と(3.10)式を比較すると, $r = r_2 - r_1$ として

$$\Re[C(r_1, r_2, \omega)] = \cos[k_a(r_2 - r_1)] \quad (3.11)$$

とみなすことにより, 両式は一致する.

(3.11)式より, 2つの受振点間の距離($r_2 - r_1$)の値に対して, 両受振点間の複素コヒーレンスの実数部はコサイン型の変化を示す. したがって, 複数の異なる受振点間距離の組み合わせについて, 複素コヒーレンスの実数部が得られれば, (3.11)式より波数 k_a の最小二乗解 $\hat{k}_a$ を求めることができる. 波数の推定値 $\hat{k}_a$ が得られれば,

$$\hat{c}_a = \omega / \hat{k}_a$$

により, 見掛位相速度の推定値が求められる.

4. 計算例

4.1 分散曲線と偏微分係数

ここでは, 割と単純な3層構造モデルについて, 見掛位相速度やその偏微分係数の計算例を示すこ

とにする. 図 4.1(a)~(c)に, 構造モデルの P 波速度, S 波速度および密度の深度分布を示す. 下層ほど高速度・高密度となっているモデルである.

以下, Love 波と Rayleigh 波に分けて, 計算例を示す.

(1) Love 波

Love 波に対する位相速度 c , 群速度 u および見掛位相速度 c_a の分散曲線を図 4.2(a)に示す. 位相速度を実線, 群速度を破線で示している. 凡例の括弧内の数字はモードを表しており, 基本モードを 0 としている. 見掛位相速度は赤太線で示している.

周波数の上限を 80Hz としているが, この周波数範囲では第 3 高次モードまで現れている. 見掛位相速度は, 周波数約 22Hz 以下では高次モードが現れないことから, 基本モードの位相速度と等しくなっている. この周波数より高周波数側では, 基本モードの位相速度よりも速くなっており, 周波数に対して若干波打ったような変化を示している.

図 4.2(b), (c)に, それぞれ基本モードの位相速度, 見掛位相速度の S 波速度 β に関する偏微分係数 (感度係数) $(\beta/c)(\partial c/\partial \beta)$, $(\beta/c_a)(\partial c_a/\partial \beta)$ を示す. 位相速度の偏微分係数は, 下層ほど低周波数域で感度が高くなることがわかる. そして, 周波数に対する変化は非常に滑らかである. 一方, 見掛位相速度の偏微分係数は, 全体的には位相速度の偏微分係数と同様に, 下層ほど低周波数域で感度が高くなる傾向を示している. ただし, 周波数に対する変化はかなり不規則である. いくつかの不連続的な変化が見られるが, その周波数は高次モードが現れる周波数に対応している. 前述した見掛位相速度の若干波打ったような変化は, 高次モードの出現に関係していることがわかる. また, 最下層 (半無限媒質) の偏微分係数に関する顕著な違いとして, 位相速度の場合には周波数が高くなると急激に減少して 0 になるが, 見掛位相速度の場合には高周波数域においても非零である.

(2) Rayleigh 波

Rayleigh 波に対する位相速度 c , 群速度 u および見掛位相速度 c_a の分散曲線を図 4.3(a)に示す. 図 4.2(a)と同様に, 位相速度を実線, 群速度を破線で示している. 凡例の括弧内の数字はモードを表しており, 基本モードを 0 としている. 見掛位相速度は赤太線で示している.

上限周波数 80Hz の範囲では, 第 4 高次モードまで現れている. 見掛位相速度は, 周波数約 25Hz 以下では基本モードの位相速度と等しくなっている. この周波数より高周波数側では, 基本モードの位相速度よりも速くなっており, 周波数 37Hz

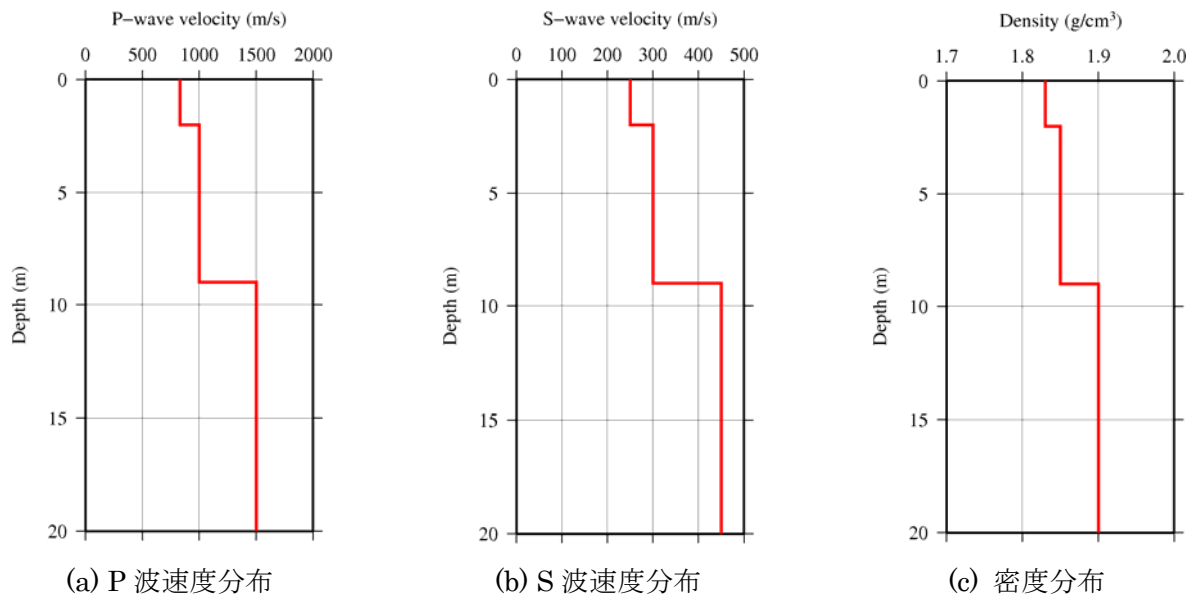
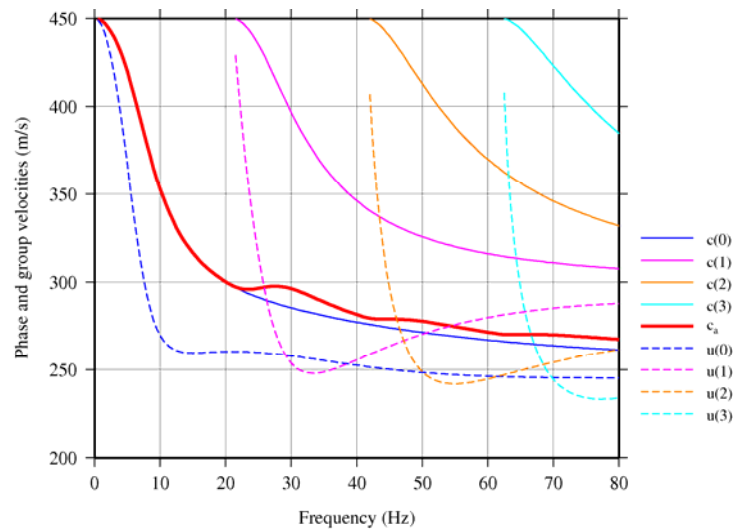
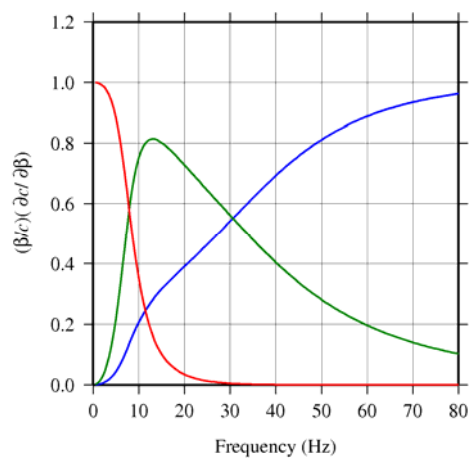


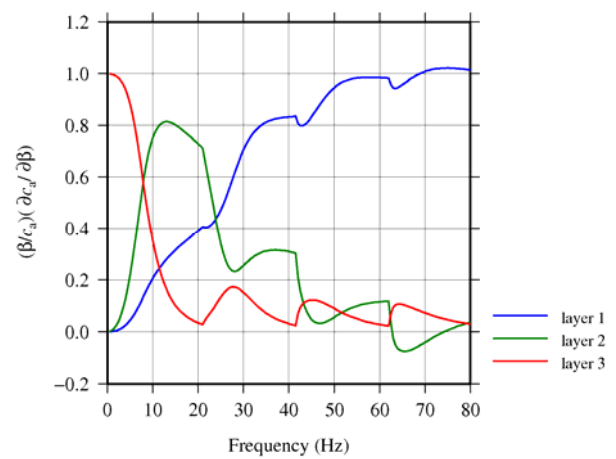
図 4.1 構造モデル



(a) 分散曲線および見掛位相速度

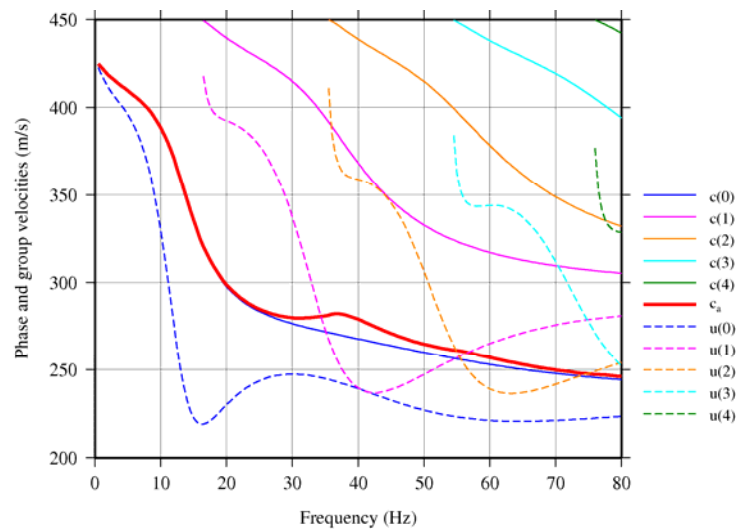


(b) 位相速度の偏微分係数
(基本モード)

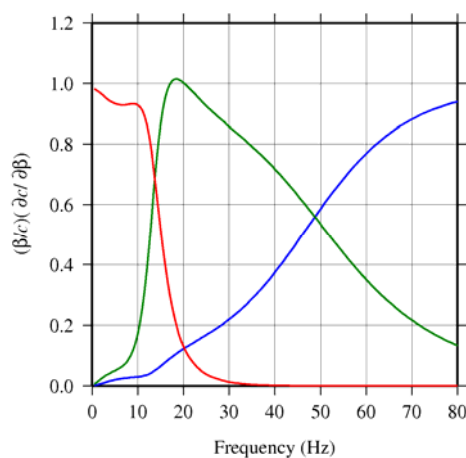
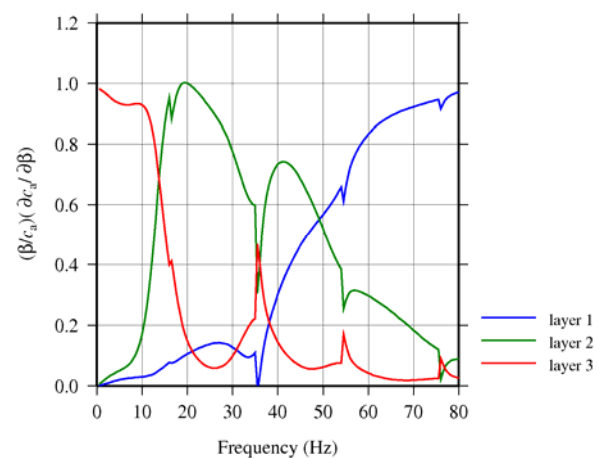


