

国土交通省港湾技術研究所

# 港湾技術研究所 報告

---

---

REPORT OF  
THE PORT AND HARBOUR RESEARCH  
INSTITUTE

MINISTRY OF LAND, INFRASTRUCTURE AND TRANSPORT

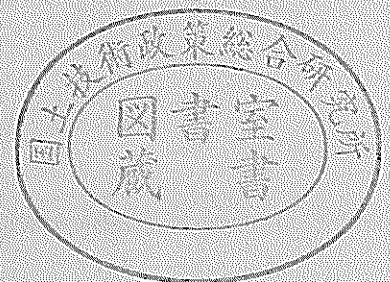
---

VOL.40

NO.1

Mar.2001

NAGASE, YOKOSUKA, JAPAN



# 港湾技術研究所報告 (REPORT OF P. H. R. I.)

第 40 卷 第 1 号 (Vol. 40, No. 1), 2001年3月 (Mar. 2001)

## 目 次 (CONTENTS)

1. ブシネスクモデルにおける透水層を用いた任意反射境界処理法の開発  
.....平山克也・平石哲也 ..... 3  
(Development of partial reflection boundary with porous layer for Boussinesq type wave model  
..... Katsuya HIRAYAMA and Tetsuya HIRAIISHI)
2. 砂漣内の浸透流について  
..... 鈴木高二朗 ..... 31  
(Seepage Flow in Ripples  
..... Kojiro Suzuki)
3. 後浜から砂丘前面にかけての植生が地形変化に及ぼす影響に関する現地観測と  
植生を考慮した飛砂量の数値計算  
..... 栗山善昭・中島 剛・上堂藺孝一・望月徳雄 ..... 47  
(Field Measurements of the Effect of Vegetation on Beach Profile Change in the Region  
from a Backshore to the Foot of the Foredune and Modeling of Aeolian Sand Transport  
with Consideration of Vegetation  
..... Yoshiaki KURIYAMA, Tsuyoshi NAKASHIMA, Koichi KAMIDOZONO  
and Norio MOCHIZUKI)
4. 分割法円弧すべり解析における新しい計算法  
.....土田 孝・引屋敷英人・水野健太・福原哲夫 ..... 81  
(New Slip Circle Method for Analysis of Slope Stability and Bearing Capacity  
..... Takashi Tsuchida, Hideto Hikiyashiki, Kenta Mizuno and Tetsuo Fukuhara)
5. 震源近傍の地震動の方向性に関する研究とその応用  
..... 野津 厚・井合 進・Wilfred D. IWAN .....107  
(A Study on Predominant Direction of Near-source Ground Motion and It's Application  
..... Atsushi NOZU, Susumu IAI and Wilfred D. IWAN)

## 震源近傍の地震動の方向性に関する研究とその応用

野津 厚<sup>\*</sup>・井合 進<sup>\*\*</sup>・Wilfred D. IWAN<sup>\*\*\*</sup>

### 要 旨

1995年兵庫県南部地震を契機として、土木構造物の耐震性を検討する際には、建設地点(サイト)近傍の内陸活断層で発生する地震による地震動を必要に応じて考慮すべきであるという共通認識が学会等において形成されてきた。港湾の分野においても、いわゆる耐震強化施設の整備にあたっては、このような地震動をレベル2地震動として考慮することが技術基準に定められた。耐震強化施設の整備を合理的に実施するためには、大地震の震源近傍の地震動の特性をよく調べておく必要がある。本研究では震源近傍の地震動の諸特性のうち方向性に着目して検討を行った。近年の強震動地震学の進歩により、断層モデルと弾性波動論によりサイトの地震動を理論的に計算する手法が確立され、利用可能となっている。本研究ではこのような手法を用い、断層のメカニズムや破壊伝播方向とサイトの位置関係など地震動の性質に影響すると考えられる震源パラメタを様々に仮定して、それらのパラメタが震源近傍の地震動の方向性に及ぼす影響を調べた。その結果、大地震の震源近傍で最も振幅の大きい地震動は断層面と地表面の交線として定義される断層線に直交する方向に発生する性質があり、この性質は震源パラメタを変化させても変わりにくいことがわかった。この結果は、日本や米国における震源近傍の強震観測結果とも整合するものである。震源近傍の地震動の方向性を工学的に利用することで地震災害対策の新しい手法を開拓できる可能性がある。そのひとつとして、耐震強化岸壁の法線方向を断層線に直交する方向とすることにより、耐震強化岸壁の耐震性能を一層向上させることができる。このような考え方が有効であることをモデル耐震強化岸壁の変形計算により実証した。

キーワード：地震動，方向性，震源，断層，耐震強化岸壁，港湾計画

---

\*構造部主任研究官

\*\*構造部地震防災研究室長

\*\*\*カリフォルニア工科大学教授

〒239-0826 横須賀市長瀬3-1-1 運輸省港湾技術研究所

電話：0468-44-5030 Fax：0468-44-0839 e-mail：nozu@ipc.phri.go.jp

## A Study on Predominant Direction of Near-source Ground Motion and It's Application

Atsushi NOZU\*

Susumu IAI\*\*

Wilfred D. IWAN\*\*\*

### Synopsis

After 1995 Hyogo-ken Nanbu (Kobe) earthquake, the Japan Society of Civil Engineers suggested that near-source ground motion should be considered in the evaluation of seismic performance of structures when necessary. In the newest version of the technical standards for Japanese port structures, it is suggested to consider near-source ground motion in the evaluation of seismic performance of important quay walls such as so-called "high seismic resistance quay walls". It is, therefore, requested to understand the characteristics of near-source ground motion for the evaluation of seismic performance of such quay walls to be carried out adequately. On the other hand, due to the promotion of engineering seismology in recent decades, methodologies are now available to evaluate near-source ground motions based on elasto-dynamics and dislocation theory. In this research, by using these methodologies, the effects of source parameters on the predominant direction of near-source ground motion is investigated. The results suggests a robust tendency for the strike-normal component to be predominant in the region which is subject to the most intense ground motion in the near-source region of a large intra-plate earthquake. This tendency is consistent with the results of strong motion observation in the near-source region in Japan and the United States. Based on the results, the authors suggest that important quay walls should be oriented perpendicular to the strike of the fault to further improve their seismic performance. The adequacy of this suggestion is validated by conducting FEM analysis for the deformation of a caisson quay wall subject to near-source ground motions.

**Key Words:** Ground motion, Predominant direction, Earthquake source, Fault,  
High seismic resistance quay wall, Port planning

---

\*Senior Research Engineer, Structural Engineering Division, Port and Harbour Research Institute

\*\*Chief of Earthquake Disaster Prevention Laboratory, Structural Engineering Division, Port and Harbour Research Institute

\*\*\*Professor of Applied Mechanics, California Institute of Technology

3-1-1 Nagase, Yokosuka 239-0826, Japan

Phone: +81-468-44-5030 Fax: +81-468-44-0839 e-mail: nozu@ipc.phri.go.jp

## 目 次

要 旨 .....	107
1. 研究の背景と目的 .....	111
2. 地震動の方向性の理論的検討 .....	114
2.1 断層モデルによるパラメトリックスタディー .....	114
2.2 地震動の評価手法 .....	119
2.3 パラメトリックスタディーの結果 .....	122
3. 強震記録による検討 .....	135
3.1 震源近傍の強震記録の粒子軌跡 .....	135
3.2 方向性の現れる振動数成分 .....	140
3.3 方向性の及ぶ範囲 .....	142
4. 検討結果の応用 - 港湾計画における活用 .....	144
4.1 耐震強化岸壁の最適法線方向 .....	144
4.2 モデル耐震強化岸壁の変形計算 .....	145
4.3 変形計算の結果 .....	146
5. 結論 .....	148
6. あとがき .....	148
謝辞 .....	149
参考文献 .....	149
記号表 .....	152
付録A Explosion型の点震源による全無限弾性体内の波動場 .....	153
付録B 単位インパルス力による全無限弾性体内の波動場 .....	156
付録C 単位インパルス力による水平成層構造内の波動場 .....	159

## 1. 研究の背景と目的

1960年代より開始された港湾地域強震観測において大地震の震源近傍の記録が得られたのは1995年兵庫県南部地震における神戸港工事事務所の記録(S-2615)が最初である。この記録の水平面内の軌跡を図-1に示す。同図に示すように、神戸港工事事務所における記録は震源となった六甲-淡路断層系に直交する北北西-南南東の方向成分が著しく卓越していた。このような著しい卓越方向を示す記録は、港湾地域強震観測の歴史においてはじめて得られたものである。兵庫県南部地震では、神戸市内の他の観測地点、すなわち、ポートアイランド、神戸海洋気象台、JR 鷹取駅などでも同様に震源断層に直交する成分の卓越した記録が得られている。このような地震動の特性は神戸港の係留施設の被害分布にも影響を及ぼした。地震後に行われた被害状況の調査によると、法線が東西方向のケーソン式大型岸壁は南北方向のケーソン式大型岸壁よりも明らかに大きな被害を受けていた(上部他, 1995)。この調査は岸壁の最大はらみだし量、天端沈下量、傾斜角、被災変形率(最大はらみだし量をケーソン高+2mで除した値)を調べたものであるが、それらのいずれについても図-2に示すように法線が東西方向の岸壁は法線が南北方向の岸壁よりも明らかに大きな値を示していた。図-3はポートアイランドおよび六甲アイランドの岸壁の残留変位の分布を示すものであるが(Inagaki et al., 1996)、法線が東西方向の岸壁がより大きな被害を受けていることはこの図からも明らかである。このように、震源近傍の地震動は著しい方向性を示す場合があり、また、地震動の方向性が港湾構造物の被害分布に影響する場合がある。このことが、震源近傍の地震動の方向性に関する研究を開始した動機である。

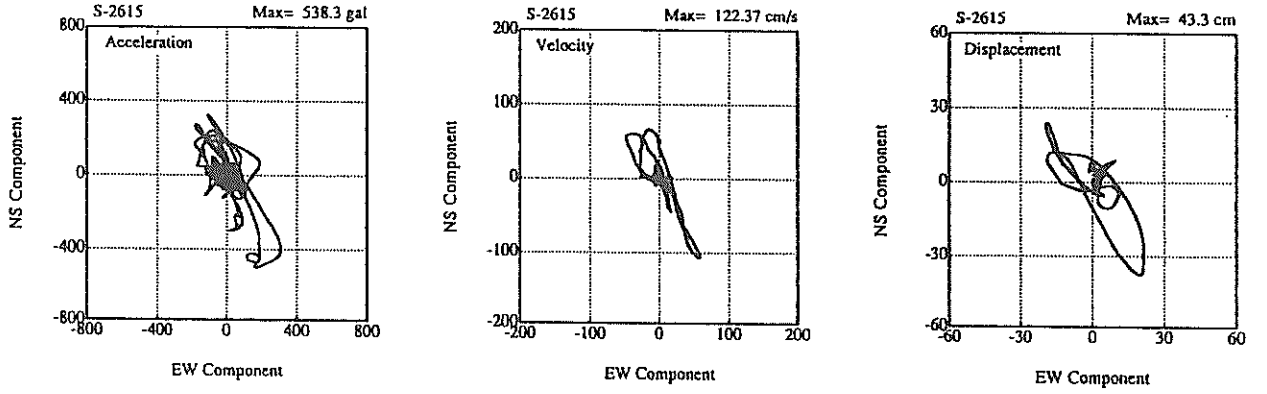
ここで、地震動の方向性に関する既往の研究を概観する。

Somerville et al. (1993, 1995, 1996, 1997) は既往の距離減衰式に地震動の方向性を取り入れることを目的として大地震の震源近傍の記録の加速度応答スペクトルの統計解析を行った。その結果、周期0.6秒以上(周波数1.7Hz以下)には方向性が見られ、走向直交成分は走向平行成分より大きいこと、方向性はマグニチュードが大きいほど強いこと、方向性は震源のメカニズム(横ずれ断層・逆断層)や地盤条件にはよらないこと等を見いだしている。Somerville et al. (1997) の提案式によれば、モーメントマグニチュード  $M_w=7.0$ 、断層面距離0kmのとき、破壊伝播方向のサイトにおいては、走向直交方向の周期

6秒の成分は走向平行方向の成分の3.2倍程度である。Somerville et al. (1997) は提案式の活用方策についても言及しており、カリフォルニア州においては主要な活断層の走向方向は明らかにされているので、高層建築物、免震建築物、橋梁、ダムなど長周期地震動の影響を受けやすい構造物の設計において走向直交方向と走向平行方向の地震動の相違を考慮に入れることは容易であるとしている。また、活断層の位置が明らかにされていない場合でも、ロサンゼルス直下の逆断層のように、その走向については十分に予測でき、走向直交方向により大きな地震動を想定することが正当である場合があると述べている。

瀧本(1996)は1995年兵庫県南部地震の震源近傍で走向直交方向に大振幅のパルス状の地震動が生じたことについて、このようなパルス状の地震動が兵庫県南部地震に特有の現象でなく普遍的な現象であることをカリフォルニアの事例を引いて説明した。また、パルス状の地震動の生じるメカニズムについて説明している。さらに、パルス状の地震動が構造物に及ぼす被害に言及し、パルス状の地震動は通常周期1秒以上の比較的長い周期帯域に現れるにも関わらず、高層建物のみならず中低層建物や木造住宅などのいわゆる短周期構造物にも重大な影響を及ぼすことを指摘している。

大地震の震源近傍の地震動については、カリフォルニアでは多くの観測事例があるが、我が国では兵庫県南部地震以前の観測事例は存在しない。従って、わが国の兵庫県南部地震以前の大地震の震源近傍における地震動の方向性について、観測に基づいた検討を行うことはできなかった。こうした中で武村他(1998)は明治以後に発生し死者1000人以上を出した内陸の浅発地震と死者は1000人以下でもマグニチュードが7以上で地表に地震断層を残したかまたは断層の位置が推定されている地震を対象として、墓石等単体の転倒方向と家屋や煙突の転倒方向から震源近傍での震動の卓越方向について調査を行い、震源断層が横ずれ断層か逆断層かを問わず、震動の卓越方向は断層走向と直交する方向になる場合が多いと述べている。具体的には1891年濃尾地震( $M=8.0$ , 横ずれ断層)、1894年庄内地震( $M=7.0$ , 逆断層)、1896年陸羽地震( $M=7.2$ , 逆断層)、1927年北丹後地震( $M=7.3$ , 横ずれ断層)、1930年北伊豆地震( $M=7.3$ , 横ずれ断層)、1943年鳥取地震( $M=7.2$ , 横ずれ断層)、1945年三河地震( $M=6.8$ , 横ずれ断層)、1948年福井地震( $M=7.1$ , 横ずれ断層)、1995年兵庫県南部地震( $M=7.2$ , 横ずれ断層)の各地震について調査を行った結果、福井地震を除く8地震で断層走向に直交する方向の震動が卓越してい



\* Loci of acceleration, velocity, displacement calculated with fixed filter.

図-1 神戸港工事事務所で観測された地震動の水平面内の軌跡

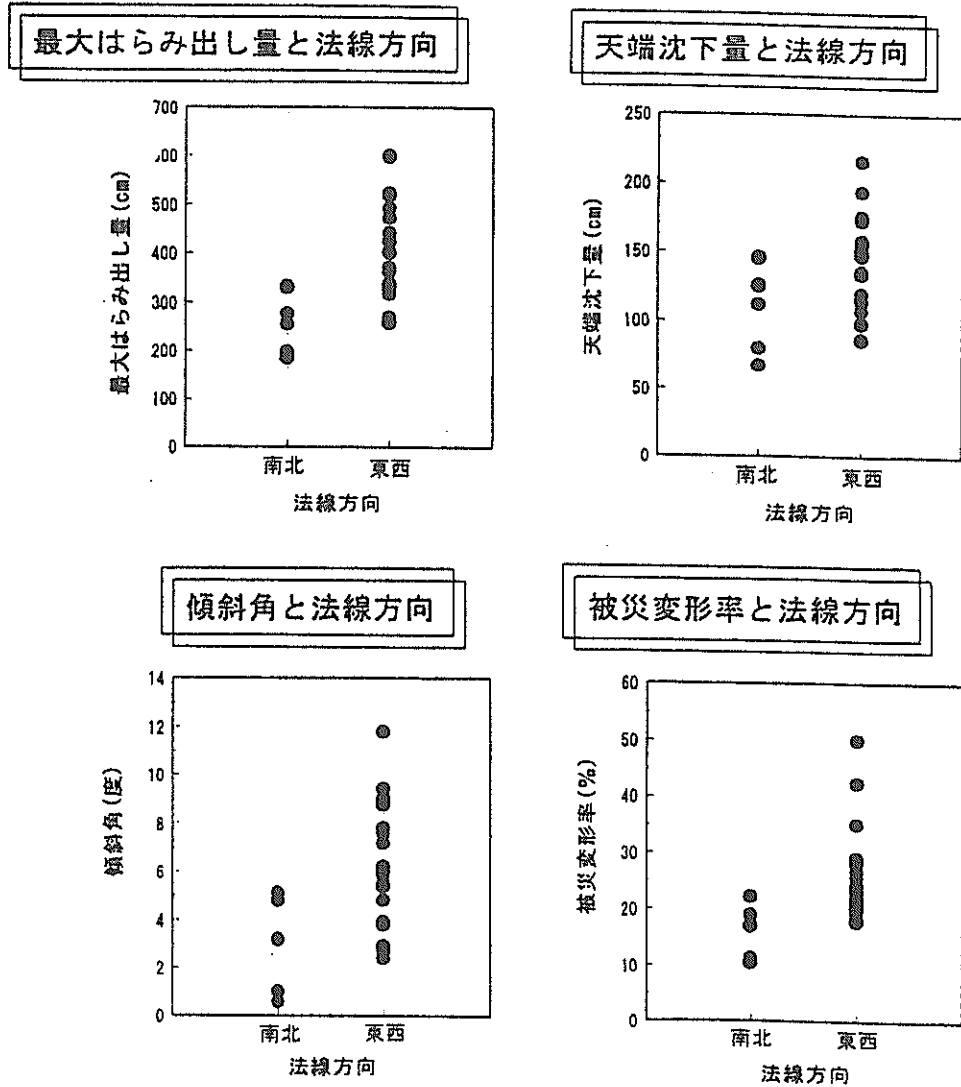
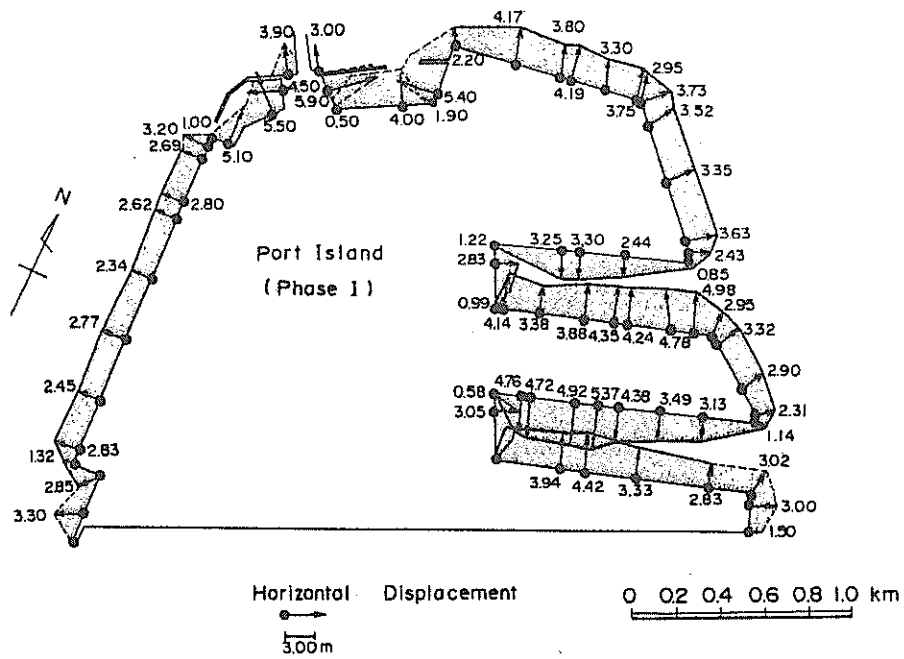
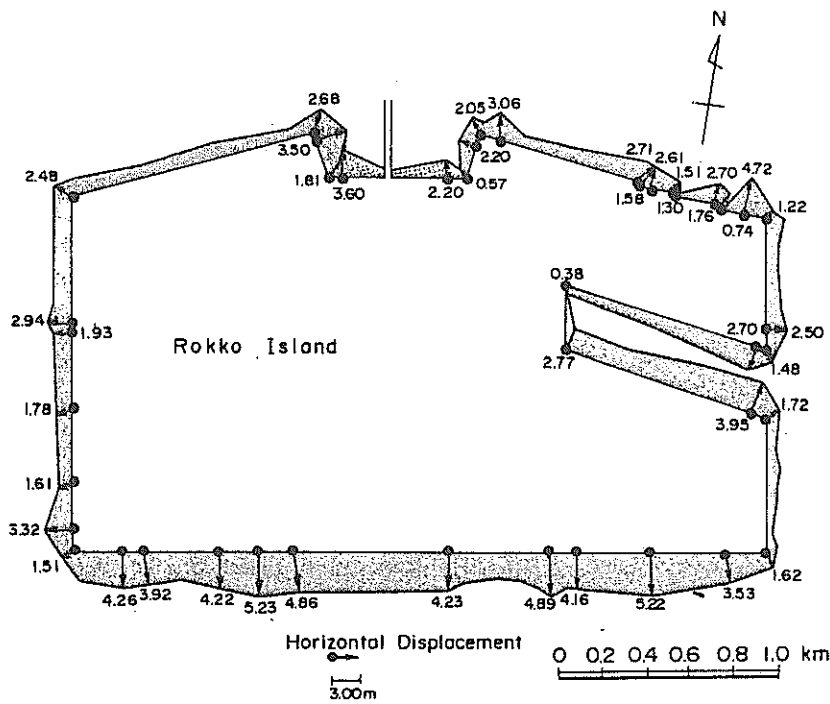