(c) 見掛位相速度の偏微分係数

図 4.2 Love 波に対する分散曲線, 見掛分散曲線および偏微分係数



(a) 分散曲線および見掛位相速度

(b) 位相速度の偏微分係数
(基本モード)

(c) 見掛位相速度の偏微分係数

図 4.3 Rayleigh 波に対する分散曲線, 見掛分散曲線および偏微分係数

付近に極大値をもつ滑らかな曲線となっている。Love 波で見られた高次モードの出現に伴う見掛位相速度の波打ったような変化は, Rayleigh 波には認められない。

図 4.3(b), (c)に, それぞれ基本モードの位相速度, 見掛位相速度の S 波速度 β に関する偏微分係数 (感度係数) $(\beta/c)(\partial c/\partial \beta)$, $(\beta/c_a)(\partial c_a/\partial \beta)$ を示す。これらの偏微分係数の特徴は, Love 波の場合と同様である。高次モードの出現に伴う偏微分係数の不連続的な変化は, Love 波よりも Rayleigh 波の方が急激である傾向が認められる。また, 最下層 (半無限媒質) の偏微分係数に関する違いは, Love 波の場合と同様である。

4.2 1 次元逆解析

今回の計算例に使用した 3 層構造モデルでは, Love 波, Rayleigh 波ともに, 基本モードの位相

速度と見掛位相速度に大きな差があるとは言えない。両者が大きく異なるような構造モデルも現実には存在する。表面波探査の解析作業において観測分散曲線を作成するとき最も頭を悩ますのは, 今回の計算例のように, 基本モードの位相速度と見掛位相速度との間に大きな差がないときである。両者に大きな差があるときには, 高次モードの影響があるとすぐに判断できる。しかし, 両者の差が小さいときには, 得られた観測分散曲線が基本モードの位相速度となっているかを判断することが難しくなる。

ここでは, 前節で得られた見掛位相速度を入力データとして, 1 次元逆解析を行った結果について述べることにする。ここで興味があることは, 見掛位相速度を基本モードの位相速度として逆解析を行った場合に, どのような結果が得られるか

である。また、最初から見掛位相速度であると考えて逆解析を行った場合、適切な結果が得られるかである。

1 次元逆解析には平滑化制約付き最小二乗法による逐次近似解法を用い、各層の層厚を 0.5m に設定した。「見掛位相速度を基本モードの位相速度とした逆解析」は、既存の基本モードの位相速度逆解析プログラムを用いて行った。また、「見掛位相速度の逆解析」は、2.2 節に述べた見掛位

相速度の S 波速度に関する偏微分係数を計算するルーチンを組み込んだプログラムを用いて行った。

図 4.4, 図 4.5 に、それぞれ Love 波, Rayleigh 波に対する逆解析結果を示す。各図の(a)は見掛位相速度, (b)は S 波速度構造モデルである。(a)の“ c_a ” (青丸), “inv. c_a ” (赤丸), “inv. $c(0)$ ” (緑丸) は、それぞれ入力データとして与えた見掛位相速度データ, 見掛位相速度として逆解析を行ったときの結果, 基本モードの位相速度として逆解析を

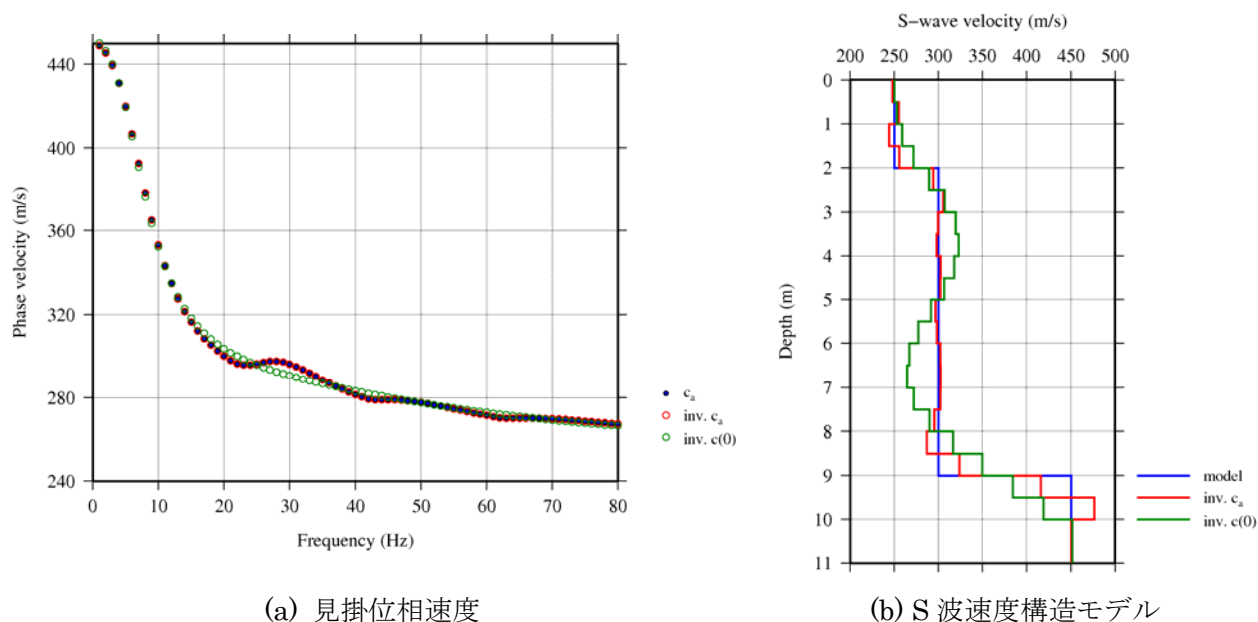


図 4.4 Love 波に対する逆解析結果

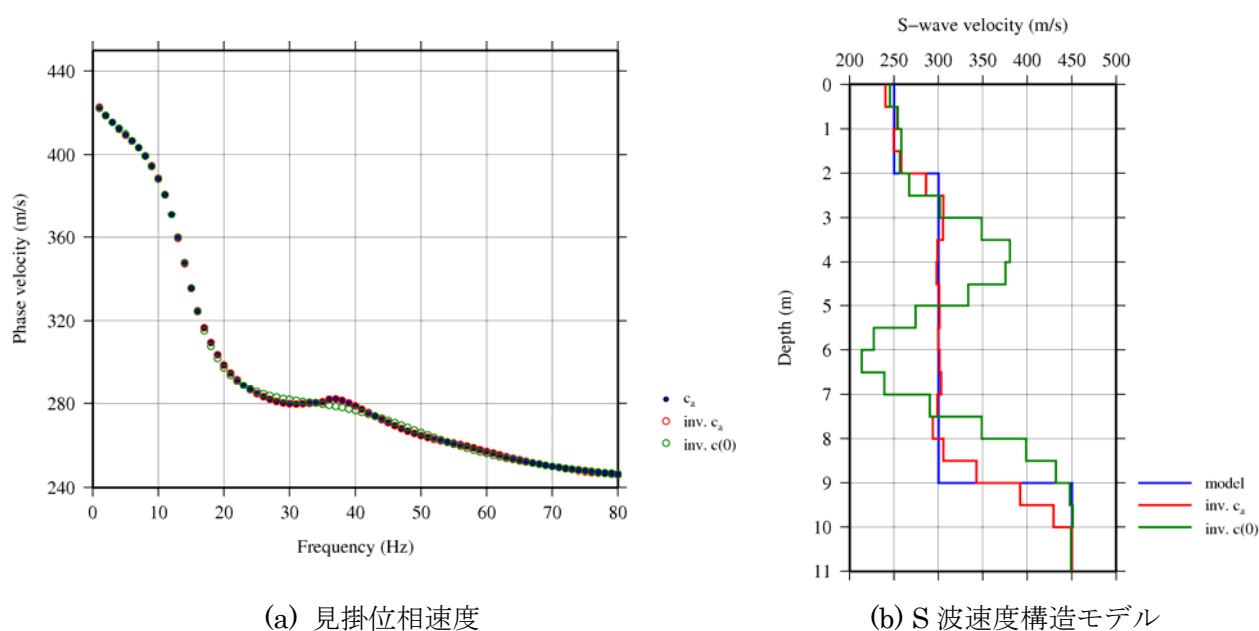


図 4.5 Rayleigh 波に対する逆解析結果

行ったときの結果である。また、(b)の”model” (青線) は与えた構造モデルの S 波速度分布であり、”inv. c_a ” (赤線) と”inv. $C(0)$ ” (緑線) は(a)と同様である。

基本モードの位相速度として逆解析を行った場合、得られた位相速度は、与えた見掛位相速度データを滑らかに結んだものとなっている。元々、基本モードの位相速度と見掛位相速度の差が大きいことはないことから、逆解析によって得られた位相速度と見掛位相速度データの差もそれ程大きくはない。しかし、逆解析によって得られた S 波速度分布では、一定速度である深度 3~7.5m の区間に高速度・低速度のパターンが現れている。ここには例示しないが、見掛位相速度を基本モードの位相速度として逆解析を行った場合、このような実際には存在しない高速度・低速度のパターンとして現れることが多い。

一方、見掛位相速度として逆解析を行った場合、与えた見掛位相速度データへの適合性、および逆解析によって得られた S 波速度分布と与えた S 波速度分布との適合性は良好である。単純な構造モデルへの適用例であるが、見掛位相速度の逆解析によって S 波速度分布の推定が可能であることを示せたものと考え。

5. 地表付近が高速度のときの影響

5.1 地表付近が高速度のときの問題点

ここでは、地表付近が高速度のとき、位相速度や見掛位相速度にどのような影響が現れるかにについて考えてみる。ここで述べようとしている内容は、前章までに述べたことと関連性があるが、章を分けて述べることにする。

「はじめに」で、表面波探査の測定作業が簡便であるにはランドストリーマが使用可能である必要があり、ランドストリーマは道路や河川堤防天端の舗装路面上での使用に適していると述べた。確かに、舗装路面はランドストリーマの使用に適しているが、ここで問題となるのは、地表付近の媒質がそれより下位の媒質よりも高速度になることである。この点に関して、尾西ほか(2009)はいくつかの文献を引用して、アスファルトは分散曲線に 10%程度の影響を及ぼし、表層域だけではなく全体に少しずつ影響が及ぶものの、アスファルトの層厚に比べて Rayleigh 波の波長が十分長いいため、探査記録はアスファルトの速度の影響を受けにくいとしている。しかし、舗装道路ではアスファルトの下に転圧された路盤、路床・路体があるのが普通であり、これらが下位の地盤より高速度となっていることがある。また、尾西ほか(2009)の解析結果である S 波速度構造では、表層付近が

高速度を示す区間があり、この主たる要因は盛土であると考えられるとしている。すなわち、舗装路面上ばかりでなく、人工的な盛土等が分布する場所でも表層が高速度となっていることがある。

以上のように、地表付近が高速度となっている状況は、かなり稀なケースであるとは言えない。そして、その層厚も思ったよりも厚いことがある。したがって、地表付近が高速度のときの影響を定量的に把握しておくことは重要である。

5.2 計算例

第 4 章の計算例では、地表付近が低速度で、深部ほど高速度となる速度構造モデルを考えた。ここでは、地表付近が高速度である速度構造モデルを考え、計算例を示すことにする。

今回使用した 3 つの S 波速度構造モデルを図 5.1 に示す。モデル(a)は、深度とともに S 波速度が速くなるごく一般的な 5 層構造モデルである。表層は層厚 2.5m で、S 波速度 100m/s に設定している。モデル(b)は、表層を層厚 0.5m で、S 波速度 300m/s の高速度層とした 6 層構造モデルである。また、モデル(c)は、モデル(b)の表層の層厚を 1.0m としたものである。

計算結果を図 5.2 に示す。図の左列は Rayleigh 波の分散曲線、右列は振幅応答関数 $\hat{A}_m$ である。分散曲線は、位相速度 c を実線、群速度 u を破線で示している。 c_a は見掛位相速度であり、赤太線で示している。凡例の括弧内の数字はモードを表しており、基本モードを 0 としている。また、振幅応答関数の凡例の数字もモードを表している。