図-2 神戸港のケーソン式大型岸壁の被害にみられる方向性 (上部他, 1995)



(a)



(b)

図-3 ポートアイランドおよび六甲アイランドの岸壁の残留変位の分布 (Inagaki et al., 1996)



たとえ推定できるとしている。また墓石の転倒に寄与する周期を Ishiyama (1987) の式から 0.6 秒以上と推定し、低層建物に被害を与える地震動の周波数については川瀬・林 (1996) が 0.7-3Hz (0.3-1.4 秒) と指摘していることを引用して、これらの周期は Somerville ら (1997) の結果にあてはめるといずれも走向直交成分が走向平行成分よりも大きくなる周期帯に渡っていると指摘している。以上は内陸浅発地震についての結果であるが、比較のためプレート境界地震である 1923 年関東地震についても物体の転倒方向 (中村, 1925) をレビューしているが、物体の転倒方向は必ずしも断層に対して系統的な特徴は示していないとしている。これは断層面が低角で対象地域の直下に広く分布していること、関東地震の震源が約 40km 離れた位置に二つのアスペリティーをもち、それらの震源メカニズムが互いに異なっていること等、震源過程が複雑なことも原因の一つと考えられるとしている。

以上のように、内陸活断層で発生する大地震の震源近傍において地震動の走向直交成分は走向平行成分より大きい傾向にあるという点に関して、上述の研究はいずれも肯定的である。

しかしながら、大地震の震源の諸特性が震源近傍の地震動の方向性に及ぼす影響に関して、理論的な手法を用いた組織的な研究はこれまで行われていない。また、観測記録に基づいた検討についても、地震動の方向性の空間的な分布を視覚的に明らかにした上で、これを理論的な手法により得られる結果と比較検討することは行われていない。さらに、方向性の現れる振動数成分や震源からの距離に関する検討は、これまで応答スペクトルを指標とした検討が行われているが、他の指標による検討も必要である。これらの点について十分な検討が行われ、震源近傍の地震動の方向性の解明が一層進めば、地震動の方向性を工学的に活用する道も開けてくるはずである。

以上の背景から、本研究の目的を以下の 3 点とする。

- ① 断層モデルと弾性波動論によりサイトの地震動を理論的に評価する手法を用い、断層のメカニズムや破壊伝播方向とサイトの位置関係などが震源近傍の地震動の方向性に及ぼす影響を明らかにする。
- ② わが国や米国の既往の強震観測記録の解析を行い、地震動の方向性を調べ、理論計算の結果と比較を行う。また、方向性の現れる振動数成分や方向性の及ぶ範囲についても検討する。
- ③ 地震動の方向性の工学的な活用方策の一つとして、耐震強化岸壁の法線方向を断層線と直交する方向に設定することを提案し、その有効性をモデル耐震強化岸壁の

変形計算により実証する。

以下の各章においては、まず、大地震の震源近傍の地震動の方向性に関して理論的手法による検討を行う。近年の強震動地震学の進歩により、断層モデルと弾性波動論によりサイトの地震動を理論的に計算する手法が確立され、利用可能となっているので、ここではこのような手法を活用する。この結果について 2. で報告する。次に、理論的な手法による結果の妥当性を検討すること等を目的として、既往の強震観測記録に基づき、震源近傍の地震動の方向性を検討する。わが国においては 1948 年福井地震から 1995 年兵庫県南部地震まで内陸において顕著な大地震が発生しなかったため、震源近傍の地震動の性質を調べるために十分な強震記録の蓄積がない。そこで、ここでは、1995 年兵庫県南部地震の強震記録の他、米国カリフォルニア州で得られた強震記録も活用する。強震観測記録に基づいた地震動の方向性の検討については 3. で報告する。さらに、震源近傍の地震動の方向性を工学的に活用した地震災害対策の新しい手法を提案する。そのひとつとして、ここでは、耐震強化岸壁の法線方向を断層線に直交する方向に設定することで、耐震強化岸壁の耐震性能を一層向上させることを提案する。このような考え方が有効であることをモデル耐震強化岸壁の変形計算により検証する。この結果について 4. で述べる。最後に 5. で本研究の結論を述べる。

## 2. 地震動の方向性の理論的検討

### 2.1 断層モデルによるパラメトリックスタディー

#### (1) 理論的な地震動評価手法

断層モデルと弾性波動論に基づいてサイトの地震動を理論的に評価する手法を用い、断層のメカニズムや破壊伝播方向など地震動の性質に影響すると考えられる震源パラメタを様々に仮定して、これらのパラメタが震源近傍の地震動の方向性に及ぼす影響を調べることがここでの目的である。

近年の強震動地震学の進歩により、断層モデルと弾性波動論により震源近傍の地震動を理論的に評価する手法が確立され、このような手法を用いて震源近傍の地震動の特性を検討することが可能な状況となってきた。断層モデルと弾性波動論による地震動の評価手法においては、評価の対象となる媒質は単純なものから次第に複雑なものへと移り変わってきた。その経緯は頼嶺 (1991) に詳しいが、簡単に振り返ると、地震動の理論的な評価

はまず単純な全無限弾性体を対象として開始された。Aki (1968)は1966年 Parkfield 地震の際に断層線から80m離れた地点で観測された加速度記録を積分して変位波形を求め、これを全無限弾性体を仮定して理論的に評価した変位波形と比較して、両者が概ね一致することを示した。その後、半無限媒質 (Kawasaki et al., 1973) や水平成層構造 (Bouchon, 1981) を対象とした理論的な地震動の評価手法が確立された。最近では計算機の進歩により三次元的な不均質性を有する媒質中の地震動を差分法 (例えば Graves, 1996) や有限要素法 (例えば Bielak et al, 1998) を用いて理論的に評価することも可能となってきた。例えば、複数アスペリティーモデルと三次元地下構造を考慮することにより、兵庫県南部地震の震源近傍の地震動を精度良く再現できることが示されている (松島・川瀬, 2000)。このような研究は、理論的な地震動評価手法の現在の到達点を示すものであると考えられる。理論的な地震動評価手法を用いると、将来発生する地震の震源モデルが与えられ、なおかつ震源から構造物建設地点までの地下構造の情報が所与のものであるとすれば、構造物建設地点の地震動のうち低周波成分 (おおまかには1Hz以下) を厳密に評価することができる。

このように進歩を遂げてきた理論的な地震動評価手法ではあるが、一部の地域や施設を除き、構造物の耐震設計のための強震動予測に本格的に適用されるには到っていない。これは次の二つの理由による。第一に、理論的な地震動評価を精度良く行うために必要な地下構造のデータが一部の地域を除いては十分に整備されていないことが挙げられる。第二に、将来起こりうる地震の震源モデルの設定方法が十分に確立されていないことが挙げられる。このうち前者、すなわち地下構造データの不備については、地下構造探査のための努力が特に大都市周辺において関係機関により続けられているので (例えば 科学技術庁, 2000)、十分な情報の得られた地域から順次、理論的な地震動評価手法が適用できるようになるものと考えられる。一方、後者、すなわち、震源モデルの設定方法が十分に確立されていない点については、その合理的な設定方法について地質学・地形学あるいは地震学的立場からの検討が為されている (入倉, 2000)。こうした検討の成果は取り入れられていくべきであるが、地質学・地形学あるいは地震学的な情報のみから将来起こりうる地震の震源パラメータをすべて確定させることは困難であると考えられるので、地質学・地形学あるいは地震学的な情報のみからでは確定しきれない残りの震源パラメータについて、社会的コンセンサスの得られるような設定方法を工学の立場から検討していくことも必要である

と考えられる。

このように、理論的な地震動評価手法を耐震設計のための強震動予測に適用するためには課題が残されているのが現状である。しかしながら、震源と地下構造のパラメータが与えられたとの前提で地震動を評価する手法はすでにほぼ確立しており、震源のパラメータを様々に仮定して、それらのパラメータが地震動の評価結果に及ぼす影響を調べるといったアプローチの検討は現状の技術で十分に可能な状況となっている。

(2) 方向性の検討において重要となる震源パラメータ一般に理論的な地震動評価において指定すべき震源パラメータとしては次のようなものがある (入倉, 2000)。先ず、巨視的 (global) 断層パラメータとして断層の長さ ( $L$ )、幅 ( $W$ )、走向 (strike,  $\phi$ )、傾斜 (dip,  $\delta$ )、すべり角 (rake,  $\lambda$ )、破壊開始点、破壊伝播速度などがある。また微視的 (local) 断層パラメータとして最終すべり量 ( $D_0$ )、ライズタイム ( $T_r$ ) 等の断層面上での分布がある。これらのパラメータの意味するところを図-4に示す。

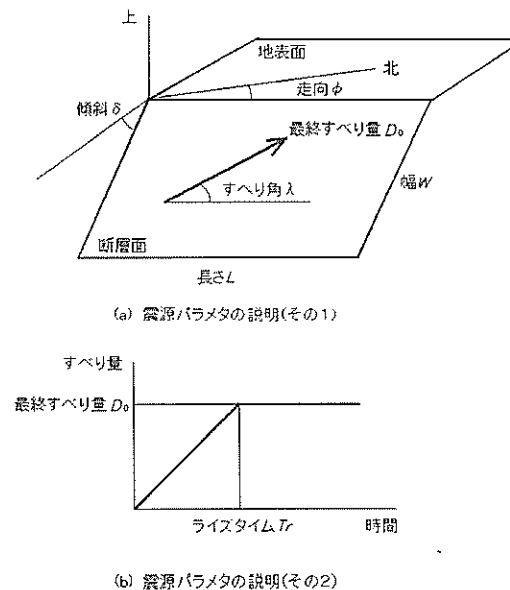


図-4 震源パラメータの意味

これら震源パラメータの中には、地質学・地形学あるいは地震学的知見により、対象地震が決まればある程度特定できるパラメータもあり、またそうでないパラメータもある。ここでは、その現状について概観する。

まず、巨視的 (global) パラメータについて述べる。走

向 ( $\phi$ ) については、一般には日本の活断層 (活断層研究会編, 1991) 等の活断層マップや、最近の活断層調査結果に基づいて決めることができる。断層パラメタの中では、これは比較的信頼性の高い情報である。次に長さ ( $L$ ) については、やはり活断層マップ等に基づいて決めることになる。しかしながら、活断層マップに記載された個々の活断層が一回の地震で活動する部分に対応するとは限らない。複数の断層が同時に活動する場合 (グループ化の問題) や、非常に長い断層では断層の一部が活動する場合 (セグメント化の問題) があり、こうした問題を事前に予測するのは現状では困難であるとされる (土木学会地震工学委員会レベル2地震動研究小委員会, 2000)。長さ ( $L$ ) を特定できないことは地震の規模を特定できないことを意味する。1996年9月、総理府地震調査研究推進本部は糸魚川-静岡構造線活断層系に関して次のような大地震の長期予測を発表した。「すくなくとも牛伏寺断層を含む区間では、現在を含めた今後数百年以内に、M8程度 (M7.5-8.5) の規模の地震が発生する可能性が高い。しかし、地震を発生させる断層区間 (場所) がどこまでかは判断できない」(総理府地震調査研究推進本部地震調査委員会, 1997)。この見解はグループ化およびセグメント化の問題が未解決であることを端的に物語っている。幅 ( $W$ ) については、内陸活断層で生じる地震の場合、地震を起こす地殻の部分 (seismogenic zone) には下限があることから、 $W=15\text{km}$  程度で頭打ちになるとの見解が一般的である (Shimazaki, 1986; 武村, 1998)。幅が頭打ちとならない範囲では断層幅 ( $W$ ) は断層長さ ( $L$ ) に比例するとされる。このような関係から、断層長さ ( $L$ ) が決まれば断層幅 ( $W$ ) を推定することができる。断層の傾斜 ( $\delta$ ) は断層を横断する測線での反射法探査により推定される (入倉, 2000) が、推定結果にはある程度のばらつきを伴う。すべり角 (rake,  $\lambda$ ) については、断層運動を引き起こす地殻の応力状態から判断できる。断層には横ずれ断層、正断層、逆断層などがあるが、我が国の多くの活断層は横ずれ断層もしくは逆断層である。日本列島を載せている地殻はおおまかに見ると東西方向に圧縮を受けているため、北西-南東方向の走向を有する断層は左横ずれ断層が多く、南西-北東方向の走向を有する断層は右横ずれ断層が多い。南北方向の走向を有する断層は逆断層が多い。左横ずれ断層ではすべり角は  $0^\circ$  に近く、右横ずれ断層ではすべり角は  $180^\circ$  に近い。逆断層の場合にはすべり角は  $90^\circ$  に近い。しかし、すべり角の推定結果にはある程度のばらつきを伴う。破壊開始点は、後述 (2.3) するように強震動予測では重要なパラメタである。

その予測のため、現在、地質学・地形学あるいは地震学的立場からの検討が為されているところである (入倉, 2000)。しかしながら、現状では、破壊開始点に関して精度の高い予測は困難である。破壊伝播速度は既往の研究から地震規模によらず S 波速度の 72% 程度の値をとることが多いとされている (Geller, 1976)。

次に微視的 (local) パラメタについて述べる。最近 20 年ほどの研究により、大地震の断層面上のすべり量は一樣ではないことが明らかにされてきた。断層面上の特にすべり量の大きい部分はアスペリティと呼ばれる (Somerville et al., 1999)。最近の研究では、アスペリティで生じる地震動が震源近傍の地震動の特性を支配することが知られている。例えば兵庫県南部地震の神戸市の地震動は、淡路側から神戸側にかけて 3 つのアスペリティを配したモデル (釜江・入倉, 1997) や神戸側に 4 つのアスペリティを配したモデル (松島・川瀬, 2000) により説明できることが明らかにされている。強震動予測のためには、将来の地震のアスペリティのモデル化が不可欠である。過去の大地震の震源のインバージョン解析結果に基づいてアスペリティのサイズ、あるいは、アスペリティ内の平均すべり量を地震規模と結びつける経験式が提案されている (Somerville et al., 1999)。しかしながら、釜江・入倉 (1997) や松島・川瀬 (2000) のアスペリティモデルに典型的に見られるように、同じ地震のアスペリティでも、アスペリティ毎にサイズやすべり量、ライズタイム等は異なる。従って、将来の地震について、仮に地震規模が所与の条件として与えられたとしても、アスペリティのサイズや、すべり量、ライズタイム等の推定精度には相当のばらつきが伴うことが予想される。また断層面内のアスペリティ位置を予測することも現状では困難である。

このように見てくると、震源パラメタのうち断層の走向 ( $\phi$ ) と破壊伝播速度は現状の知見でも比較的精度良く予測できるパラメタである。一方、傾斜 ( $\delta$ )、すべり角 ( $\lambda$ )、破壊開始点、アスペリティの位置、数、サイズ、すべり量、ライズタイムは、現状では予測が困難であるか、ないしは予測結果に大きなばらつきを伴うパラメタである。

これらの不確実なパラメタのうちアスペリティの数については、地震動の方向性を議論する限りにおいて、結果に重要な影響を及ぼさない。また、アスペリティのパラメタのうちすべり量だけを変化させて他のパラメタを一定に保った場合には、得られる地震動の振幅がすべり量に比例して変わるだけで、方向性はすべり量に影響されない。従って、方向性の検討において重要な震源パラ

メタは傾斜、すべり角、破壊開始点、アスペリティの位置、サイズおよびライズタイムの6つに限定される。ここではこれらのパラメタに関して現実にあり得る範囲で様々な仮定を行うことにより、これらのパラメタが地震動の方向性に及ぼす影響を調べる。このとき、対象とする地震はわが国の内陸で生じる規模の大きい浅発地震とする。プレート境界地震の震源近傍の地震動の方向性も重要な研究課題ではあるが、ここでは検討対象外とする。その理由は、プレート境界地震の震源の詳細についてはこれまで十分に調べられておらず、将来起こるプレート境界地震の震源については、モデル化の信頼性が内陸地震の場合ほど高くないと考えられるためである。

(3) 検討ケース

まず、震源メカニズム（傾斜とすべり角の組み合わせ）の影響について検討する。図-5は20世紀にわが国の内陸で生じたM7以上の浅発地震について、地震学的手法で推定された傾斜とすべり角の組み合わせを示している（佐藤良輔編，1989）。また、参考までにプレート境界地震である1923年関東地震の傾斜とすべり角の組み合わせもプロットしている。すべり角( $\lambda$ )は本来 $-180^\circ$ から $+180^\circ$ までいずれの値もとりに得る量であり、 $\lambda < 0^\circ$ は正断層成分を含む地震を示し、 $0^\circ < \lambda$ は逆断層成分を含む地震を示す。 $|\lambda| < 90^\circ$ の場合は左横ずれ、 $|\lambda| > 90^\circ$ の場合は右横ずれである。ここでは、データ整理の都合上、右横ずれの地震を対応する左横ずれの地震に置き換えて考えることにし、 $-90^\circ < \lambda < 90^\circ$ の範囲で図示している。 $(\delta, \lambda) = (90^\circ, 0^\circ)$ は純粋な横ずれ断層の地震を示し、 $0^\circ < \delta < 90^\circ$ かつ $\lambda = 90^\circ$ は純粋な逆断層の地震を示す。図-5によれば、まず、プロットが図面の上半分に分布していることが指摘できる。すなわちいずれの地震も正断層成分はさほど多くは含まない。これは、わが国の地殻が大局的に見ると東西方向に圧縮を受けており、このような圧縮応力場の下で内陸の地震が生じるためである。純粋な横ずれ断層に近いメカニズムの地震は多く生じており（図-5のAグループ）、純粋な逆断層に近いメカニズムの地震も生じている（図-5のBグループ）。また、これらの中間的なメカニズムの地震も生じている。そこで、AグループとBグループを結ぶ平行四辺形を考えると、ほぼわが国の内陸で生じる浅い大地震の傾斜とすべり角の組み合わせを包絡できることがわかる。1923年関東地震の震源メカニズムは平行四辺形から外れているが、この地震はプレート境界で生じているので、内陸地震とは異なるメカニズムを有するものであると考えられる。ここではこの平行四辺形を取り

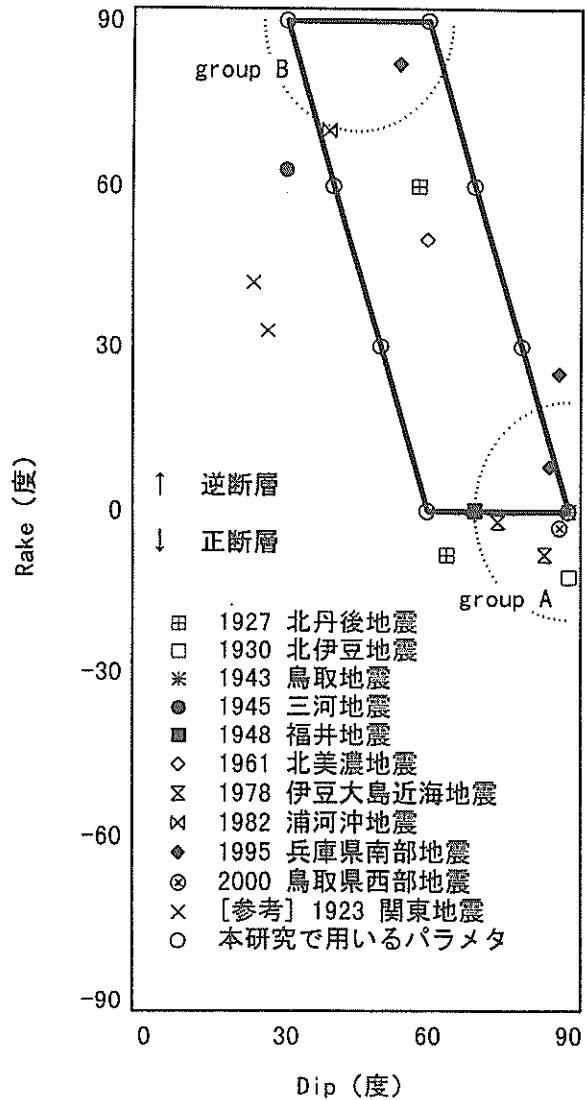


図-5 わが国の主な内陸地震のメカニズム

囲むように配置した傾斜とすべり角の8通りの組み合わせ（図-5の○印）を仮定して、震源メカニズムが地震動の方向性に及ぼす影響を調べる。この結果について2.3 (1)で報告する。

次に、アスペリティの位置、サイズおよびライズタイムが地震動の方向性に及ぼす影響について検討し、その結果について2.3 (2) ~ (4)で報告する。

(4) 地下構造

震源の条件とともに地震動の性質を決定する重要な要因は地下構造である。ここでは表-1および表-2に示すふたとおりの地下構造に対して検討を行うこととした。

表-1 地震動の方向性の検討に用いた地下構造  
(モデル1, 堆積層の厚いモデル)

層厚 (m)	Vp (m/s)	Qp	Vs (m/s)	Qs	密度 (ton/m <sup>3</sup> )
200	1600	200	350	20	1.7
300	1800	200	550	35	1.8
500	2500	350	1000	70	2.1
∞	5400	1000	3200	120	2.7

表-2 地震動の方向性の検討に用いた地下構造  
(モデル2, 堆積層の薄いモデル)

層厚 (m)	Vp (m/s)	Qp	Vs (m/s)	Qs	密度 (ton/m <sup>3</sup> )
20	1600	200	350	20	1.7
30	1800	200	550	35	1.8
50	2500	350	1000	70	2.1
∞	5400	1000	3200	120	2.7

表-1に示す地下構造は(社)地盤工学会「土構造物への設計用入力地震動に関する研究委員会」において地震動の生成に用いられた地下構造(香川・江尻, 1998)であり, 我が国の堆積平野における地下構造の一つの典型である。Q<sub>p</sub>の値は今回新たに付け加えた。これをモデル1とする。表-2は表-1に示す地下構造において堆積層を薄くしたものである。これをモデル2とする。いずれの地下構造モデルにおいても最表層のS波速度は350m/sとしている。これは港湾の技術基準(運輸省港湾局監修, 1999)の工学的基盤に相当する。

いずれのモデルにおいてもS波速度は地表に近づくほど小さくなっている。一般に地震波がS波速度の大きい地層から小さい地層に入射すると, 振幅が増幅すると同時に波線が次第に上向きとなり, これに伴い震動方向も変化する。このとき, SH波(S波のうち地表面に平行な成分)の震動方向は変化しないが, SV波(S波のうちSH波に垂直な成分)の震動方向は次第に変化して地表付近ではほぼradial成分(図-A.1のr成分)の震動となる。またP波の震動方向は次第に変化して地表付近ではほぼvertical成分(図-A.1のz成分)の震動となる。このような現象はかなり一般的に生じるものと考えられるし, 地震動の方向性を議論する際には重要である。本研究ではモデル1を用いることによりこのような現象が再現されることを期待している。特に逆断層の場合にはSV波が卓越するので, 地表に近づくほどS波速度の小さい現実的な地下構造を採用することが, 地震動

の方向性を議論する際には必須であると考えられる。本報告の2.3(1)~(4)では地下構造としてモデル1を用いる。堆積層の薄い場合には, 地震動の増幅が小さいことが予想される他, 上述の意味での震動方向の変化が生じにくいことが予想される。モデル2はこのような場合の地震動の方向性を検討するために用いられる。この結果を2.3(5)で報告する。

モデル1, モデル2はともに水平成層構造であるため, エッジ生成波(堆積盆地の端部にS波が入射することによって発生し, 堆積盆地内に向かって伝播する地震波)など媒質の水平方向の不均質に由来する地震波は再現されない。しかしながら, 直達S波(サイトのほぼ真下までは震源から最短距離で伝播し, そこから鉛直方向に伝播してサイトに到るS波)についてはこれらのモデルで十分に再現される。既往の研究(例えばKawase, 1996; 川瀬他, 1998)によると, 震源近傍の地震動への寄与が最も大きいのは直達S波であり, 水平方向の不均質が原因で生じるエッジ生成波などの地震波の寄与が直達S波の寄与を上回することは考えにくい。1995年兵庫県南部地震における震災の帯の成因は直達S波とエッジ生成波の増幅的干渉であったと考えられている(Kawase, 1996)が, その際, エッジ生成波の寄与は直達S波の寄与の50%程度であったと推定されている(Kawase, 1996)。そこで, 本研究において震源近傍の地震動の方向性を検討する際に主に直達S波の再現をねらって水平成層構造を用いることは十分に妥当であると考えられる。なお, 媒質の水平方向の不均質が地震動の方向性に及ぼす影響については3.で強震観測記録に基づいた検討を行う中であらためて議論する。

#### (5) 評価の対象とする振動数成分

理論的な地震動評価手法の高振動数成分への適用は次の二つの理由により制限を受ける。第一に, 理論的な地震動評価に用いられる運動学的な断層モデルは比較的低い振動数成分を対象としている。このような断層モデルから計算される地震動は高周波側において $\omega^{-3}$ に比例して減少する。ところが, 実際に観測される地震動は高周波側において $\omega^{-2}$ に比例して減少することが知られている。このことは, 地震の震源が実際には運動学的断層モデルで記述されるよりも複雑な性質を有していることを示している。また, 震源からの各方位への地震動の放射特性についてみても, 図-6に示されるように, 約2Hz以下の振動数成分の放射特性は四つ葉のクローバー型を示して理論的な放射特性にほぼ一致するが, 高振動数成分の放射特性は一様である(Kamae and Irikura, 1992)。第

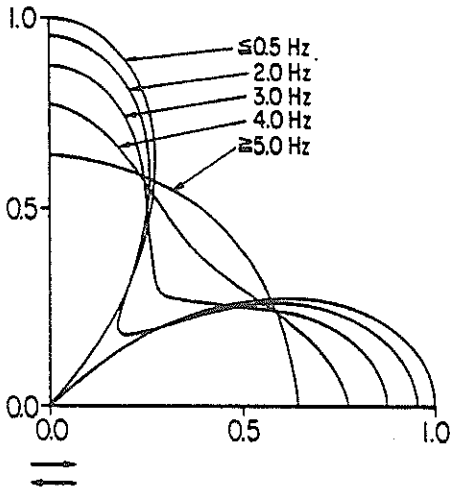


図-6 周波数依存型の放射特性 (Kamae and Irikura, 1992)

二に、理論的な地震動評価手法を現実の地下構造に適用する場合、高振動数成分の計算を可能とするほど高い解像度で地下構造のモデル化を行うことは現状では困難である。

理論的な地震動評価手法の高振動数側への適用限界を考慮して、本研究においても理論的な地震動評価手法の適用対象振動数の上限を設定する必要がある。本研究においては、既往の研究事例 (Nozu and Uwabe, 2000) から判断して運動学的断層モデルは 2Hz 程度までは適用可能であると考えられること、また Kamae and Irikura (1992) が提案した周波数依存型の放射特性においても、2Hz 以下の振動数成分はほぼ四つ葉のクローバー型の理論的な放射特性を示すことから、理論的な地震動評価手法の適用対象振動数の上限を 2Hz とする。地下構造の精度については、本研究においては水平成層のモデル地下構造を対象として計算を行うこととしており、現実の地下構造を対象としているのではないから、地下構造に関する情報の不足が計算対象振動数の上限を規定することは十分に検討する必要があるため、この点については 3. において震源近傍で得られた強震記録に基づいた検討を行う中であらためて議論する。

既往の研究 (野津他, 2000) においては、ケーソン式岸壁の地震時の変形量を予測する上で重要な地震動の振動数成分は 2Hz 以下であるとの検討結果が報告されており、ここで理論的評価の対象とする振動数成分は、ケーソン式岸壁の変形を支配する振動数成分と重なっていると考えられる。

## 2.2 地震動の評価手法

地震動の評価には水平成層構造の Green 関数を用いる。このとき、震源から放射される球面波を波数積分の形に置き換え、さらにこれを離散化する課程は Bouchon (1981) の文献に従う。また、水平成層構造内での地震波の透過/反射を波数毎、周波数毎に計算する手法としては Luco and Apsel (1983) の定式化を採用している。以下、計算手法について一通り説明する。

### (1) せん断食い違い型の震源による波動場

せん断食い違い型の点震源による水平成層構造内の波動場は、付録 C で述べる単位インパルス力  $\delta(t)\delta(\xi)$  による波動場 (Green 関数) から以下のように求めることができる。まず、せん断食い違い型の点震源による波動場は互いに直交する反対向きのモーメントを持つ 2 組の偶力 (ダブルカップル, 図-7) による波動場に等しいことが理論的に明らかにされているので (Aki and Richards, 1980; 佐藤, 1994), せん断食い違いに対する波動場を計算するには、これをダブルカップルによる波動場に置き換えて計算することが普通である。モーメントの大きさはせん断食い違いの大きさに対応して  $M_0(t) = \mu D(t)S$  で与えられる。ここに  $\mu$  はラメ定数、 $D(t)$  はせん断食い違いの大きさで時間の関数、 $S$  は食い違いの生じる領域の面積である。実際の地震では時々刻々せん断食い違いが拡大してゆくので、対応するモーメントの大きさも時々刻々大きくなってゆく。

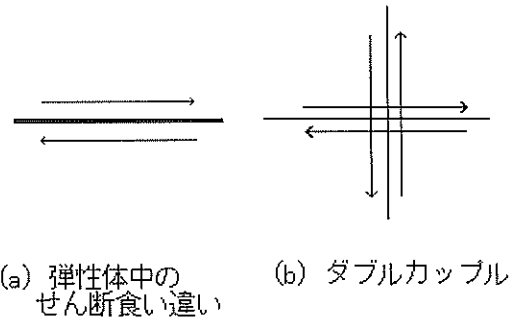


図-7 せん断食い違いによる波動場は、互いに直交する反対向きのモーメントをもつ二組の偶力 (ダブルカップル) による波動場に等しい。

ダブルカップルを構成する二組のシングルカップルのうちの一つを作用させることは、単位インパルスを作用させることと次の二つの点で異なっている。ひとつは空間的な相違であり、シングルカップルは互いに非常に

近接した2つの作用点に反対方向の集中荷重を作用させることに相当する。もう一つの相違は時間的な相違であり、単位インパルス力は瞬間的な載荷であるのに対して、シングルカップルは時間的に次第に大きくなる載荷である。この結果、ダブルカップルによる波動場は、単位インパルス力による波動場を作用点に関して偏微分し、モーメントとの合積を計算することにより得られる。すなわち次式が成立する (Aki and Richards, 1980; 佐藤, 1994)。

$$u_n(x, \xi, t) = M_{pq}(t) * \frac{\partial}{\partial \xi_q} G_{np}(x, \xi, t) \quad (1)$$

ここに、 $u_n(x, \xi, t)$  は時刻  $t=0$  に作用点  $\xi$  に作用するダブルカップルによって観測点  $x$  に時刻  $t$  に生じる変位の  $n$  成分である。 $G_{np}(x, \xi, t)$  は時刻  $t=0$  に作用点  $\xi$  に作用する  $p$  方向の単位インパルス力によって観測点  $x$  に時刻  $t$  に生じる変位の  $n$  成分である。 $M_{pq}(t)$  はモーメントテンソルの  $pq$  成分である。 $*$  は合積を示す。

モーメントテンソルの各成分は  $x$  軸の正方向が北に一致するような座標系では次式で与えられる (Aki and Richards, 1980)。

$$\begin{aligned} M_{xx}(t) &= -M_0(t) (\sin \delta \cos \lambda \sin 2\phi + \sin 2\delta \sin \lambda \sin^2 \phi) \\ M_{yy}(t) &= M_0(t) (\sin \delta \cos \lambda \cos 2\phi + \frac{1}{2} \sin 2\delta \sin \lambda \sin 2\phi) \\ M_{zz}(t) &= -M_0(t) (\cos \delta \cos \lambda \cos \phi + \cos 2\delta \sin \lambda \sin \phi) \\ M_{yx}(t) &= M_{xy}(t) \\ M_{yy}(t) &= M_0(t) (\sin \delta \cos \lambda \sin 2\phi - \sin 2\delta \sin \lambda \cos^2 \phi) \\ M_{yz}(t) &= -M_0(t) (\cos \delta \cos \lambda \sin \phi - \cos 2\delta \sin \lambda \cos \phi) \\ M_{xz}(t) &= M_{zx}(t) \\ M_{xy}(t) &= M_{yx}(t) \\ M_{xz}(t) &= M_0 \sin 2\delta \sin \lambda \end{aligned} \quad (2)$$

ここに  $\phi$  は走向 (strike),  $\delta$  は傾斜 (dip),  $\lambda$  はすべり角 (rake) である。

実際の計算は周波数領域で行う。本報告ではフーリエ変換と逆変換を一貫して次式により定義する。

$$\hat{f}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt \quad (3)$$

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{f}(\omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (4)$$

ここには  $f(t)$  任意の時間関数、 $\hat{f}(\omega)$  はそのフーリエ変換である。

式 (1) の合積は周波数領域で次式により計算される。

$$u_n(x, \xi, \omega) = M_{pq}(\omega) \frac{\partial}{\partial \xi_q} G_{np}(x, \xi, \omega) \quad (5)$$

ここに  $u_n(x, \xi, \omega)$  はダブルカップルによる波動場のフーリエ変換、 $M_{pq}(\omega)$  はモーメントテンソルのフーリエ変換、 $G_{np}(x, \xi, \omega)$  は周波数領域の Green 関数で具体的には式 (C1) および式 (C28) で与えられる。本研究では、式 (5) の右辺の偏微分のうち震源の  $x$  座標および  $y$  座標に関する偏微分については有限差分近似とし、震源の  $z$  座標に関する偏微分については精度を確保する必要から解析的に実施する。

有限の広がりを持つ震源による波動場は、震源断層面を震源要素に分割し、個々の震源要素は点震源であると見なして、点震源による波動場を重ね合わせることでより得られる。

## (2) 媒質の減衰の考慮

本計算手法は周波数領域の計算手法であるから、媒質の減衰は弾性波速度に虚部を導入することにより容易に考慮することができる。具体的には単位インパルス力に対する波動場の計算 (付録 A ~ C) において  $\alpha$ ,  $\beta$  を

$$\begin{aligned} \alpha' &= \alpha \left( 1 + \frac{i}{2Q_p} \right) \\ \beta' &= \beta \left( 1 + \frac{i}{2Q_s} \right) \end{aligned} \quad (6)$$

で置き換えればよい。ここに  $\alpha'$ ,  $\beta'$  はそれぞれ複素 P 波速度と複素 S 波速度、 $Q_p$ ,  $Q_s$  はそれぞれ P 波、S 波に対する Q 値である。フーリエ変換を式 (3) で定義している関係上、弾性波速度に導入する虚部は正でなければならない。弾性波速度に虚部が導入されることに伴い媒質のラメ定数にも虚部が導入される。なお、本手法では周波数に依存する Q 値を考慮することは容易であるが、以下に述べる計算事例では周波数に依存しない Q 値を用いている。

## (3) Phinney 法

付録 C の式 (C23) (C30) および (C35) の震源項を計算しようとするとき、媒質に減衰が無い場合には、特定の波数に対して  $\nu_n$  や  $\gamma_n$  が 0 となり計算が事実上不可能となる。このことを防止するため、本計算手法では Phinney 法 (Phinney, 1965) を用いている。これは角振動数  $\omega$  に虚部を導入する方法である。この方法は次のように説明される。

任意の時間関数  $f(t)$  に時間とともに減少する項  $e^{-\lambda t}$  をかけた関数  $f(t)e^{-\lambda t}$  のフーリエ変換を  $\hat{f}_\lambda(\omega)$  とすると、式 (3), (4) より次式が成立する。

$$\hat{f}_\lambda(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} (f(t)e^{-\lambda t})e^{-i\omega t} dt \quad (7)$$

$$f(t)e^{-\lambda t} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{f}_\lambda(\omega)e^{i\omega t} d\omega \quad (8)$$

ここに  $\lambda$  は正の定数とする。ここで

$$\omega' = \omega - \lambda i \quad (9)$$

とおくと、式 (7) より次式が成立する。

$$\hat{f}_\lambda(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t)e^{-i\omega' t} dt \quad (10)$$

この右辺は、フーリエ変換の定義式 (3) において  $\omega$  を  $\omega'$  に置き換えたものに他ならない。すなわち、

$$\hat{f}_\lambda(\omega) = \hat{f}(\omega') \quad (11)$$

である。式 (11) を式 (8) に代入すると次式を得る。

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{f}(\omega')e^{i\omega' t} d\omega' \quad (12)$$

すなわち  $\hat{f}(\omega')$  に式 (4) を適用して  $f(t)$  を求めるかわりに  $\hat{f}(\omega')$  に式 (12) を適用して  $f(t)$  を求めることができる。

本計算手法では周波数領域での演算をすべて複素数  $\omega'$  に対して行うこととする。このようにすると、仮に媒質に減衰が無い場合であっても、 $\nu_{ij}$  や  $\gamma_{ij}$  は常に複素平面上の第 4 象限にあり 0 にはならないので、式 (C23)

(C30) および (C35) の震源項を計算しようとするときに破綻が生じない。また  $\omega=0$  の場合を別扱いする必要がないというメリットもある。このとき式 (5) の合積は次式に置き換わる。

$$u_{ij}(x, \xi, \omega') = M_{pq}(\omega') \frac{\partial}{\partial \xi_q} G_{np}(x, \xi, \omega') \quad (13)$$

$\lambda$  の具体的な値は Bouchon (1970) を参考に

$$\lambda = \frac{\pi}{T_w} \quad (14)$$

とした。ここに  $T_w$  は波形を求めようとする時間ウィンドウである。

#### (4) 計算手法の妥当性

以上のアルゴリズムに基づいて水平成層構造の理論地震動を計算する FORTRAN コードを新しく開発したので、計算精度の確認を行うため例題計算を行った。例題は久田 (1997) がとりあげているもので、地下構造モデルとしては表-3 のものを採用している。

表-3 例題計算に用いた地下構造モデル

層厚 (m)	Vp (m/s)	Qp	Vs (m/s)	Qs	密度 (ton/m <sup>3</sup> )
2500	3900	100	2200	50	2.5
1000	5100	200	2700	100	2.6
12500	6000	300	3500	150	2.7
16000	6800	500	3800	250	2.9
$\infty$	7600	500	4250	250	3.1

震源の条件は、X が北、Y が東、Z が鉛直下向きに対応するような座標系に対して震源位置 (m) は (X, Y, Z) = (0, 0, 1000)、走向  $\phi=220^\circ$ 、傾斜  $\delta=50^\circ$ 、すべり角  $\lambda=20^\circ$ 、地震モーメント  $M_0=5.0 \times 10^{23}$  dyne · cm、ライズタイム  $T_r=0.4$ s である。この場合、式 (2) に示すモーメントテンソルの各成分がまんべんなく含まれるので、計算精度の確認には都合がよい。観測点位置 (m) は (X, Y, Z) = (17430.0, -199239.0, 0) である。食いだいの時刻歴は傾斜関数とした。すなわち食いだい速度が箱型関数である (図-8)。

図-9 に変位の radial 成分 (図-A.1 の  $r$  成分)、transverse 成分 (図-A.1 の  $\theta$  成分)、vertical 成分 (図-A.1 の  $z$  成分) の計算結果を示す。図-9 には Hisada (1993, 1995a, 1995b)、久田 (1997) がインターネット上で公開している解析コードによる計算結果を同時に示している。両解析コードによる計算結果は非常に良く一致しており、本 FORTRAN コードの計算精度が良好であることが確認できる。なお久田 (1997) は同じ例題について久田の解析コードによる結果と Saikia (1994) の解析コードによる結果とを比較し、両解析コードの結果が良く一致することを指摘した上で、①後続波形部分に少し位相のずれが見られること、② Saikia の結果には波形の尾部にノイズが見えることを指摘している。この原因について久田は Saikia の解析コードが Phinney 法を採用していることによるのではないかと指摘しているが、本計算手法は Phinney 法を採用しているにもかかわらず、後続波形の



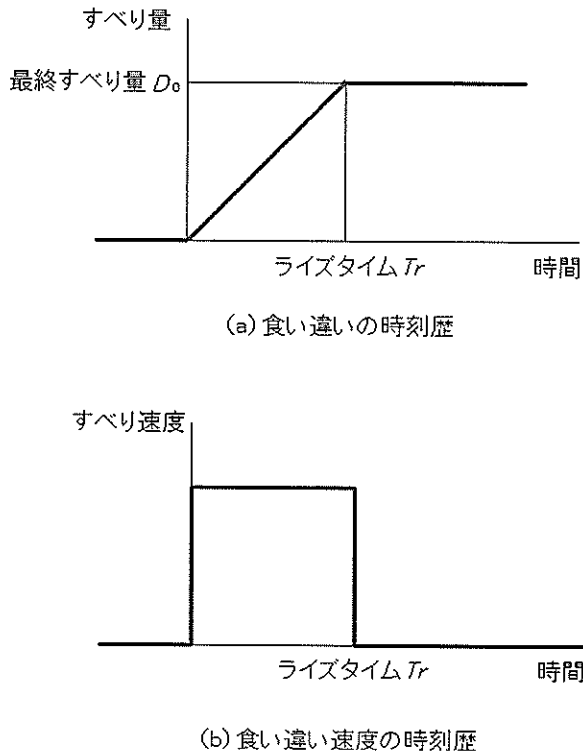


図-8 食い違いの時刻歴

位相は久田の解析コードと一致しており、波形の尾部にもノイズは見られない。従って Saikia の解析コードによる後続波形の位相のずれおよび波形の尾部のノイズについては Phinney 法とは別な理由があるはずである。