基本モードの位相速度を見ると、概ね周波数 10Hz 以下の低周波数域では、モデルによる違いはあまり認められない。これより高周波数域では、モデル(c)、(b)、(a)の順に位相速度が速くなっている。モデル(a)における位相速度は、ほぼ周波数 25Hz 以上で表層の S 波速度 100m/s に近い値を示している。一方、モデル(b)では周波数 40Hz 付近で約 127m/s、モデル(c)では周波数 30Hz 付近で約 152m/s の値となっている。したがって、モデル(a)に比べて、モデル(b)、(c)では、位相速度がそれぞれ 27%、50%程度速くなっている。

次に、見掛位相速度における特徴は、以下のとおりである。

モデル(a)では、周波数 5~6Hz で見掛位相速度が第 1 高次モードの位相速度に等しくなっている。それより高周波数域では、周波数 10Hz 付近および概ね周波数 35Hz 以上で見掛位相速度が基本モードの位相速度よりも速くなっているが、その差はかなり小さい。

これに対して、モデル(b)、(c)では、周波数 5.5Hz において見掛位相速度が基本モードの位相速度よ

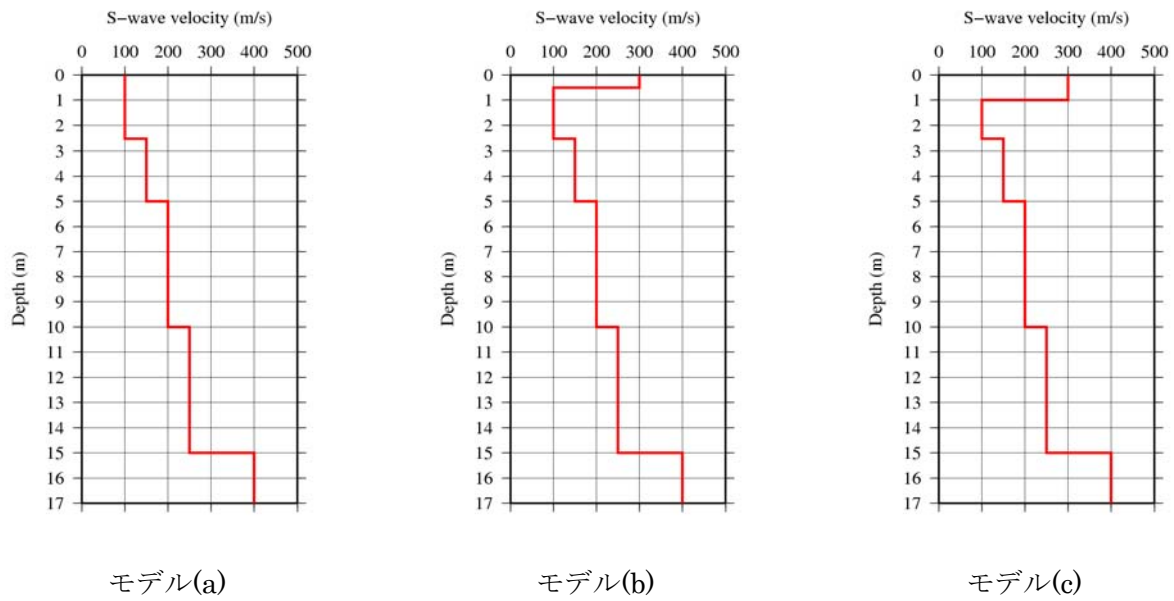
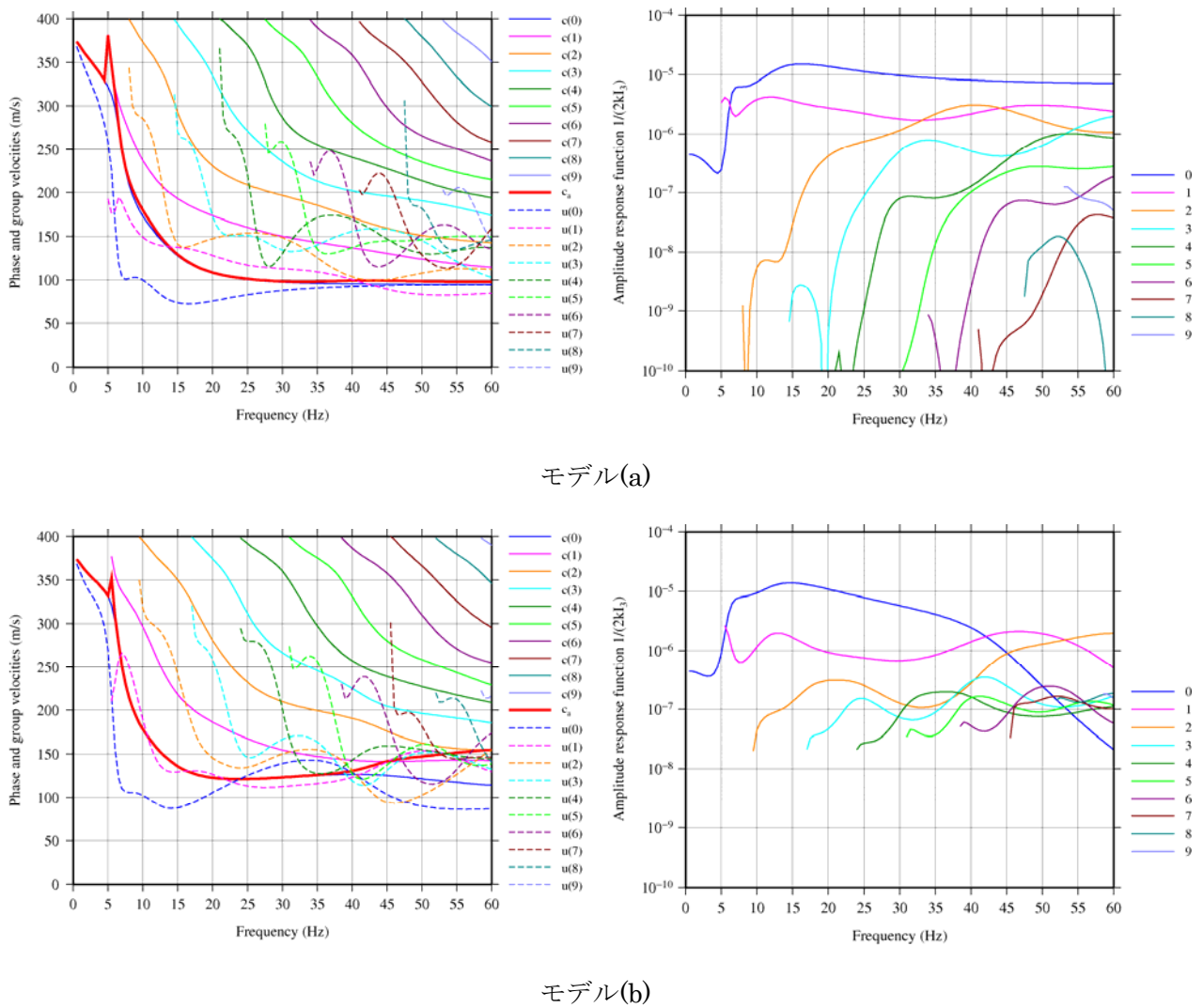


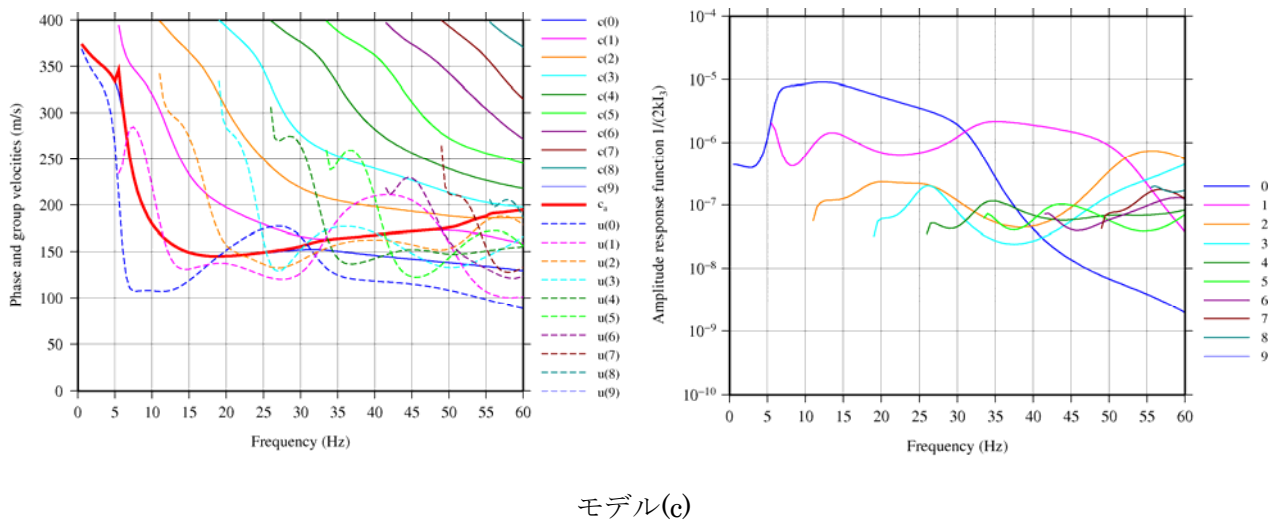
図 5.1 S波速度構造モデル



分散曲線

振幅応答関数

図 5.2 Rayleigh 波の分散曲線および振幅応答関数 (続く)



分散曲線

振幅応答関数

図 5.2 Rayleigh 波の分散曲線および振幅応答関数 (続き)

りも速くなっているが、その差は大きくない。この周波数における見掛け位相速度と基本モードの位相速度との差は、モデル(a)が最も大きく、モデル(c)が最も小さい。これより高周波数域の中間周波数域では、見掛け位相速度は基本モードの位相速度を示している。一方、高周波数域では、モデル(a)とかなり異なる特徴を有する。モデル(b)では、概ね周波数 40Hz 以上で見掛け位相速度が基本モードの位相速度よりも速くなり、周波数 60Hz では第 2 高次モードの位相速度に等しくなっている。モデル(c)では、見掛け位相速度が基本モードの位相速度よりも速くなる周波数が約 30Hz と低域側にシフトし、また周波数 60Hz では第 3 高次モードの位相速度に漸近している。

これらの特徴は、振幅応答関数にも現れている。モデル(a)では、周波数 5Hz 付近で第 1 高次モードの応答値が大きくなるが、これより高周波数域では基本モードの応答値が最も大きい。一方、モデル(b), (c)では、周波数 5Hz 付近で基本モードと第 1 高次モードの応答値がほぼ等しい。高周波数域では基本モードの応答値が急激に減少し、それに対して高次モードが卓越する傾向を示す。特に、モデル(c)では、周波数約 30Hz 以上で基本モードの応答が減少して第 1 高次モードが卓越するようになるが、第 1 高次モードの応答も周波数約 50Hz 以上で減少してより高次のモードが卓越するようになる。また、第 2 高次モード以上の高次モードに関して、モデル(a)では周波数が低くなると応答が急激に減少する特徴を有する。一方、モデル(b), (c)では、周波数が低くなっても 10^{-7} 程度の一定の値を示しているという違いがある。

6. まとめ

MASW 方式の表面波探査に関して、多重モードを考慮したときの問題点について理論的側面から考察を行った。その結果および今後の課題は、以下のようにまとめることができる。