これまで述べてきたように本研究で採用しているアルゴリズムは Bouchon (1981) のアルゴリズムと Luco and Apsel (1983) による水平成層構造の波動伝播計算法を結びつけたものであるが、これを Hisada (1993, 1995a, 1995b), 久田 (1997) のアルゴリズムと比較すると次のような相違が指摘できる。

第一の相違は波数積分の方法に関するものである。本研究のアルゴリズムにおいても久田のアルゴリズムにおいても、例えば式 (A4) のような形をした  $k$  に関する積分を計算していることには変わらない。ただ、本研究のアルゴリズムでは  $\Delta k$  が式 (A8) により固定されてる。このことは長所でもあり欠点でもある。式 (A8) で与えられる固定された  $\Delta k$  を用いているがゆえに、得られる変位は少なくとも点震源に対しては厳密解であるが、その反面計算時間がかかる。一方久田のアルゴリズムでは  $\Delta k$  を合理的に設定して精度良くかつ短時間で計算を実施しようとしているので、計算時間は短い、 $\Delta k$  の設定は十分慎重に行う必要がある。

第二の相違は Phinney 法である。久田のアルゴリズム

は Phinney 法を採用していないので、減衰の無い媒質には適用できない。本研究のアルゴリズムは Phinney 法を採用しているので減衰のない媒質にも適用できる。

第三の相違は震源項に関する相違である。本研究で採用している Luco and Apsel (1983) の方法では震源を記述する項に高周波数で発散しやすい指数関数の項が残っている。久田は震源の深さに仮定の層境界を設け、そこにステップ応力条件を導入することでこの問題を解決している。本研究では、震源を仮定の地層境界で挟み込んで震源を含む層の層厚を十分に小さくすることによりこの問題に対処している。

第四の相違は震源と観測点の深さが近い場合についてである。久田のアルゴリズムにおいては波数積分に解析的な漸近解を導入することで震源と観測点の深さが近い場合に生じる数値不安定の問題を解決している。本研究で採用しているアルゴリズムは震源と観測点の深さが非常に近い場合には適用できない。ただし地震工学への応用では震源が深く観測点が浅い場合が多いから、この問題が発生することはまずない。環境振動問題など浅い振源が問題になる場合にはこの問題が重要となる。

## 2.3 パラメトリックスタディーの結果

### (1) 震源メカニズムの影響

ここでは地下構造モデル 1 (すなわち堆積層の厚いモデル) の基盤内に破壊領域があり、破壊領域の平均深さは 8km、破壊領域のサイズは 8km × 8km であるとする。破壊開始点は破壊領域下端のコーナーとし、破壊伝播は同心円状 (radial) であるとする。破壊領域の上端で破壊が始まり下方に伝播することもあり得るが、その場合には地震動の指向性により地表付近には大きな地震動が生じないので、工学的には破壊が深部に始まり上方に伝播するケースを考えておけば十分である。破壊伝播速度は  $V_s=2.8\text{km/s}$  とする。最終すべり量は 1.92m、ライズタイムは  $T_r=1.2\text{s}$  とする。モデル 1 の基盤の物性を用いて地震モーメントを計算すると  $3.4 \times 10^{25}\text{dyne-cm}$  である。応力降下量は 163bars である。

昨今の強震動地震学の知見によれば、大地震の震源近傍の地震動評価には、アスペリティーと呼ばれる特にすべり量の大きい領域で発生する地震動を評価することが重要である。ここでの計算に用いる破壊領域は、内陸活断層で発生する大地震のトータルとしての破壊を表現したものではなく、大地震に含まれる複数のアスペリティーの一つをモデル化したものである。上述した破壊のパラメタは釜江・入倉 (1997) による兵庫県南部地震の震

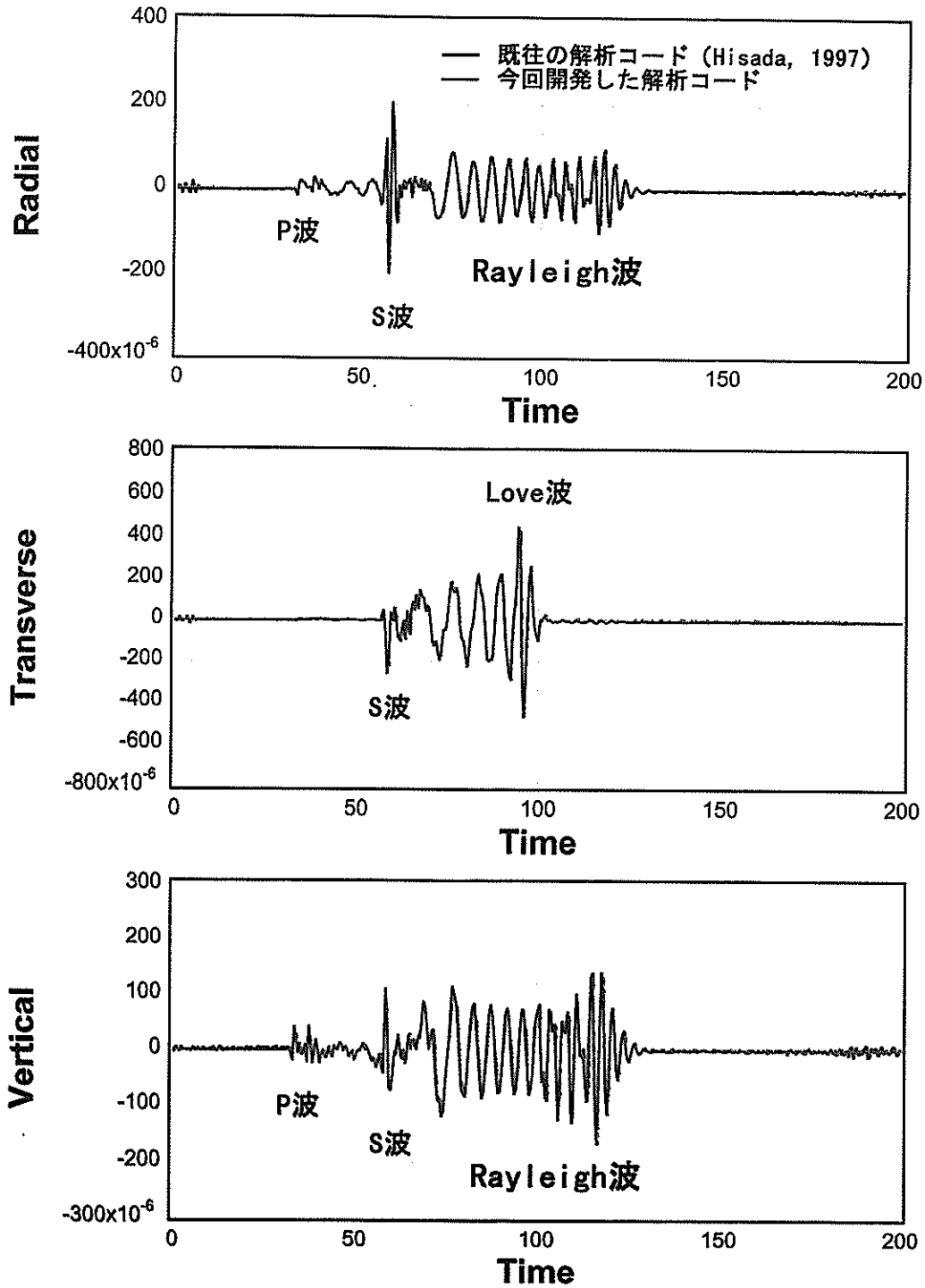


図-9 本研究で用いる解析コードと久田 (1997) の解析コードの結果の比較

源モデルのアスペリティのパラメタを参考に、内陸で発生する大地震のアスペリティ・パラメタとして典型的な数値を選んだものである。なお、アスペリティの平均深さ、サイズ、ライズタイムが異なる値をとる場合の影響については(2)以降で報告することとし、(1)ではこれらのパラメタは一定値に保ちながら、震源メカニズム（傾斜とすべり角の組み合わせ）のみを変化させてその影響を調べる。

傾斜およびすべり角の変域は2.1での考察に基づき表-4に示す8通りとした。これらの数値は図-5に示すようにわが国の内陸で生じる大地震の震源メカニズムとして現実的な数値を選んだものである。

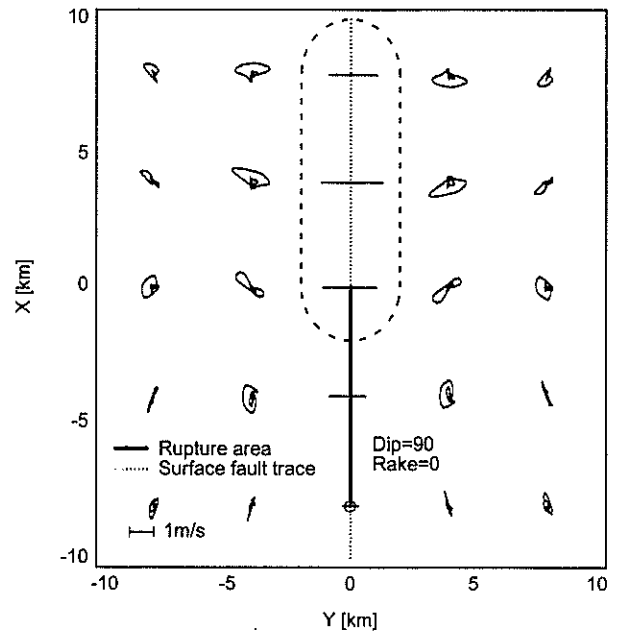
表-4 震源メカニズムの影響の検討に用いる  
傾斜とすべり角の組み合わせ

傾斜		すべり角		結果
$\delta$	$\lambda$			
90	0	☒	-10	
80	30	☒	-11	
70	60	☒	-12	
60	90	☒	-13	
30	90	☒	-14	
40	60	☒	-15	
50	30	☒	-16	
60	0	☒	-17	

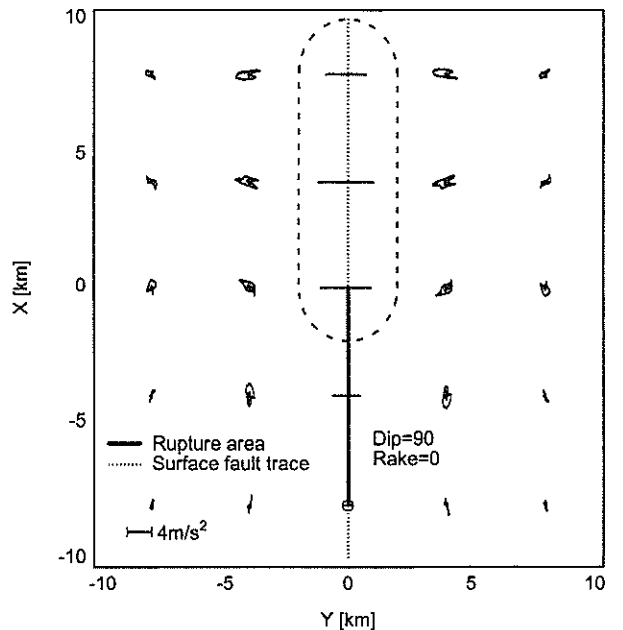
仮定したアスペリティに対して、地表面上に配した25箇所の格子点における変位波形を2.2で述べた方法で計算する。震源時間関数は1次関数とし、計算対象振動数は2Hz以下とする。速度波形と加速度波形は変位波形を時間領域で微分して求める。以下に述べる計算結果はすべて2Hz以下の振動数成分に関する結果であることには注意を要する。

まず、純粋な横ずれ断層（ $\delta=90^\circ$ 、 $\lambda=0^\circ$ ）の結果について報告する。

図-10(a)、(b)は地震動の水平面内の軌跡を求めたものである。(a)は速度、(b)は加速度である。なお、ここでは港湾構造物の被害との相関が比較的大きいと考えられる速度と加速度の軌跡を示している。被害との相関が比較的小さいと考えられる変位の軌跡はここでは検討対象外とする。変位の軌跡については4.においてあらためて考察する。図中において点線は断層面と地表面の交線として定義される断層線を示す。また実線は破壊領域の地表への投影を示す。図中には破壊開始点の地表面への投影を同時に示す。



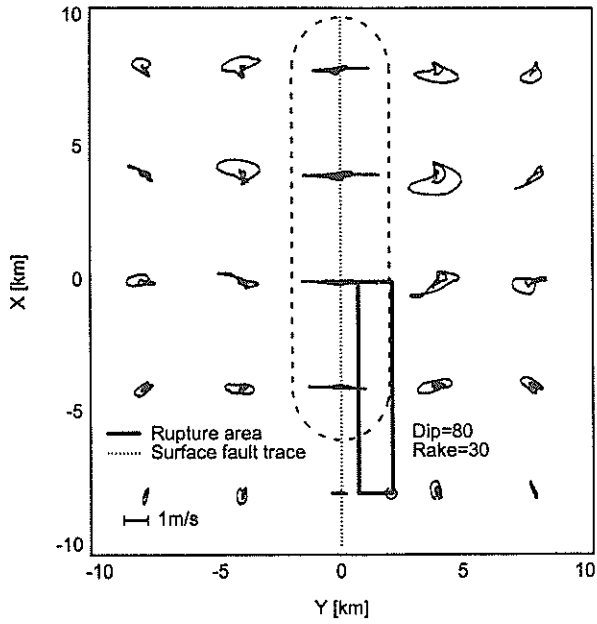
(a) 速度の軌跡 (2Hz 以下)



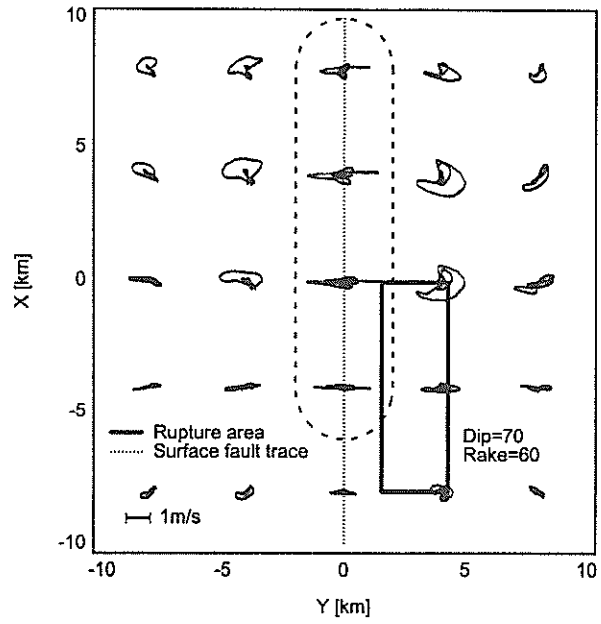
(b) 加速度の軌跡 (2Hz 以下)

図-10 地震動の水平面内の軌跡（ $\delta=90^\circ$ 、 $\lambda=0^\circ$ ）

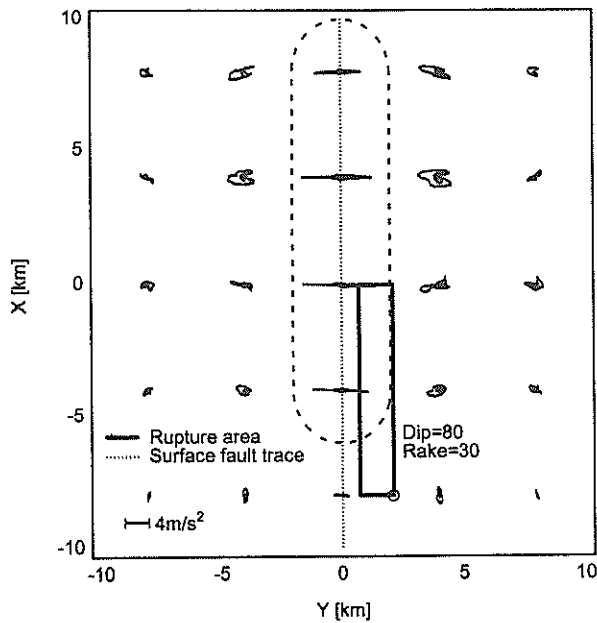
図-10に示すように、断層線に沿い、なおかつ破壊伝播方向（X軸正方向）に相当する破線で囲まれた領域で地震動の振幅が最大となっている。また、この領域において地震動の卓越方向は断層線に直交する方向となっている。このような特徴は地震動の指向性（directivity）によるものである（瀨藤，1996；Somerville，1997）。すなわち、X軸正方向はS波の理論的な radiation pattern が最大となる方向の1つに相当している（図-6）、個々



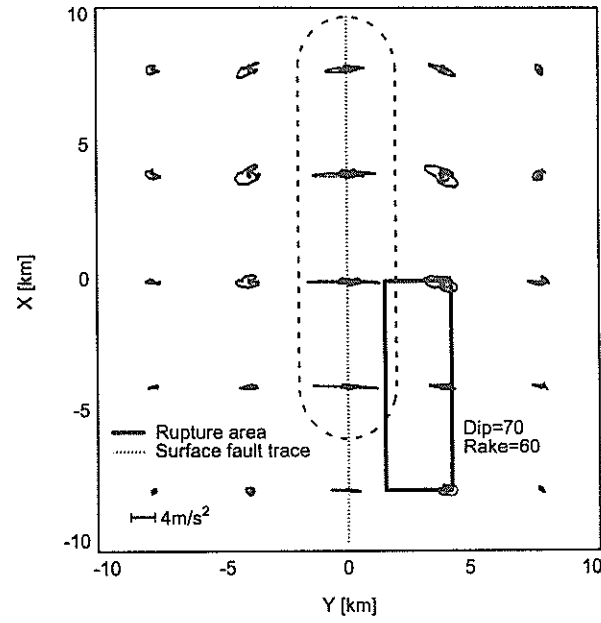
(a) 速度の軌跡 (2Hz 以下)



(a) 速度の軌跡 (2Hz 以下)



(b) 加速度の軌跡 (2Hz 以下)



(b) 加速度の軌跡 (2Hz 以下)

図-11 地震動の水平面内の軌跡 ( $\delta=80^\circ$ ,  $\lambda=30^\circ$ )

の震源要素からこの方向に放射される S 波 (この場合には SH 波) が強く、かつ、破壊伝播速度が S 波速度と大きく異なることから破壊伝播方向の観測点では各震源要素からの SH 波がほぼ同時に到来することになり、大振幅の地震動が発生するものである。断層線から 4km ほど離れた領域では走向直交成分の卓越性は弱まり、断層線から 8km ほど離れると走向平行成分が卓越している場所もある。しかし、これらの領域では振幅の絶対値

図-12 地震動の水平面内の軌跡 ( $\delta=70^\circ$ ,  $\lambda=60^\circ$ )

はさほど大きくない。以上の傾向は速度と加速度の軌跡に共通して見られるが、加速度の軌跡においては断層線付近と比較して断層線からやや離れた領域の振幅が相対的に小さくなっており、断層線付近における走向直交成分の大きさがより強調される結果となっていることが特徴である。

次に、純粋な逆断層の結果について報告する。

図-13 (a), (b) は純粋な高角逆断層の場合 ( $\delta =$

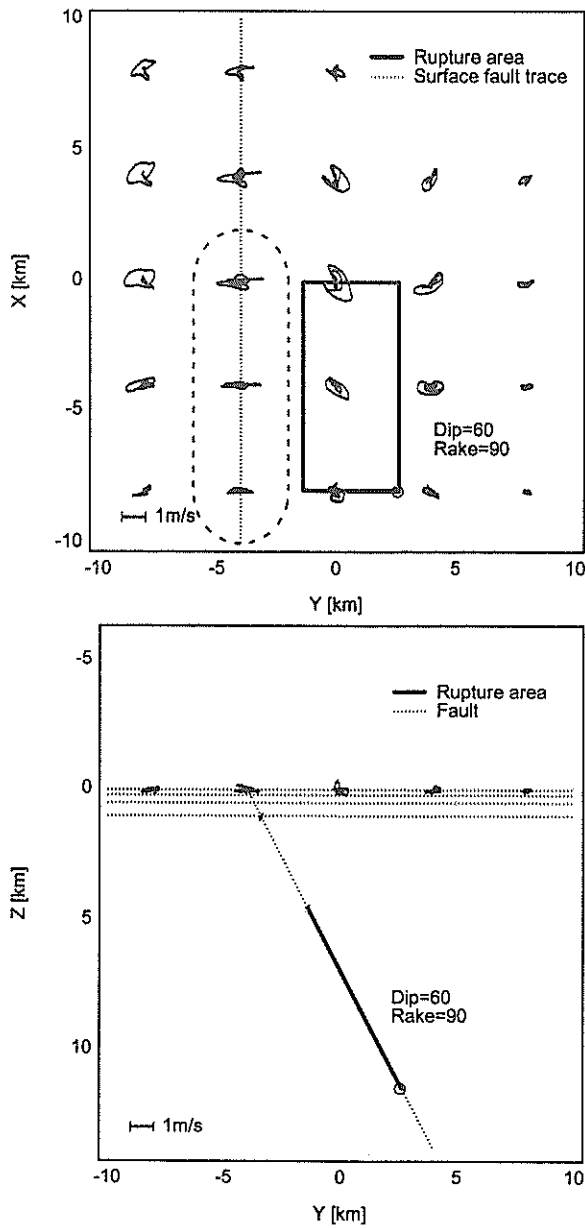


図-13 (a) 水平面内 (上) と鉛直面内 (下) の加速度の軌跡 ( $\delta=60^\circ$ ,  $\lambda=90^\circ$ , 2Hz 以下)

$60^\circ$ ,  $\lambda=90^\circ$ ) の地震動の軌跡を求めたものである。

(a) は速度, (b) は加速度である。ここでは地震動の水平面内の軌跡 (上段) とともに鉛直面内 ( $X=-8\text{km}$ ) の軌跡 (下段) を示している。水平面内の軌跡を示す図において点線は断層面と地表面の交線として定義される断層線である。また実線は破壊領域の地表への投影を示す。図中には破壊開始点の地表面への投影を同時に示す。

まず鉛直面内の軌跡から見ていく。地震動の指向性によりアスペリティーから破壊伝播方向に強い地震動が放射される。アスペリティーから放射されたばかりの S 波

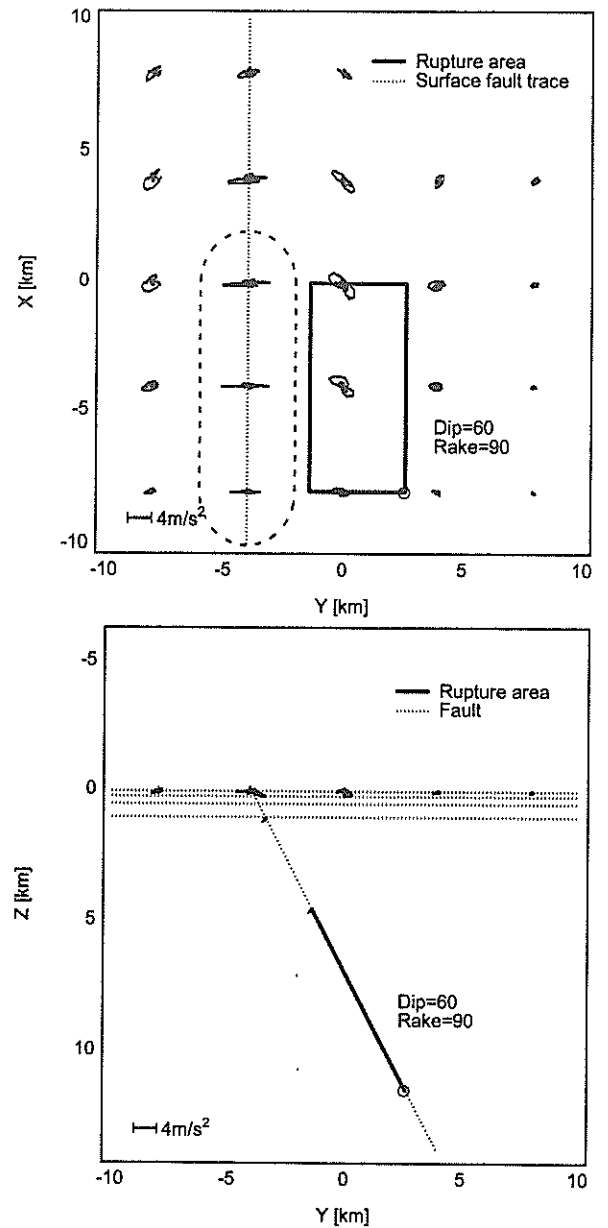
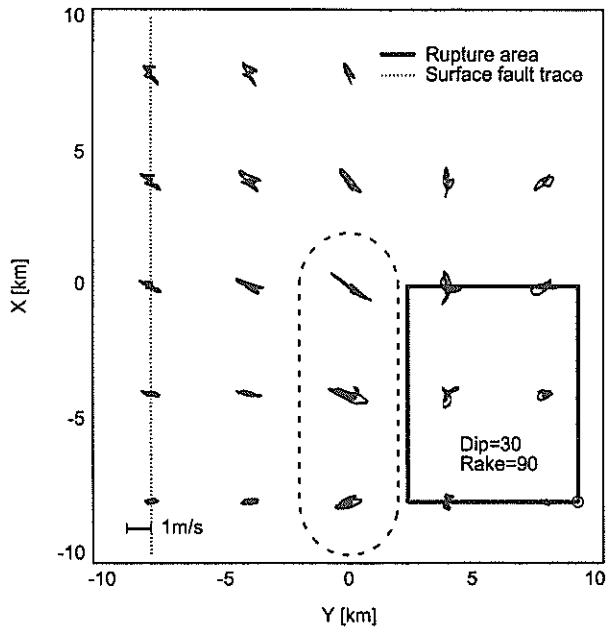
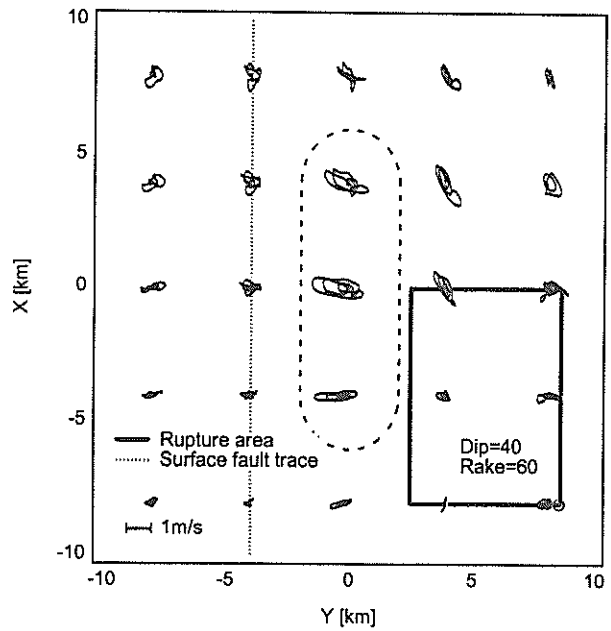


図-13 (b) 水平面内 (上) と鉛直面内 (下) の速度の軌跡 ( $\delta=60^\circ$ ,  $\lambda=90^\circ$ , 2Hz 以下)

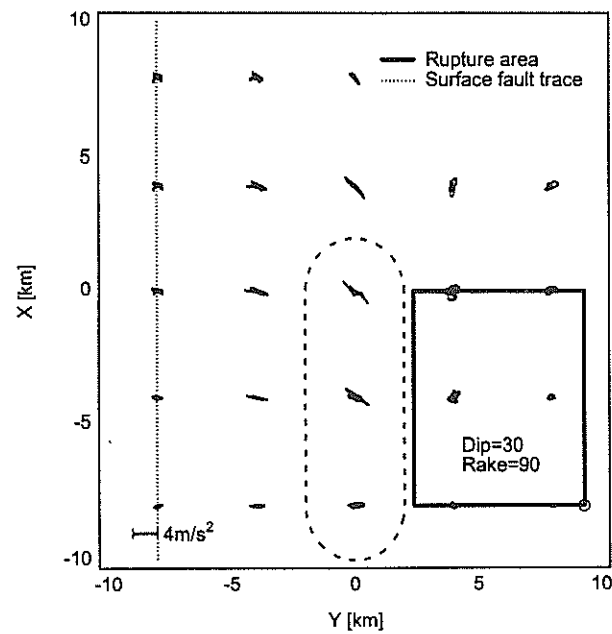
(この場合には SV 波) の振動方向は断層面に直交する方向であり、この方向は水平面と  $30^\circ$  をなす。SV 波が基盤内を伝播する間はその振動方向はかわらず、その振幅はアスペリティーから離れるに従い小さくなる。ところが地震波が堆積層に入ると、その振幅が増幅するとともに、振動方向は水平面と平行に近くなる。これは堆積層内では SV 波の波線が次第に上を向くためである。このような振動方向の変化は、ある程度厚い堆積層が存在すれば、堆積層の地層構成によらずかなり一般的に見られる現象であると考えられる。



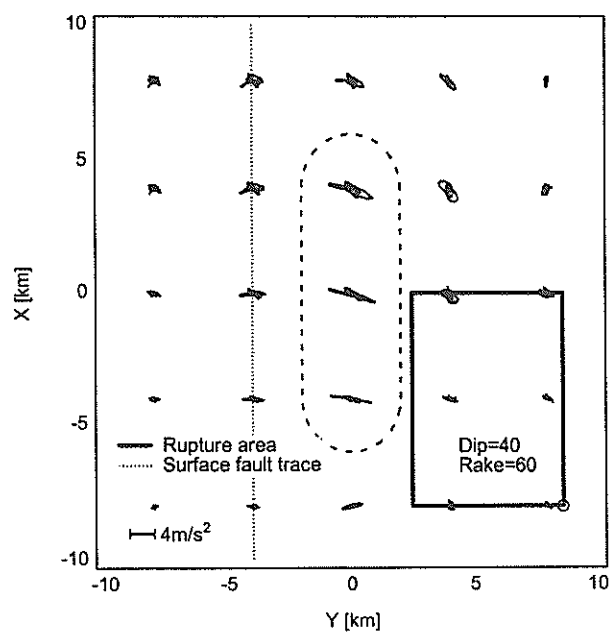
(a) 速度の軌跡 (2Hz 以下)



(a) 速度の軌跡 (2Hz 以下)



(b) 加速度の軌跡 (2Hz 以下)



(b) 加速度の軌跡 (2Hz 以下)

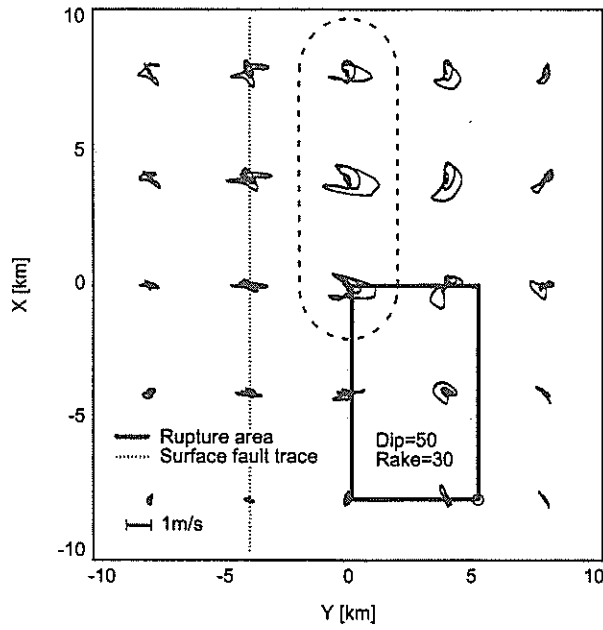
図-14 地震動の水平面内の軌跡 ( $\delta=30^\circ$ ,  $\lambda=90^\circ$ )

この結果、水平面内の軌跡に示すように最も地震動の振幅が大きくなるのは断層面と地表面の交線(断層線)付近の破線で囲んだ領域であり、この領域での地震動の振動方向は断層の走向に直交する方向となる。断層線から離れると走向平行方向の地震動が卓越している領域もあるが、これらの領域では地震動の振幅そのものが小さい。以上の傾向は速度・加速度のいずれの軌跡にも同様に見られるが、加速度の軌跡においては、断層線付近で

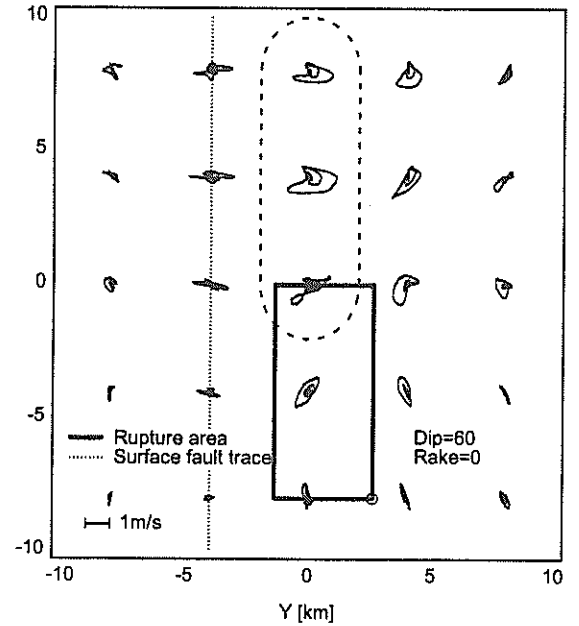
図-15 地震動の水平面内の軌跡 ( $\delta=40^\circ$ ,  $\lambda=60^\circ$ )

の走向直交成分の大きさがより強調される結果となっている。

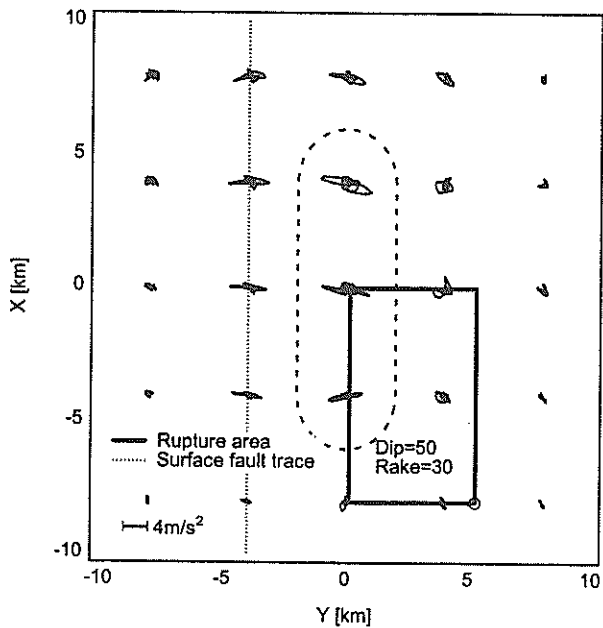
図-14 (a), (b) は純粋な低角逆断層の場合 ( $\delta=30^\circ$ ,  $\lambda=90^\circ$ ) の地震動の水平面内の軌跡を求めたものである。(a) は速度、(b) は加速度である。純粋な高角逆断層の場合と比較すると全体に振幅は小さいが、強いて言えば断層面と地表面の交線(断層線)より 8km ほど上盤側(逆断層では断層面を挟んで一方が他方に乗



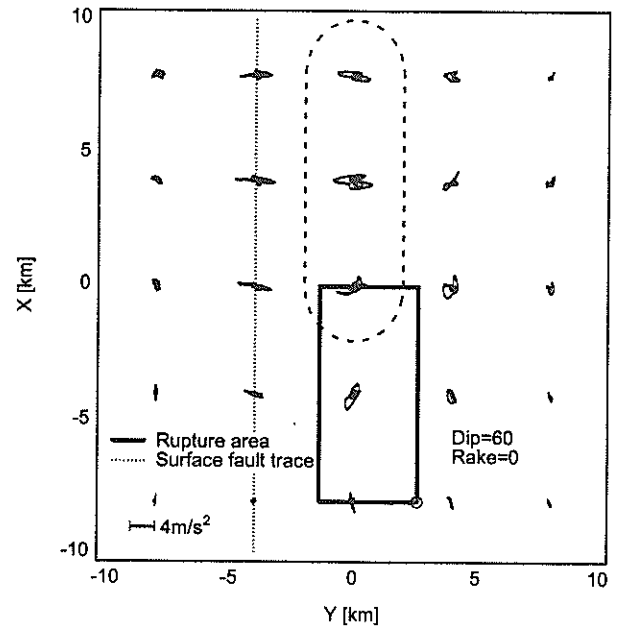
(a) 速度の軌跡 (2Hz 以下)



(a) 速度の軌跡 (2Hz 以下)



(b) 加速度の軌跡 (2Hz 以下)



(b) 加速度の軌跡 (2Hz 以下)

図-16 地震動の水平面内の軌跡 ( $\delta=50^\circ$ ,  $\lambda=30^\circ$ )

り上げるが、このとき乗り上げる側に振幅の大きな領域が生じている(破線で囲った領域)。また、この領域で地震動の振動方向は断層の走向にほぼ直角の方向となっている。なお、振幅が最大となる領域が高角逆断層の場合と異なる理由は次のように説明される。低角逆断層の場合も、高角逆断層の場合と同様、震源から断層面に沿った方向、すなわち断層線 ( $Y = -8\text{km}$ ) の方向に最も強い地震波が放射されることに変わりはない。しかし、

図-17 地震動の水平面内の軌跡 ( $\delta=60^\circ$ ,  $\lambda=0^\circ$ )

断層が低角であるため、この地震波が地表に達するまでにかかなりの距離を伝播する必要があり、振幅が減衰する。一方、断層線から上盤側に 8km 離れた領域では、震源からの放射は少ないけれども、距離が小さいので、断層線付近よりもかえって大きな振幅となる。

以上の検討により純粋な横ずれ断層、純粋な逆断層のいずれの場合も、震源近傍において最も振幅の大きな領域では、走向直角方向の震動が卓越することが明らかに

された。次に、純粋な横ずれ断層と純粋な逆断層の中間的な性質をもつ断層 (oblique fault) について、震源近傍の地震動の方向性を調べる。

図-11 (a), (b) は  $\delta=80^\circ$ ,  $\lambda=30^\circ$  の場合について地震動の水平面内の軌跡を求めたものである。(a) は速度, (b) は加速度である。同図によれば、断層面と地表面の交線 (断層線) 付近に最も振幅の大きな領域が生じており (破線)、この領域では地震動の振動方向は断層の走向に直交する方向となっている。速度と加速度の軌跡の傾向は似ているが、加速度でみると破線で囲った領域での走向直交成分の大きさがより強調される結果となっている。

図-12 (a), (b) は  $\delta=70^\circ$ ,  $\lambda=60^\circ$  の場合について地震動の水平面内の軌跡を求めたものである。(a) は速度, (b) は加速度である。同図によれば、断層面と地表面の交線 (断層線) 付近に最も振幅の大きな領域が生じており (破線)、この領域では地震動の振動方向は断層の走向に直交する方向となっている。速度と加速度の軌跡の傾向は似ているが、加速度でみると破線で囲った領域での走向直交成分の大きさがより強調される結果となっている。

図-15 (a), (b) は  $\delta=40^\circ$ ,  $\lambda=60^\circ$  の場合について地震動の水平面内の軌跡を求めたものである。(a) は速度, (b) は加速度である。同図によれば、断層面と地表面の交線 (断層線) から 4km ほど上盤側に最も振幅の大きな領域が生じており (破線)、この領域では地震動の振動方向は断層の走向に直交する方向となっている。速度と加速度の軌跡の傾向は似ているが、加速度でみると破線で囲った領域での走向直交成分の大きさがより強調される結果となっている。

図-16 (a), (b) は  $\delta=50^\circ$ ,  $\lambda=30^\circ$  の場合について地震動の水平面内の軌跡を求めたものである。(a) は速度, (b) は加速度である。同図によれば、断層面と地表面の交線 (断層線) から 4km ほど上盤側に最も振幅の大きな領域が生じており (破線)、この領域では地震動の振動方向は断層の走向に直交する方向となっている。速度と加速度の軌跡の傾向は似ているが、加速度でみると破線で囲った領域での走向直交成分の大きさがより強調される結果となっている。

図-17 (a), (b) は  $\delta=60^\circ$ ,  $\lambda=0^\circ$  の場合について地震動の水平面内の軌跡を求めたものである。(a) は速度, (b) は加速度である。同図によれば、他のケースと比較して全体に振幅は小さいが、強いて言えば断層面と地表面の交線 (断層線) から 4km ほど上盤側に振幅の大きな領域が生じており (破線)、この領域で地震動の

振動方向は断層の走向に直交する方向となっている。速度と加速度の軌跡の傾向は似ているが、加速度でみると破線の領域での走向直交成分の大きさがより強調される結果となっている。

以上の震源メカニズムの影響に関する検討結果を要約すれば次の通りである。震源のメカニズムに関わらず、震源近傍のある特定の領域で地震動の振幅が卓越する傾向があり、その領域では地震動の振動方向は断層の走向に直交する方向となる。この傾向は速度・加速度の軌跡に共通して見られる。

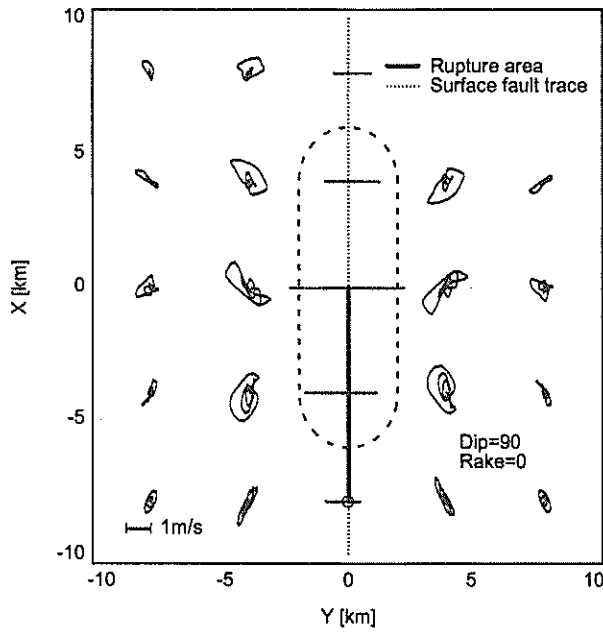
## (2) アスペリティーの平均深さの影響

(1) では震源メカニズムの影響について検討してきた。ここではアスペリティーの平均深さの影響について考えるため、(1) で考えたものよりも浅い、平均深さ 5km のアスペリティーを考える。震源メカニズムとしては純粋な横ずれ断層 ( $\delta=90^\circ$ ,  $\lambda=0^\circ$ ) および純粋な逆断層 ( $\delta=60^\circ$ ,  $\lambda=90^\circ$ ) を考える。他のアスペリティー・パラメタは (1) で考えたものと同じである。