- (1) 多重モードによる見掛け位相速度を基本モードの位相速度として逆解析した場合、実際には存在しない高速度・低速度の層が現れ、誤った S 波速度分布モデルが得られる恐れがある。
- (2) 基本モードの位相速度であることを仮定せずに、見掛け位相速度として逆解析することにより、高精度の S 波速度分布モデルを推定することが可能である。今後、複雑な構造モデル、および基本モードの位相速度と見掛け位相速度の差が大きい構造モデルへの適用性を検討することが必要である。
- (3) Tokimatsu et al.(1992)による見掛け位相速度は、起振点から離れた受振点において、非弾性減衰の効果および異なるモード間のクロス・タームの寄与を無視することによって得られる。地下浅部の非弾性減衰が大きい領域を対象とした場合、および異なるモードの波数の差が小さくなる高周波数域において、これらの近似の妥当性を検討する必要がある。
- (4) 地表付近の表層の S 波速度が高速度で、その層厚が 1m 以下であっても、表面波の位相速度に与える影響は無視できるものではない。一般に、高速度である表層の層厚が厚くなるほど、基本モードの位相速度は高速度になる。また、見掛け位相速度に高次モードの影響が現れる周波数

はより低域側にシフトするとともに、高周波数域ではより高次のモードの影響を受けるようになる。

謝辞

この論文は、社内用の技術研究資料が基になっている。資料原稿を斎藤正徳 東京工業大学名誉教授に読んでいただき、多くの貴重なご意見を賜りました。また、数値計算用プログラム作成時には同氏が開発された DISPER80 を参考にするとともに、同氏による未公表の貴重な論文も参考にさせていただきました。ここに、感謝の意を表する次第です。

参考文献

- 1) Aki, K., 1957, Space and time spectra of stationary stochastic waves, with special reference to microtremors, *Bull. Earthq. Res. Inst.*, **35**, 415-456.
- 2) Capon, J., 1973, Signal processing and frequency-wavenumber spectrum analysis for a large aperture seismic array, *Methods in computational physics* (ed. B.A. Bolt), **13**, Academic Press, 1-59.
- 3) Cho, I., Tada, T., and Shinozaki, Y., 2008, Assessing the applicability of the spatial autocorrelation method: A theoretical approach, *J. Geophys. Res.*, **113**, B06307, doi:10.1029/2007JB005245.
- 4) Foti, S., Parolai, S., Albarello, D., and Picozzi, M., 2011, Application of surface wave methods for seismic site characterization, *SURVEYS IN GEOPHYSICS*, **32**, 777-825.
- 5) Harkrider, D.G., 1964, Surface waves in multilayered elastic media I. Rayleigh and Love waves from buried sources in a multilayered elastic half-space, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **54**, 627-679.
- 6) Henstridge, J.D., 1979, A signal processing method for circular arrays, *Geophysics*, **44**, 179-184.
- 7) 日野幹雄, 1977, スペクトル解析, 朝倉書店, 300p.
- 8) 河村茂樹, 2013, 物理探査における偏微分係数, 日本物理探査株式会社技術研究資料, **157**, 57p.
- 9) 河村茂樹, 2014, 表面波探査における諸問題, 日本物理探査株式会社技術研究資料, **158**, 30p.
- 10) 河村茂樹, 2015, 表面波探査におけるいくつかの問題, 物理探査学会第 133 回 (平成 27 年度秋季) 学術講演会講演論文集, 263-266.
- 11) 岡田 広 (研究代表者), 1986, 長周期微動の広帯域アレイ観測とその確率過程としての時空間変動特性の研究, 昭和 60 年度科学研究費補助金 (総合研究(A)) 研究成果報告書, 128p.
- 12) 岡田 広 (研究代表者), 1994, 深度 3,000 メートル未満地下構造の広域概査のための微動探査法実用化への研究, 平成 5 年度科学研究費補助金試験研究(B)研究成果報告書, 131p.
- 13) Okada, H., 2006, Theory of efficient array observations of microtremors with special reference to the SPAC method, *Explor. Geophys.*, **37**, 73-85.
- 14) 岡田 広・松島 健・日高英治, 1987, 長周期微動に含まれる表面波の位相速度推定法について—空間自己相関法と周波数-波数法の比較—, 北海道大学地球物理学研究報告, **49**, 53-62.
- 15) 尾西恭亮・真田佳典・横田俊之・徳永朋祥・茂木勝郎・Safari, J., and O'Neill, A., 2009, 表面波探査による松代室野地区の泥火山の浅部 S 波速度構造調査, 地学雑誌, **118**, 390-407.
- 16) Park, C.B., Miller, R.D., and Xia, J., 1998, Imaging dispersion curves of surface waves on multi-channel record, 68th Ann. Internat. Mtg. Soc. Expl. Geophys., Expanded Abstracts, 1377-1380.
- 17) Park, C.B., Miller, R.D., and Xia, J., 1999, Multichannel analysis of surface waves, *Geophysics*, **64**, 800-808.
- 18) Parolai, S., Richwalski, S.M., Milkereit, C., and Fäh, D., 2006, S-wave velocity profiles for earthquake engineering purposes for the Cologne area (Germany), *Bull. Earthq. Eng.*, **4**, 65-94.
- 19) Saito, M., 1988, DISPER80: A subroutine package for the calculation of seismic normal-mode solutions, *Seismological Algorithms* (ed. D. J. Doornbos), Academic Press, 293-319.
- 20) 斎藤正徳, 2006, 表面波位相速度ヤコビアン的高速計算法, 物理探査, **59**, 381-388.
- 21) 斎藤正徳, 2009, 地震波動論, 東京大学出版会, 539p.
- 22) 斎藤正徳・樺沢宏之, 1993, 成層構造に対する反射率, 表面波分散曲線の計算 II. レーリー波の計算, 物理探査, **46**, 283-298.
- 23) 笹谷 努 (研究代表者), 2000, 微動探査法による札幌市北部の深部地下構造の推定, 大規模陥没堆積盆地の深部地下構造の解明と地震観測に基づく地震動災害の評価, 平成 10~11 年度科学研究費補助金 [基盤研究(B)(2)] 研究成果報告書, 164p.
- 24) Socco, L.V., and Strobbia, C., 2004, Surface-wave method for near-surface characterization: a tutorial, *Near Surface Geophysics*, **2**, 165-185.
- 25) Tokimatsu, K., 1995, Geotechnical site characterization using surface waves, Proc. 1st Int. Conf. on Earthquake Geotechnical Eng., 1333-1368.
- 26) Tokimatsu, K., Tamura, S., and Kojima, H., 1992, Effects of multiple modes on Rayleigh wave dispersion characteristics, *J. Geotech. Eng.*, **118**, 1529-1543.

『常光寺年代記』における歴史地震の記録

久永 哲也¹⁾

1) 日本物理探査株式会社 関東支店

§ 1. はじめに

太平洋に面する静岡・愛知・三重県では、1498年明応地震や1707年宝永地震、1854年安政東海地震のような、南海トラフで発生する地震・津波により、度重なる被害を受けてきた。

これらの各地震の被害を伝える日記等は伝わっているものの、100～200年の周期で発生する複数の地震を、長期間にわたって同一の場所で記録している史料は少ない。

ここで、愛知県田原市堀切(図1)に常光寺(写真1)というお寺があり、1468年の開山から歴代の住職が天下のできごとや寺に関する事柄を書き留めた、『常光寺年代記』(1962再版)^①という記録がある。その中には地震に関する記述も記されており、同一地点における長期間の地震を記録した史料として有意義であるため、本報告では、この『常光寺年代記』における地震記述に着目した。



図1 常光寺の位置(電子国土に加筆)



写真1 常光寺

また、常光寺は現在海から600m程度内陸に位置するが、過去に移転の記録があり、その原因を地震・津波によるとする説もあるが、その移転の原因についても言及する。

§ 2. 常光寺の概略

常光寺は、室町幕府八代将軍足利義政の寵臣、烏丸資任(すけとう)が1468年に開山した曹洞宗の寺院である。『渥美町寺院文化財調査報告書 渥美町の寺院』^②によると、「戦国時代から江戸時代にかけて、常光寺は、現本町(田原市堀切町)をはじめ、神島・登志島(鳥羽市)などを含め三か寺の末寺をもつ曹洞宗の中核寺となった(下線は筆写追記)」とあり、常光寺がこの地方の中核を成すほど大規模な寺院であったことがわかる。当時の常光寺は、伊勢街道(渥美半島の表浜沿いを走り、海路を経て伊勢へ通じる街道)沿いに立地していた(図2)。



図2 伊勢街道と常光寺の位置(電子国土に加筆)

なお、『渥美町寺院文化財調査報告書 渥美町の寺院』^②や『渥美町史 歴史編 上巻』^③において、天保の頃、常光寺の伽藍全体を現在地に移転した、とあるが、その経緯については言及していない。

前述のように、常光寺には什宝として、開山以来代々の住職が天下の出来事や寺に関する事柄をその都度書き留めてきた『常光寺年代記』が伝わっていたが、原本は第二次大戦の戦火で焼失しており、現在は写本だけが残っている。

§ 3. 常光寺成立の経緯

『渥美町史 歴史編 上巻』⁽³⁾から常光寺成立前の堀切の状況を要約すると、

現堀切の地は、永久年間（1113～1117）頃に伊勢神宮にお供えものを供出するための領地（伊良胡御厨）として成立、南北朝合一ごろまで伊勢神宮領であった。しかし南北朝合一後、荘園制が不安定であったため、室町幕府は荘園を寺社本所一円領と武家領に編成替えをし、再確立しようとした。その結果、伊勢神宮に近いもの、他国であった伊良胡御厨は、公卿領に移行し、応仁当時は烏丸家の所領となっていたとある。

また、同書⁽³⁾から常光寺成立の経緯を要約すると、

室町幕府八代将軍足利義政の寵臣に烏丸資任という人物がいたが、義政の後継者をめぐり応仁の乱が勃発、京都が戦火に包まれ、烏丸邸も焼失した。資任は自身の所領である伊良胡御厨保美の里に戦火を逃れ、保美の地に入ると、すぐに剃髪した。この時剃髪したのが、当時堀切の慧月庵という観音堂に居た潔堂義俊であり、資任は義俊を開山として、応仁二年（1468年）に堀切の浜辺に常光寺を建立した、

とあり、創建当初は浜辺にあったことがわかる。

なお、『東三河の百ヶ寺』⁽⁴⁾によると、「本堂は寛文十二年（一六七二年）に建立されたものといわれ、海辺近くにあった（後略）」とあり、寛文十二年（1672年）当時は、まだ海辺近くにあったことがわかる。

常光寺建立後、資任自身は保美の靈山寺（写真2）の二世として留まり、この地で逝去した。靈山寺には資任の墓として、宝篋院塔が建てられている（写真3）。

なお、靈山寺のご住職に慧月庵が以前どの辺りにあったか伺ったが、御存じないとのお話であった。



写真2 靈山寺



写真3 靈山寺の宝篋院塔

§ 4. 『常光寺年代記』における地震記述

『常光寺年代記』の原本は、前述したように焼失しているが、『渥美郡史』編纂当時の新写本をもとに、昭和37年（1962年）に再版⁽¹⁾された。

『常光寺年代記』（1962）⁽¹⁾のはしがきを要約すると、

『常光寺年代記』は『王代記』と『年代記』の2つから成っている。『王代記』は、史書をもとに神代より百口（空白）代までの皇室の歴史を、極めて簡略にまとめたものである。一方の『年代記』は、寺有の古記等を編集してその基礎を作り、以後を書き継いだものであり、堀切の記事は応永二十二（1415）年の慧月庵建立の由来から記されている。しかし、享保三（1718）年から書き継ぎが中断され、いたって簡単な覚書が数行あり、明治元年の記事で終わっている、とある。

なお、『年代記』の記述は、その年の出来事を数行程度にまとめている。一年の記述の中に区切り等がないことから、おそらく、住職がつけている日記のようなものをもとに、その年のできごととして、一年分をまとめて書いたものと考えられる。