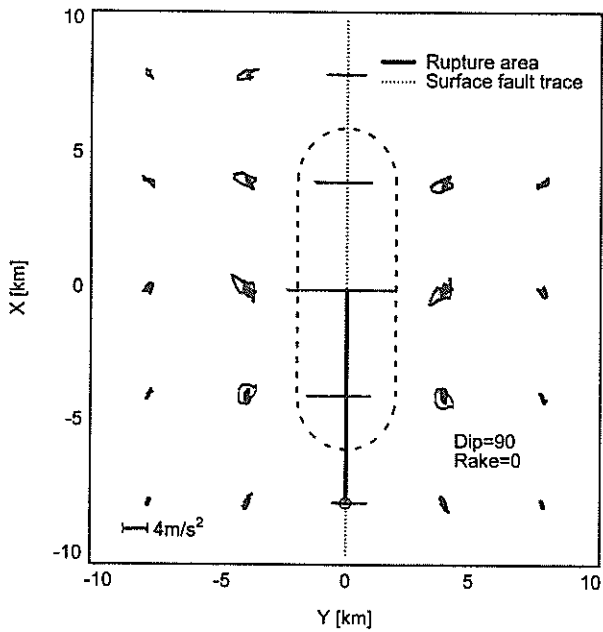
図-18 (a), (b) は横ずれ断層の場合について地震動の水平面内の軌跡を求めたものである。(a) は速度, (b) は加速度である。図中において点線は断層面と地表面の交線として定義される断層線を示す。また実線は破壊領域の地表への投影を示す。図中には破壊開始点の地表面への投影を同時に示す。図-18に示すように、断層線に沿い、なおかつ破壊伝播方向 (X 軸正方向) に相当する破線で囲まれた領域で地震動の振幅が最大となっている。また、この領域において地震動の卓越方向は断層線に直交する方向となっている。断層線から 4km ほど離れた領域では走向平行成分が卓越している場所もある。しかし、これらの領域では振幅の絶対値は相対的に小さい。以上の傾向は速度と加速度の軌跡に共通して見られるが、加速度の軌跡においては断層線付近と比較して断層線からやや離れた領域の振幅が相対的に小さくなっており、断層線付近における走向直交成分の大きさがより強調される結果となっていることが特徴である。平均深さ 8km のアスペリティーの結果 (図-10) と比較すると震源が浅いことに起因して、地震動の振幅が全体に大きい、大振幅の現れる領域がより破壊開始点に近づいている (すなわち X 軸に沿って負の方向に移動している) などの特徴が見られるものの、震動方向の傾向はさほど変わらないことがわかる。

図-19 (a), (b) は純粋な逆断層の場合 ( $\delta=60^\circ$ ,  $\lambda=90^\circ$ ) の地震動の水平面内の軌跡を求めたものである。(a) は速度, (b) は加速度である。水平面内の軌跡





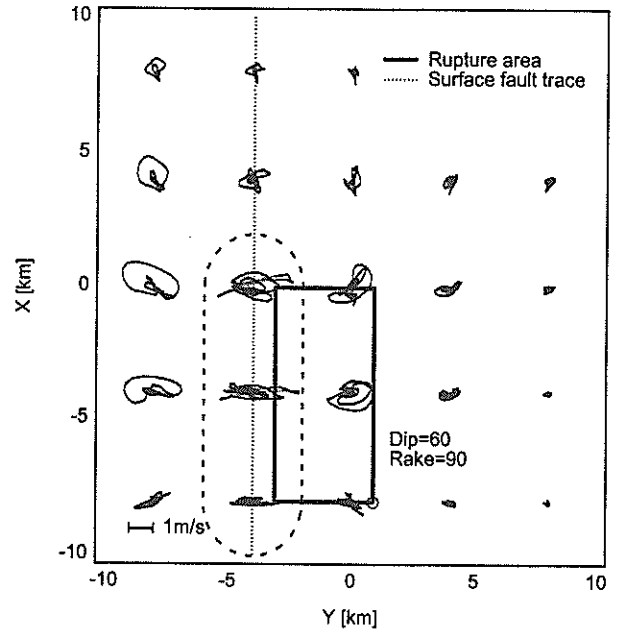
(a) 速度の軌跡 (2Hz 以下)



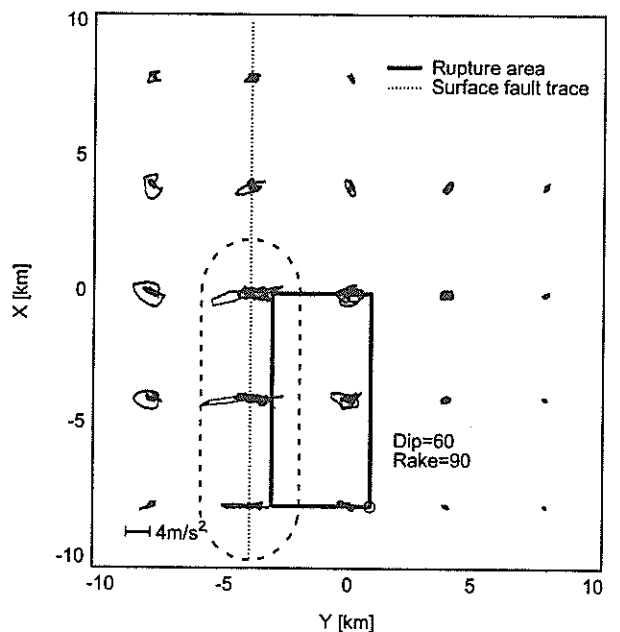
(b) 加速度の軌跡 (2Hz 以下)

図-18 浅いアスペリティーによる地震動の水平面内の軌跡 ( $\delta=90^\circ$ ,  $\lambda=0^\circ$ )

を示す図において、点線は断層面と地表面の交線として定義される断層線である。また実線は破壊領域の地表面への投影を示す。図中には破壊開始点の地表面への投影を同時に示す。図-19に示すように断層面と地表面の交線(断層線)付近の破線で囲った領域で地震動の振幅が最大となっており、また、この領域では地震動の振動方向は断層の走向に直交する方向となっている。以上の傾向



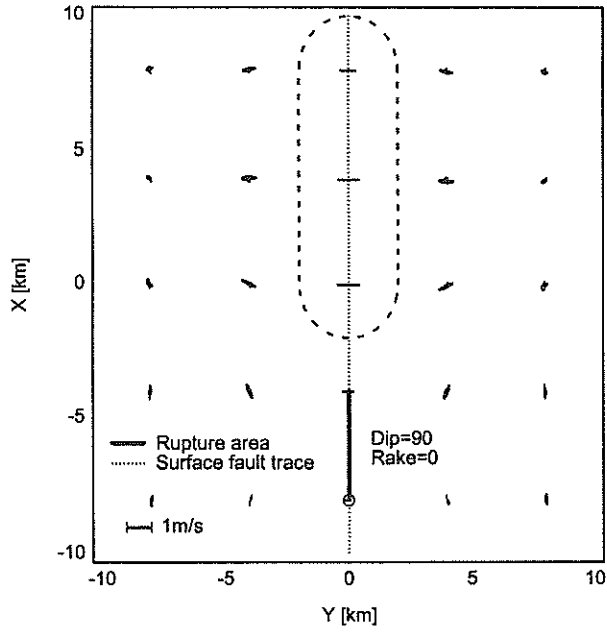
(a) 速度の軌跡 (2Hz 以下)



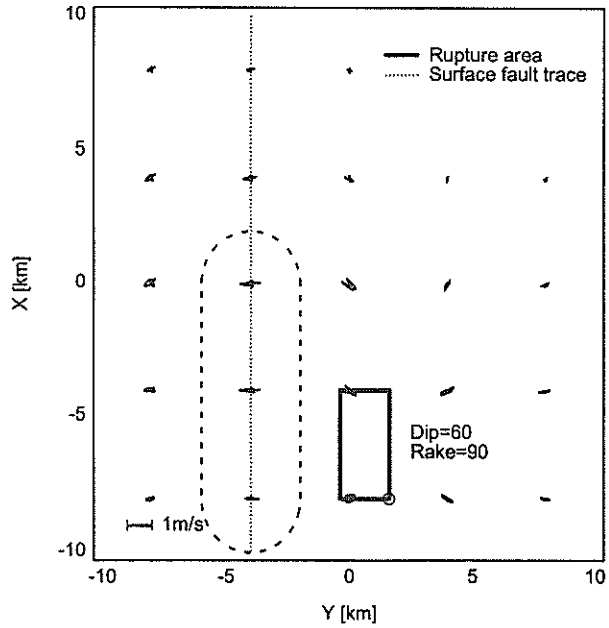
(b) 加速度の軌跡 (2Hz 以下)

図-19 浅いアスペリティーによる地震動の水平面内の軌跡 ( $\delta=60^\circ$ ,  $\lambda=90^\circ$ )

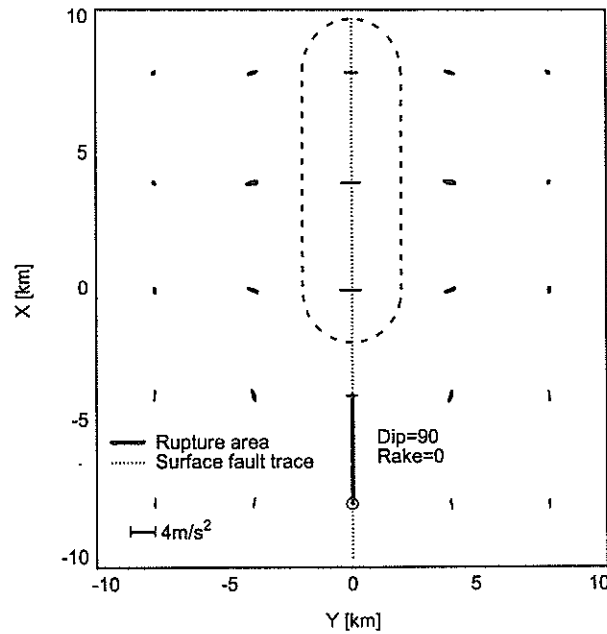
は速度・加速度のいずれの軌跡にも同様に見られるが、加速度の軌跡においては断層線付近での走向直交成分の大きさがより強調される結果となっている。平均深さ8kmのアスペリティーの結果(図-13)と比較すると、震源が浅いことから地震動の振幅は大きくなっているものの、震動方向の傾向はさほど変わらないことがわかる。



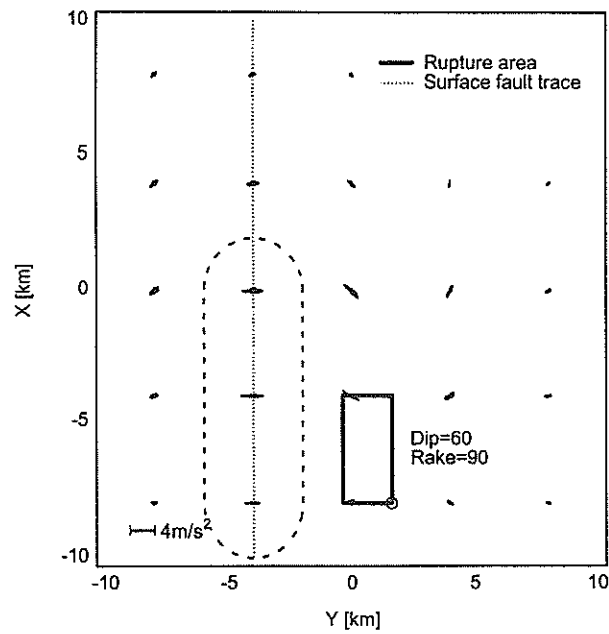
(a) 速度の軌跡 (2Hz 以下)



(a) 速度の軌跡 (2Hz 以下)



(b) 加速度の軌跡 (2Hz 以下)



(b) 加速度の軌跡 (2Hz 以下)

図-20 小さなアスペリティーによる地震動の水平面内の軌跡 ( $\delta=90^\circ$ ,  $\lambda=0^\circ$ )

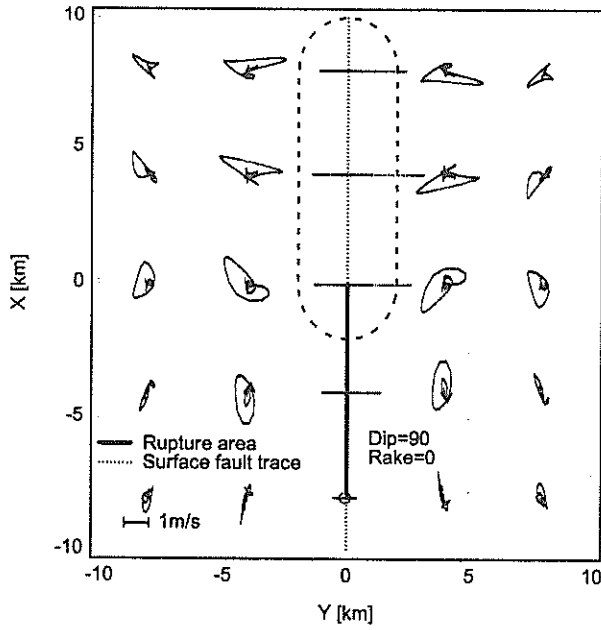
図-21 小さなアスペリティーによる地震動の水平面内の軌跡 ( $\delta=60^\circ$ ,  $\lambda=90^\circ$ )

### (3) アスペリティー・サイズの影響

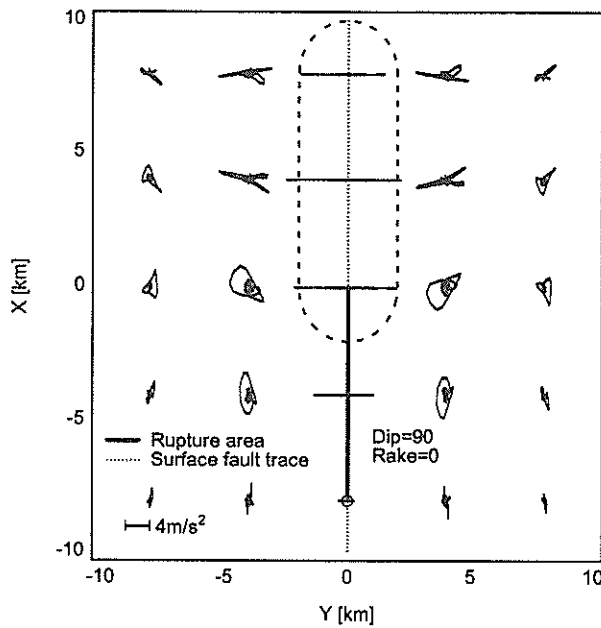
ここではアスペリティーの大きさの影響について検討するため、(1)で検討したものよりも小さい  $4\text{km} \times 4\text{km}$  のアスペリティーを考える。震源メカニズムとしては純粋な横ずれ断層 ( $\delta=90^\circ$ ,  $\lambda=0^\circ$ ) および純粋な逆断層 ( $\delta=60^\circ$ ,  $\lambda=90^\circ$ ) を考える。他のアスペリティー・パラメタは平均深さ (8km) を含め (1) で考えたも

のと同じである。

図-20 (a), (b) は横ずれ断層の場合について地震動の水平面内の軌跡を求めたものである。(a) は速度, (b) は加速度である。図中において点線は断層面と地表面の交線として定義される断層線を示す。また実線は破壊領域の地表への投影を示す。図中には破壊開始点の地表面への投影を同時に示す。図-20に示すように、断層線に



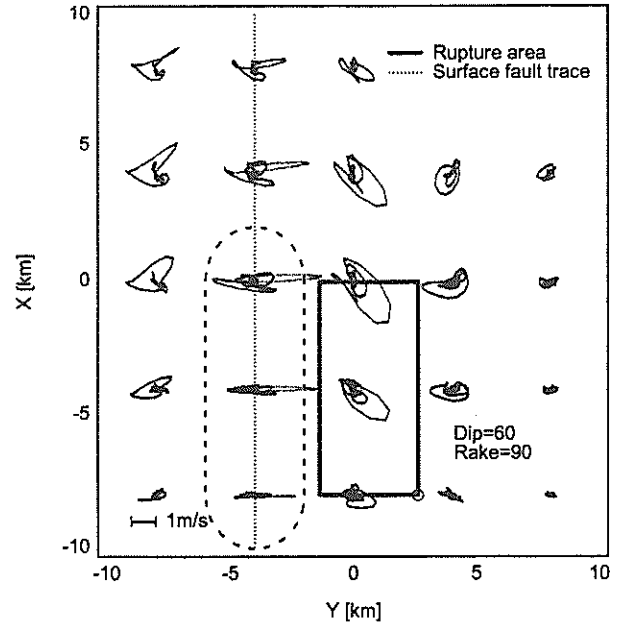
(a) 速度の軌跡 (2Hz 以下)



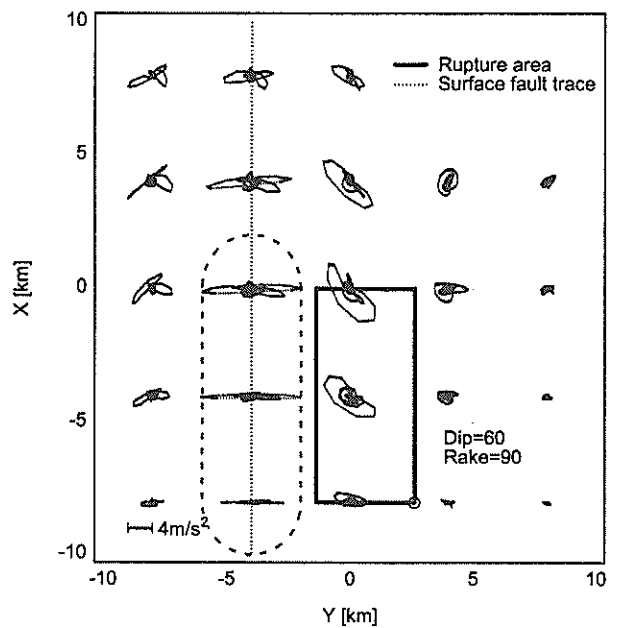
(b) 加速度の軌跡 (2Hz 以下)

図-22 ライズタイムが短い場合の地震動の水平面内の軌跡 ( $\delta=90^\circ$ ,  $\lambda=0^\circ$ )

沿い、なおかつ破壊伝播方向 (X 軸正方向) に相当する破線で囲まれた領域で地震動の振幅が最大となっている。また、この領域において地震動の卓越方向は断層線に直交する方向となっている。断層線から 4km ほど離れた領域では走向平行成分が卓越している場所もある。しかし、これらの領域では振幅の絶対値は相対的に小さい。以上の傾向は速度と加速度の軌跡に共通して見られ



(a) 速度の軌跡 (2Hz 以下)



(b) 加速度の軌跡 (2Hz 以下)

図-23 ライズタイムが短い場合の地震動の水平面内の軌跡 ( $\delta=60^\circ$ ,  $\lambda=90^\circ$ )

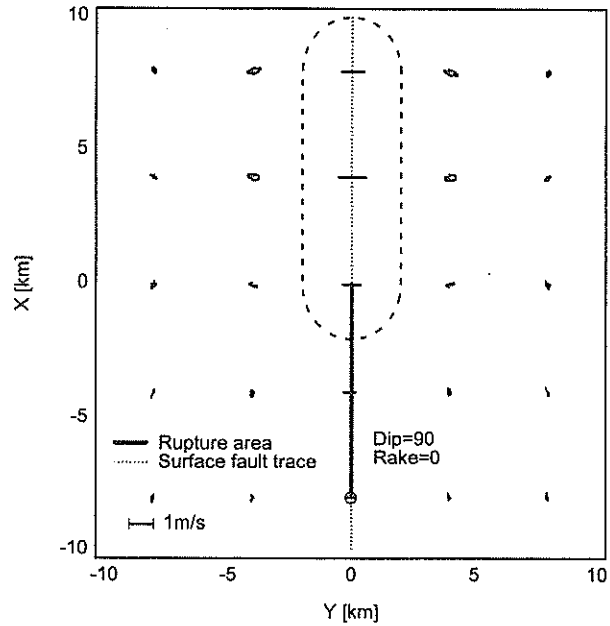
るが、加速度の軌跡においては断層線付近と比較して断層線からやや離れた領域の振幅が相対的に小さくなっており、断層線付近における走向直交成分の大きさがより強調される結果となっていることが特徴である。大きなアスペリティーの結果 (図-10) と比較すると、地震動の振幅は小さくなっているものの、震動方向の傾向はさほど変わらないことがわかる。