史料の成立から『年代記』を、寺有の古記等を編集して作成された、「常光寺建立前の『年代記』」と、「常光寺建立後に住職が書き継いだ『年代記』」に区別した。

以下では、①『王代記』、②「常光寺建立前の『年代記』」、③「常光寺建立後の『年代記』」、の3つに分け、それぞれの地震記述と『日本被害地震総覧』（2013）⁽⁵⁾の内容を比較し、その対応について検討する。

①『王代記』における地震記述

『王代記』は史書をもとに書かれたとあるが、その出典・書かれた場所等については不明である。

『王代記』の最後の記述は、第百七代・第百八代を共に「當今」としている。第百七代が「後奈良天皇」（在位：大永6年(1526年)から弘治3年(1557年)）・第百八代「正親町天皇」（在位：弘治3年(1557年)から天正14年(1586年)）であることから、『王代記』がまとめられたのは16世紀の中ごろに当たると考えられる。

『王代記』における地震記述について、付表1に示す。

地震記述は、「推古天皇七年四月（599年5月）」・「元正天皇（715～724年）」・「斉衡三年丙子三月八日（856年4月20日）」・「貞永二年四月十五日（1233年6月1日）」の4つが確認できる。これらの地震について、『日本被害地震総覧』（2013）^⑤と比較すると、推古天皇七年四月（599年5月）、元正天皇（715～724年）の地震については、それぞれ該当する地震が確認できた。

一方、斉衡三年三月八日（856年4月20日）の地震は、「東大寺大仏ノ御グシ地ニ落」という極めて特徴的な被害が記載されているが、『日本被害地震総覧』（2013）^⑤では、同様の被害が斉衡二年五月十日（855年7月1日）の項に書かれている。貞永二年四月十五日（1233年6月1日）の地震については、被害がないためか、『日本被害地震総覧』（2013）^⑤では確認できない。

上記より、『王代記』における地震記述について検討すると、斉衡三年（856年）の地震の発生年月日が一年程度ずれているが、概ね『日本被害地震総覧』（2013）^⑤と対応が取れている。

②『年代記』における地震記述

（常光寺建立前）

常光寺建立前の『年代記』は、寺有の古記等を編集したものとあるが、『王代記』と同様に、その出典・書かれた場所は不明である。

記述内容を見ると、応永廿二（1415）年に常光寺の前身となった慧月庵が建立されたこと、同廿一（1424）年に、常光寺開山の潔堂和尚が誕生した、という記事は書かれているものの、記述内容は京都・奈良での出来事を中心としたものである。

なお、南北朝時代の元号は北朝の元号で書かれている。また、年代記の冒頭に、継体天皇即位十六年の時に善記という年号を定めた、という旨が書かれており、『年代記』の記述は善記元年から始まっている。この元号を西暦に換算すると、522年となる。

常光寺建立前の『年代記』における地震記述について、付表2に示す。

常光寺建立前の『年代記』には9つの地震記述が

確認できるが、『王代記』の地震記述と比較すると、斉衡三年三月八日（856年4月20日）の「東大寺大仏頭落地」という地震以外に記述内容が重なるものはない。このことから、『王代記』の出典とは別のものを基礎として書かれたと考えられる。

地震による被害のある記述の中から、「天慶七年三月（944年4月）」の地震と「康安元年六月一日から廿一日（1361年7月11日から7月31日）」の地震の二つを特に取り上げる。

「天慶七年三月（944年4月）」の地震記述には「大地震東大寺佛御頭落地長谷寺炎上」とある。斉衡三年（856年）の地震に続き、「東大寺の大仏の頭が落ち、長谷寺が炎上した」とある。このような特徴的な被害があったにもかかわらず、『日本被害地震総覧』（2013）^⑤には、その前後に発生した地震を含め、同様の被害は確認できない。天慶七年三月（944年4月）の前後の被害地震を見ると、天慶元年四月十五日（938年5月22日）に京都・紀伊での被害地震が確認できるが、その被害は宮中の被害や高野山の諸伽藍が破壊された、とあるのみで被害内容が『年代記』の記述と大きく異なる。

もう一方の地震記述には、「康安元年六月一日から廿一日（1361年7月11日から7月31日）大地震地破」とあり、地割れを伴う地震があったことが記述されている。この期間の地震について、『日本被害地震総覧』（2013）^⑤をみると、康安元年（1361年）六月十六日、二十一日に京都付近での地震、二十二日の地震で法隆寺の築地が崩れ、二十三日にも地震があった。その翌日、二十四日に畿内で摂津の四天王寺、興福寺、奈良薬師寺などに被害を及ぼす地震が発生した、とある。しかし、『年代記』では、地震は六月一日から六月廿一日までとして、最も大きな被害が出た六月二十四日の地震については記述されていない。

その一方、「永仁元年四月十三日（1293年5月27日）」の地震記述のように、発生日や被害状況が『日本被害地震総覧』（2013）^⑤と一致するものもある。

上記より、常光寺建立前の『年代記』における地震記述は、永仁元年（1293年）の地震のように対応する地震もあるものの、全体としてみると、天慶七年（944年）、康安元年（1361年）の2地震のように、疑問が残るものもあり、対応はあまりよくないといえる。

③『年代記』における地震記述

（常光寺建立後）

1468年に常光寺が開山された後は、記述内容は

常光寺周辺の出来事を中心に書かれるようになり、常光寺において記述されるようになったことが窺える。

常光寺建立後(1468年以降)の『年代記』における地震記述について、付表3に示す。

地震記述は、「明應二年十月廿九日(1493年12月16日)」、「明應三年五月七日(1494年6月19日)」、「明應七年四月五日(1498年5月5日)」、「明應七年四月五日(1498年7月9日)」、「明應七年八月廿五日(1498年9月20日)」、「永正十年八月五日(1513年9月14日)」、「天正十三年十二月廿九日(1586年2月17日)」、「慶長九年雪月(十二月)十六日(1605年2月3日)」、「慶長十九年十月廿五日(1614年11月26日)」、「元禄十二年八月(1699年8月25日~9月22日)」、「元禄十六年十一月十八日(1703年12月26日)」、「元禄十六年十一月廿二日夜ノ八ッ時(1703年12月31日)」、「宝永四年十月四日(1707年10月28日)」、「嘉永七(安政元)年十一月四日(1854年12月23日)」の計14回確認できる。

このうち、被害を伴った地震については、発生年月日および時刻についても、『日本被害地震総覧』(2013)⁵⁾と非常によく対応が取れている。

ただし、貞享三年八月十六日(1686年10月3日)の地震は、常光寺から程近い田原城において、矢倉・土屋敷・町屋などが破損、死者が出た、という被害があったにもかかわらず、常光寺周辺ではあまり大きな被害がなかったためか、『年代記』に書かれていない。

ここで、『年代記』の地震記述の特徴として、「記録が残っている地震は、ほとんど『大地震』に限られる」・「近隣の被害は元より、遠地での被害記述も確認できる」・「常光寺自体の被害は記録されていない」という3つの特徴が挙げられる。「大地震」しか書かれていない理由は、一年間の出来事をまとめる際に特筆する必要がないと判断されたため、「遠地での被害記述も確認できる」のは、伊勢街道沿いに位置していたことで遠地の情報も入手することができたため、「常光寺の被害が記録されていない」のは、曹洞宗の中核寺院として不名誉であったため、とそれぞれ考えられる。

『年代記』の地震記述から、太平洋岸に特に大きな地震・津波被害をもたらした、(i) 明應七年八月二十五日(1498年9月20日、明應地震)、

(ii) 慶長九年十二月十六日(1605年2月3日、慶長地震)、(iii) 宝永四年十月四日(1707年10月28日、宝永地震)(iv)、嘉永七(安政元)年十一月四日(1854年12月23日、安政東海地

震)、の4つの東海地震について、特に示す。

(i) 明應七年八月二十五日(明應地震)

(明應)七戊午 八月廿五日辰尅大地震地破
同時大海嘯満来諸国湊浦々津人家倒死

明應地震の記述としては、「大地震があり、地割れが起き、同時に大津波が押し寄せた。諸国でも港や海岸の家が倒れ、死者が出た」とある。広域にわたって大きな被害があったことはわかるが、具体的な地名・被害などは書かれておらず、簡単な記述に留まっている。

(ii) 慶長七年十二月十六日(慶長地震)

(慶長)九甲辰 雪月十六日夜ノ五ツ時分ニ
ナイシシツ打片濱之船皆打破也アミナカスナ
リ人知不アスミテ驚ナリ

慶長地震の記述としては、「夜五つ(20時頃)に地震があり、片浜(片浜十三里か)の船が全て破壊され、網が流された。皆気付かず、翌日見て驚いた」とある。

常光寺近隣(片浜十三里、渥美半島先端から今切までの砂浜)の津波被害が書かれている。しかし、夜の地震には気が付いたが、被害はなく、翌日になって津波被害に気付いた様子から、「津波地震」(地震動が比較的小規模であるにも係らず、大きな津波を伴う地震)であったことが示唆されている。

(iii) 宝永四年十月四日(宝永地震)

(寶永)四丁亥(中略)十月四日午時大地震
近代未聞ノ地震ナリ當濱津波挙リ十三里間ノ
漁船盡ク流損シー村ニテ一兩人宛流死ス當村
西ニテ民屋三十餘浪ニテ破損シ人二人流死ス
此ノ日夜ニ至テ三四十度ノ地震故郷内ノ老若
コトコトク城山エ別退キ二日三夜野ニ臥ス尤
モ當村ニ限ラズ浦郷民屋夥ク破損シ皆ノニ臥
シ山ニ住ス近郷別テ破損夥ハ野田七郷ナリ大
形大家ノ分破損シ寺院盡ク大破ナリ地震故大
破スル処盡クニ挙レ難シ大略小田原ヨリ吉田
迄町家大形大破田畠多敗壞ス(中略)江府京
都ハ少シノ地震ナリ大坂ハ前代未聞ノ地震津
浪故盡ク大破ニ及シテ或ハ財木ニウタレ或ハ
橋ヨリ川エ没シ或ハ浪ニ流レ死スル者十餘萬
記州領濱邊大破人馬ノ流死数ヲ不識(後略)

宝永地震の記述としては、「近代未聞の大地震であり、片浜十三里に津波が押し寄せ、漁船が悉

く流され破損し、各村で1, 2人ばかり流死者が出た。堀切村西（西堀切村か）でも民家三十軒余りが津波で破損し、二人流死した。夜までに三四十回の地震があったため、村の住民は悉く城山に避難し、二日三夜野宿した。堀切村に限らず、浦郷の民家が夥しく破損したため、皆山に避難し、野宿した。近郷で最も被害が大きかったのが野田七郷であり、大部分の大家が破損、寺院は悉く大破した。地震により壊れた所は挙げ切れないほどだった。おおよそ小田原から吉田まで、町家の大部分が大破し、田畑の多くは荒れてしまった。江戸や京都では少しの地震であったが、大坂では前代未聞の地震であり、地震津波により悉く大破、十万余人の死者が出た。記州（紀州か）領の浜辺は大破、人馬の流死は数え切れない」とある。

宝永地震時の記述内容は、堀切村は元より、周辺の集落の被害も詳しく書かれている。また、周辺の被害だけではなく、江戸や京都、大坂、紀州領のような、遠地での被害まで詳しく記述されている。

（iv）嘉永七（安政元）年十一月四日 （安政東海地震）

嘉永七年 寅十一月四日大地震一時間ニ大津浪在家者平常江小屋之住也當寺方米湯施ス又米三合宛施

安政東海地震の記述としては、「大地震一時の間（約2時間）に大津波が押し寄せ、家に居た者は避難し、小屋住まいとなり、常光寺から米等を

施した」とあるのみで、宝永地震と比較すると簡単なものである。しかし、享保三年から途絶えていた「年代記」の記述が、この記述から再開（ただし毎年の記録が再開された訳ではなく、簡単な覚書程度）されていることを考えると、特筆すべき重大なことであったと考えられる。

安政東海地震の被害については、「渥美半島における嘉永東海地震の実状 現存する災害記録から」（清田治, 2003）⁶⁾に詳しくある。清田（2003）⁶⁾から、西堀切村の被害について書かれた『助郷免除願書』の内容を要約すると、総家数233軒のうち、113軒流失、半潰90軒、破損30軒、流失棟数は275棟であったほか、船・漁の道具が皆流失、田畑一円に土砂が入り、境界がわからなくなるような大被害であった。

なお、江戸時代の堀切村は、旗本清水氏領である西堀切村と、天領（江戸幕府領）の東堀切村の二つに分かれていた。また表浜海岸では、清田（2003）⁶⁾によると、「田原領今尚、欠け込み崩れ場所が多く正確には捉えることはできない（中略）大震災以後に作成された西堀切の村絵図には、東堀切村の浜境より日出村境までの20町37間の砂浜に墨引きをし、『此筋印嘉永七寅年、大津浪ノセツ御引アリ』と浪害により砂浜が広く欠損したことを書き留めている」とある。この絵図（『西堀切村絵図（安政地震浜欠け図）』（田原市博物館所蔵））を図3に示す。

なお、常光寺のご住職から、この安政東海地震の際、「津波が山門にまで達した」というお話を伺った。

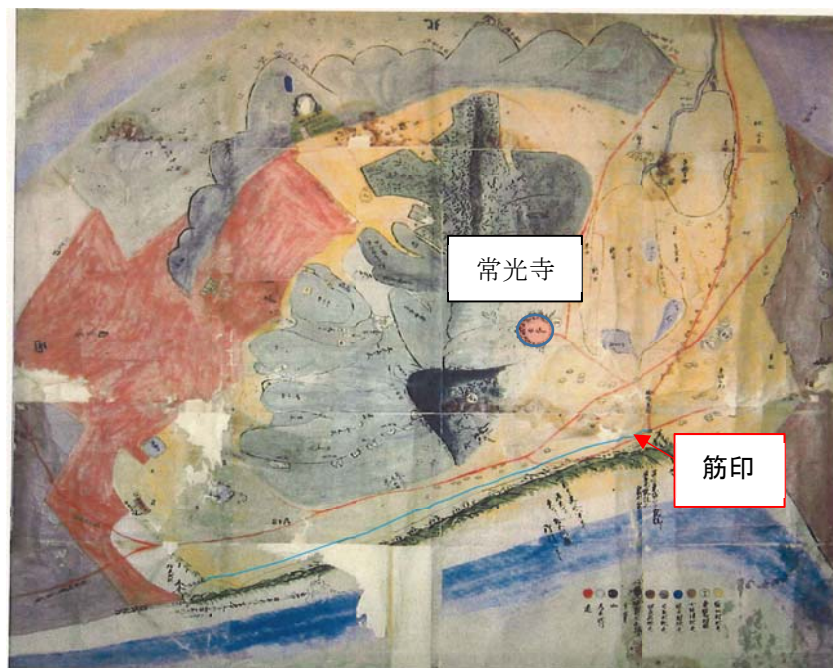


図3 『西堀切村絵図（安政地震浜欠け図）』（田原市博物館所蔵）に一部加筆
（図中の青線が「此筋印」に当たり、20町37間（約2250m）におよぶ）

『年代記』における (i) から (iv) の東海地震の記述内容比較を、付表 4 に示す。

東海地震については、いずれも地震と津波の記述が残されている。しかし、記述者による違い、被害等の記述内容の詳細さには大きな差がある。

例えば、(i) 明応地震・(iv) 安政東海地震については、具体的な被害地、内容の記述が確認できない。しかし、(i) ～ (iv) の各記述内容から、常光寺のある堀切では、地震による被害よりも津波による被害の方が大きい（特筆すべき被害があった）という傾向が読み取れる。

これは堀切の地形によるところが大きいと考えられる。5.2 で後述するように、天伯原台地が堀切の辺りでは砂浜の下に消失し、堀切では標高 5m 程度の砂浜の微高地に集落が密集している。このため、波高が 5m を超える津波が発生した場合、集落の大部分が津波の被害に遭うという、特筆すべき大被害となる。実際に、先に示した『助郷免除願書』（清田治, 2003）⁽⁶⁾には、総家数 233 軒のうち 203 軒が津波による流失または半潰の被害に遭った、と記録されている。

なお、「渥美半島の表浜集落における宝永地震の被害状況と海食崖との関係」（藤城信幸, 2008）⁽⁷⁾によると、安政東海地震の津波被害を受け、「浜藪の近くの家は、山裾の高台に移転する者もあった。現在の堀切集落の南側には『元屋敷』と呼ばれる地所がある。この大津波以降、堀切村や日出村では、村の南側の浜辺に（中略）『かいがらぼた』と呼ばれる津波よけの堤防を築いていった」とあり、津波被害を教訓とし、防災対策が行われて来たことがわかる。

§5 常光寺の移転

5.1 常光寺建立後の経緯

常光寺は『渥美町史 歴史編 上巻』⁽³⁾によると、「堀切の浜辺に一字を建て霊松山常光寺と号し、（中略）大永四年（一五二四）正月二十六日伽藍が炎上（中略）享禄四年（一五三一）八月十八日大伽藍を再建した。その後天保のころ伽藍全部を現在地に移し今日に至っている」とある。常光寺は現在城山の麓に位置していることから、開山当初よりも内陸に移転していることがわかる。しかし伽藍全てを移動するような大規模な移動にもかかわらず、『常光寺年代記』には記述がない。

5.2 表浜の社寺の移転記録

「渥美半島の表浜集落における宝永地震の被害状況と海食崖との関係」（藤城信幸, 2008）⁽⁷⁾

によると、「渥美半島東部の太平洋岸には、天伯原面（天伯原台地）と呼ばれる洪積台地が広がっている。天伯原台地は（中略）半島基部の白須賀付近（標高 80m）を頂点として、北および西に向かって次第に傾斜している。天伯原台地の南側は、太平洋の波浪侵蝕で削られた標高 70～10m の海食崖が西の伊良湖岬に向かって高度を下げながら、ほぼ直線状に連続している。（中略）海食崖は、この柔らかな地質のため、台風時の暴風雨や高波、地震や津波などに襲われるたびに崩落を繰り返し、年々後退を続けている」とある。つまり、表浜は侵食を受けやすい地層のため、毎年徐々に侵食され、更に高波や、地震・津波により著しく侵食が進行していることがわかる。

常光寺が位置する表浜の侵食状況を踏まえたうえで、表浜における過去の社寺移転が行われた例を以下に示す。

①東観音寺（豊橋市小松原町坪尻 1 4）

東観音寺（写真 4）は、江戸時代初期に描かれた絵図（図 3 『小松原観音寺古境内図』）によると、海岸付近の小丘上にあり、境内前には街道が通り、浜辺には町家が見える。また、街道の直ぐ近くは海であり、船や地引網漁をしている様子が描かれている。

また、「中世末から近世における渥美半島表浜から遠州灘沿岸の地震・津波の諸相」（藤田佳久, 2013）⁽⁸⁾に、『三河國小松原山縁起』が書かれている。その内容を以下に要約する。

以前の東観音寺は、山を背にし、前には川が流れ、本堂からは太平洋が望めた。しかし、宝永四年十月に大地震に遭い、津波により山門が傾き、海辺の村々は流されてしまったため、現在の所へ移転した。観音堂も旧地に約千年間にわたり鎮座していたが、現在の場所へ移転した、と書かれている。この縁起からも、宝永地震前の東観音寺は図 4 の絵図に示した立地にあったことがわかる。また、宝永地震津波の被害に遭うまで、旧地に約千年間留まっていた、とあることから、宝永地震以前に発生した明応地震津波では、移転を余儀なくされるほどの被害ではなかったと考えられる。

したがって、東観音寺のある小松原町周辺では、明応地震津波よりも宝永地震津波の方が被害は大きかったと考えられる。



写真4 東観音寺



図4 『小松原観音寺古境内図』
 (「渥美半島の表浜集落における宝永地震の被害
 状況と海食崖との関係」(藤城, 2008) のより)

②八柱神社 (田原市赤羽根町天神30)

八柱神社は、現在赤羽根町天神に位置する神社であるが、「神社と街道の移転からみた渥美半島の海岸侵食 ―赤羽根地域とその周辺を中心に (前編)―」(石井一希, 2007) ⑨によると、「赤羽根中村の八柱神社は、かつて同村集落の南にあり、その更に南を街道 (伊勢街道) が通っていた。

(中略)『海岸線の侵蝕による崖崩れは正面鳥居に及ぼんとする事態に立到って (後略)』(『八柱神社遷宮記念』(後略)」とある。かつては南に街道が通るように神社が建てられ、南の海まではかなりの距離があったが (図5)、海岸侵食が進行し、街道が神社の北に移設、崖崩れが正面鳥居にまで迫る事態になったため、遷宮が必要になったことがわかる。

(現) 八柱神社

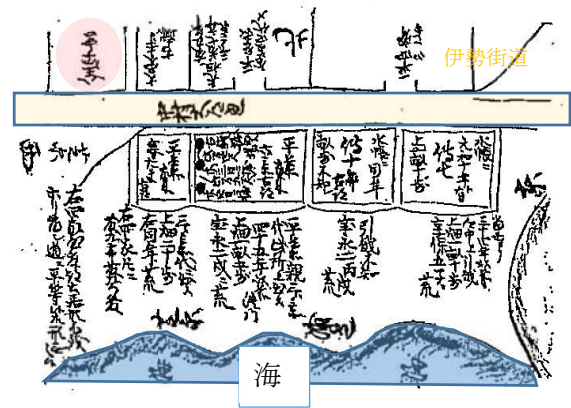


図5 延享2年(1745年)の八柱神社

(左上「八王子宮」) 周辺

「神社と街道の移転からみた渥美半島の海岸侵食
 ―赤羽根地域とその周辺を中心に (前編)―」

(石井一希, 2007) ⑨に一部加筆

5.3 常光寺の移転の原因について

表浜の社寺の移転の原因として、地震による津波と、海岸侵食によるものがそれぞれ確認された。しかし、常光寺の移転については、『常光寺年代記』でも触れられておらず、津波が原因とされる等、その原因は不明であった。しかし、資料収集の結果、渡辺崋山の『参海雑誌』(図6)において、移転の原因を確認することができた。

『参海雑誌』は、『渡辺崋山集 第2巻 日記・紀行(下)』⁽¹⁰⁾によると、渡辺崋山が天保四(1833)年4月15日に田原を出発、伊良湖から神島を訪問し、渥美半島に戻り、佐久島、吉良、藤川を経て田原に戻る過程が書かれた紀行文であり、文と共に写生画が書かれたものである。

『参海雑誌』によると、崋山は4月16日に堀切村と常光寺に立ち寄り、写生を添えた紀行文を書いている (図7)。図7に示した常光寺の写生画と、常光寺の現状の写真を比較すると、山門の形や、常光寺背後の山並みがよく一致していることがわかる。このことから、崋山は常光寺が現在地に移転されてから堀切村に立寄ったと考えられる。

ここで、『参海雑誌』における常光寺に関する記述を図8に示す。これによると、七年前(1826年)に来た時は南浜 (地名か南の浜という意味か不明) にあったが、年々海岸侵食が進み、永く留まることができなくなったため、去年(1832年)現在の場所に移転した、と書かれている。

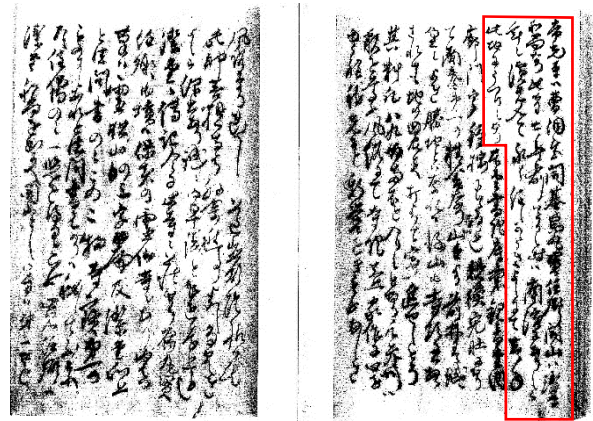
なお、常光寺の本堂(写真5)は寛文十二(1672)年に建立したものを移転したものであった。また、境内の墓石・石碑を確認したところ、最古のものは正徳六(1716)年のもの (写真6) であった。