図-21 (a), (b) は純粋な逆断層の場合 ( $\delta=60^\circ$ ,  $\lambda=90^\circ$ ) の地震動の水平面内の軌跡を求めたものである。(a) は速度, (b) は加速度である。水平面内の軌跡を示す図において、点線は断層面と地表面の交線として定義される断層線である。また実線は破壊領域の地表への投影を示す。図中には破壊開始点の地表面への投影を同時に示す。図-21に示すように断層面と地表面の交線(断層線)付近の破線で囲った領域で地震動の振幅が最大となっており、また、この領域では地震動の振動方向は断層の走向に直交する方向となっている。以上の傾向は速度・加速度のいずれの軌跡にも同様に見られるが、加速度の軌跡においては断層線付近での走向直交成分の大きさがより強調される結果となっている。大きなアスペリティーの結果(図-13)と比較すると、地震動の振幅は小さくなっているものの、震動方向の傾向はさほど変わらないことがわかる。

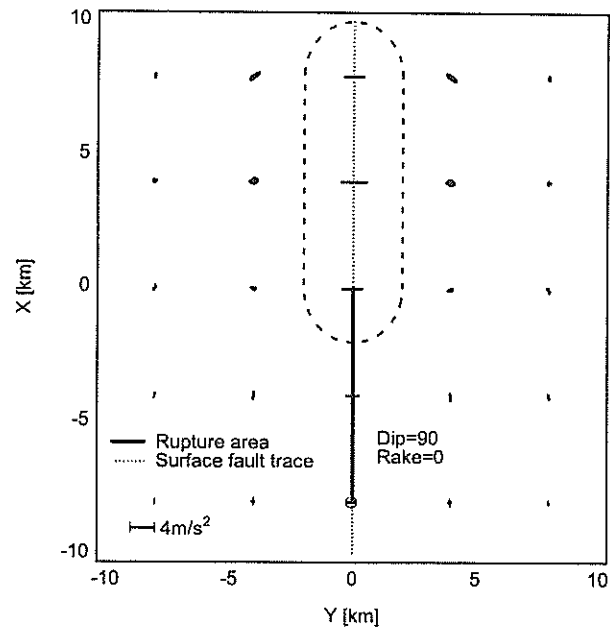
(4) ライズタイムの影響

ここではライズタイムの影響について考えるため、(1)で考えたものよりも短いライズタイム  $T_r=0.6s$  を仮定する。震源メカニズムとしては純粋な横ずれ断層 ( $\delta=90^\circ$ ,  $\lambda=0^\circ$ ) および純粋な逆断層 ( $\delta=60^\circ$ ,  $\lambda=90^\circ$ ) を考える。他のアスペリティー・パラメタは(1)で考えたものと同じである。

図-22 (a), (b) は横ずれ断層の場合について地震動の水平面内の軌跡を求めたものである。(a) は速度, (b) は加速度である。図中において点線は断層面と地表面の交線として定義される断層線を示す。また実線は破壊領域の地表への投影を示す。図中には破壊開始点の地表面への投影を同時に示す。図-22に示すように、断層線に沿い、なおかつ破壊伝播方向(X軸正方向)に相当する破線で囲まれた領域で地震動の振幅が最大となっている。また、この領域において地震動の卓越方向は断層線に直交する方向となっている。断層線から4kmほど離れた領域では走向平行成分が卓越している場所もある。しかし、これらの領域では振幅の絶対値は相対的に小さい。以上の傾向は速度と加速度の軌跡に共通して見られるが、加速度の軌跡においては断層線付近と比較して断層線からやや離れた領域の振幅が相対的に小さくなっており、断層線付近における走向直交成分の大きさがより強調される結果となっていることが特徴である。長いライズタイム  $T_r=1.2s$  の結果(図-10)と比較すると、ライズタイムが短いことから地震動の振幅は大きくなっているものの、震動方向の傾向はさほど変わらないことがわかる。



(a) 速度の軌跡 (2Hz 以下)



(b) 加速度の軌跡 (2Hz 以下)

図-24 堆積層の薄い場合の地震動の水平面内の軌跡 ( $\delta=90^\circ$ ,  $\lambda=0^\circ$ )

図-23 (a), (b) は純粋な逆断層の場合 ( $\delta=60^\circ$ ,  $\lambda=90^\circ$ ) の地震動の水平面内の軌跡を求めたものである。(a) は速度, (b) は加速度である。水平面内の軌跡を示す図において、点線は断層面と地表面の交線として定義される断層線である。また実線は破壊領域の地表への投影を示す。図中には破壊開始点の地表面への投影を同時に示す。図-23に示すように断層面と地表面の交線

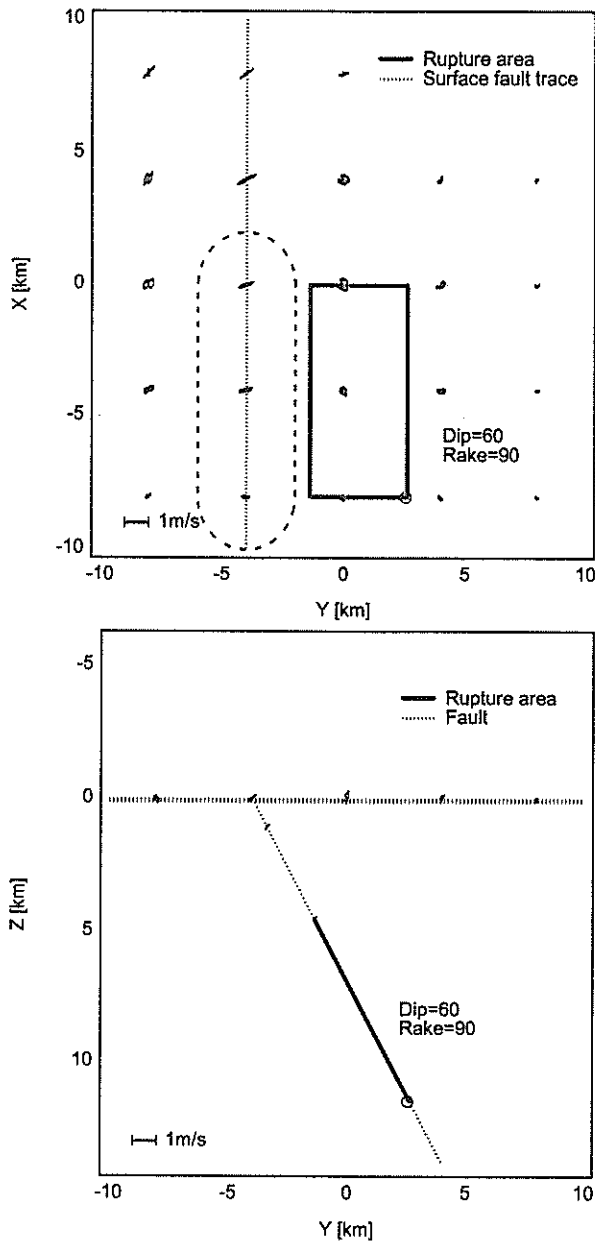


図-25 (a) 堆積層の薄い場合の水平面内（上）と鉛直面内（下）の速度の軌跡  
 $(\delta=60^\circ, \lambda=90^\circ, 2\text{Hz以下})$

(断層線) 付近の破線で囲った領域で地震動の振幅が最大となっており、また、この領域では地震動の振動方向は断層の走向に直交する方向となっている。以上の傾向は速度・加速度のいずれの軌跡にも同様に見られるが、加速度の軌跡においては断層線付近での走向直交成分の大きさがより強調される結果となっている。長いライズタイム  $T_r=1.2\text{s}$  の結果 (図-13) と比較すると、ライズタイムが短いことから地震動の振幅は大きくなっているものの、震動方向の傾向はさほど変わらないことがわかる。

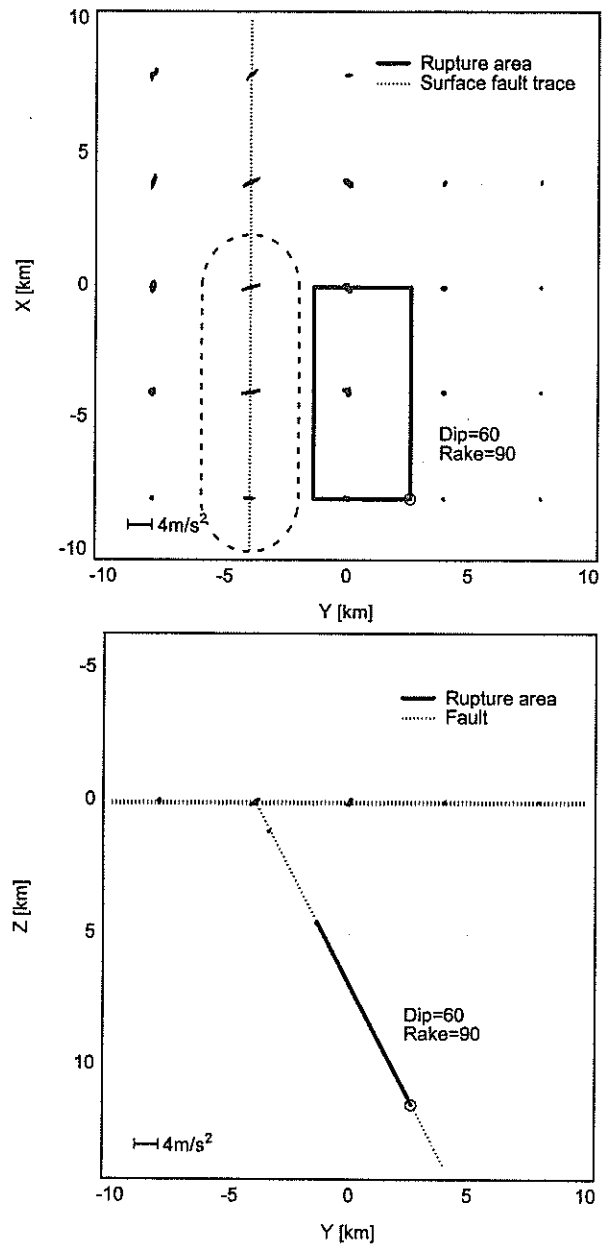


図-25 (b) 堆積層の薄い場合の水平面内（上）と鉛直面内（下）の加速度の軌跡  
 $(\delta=60^\circ, \lambda=90^\circ, 2\text{Hz以下})$

#### (5) 堆積層の厚さの影響

これまで、震源の条件について様々な場合を想定してきたが地層構造については堆積層の厚い地下構造モデル (モデル 1) を一貫して用いてきた。ここでは堆積層の厚さの影響を検討するため堆積層の薄いモデル (モデル 2) を用いた検討を行う。震源メカニズムとしては純粋な横ずれ断層 ( $\delta=90^\circ, \lambda=0^\circ$ ) および純粋な逆断層 ( $\delta=60^\circ, \lambda=90^\circ$ ) を考える。他のアスペリティ・パラメタは (1) で考えたものと同じである。

図-24 (a), (b) は横ずれ断層の場合について地震動の水平面内の軌跡を求めたものである。(a) は速度, (b) は加速度である。図中において点線は断層面と地表面の交線として定義される断層線を示す。また実線は破壊領域の地表への投影を示す。図中には破壊開始点の地表面への投影を同時に示す。全体に振幅は小さいが、強いて言えば断層線に沿い、なおかつ破壊伝播方向 (X 軸正方向) に相当する破線で囲まれた領域で大きな振幅の地震動が生じている。また、この領域において地震動の卓越方向は断層線に直交する方向となっている。厚い堆積層の結果 (図-10) と比較すると、堆積層が薄いことから地震動が十分増幅せず、地震動の振幅は小さいものの、震動方向の傾向はさほど変わらないことがわかる。

図-25 (a), (b) は逆断層の場合 ( $\delta=60^\circ$ ,  $\lambda=90^\circ$ ) について地震動の軌跡を求めたものである。(a) は速度, (b) は加速度である。ここでは地震動の水平面内の軌跡 (上段) とともに鉛直面内 ( $X=-8\text{km}$ ) の軌跡 (下段) を示している。水平面内の軌跡を示す図において、点線は断層面と地表面の交線として定義される断層線である。また実線は破壊領域の地表への投影を示す。図中には破壊開始点の地表面への投影を同時に示す。

まず鉛直面内の軌跡から見ていく。地震動の指向性によりアスペリティーから破壊伝播方向に強い地震動が放射される。アスペリティーから放射されたばかりの S 波 (この場合には SV 波) の振動方向は断層面に直交する方向であり、この方向は水平面と  $30^\circ$  をなす。SV 波が基盤内を伝播する間はその振動方向はかわらず、その振幅はアスペリティーから離れるに従い小さくなる。以上の傾向は堆積層が厚い場合 (図-13) と変わらない。しかし、地震波が堆積層に入っても、堆積層が薄いので、振幅はさほど増幅せず、振動方向も断層面にほぼ垂直である。

地震動の水平面内の軌跡を見ると、全体に振幅は小さいが、強いて言えば断層面と地表面の交線 (断層線) 付近の破線で囲った領域に振幅の大きな地震動が生じている。厚い堆積層の結果 (図-13) と比較すると、堆積層が薄いことから地震動が十分増幅せず、地震動の振幅は小さいものの、震動方向の傾向はさほど変わらないことがわかる。

### 3. 強震記録による検討

#### 3.1 震源近傍の強震記録の粒子軌跡

2.では、理論的な地震動評価手法を用い、断層の傾斜、

すべり角、アスペリティーの深さ、アスペリティーのサイズ、ライズタイムなどが地震動の方向性に及ぼす影響を調べた。その結果、大地震の震源近傍で最も振幅の大きい地震動は断層面と地表面の交線として定義される断層線に直交する方向に発生する性質があり、この性質は震源パラメタを変化させても変わりにくいことがわかった。しかしながら、2.においては地下構造モデルとして水平成層構造を用いており、実際の地下構造に存在する水平方向の不均質性は無視している。水平成層構造を用いる場合、震源近傍の地震動を構成する位相のうち通常最も顕著である直達 S 波は十分に再現されるが、水平方向の不均質に由来するエッジ生成波などの位相は再現されない。一般に地震波が水平方向の不均質の影響を受けると粒子の振動方向が変化する。そこで、震源近傍の地震動の卓越方向について、2.で計算した結果と現実との間には差異が存在することが考えられる。そこで、観測結果に基づいて、その差異がどの程度のものであるか検討する必要がある。

わが国においては、震源近傍で強震観測記録の得られている地震は未だに少ないので、ここではカリフォルニア州で発生した 6 つの地震を取り上げ、これに兵庫県南部地震を加えた 7 つの地震を検討対象とする。検討対象地震を表-5に示す。カリフォルニア州の 6 つの地震は、当然のことながら、わが国の内陸浅発地震と同一の応力条件の下で発生したものではない。しかしながら、これらの地震について傾斜とすべり角の組み合わせを図示すると図-26のようになり、わが国内陸の活断層で発生する大地震と同様に、純粋な横ずれ断層に近い地震 (図の A グループ) や純粋な逆断層に近い地震 (図の B グループ) が生じている。図-5に示したのと同じ平行四辺形を図-26においても考えると、傾斜とすべり角の組み合わせはほぼ枠内に収まる。このようなことから、地震のメカニズムという点ではカリフォルニア州の大地震はわが国内陸で生じる大地震と共通の傾向がみられるので、ここでカリフォルニア州の強震記録を検討対象に加えることは十分に妥当性を有するものと考えられる。

各々の地震について、震源近傍 (断層面からの最短距離が 10km 以内) の地表もしくは地中で取得された強震観測記録を収集し、2Hz 以上の振動数成分を取り除いた上で、加速度と速度の軌跡を求めた。速度を求める際には 0.1Hz 以下の振動数成分をカットし、周波数領域で積分を実行した。これらの軌跡を、震源断層面との位置関係がわかるように同一の図面上に図示した。このとき距離の縮尺と振幅の縮尺を 7 つの地震間で共通とした。互

表-5 検討対象地震

年	月	日	東経	北緯	震源深さ	M <sub>w</sub>	地震名	震源位置・M <sub>w</sub> 文献	走向	走向文献
1	1971	2	9	-118.400	34.410	8.4	6.6 San Fernando	SMDB	290	Somerville et al. (1997)
2	1979	8	6	-121.501	37.112	9.6	5.7 Coyote Lake	SMDB	150	Bouchon (1982)
3	1979	10	15	-115.318	32.614	12.1	6.5 Imperial Valley	SMDB	143	Somerville et al. (1997)
4	1984	4	24	-121.678	37.309	8.4	6.1 Morgan Hill	SMDB	154	Somerville et al. (1997)
5	1992	6	28	-116.436	34.201	4.5	7.3 Landers	SMDB	340	SMDB
6	1994	1	17	-118.541	34.209	19.0	6.7 Northridge	SMDB	122	Somerville et al. (1997)
7	1995	1	17	135.040	34.610	14.3	6.9 Hyogo-ken Nanbu	Kikuchi and Kanamori (1996)	53	Kikuchi and Kanamori (1996)

注)SMDB(Strong Motion Data Base)はSCEC(Southern California Earthquake Center)の運営するデータベースである。

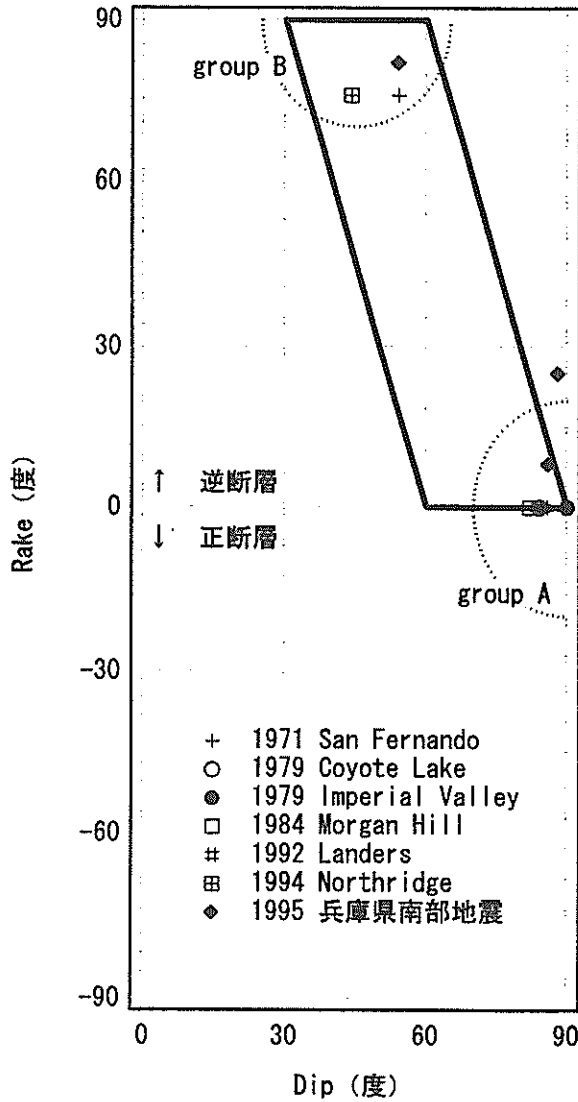


図-26 検討対象地震のメカニズム

いに近接したサイトで記録が得られていて、それらの軌跡を同時に図示するのが難しい場合には、一部のサイトを省いた。なお、ここで2Hz以下の振動数成分のみを示すのは、次の2つの理由による。

① 2.で示した理論計算による粒子軌跡は2Hz以下の振動数成分に対応しており、これとの比較を行う必要があ

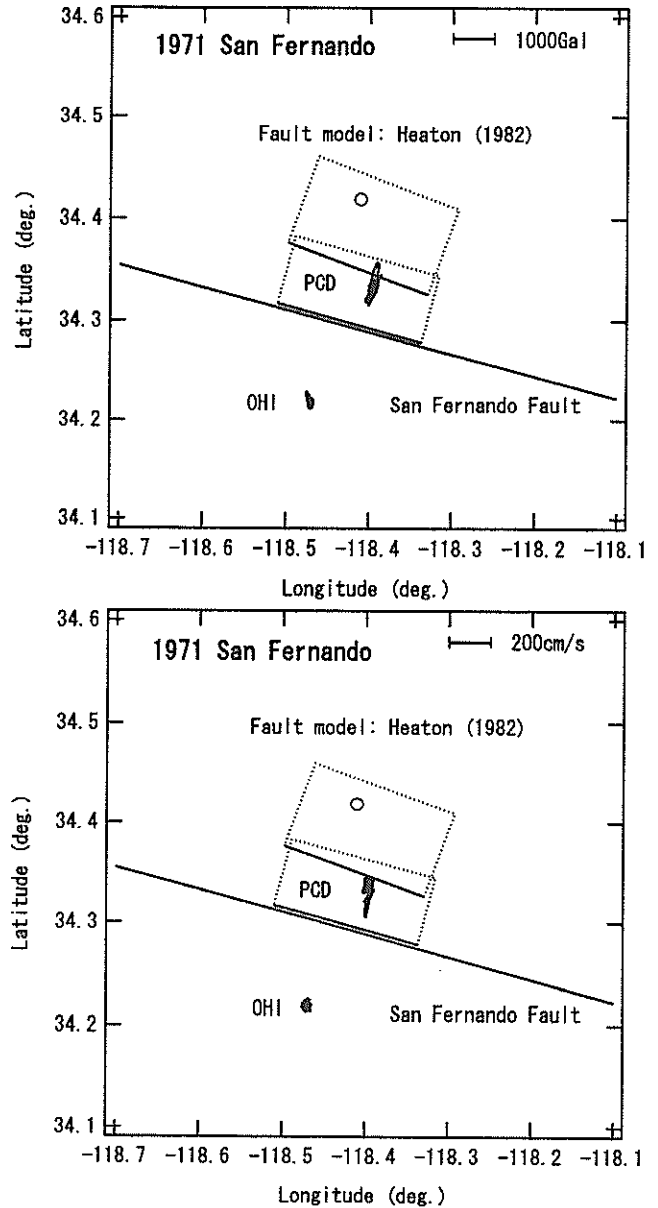


図-27 1971年 San Fernando 地震の震源近傍の粒子軌跡 (上) 加速度の軌跡 (2Hz以下) (下) 速度の軌跡 (2Hz以下)