これらの墓石・石碑が本堂と共に現在地に移転していることから、地震津波の被害に遭い、急遽移転した訳ではなく、海岸侵食が徐々に進んだため、移転するに至ったと考えられる。



図6 『参海雜志』

(『参海雜志』(『渡辺崋山集 第6巻 影印(下)』⁽¹⁾より)



常光寺ハ曹洞宗、開基烏丸資任卿、開山ハ潔堂和尚なり。此寺七年前いたりし時ハ南浜にありしが、年々浜かけ入て永く住しがたきよしにて、去年此地にうつりしなり。(後略)

図8 『参海雜志』における常光寺の記述

(上図:『渡辺崋山集 第6巻 影印(下)』⁽¹⁾より

下図:『渡辺崋山集 第2巻 日記・紀行(下)』⁽¹⁾より)



写真5 常光寺の本堂(1672年建立)

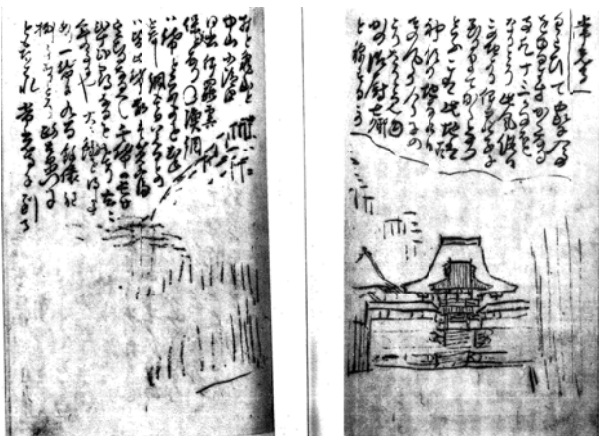


図7 『参海雜志』における常光寺の写生画

(『参海雜志』(『渡辺崋山集 第6巻 影印(下)』⁽¹⁾より)

と現況の比較



写真6 正徳六(1716)年の墓石

§6 まとめ

渥美半島先端部の田原市堀切町に位置する常光寺について、『常光寺年代記』に着目し、文献調査、現地での聞き取り、現地確認を実施し、その結果を検討した。以下に検討結果の要点を示す。

- ・『常光寺年代記』は、史書をもとに神代より第百八代までの皇室の歴史を簡略にまとめた『王代記』と、寺有の古記等を編集してその基礎を作り、以後を住職が書き継いだ『年代記』に分かれている。
- ・『王代記』の地震記述は、斉衡三年（856年）の地震については、発生年月日が異なるものも、その他の地震は『日本被害地震総覧』（2013）^⑤との対応が取れている。
- ・常光寺建立前の『年代記』の地震記述は、『日本被害地震総覧』（2013）^⑤と発生日時・被害内容が一致するものもあるが、全体としては地震の被害や発生年月日について疑問がある記述が多い。
- ・常光寺建立後の『年代記』の記述は、地震の発生日時や被害内容は、『日本被害地震総覧』（2013）^⑤と非常によく対応が取れており、前震や余震、被害のない有感地震の記録も多く書かれている。
- ・『年代記』の当代の住職によって、記述内容の詳細さに大きな差があるが、記述されているのはいずれも「大地震」である。記述内容としては、近隣や遠地で被害が書かれているものの、常光寺自体の被害については全く触れていない。
- ・安政東海地震について、『年代記』では簡単な記述に留まっているが、常光寺のある西堀切村において、半数近くの家が流失、残りも半潰、破損するような大きな被害があった。この時の津波で浜が欠け込んだことを示す絵図を確認できた。
- ・『年代記』では、4つの東海地震の記述を確認でき、それぞれ地震と津波があったことが記述されている。記述内容の詳細さには大きな差があるが、地震よりも津波による被害が大きい傾向が窺える。
- ・表浜沿岸に位置する社寺について、その移転原因として、地震津波による移転と、海岸侵食による移転が確認できる。
- ・常光寺は、天保年間に浜辺から現在地の城山のふもとに移転している。渡辺崋山の『参海雑誌』から、この移転の原因が海岸侵食であることがわかった。

謝辞

今回の調査にあたり、常光寺ご住職、霊山寺ご住職、渥美町郷土資料館葉山茂生学芸員の皆さまからは、有益なご意見を頂きました。ここに記して感謝いたします。

参考文献

- (1) 伊奈森太郎・清田治編（1962）：常光寺年代記，御厨野文庫，82p
- (2) 渥美町教育委員会編[渥美町郷土資料館]（2003）：渥美町寺院文化財調査報告書，渥美町教育委員会[渥美町郷土資料館]，pp.66
- (3) 渥美町町史編さん委員会編（1991）：渥美町史 歴史編 上巻，渥美町，739p
- (4) 東海日日新聞社（1992）：東三河の百ヶ寺，東海日日新聞社，pp.159-162
- (5) 宇佐美龍夫・石井寿・今村隆正・武村雅之・松浦律子（2013）：日本被害地震総覧 599-2012，東京大学出版社，694p
- (6) 清田治（2003）：渥美半島における嘉永東海地震の実状 現存する災害記録から，渥美郷土資料館研究紀要 第7号，pp.29-60
- (7) 藤城信幸（2008）：渥美半島の表浜集落における宝永地震の被害状況と海食崖との関係，田原市博物館研究紀要第3号，pp.70-89
- (8) 藤田佳久（2013）：中世末から近世における渥美半島表浜から遠州灘沿岸の地震・津波の諸相，愛知大学総合郷土研究所紀要，pp.45-66
- (9) 石井一希（2007）：神社と街道の移転からみた渥美半島の海岸侵食 一赤羽根地域とその周辺を中心に（前編）一，田原の文化 第33号，pp.13-47
- (10) 小澤耕一・芳賀登監修（1999）：参海雑誌，渡辺崋山集 第2巻 日記・紀行（下），pp.255-291
- (11) 小澤耕一・芳賀登監修（1999）：参海雑誌，渡辺崋山集 第6巻 影印（下），pp.45-47，pp.78-81

本稿は「平成27年中部歴史地震研究懇談会 年報 第3号」に掲載した内容に、一部加筆・修正を加えたものです。

付表1 『王代記』における地震記事

地震発生年月日		常光寺年代記の記事	総覧の記載の有無	総覧の記事(概略)	備考
和暦(記載暦)	西暦(グレゴリオ暦)				
推古天皇七年四月	599年5月	推古天皇(中略)第七年乙未(中略)四月大地震(後略)	○	留邊家屋を生じた。『日本書紀』に「地震神を祭らしむ」とある。	715年7月4日か5日の地震に該当するか？
元正天皇(715~724)	715~724	元正天皇(中略)又大振動太歳ノ如シセシ日間(後略)	△		
齊衡三年丙子三月八日	856年4月20日	(前略)此ノ御時東大寺大仏ノ御グシ地ニ落給ケリ	(○) 855年7月1日か	東大寺大仏の頭落つ。(中略)5月10日、11日に地震。	地震によるとの明記なきも、地震によるとの解釈もある。
貞永二年四月十五日	1233年6月1日	齊衡三年丙子三月八日大地震故也 (前略)貞永二年四月十五日改元安地地震也	×		

付表2 常光寺建立前(1467年まで)の、『年代記』における地震記事

地震発生年月日		常光寺年代記の記事	総覧の記載の有無	総覧の記事(概略)	備考
和暦(記載暦)	西暦(グレゴリオ暦)				
金光六年	575年	大地震	×		
齊衡三年丙子三月八日	856年4月20日	(齊衡)三丙子 三月八日大地震東大寺大佛頭落地(後略)	(○) 855年7月1日か	東大寺大仏の頭落つ。(中略)5月10日、11日に地震。 地震によるとの明記なきも、地震によるとの解釈もある。	
天慶四年四月五日	941年5月8日	(天慶)四辛丑 四月五日大地震主上去正命殿五大立阿久麗御座	×		東合寺の火災と地震の因果関係も不明。
天慶七年三月	944年4月1日~4月30日	(天慶)七甲辰 三月大地震東大寺佛頭落地長谷寺炎上	×		
文治元年七月九日	1185年8月3日	文治元乙巳(中略)七月九日大地震	○	京都の震害とくに大。(中略)美濃・伯耆・三河も有感。(後略)	総覧では抑刻とある。 6月24日の地震の前震か？とされているが、 24日は地震記録なし。
永仁元年四月十三日寅刻	1293年5月27日	永仁元癸巳 四月十三日寅刻大地震 鎌倉死者一万余人(後略)	○	鎌倉強震、建長寺転倒し。(後略)	
康安元年自六月一日迄廿一日	1361年7月11日~31日	康安元辛丑 自六月一日迄廿一日大地震地破	△ (1361年8月1日?)	畿内諸国 この月16日、21日、京都付近に地震。22日の地震で法隆寺の築地多少崩る。	
永徳三年四月廿五日	1383年6月4日	永徳三癸亥 四月廿五日大地震	×		
應永十二七月十五日	1405年8月18日	(應永)十二乙酉 七月十五日大地震	×		
應永廿二年(1415年)、常光寺の前身である慧月庵が建てられる					
應仁二年(1468年)常光寺が開山される					

付表3 常光寺建立後(1468年以降)の、『年代記』における地震記事

和暦(起算暦)	地震発生年月日		常光寺年代記の記事	総覧の記載の有無	総覧の記事(略称)	備考
	西暦(グレゴリイ暦)	西暦(グレゴリイ暦)				
明応二年十月廿九日	1463年12月16日	(明應)二条丑ノ月廿九日ノ夜夜越斗ヨリ大地震十一月五日迄時時二震其後モ一二日二ツノ震事及四五度又十二月四日即東大地震山三系上	×		東大寺・興福寺・薬師寺・法花寺・西大寺破壊。(後略)	
明応三年五月七日	1484年6月19日	(明應)三申寅ノ月廿七日未刻大地震。(後略)	○	×		
明応七年四月五日	1488年5月5日	(明應)七戌午ノ月五日未刻地震也。		×	(068・498・X・20)の記事中「この年6月11日申刻に、かなり震域の広い地震があり、京都・三河・熊野で強かった。これには被害の記録は見当たらない。	
明応七年六月十一日	1488年7月9日	(明應)七戌午ノ月十一日申刻大地震。	○		紀伊から薩摩にかけての海岸と甲斐で震動大きく、(中略)震害に比して津波の被害大きく、津波は紀伊から薩摩の海岸を襲った。	
明応七年八月廿五日	1488年9月20日	(明應)七戌午ノ月廿五日辰刻大地震地破同時大海潮涌来諸國津波々津人等相死	○			
永正十年八月五日	1513年9月14日	(永正)十家酉ノ月五日大地震(後略)	×			
天正十三年十二月廿九日子刻	1586年2月17日	(天正)十三己酉(中略)十二月廿九日ノ子刻大地震 國土家前年人命明ル晦日ノ夜丑刻大地震如前 十二月廿比迄動也	△(1586年1月18日?)		(参考)(前略)『家世日記』によると三河で翌年2月8日まで連日余震、(中略)紀伊半島・三河國美郡・京都・奈良では翌30日丑の刻にも大地震、(後略)	総覧では天正十三年11月28日の亥刻とある。 年代記中に「十二月廿比迄動也」とあり、12月20日は2月8日に当たる。十一月廿九日の誤記か?
慶長九年雪月(12月)十六日夜五ツ時分	1605年2月3日	(慶長)九甲辰 雪月十六日夜ノ五ツ時分ニツイシツ打片落之船着打破也アミナカスナリノ人知アミナスナリ	○		(前略)震害の記録は見当たらない。一方、津波は大峽崎から九州に至る太平洋岸に押し寄せ、(中略)津波地震の可能性大、(後略)京都で大水桶落ちる。桑名で家蔵少し破壊、田原(三河)で城の矢倉三つ四つ崩れる。伊勢に津波・高田で大地震、大津波。道後温泉湧出止まる。江戸地上木門等の五十塔傾く。餘子に津波、とあるが、すべてを満足する単一の地震はありえない。	
慶長十九年十月廿五日	1614年11月26日	(慶長)十九甲寅(中略)寅ノ年十月廿五日ニ大水ノエユル	○			「震」の文字があるが、地震ではなく、高波の襲撃か?
元禄十二年八月	1699年9月25日~9月22日	(元禄)十二年己卯(中略)八月勢州船山ニ自東風雨雷電津波々(ウダキ)岸ヲ海濱之漁村々カハ水没之船モ又破壊ス	×			
元禄十六年十一月十八日	1703年12月26日	(元禄)十六癸未年十一月四日二江戸ニ而不時ノ大雷一ツ鳴ル同十八日二大地震并大火災ノ後地震八月七二四五度宛在之數中間累計多ク在之大地震又火之時江戸伊豆相模房州此ノ圖ノ間二死人一十一萬五千餘死ス(後略)	×			元禄地震(旧暦十一月廿二日)についても分けて記述があるため、その前震か。
元禄十六年十一月廿二日夜ノ八ツ時	1703年12月31日2時頃	(元禄)十六癸未(中略)十一月廿二夜ノ八ツ時二大地震江戸川崎ノ箱根辻家ノ橋シ人船死シテ數知不亦此時四海大揺動ニヨリ高境ノ浦舟多ク漂流又小田原城郭石垣地震中二城中ヨリ出火町家中燬郭不残毎矢町二不忌殿二町家一軒焼	○		相模・武蔵・上総・安房で震度大、(中略)津波が大峽崎から下田に至る沿岸を襲った。(後略)	
宝永四年十月四日	1707年10月28日	(寶永)四年丁亥(中略)十月四日午時大地震近代米國ノ地震ナリ常清津波率リ十三里間ノ船船無ク飛橋シ一村二テ一商人漂流死ス富科西ニテ長屋三十餘潰二テ破壊シ人二人流死ス此ノ日夜二至テ三十四ノ地震故郡内ノ老若コトコト城山ニ別退キ二日三夜野ニ取ス水モ露科二國ラズ蒲郡長屋數ク破壊シ智ノ取シ山ニ住ス近郡別ニ夜破損影ノ野田七郎ナリ大津大震ノ分破壊シ津波ノ大津ナリ地ニ潰れ大破スル火災並ニ幸シ難シ大船小田原ヨリ巨田迄町家形大破直多枚壊ス(中略)江戸京都ハバツシノ地震ナリ大津大破ハ前代米國ノ地震津波地震ク大破二及シテ破ハ財木ニウケラレ成ハ橋ヨリ川上迄シ破ハ浪二流シ死スル者十餘萬紀州領津邊大破シ人船ノ漂流數ヲ不慮(中略)寶永五戊子春去年ノ地震今ニヤマズ所々多ク高シテ満子田垣多ク破壊二及ベリ。(後略)	○		わが國最大級の地震の一つ。家原側津波地域は、駿河中央部、甲斐西部・信濃・東海道・美濃・紀伊・近江・越前・大津・富山、および中国・四国・九州に及ぶ、(中略)津波は伊豆半島から九州に至る太平洋岸および大坂湾・播磨・伊予・防長を襲った。(後略)	
宝永五年春	1708年3月ごろ	寶永五戊子春去年ノ地震今ニヤマズ所々多ク高シテ満子田垣多ク破壊二及ベリ。(後略)	×			宝永地震の余震。 春が1月・閏1月・2月・3月までとすれば、新暦の5月19日まで。「年代記」の次の記事が2月10日(新暦3月30日)の記事であることを考えると、余震は新暦の三月頃までか。
記述が途絶えている期間						
嘉永七年十一月四日	1854年12月23日	嘉永七年 寅十一月四日大地震一時間二大津浪在家常平江小屋之住也當時米米滿施入文米三合宛施	○		(前略)被害区域は関東から近畿に及ぶ。有震範囲は東北から九州東北半に及ぶ、(中略)震害のもっともひどかったのは沿岸から伊勢湾にかけての海岸で被害率は10%以上、過半に達する所も多く、佐賀の中山・生浪、奈良も9割方流れ、死200、また出火も多かった、(中略)津波は房総から土佐の沿岸を襲い、(中略)とくに被害の目立ったのは、下田・遠州藩・伊勢志摩・熊野灘沿岸で、(中略)御前崎付近の相良では約三尺(0.9m)水深が渾り、地盤隆起のため干潟となること数十間(100間=18m)という、(後略)	他の文献『助郷免帳願書』によると、西郷切村の総家数23軒のうち、津波により113軒が流失、90軒が半壊となり、地震により50軒が破壊したほか、漁船や漁具、田畑にも被害があった、とある。

付表4 『常光寺年代記』における、4つの東海地震による被害記述の比較

	地震の表記	地震の被害記述		津波の被害記述		遠地での被害記述		備考
		地破	地破	津波の被害記述	津波の被害記述	諸国の凄や津で人家が倒れ、死者が出た	被害に遭った具体的な地名等はない	
(i) 1498年明応地震	大地震				大海嘯満来		被害に遭った具体的な地名等はない	
(ii) 1605年慶長地震	ナイ	なし	なし	片浜(片浜十三里か)の船が皆壊れ、網が流された	片浜(片浜十三里か)の船が皆壊れ、網が流された	なし	地震は感じたが、あまり大きなものではなかった。翌日浜辺に出るまで津波があったことに気付かなかった。	
(iii) 1707年宝永地震	大地震 近代未聞/地震	野田七郷において、大家が破損、寺院は悉く大破し、地震で大破した所は挙げられないほど多かった。	野田七郷において、大家が破損、寺院は悉く大破し、地震で大破した所は挙げられないほど多かった。	片浜十三里の漁船が悉く流損し、それ以外の村で1〜2人の流死者が出た。堀切村の西(西堀切村か)でも、民屋30軒余りが津波で破損、2人の流死者が出た。	片浜十三里の漁船が悉く流損し、それ以外の村で1〜2人の流死者が出た。堀切村の西(西堀切村か)でも、民屋30軒余りが津波で破損、2人の流死者が出た。	小田原から吉田まで町家の多くが大破し、田畑も荒れてしまった。江戸京都は少しの地震であったが、大坂では前代未聞の地震津波であり、悉く大破、十万余人の流死者が出た。紀州(紀州か)領でも浜辺は大破、人馬の流死は数えきれないほどであった。	常光寺周辺、遠地ともに、具体的な地名、被害の状況が詳細に記述されている。	
(iv) 1854年安政東海地震	大地震	なし	なし	大津浪	大津浪	なし	記述は簡単なものであるが、『助郷免除願書』(清田, 2003) ⁽⁶⁾ によると、常光寺のある西堀切村では、233軒のうち、津波により113軒流失、90軒半壊、残った30軒は地震により破損した。漁船、漁具ともに一式流されてしまった。また、ご住職のお話によると、津波は常光寺の山門にまで達した。	

編集後記

当社は、1942年12月7日の創業以来、74周年目を迎えることができました。これもひとえに皆様のおかげと感謝しております。

地質工学第14輯は、構造地質学の元山口大学金折教授、地震動の東京工業大学斎藤名誉教授、コンクリートの東京工業大学千々和准教授に執筆していただきました。ここに記して感謝いたします。

今後も、時代の流れに応じた話題を皆様に提供していきたいと考えております。

この雑誌が多くの方々に読んでいただければ幸いです。

企画本部 内田

地質工学 第14輯

平成29年2月15日発行

編集 日本物理探鑛株式会社 企画本部

印刷所 株式会社エージェンズ

NGP 日本物理探鑛株式会社

本 社 〒143-0027 東京都大田区中馬込二丁目 2 番 12 号 TEL 03(3774)3211 FAX 03(3774)3180
URL : <http://www.n-buturi.co.jp>
E-mail : gijutsu@n-buturi.co.jp

東 関 東 支 店	〒310-0804 水戸市白梅三丁目 10 番 5 号 コーラルトップ 106	TEL 029(231)7315 FAX 029(231)7316 E-mail : mito@n-buturi.co.jp
関 東 支 店	〒143-0027 東京都大田区中馬込二丁目 2 番 12 号	TEL 03(3774)3161 FAX 03(3774)9353 E-mail : kanto@n-buturi.co.jp
札 幌 営 業 所	〒060-0061 北海道札幌市中央区南 1 条西 16 丁目 1-323 春野ビル 3F	TEL 011(558)3121 FAX 011(558)0900 E-mail : sapporo@n-buturi.co.jp
東 北 営 業 所	〒980-0021 仙台市青葉区中央四丁目 8 番 15 号	TEL 022(393)4155 FAX 022(393)4156 E-mail : tohoku@n-buturi.co.jp
埼 玉 営 業 所	〒336-0021 さいたま市南区别所 5-15-2	TEL 048(700)3184 FAX 048(700)3100
千 葉 営 業 所	〒273-0011 船橋市湊町 2-12-24 湊町日本橋ビル 6F	TEL 050(6861)3024 FAX 050(6865)6843
神 奈 川 営 業 所	〒221-0856 横浜市神奈川区三ツ沢上町 7-8 ジュネス 203	TEL 045(550)4865 FAX 045(314)6499
北 陸 支 店	〒950-0983 新潟市中央区神道寺三丁目 10 番 37 号	TEL 025(241)2960 FAX 025(241)2959 E-mail : hokuriku@n-buturi.co.jp
中 越 営 業 所	〒940-2011 長岡市藤沢二丁目 7 番 6 号	TEL 0258(22)4617 FAX 0258(22)4618
中 部 支 店	〒465-0094 名古屋市名東区亀の井二丁目 134 番地	TEL 052(753)9662 FAX 052(753)9664 E-mail : chubu@n-buturi.co.jp
浜 松 事 務 所	〒432-8062 浜松市南区増楽町 2516 番 2 号 RELAFly E-101	TEL 053(449)5970 FAX 053(449)5971
三 重 営 業 所	〒511-0041 桑名市外堀 22 番地 ITO ビル 102	TEL 0594(32)7725 FAX 0594(32)7726
関 西 支 店	〒543-0033 大阪市天王寺区堂ヶ芝一丁目 3 番 24 号 LN 堂ヶ芝ビル 2F	TEL 06(6777)3517 FAX 06(6773)5488 E-mail : kansai@n-buturi.co.jp
滋 賀 営 業 所	〒520-0246 大津市仰木の里四丁目 13 番 2-204	TEL 077(574)2261 FAX 06(6773)5488
四 国 営 業 所	〒760-0012 高松市瀬戸内町 19 番 25 号	TEL 087(863)6191 FAX 087(863)6192 E-mail : shikoku@n-buturi.co.jp
中 国 支 店	〒731-0138 広島市安佐南区祇園 3-48-13	TEL 082(850)0073 FAX 082(850)0080 E-mail : cyugoku@n-buturi.co.jp
九 州 支 店	〒803-0814 北九州市小倉北区大手町 7 番 38 号 大手町ビル 3F	TEL 093(581)8281 FAX 093(581)8267 E-mail : kyushu@n-buturi.co.jp
福 岡 営 業 所	〒812-0016 福岡市博多区博多駅南三丁目 13 番 17 号	TEL 092(474)3087 FAX 092(474)3107
沖 縄 事 務 所	〒904-2154 沖縄市東二丁目 3 番 13 号 メゾンクリオネ 103	TEL 098(923)1915 FAX 098(923)1916