る。  
② ケーソン式岸壁の地震時変形に寄与する地震動の振

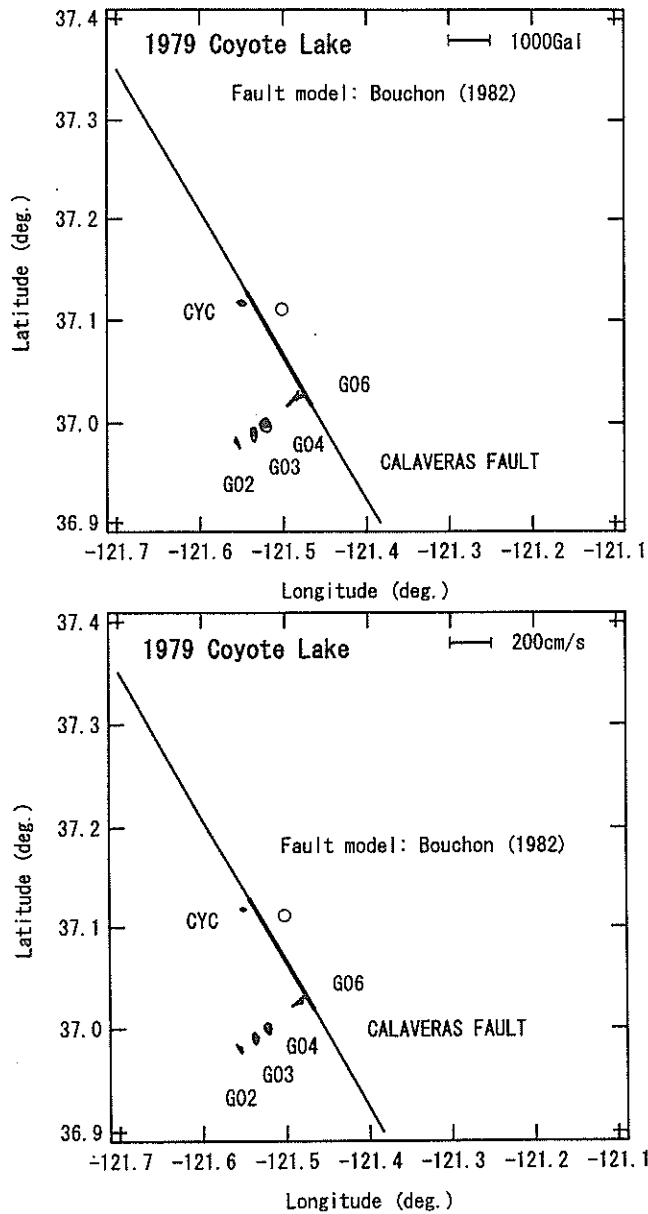


図-28 1979年 Coyote Lake 地震の震源近傍の粒子軌跡  
 (上) 加速度の軌跡 (2Hz 以下)  
 (下) 速度の軌跡 (2Hz 以下)

動数成分がおおよそ 2Hz 以下であることが既往の研究により示されている (野津他, 2000)。

軌跡の空間分布特性について、2.で示した計算結果とも比較しながら以下に検討する。

図-27は 1971年 San Fernando 地震の結果である。これは San Fernando 断層に沿って生じた逆断層の地震である。(上)は加速度の軌跡、(下)は速度の軌跡を示している。ここに示す震源モデルは Heaton (1982) が提案した 2枚の断層面からなるモデルである。破壊開始点を○で示している。同図によれば、震源近傍の上盤側のサイ

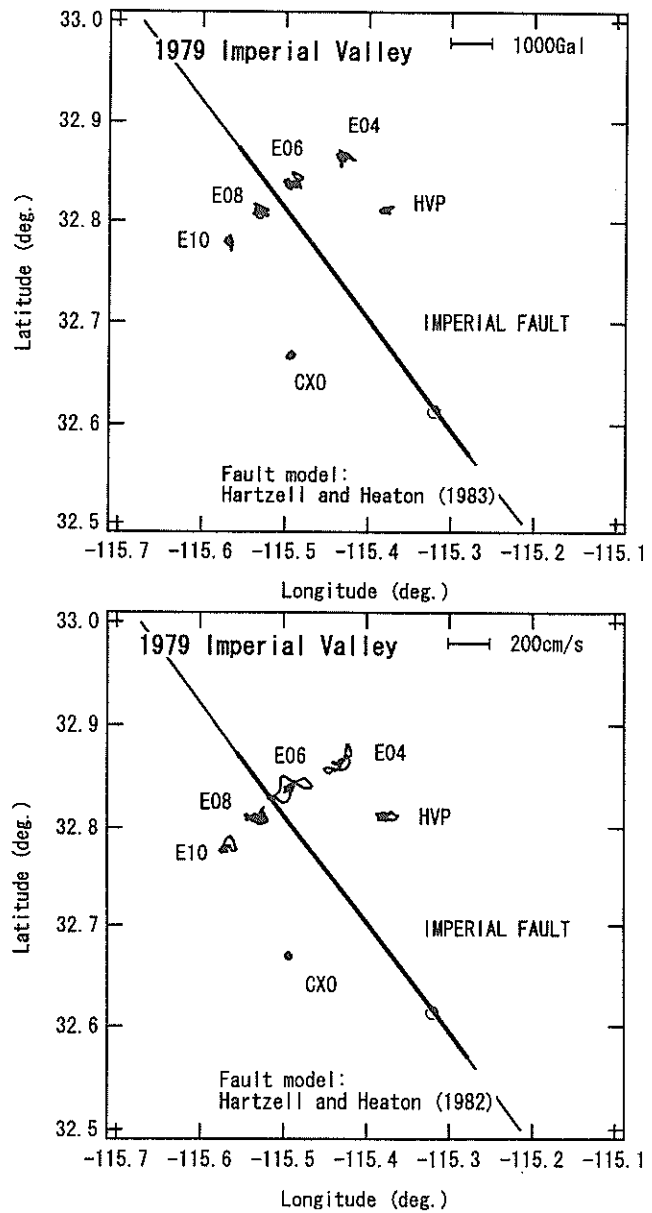


図-29 1979年 Imperial Valley 地震の震源近傍の粒子軌跡  
 (上) 加速度の軌跡 (2Hz 以下)  
 (下) 速度の軌跡 (2Hz 以下)

ト PCD では加速度・速度のいずれを見ても走向直交成分が卓越している。この結果は 2.で報告した高角逆断層に対する計算結果 (図-13) と整合するものである。震源からやや離れたサイト OHI では顕著な方向性は見られない。

図-28は 1979年 Coyote Lake 地震の結果である。これは Calaveras 断層に沿って生じた右横ずれ断層の地震である。(上)は加速度の軌跡、(下)は速度の軌跡を示している。震源モデルとしては Bouchon (1982) のものを



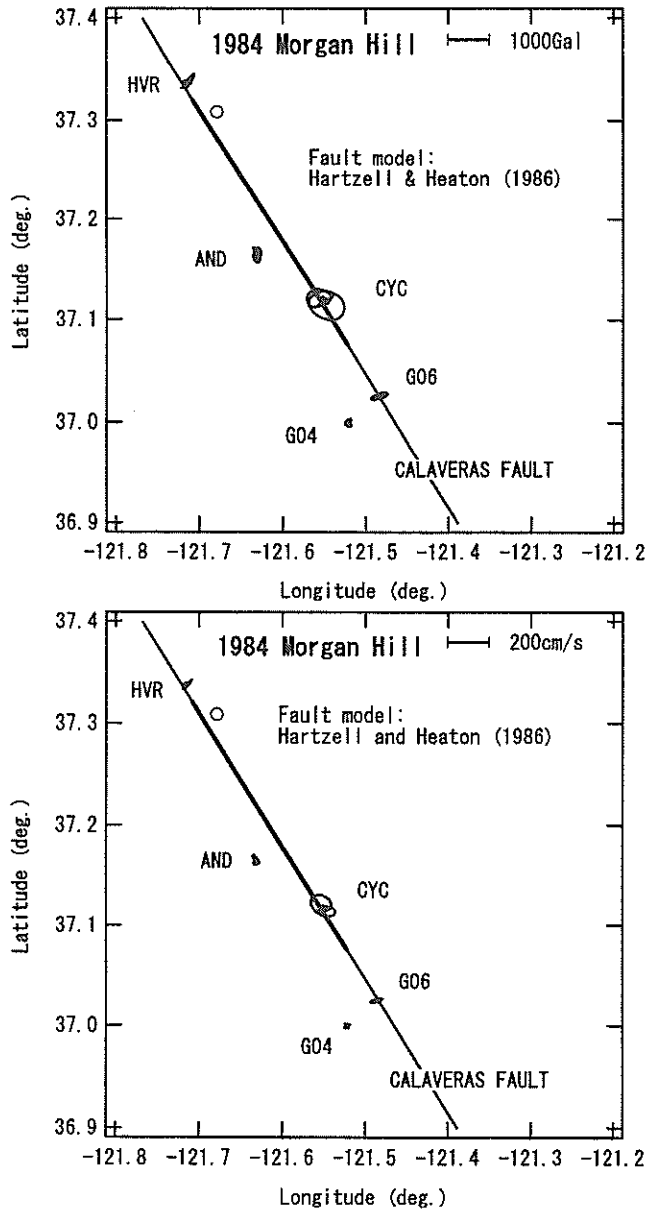


図-30 1984年 Morgan Hill 地震の震源近傍の粒子軌跡  
 (上) 加速度の軌跡 (2Hz 以下)  
 (下) 速度の軌跡 (2Hz 以下)

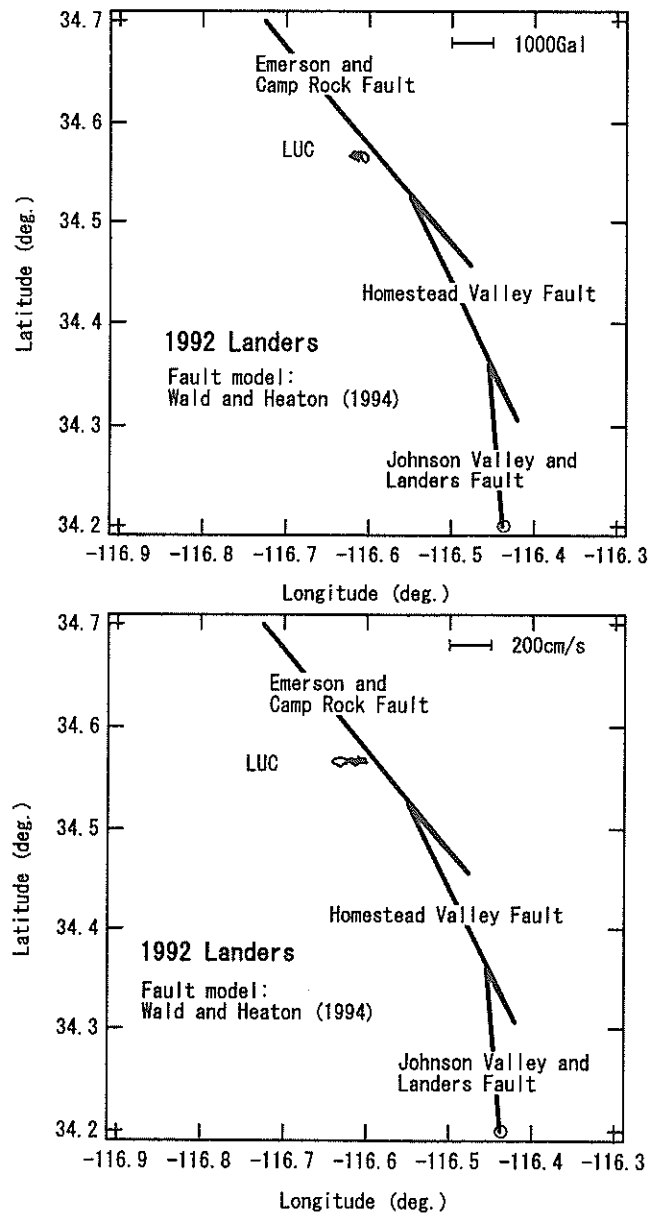


図-31 1992年 Landers 地震の震源近傍の粒子軌跡  
 (上) 加速度の軌跡 (2Hz 以下)  
 (下) 速度の軌跡 (2Hz 以下)

示している。破壊開始点を○で示している。同図によれば、加速度の軌跡、速度の軌跡のいずれについても、断層線に近く、なおかつ破壊伝播方向にあるサイト G06 において走向直交成分が卓越している。この結果は横ずれ断層に対する計算結果 (図-10) と整合するものである。

図-29は1979年 Imperial Valley 地震の結果である。これは Imperial 断層に沿って生じた右横ずれ断層の地震である。(上)は加速度の軌跡、(下)は速度の軌跡を示している。震源モデルとしては Hartzell and Heaton (1982)

のものを示している。破壊開始点を○で示している。同図によれば、加速度の軌跡については顕著な方向性は見られないものの、速度の軌跡については、断層線に近く、なおかつ破壊伝播方向にあるサイト E04 と E06 において走向直交成分が卓越している。この結果は横ずれ断層に対する計算結果 (図-10) と整合するものである。これらのサイトと近い場所にある E08 において速度の振幅が小さいのは、地盤条件の相違によるものと思われる。

図-30は1984年 Morgan Hill 地震の結果である。これは1979年 Coyote Lake 地震の破壊領域の北隣で生じた右

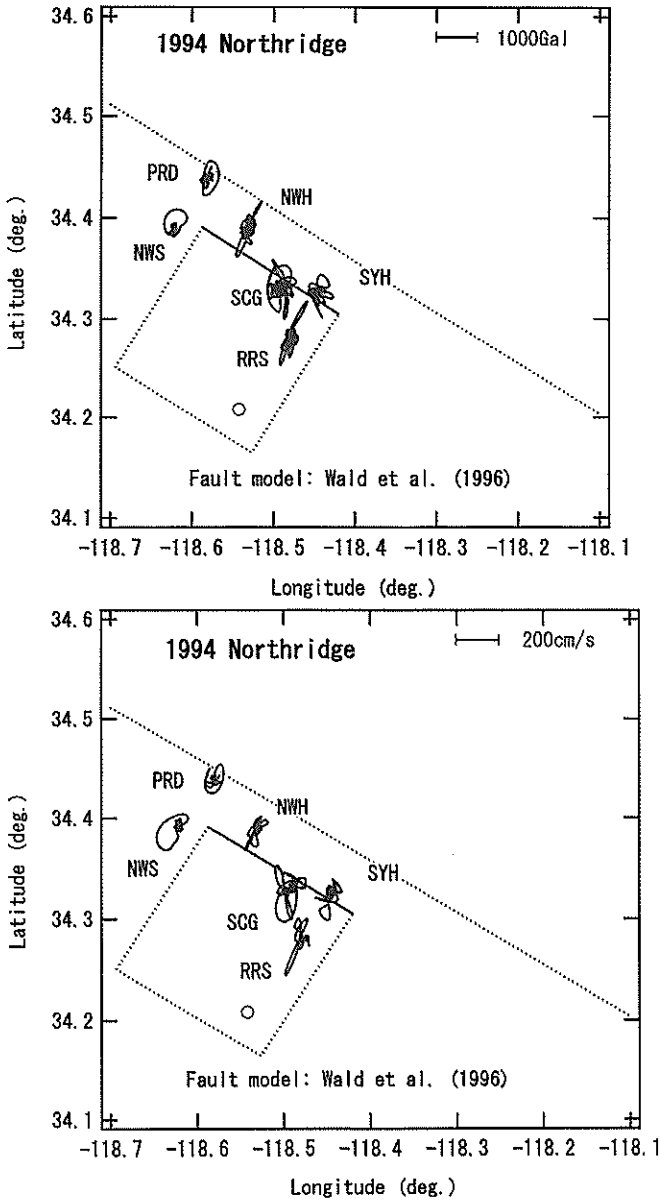


図-32 1994年 Northridge 地震の震源近傍の粒子軌跡  
 (上) 加速度の軌跡 (2Hz 以下)  
 (下) 速度の軌跡 (2Hz 以下)

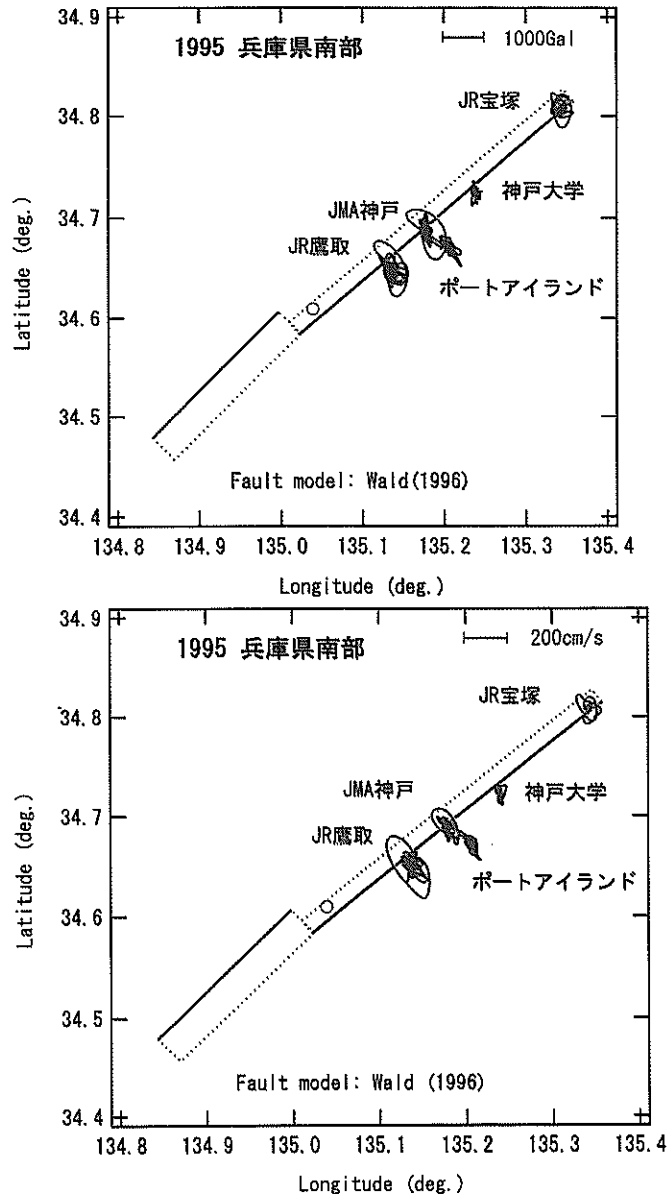


図-33 1995年兵庫県南部地震の震源近傍の粒子軌跡  
 (上) 加速度の軌跡 (2Hz 以下)  
 (下) 速度の軌跡 (2Hz 以下)

横ずれ断層の地震である。(上)は加速度の軌跡、(下)は速度の軌跡を示している。震源モデルは Hartzell and Heaton (1986) のものを示している。破壊開始点を○で示している。同図によれば、加速度・速度とも破壊伝播方向のサイト CYC で大きくなっているのが特徴であるが、軌跡は円を描いており、方向性は顕著ではない。

図-31は 1992年 Landers 地震の結果である。これは Johnson Valley 断層, Landers 断層, Homestead Valley 断層, Emerson 断層, Camp Rock 断層の5つの断層で生じた右横ずれ断層の地震である。(上)は加速度の軌跡、

(下)は速度の軌跡を示している。震源モデルとしては Wald and Heaton (1994) のものを示している。破壊開始点を○で示している。同図によれば、破壊伝播方向のサイト LUC において、加速度の軌跡はさほど方向性を示さないが速度の軌跡は顕著な卓越方向を示す。卓越方向はサイト近傍の Emerson and Camp Rock 断層の走向とは直交せず、むしろ Homestead Valley 断層の走向と直交するが、これは、Homestead 断層からみて LUC が破壊伝播方向にあり、指向性の影響で LUC は Homestead 断層の運動の影響を大きく受けたと考えれば説明が付く。

図-32は1994年 Northridge 地震の結果である。これは San Fernando 盆地で生じた逆断層の地震であるが、1971年 San Fernando 地震の震源断層が北に傾斜しているのに対し、1994年 Northridge 地震の震源断層は南に傾斜している。(上)は加速度の軌跡、(下)は速度の軌跡を示している。震源モデルとしては Wald et al. (1996) のものを示している。破壊開始点を○で示している。また同図には震源断層面と地表面との交線を点線で示しているが、Northridge 地震の場合、この点線は特定の活断層には対応しない。同図によれば、震源近傍のほとんどのサイトにおいて、加速度・速度とも走向直交成分が卓越している。この結果は2.で報告した高角逆断層に対する計算結果(図-13)と整合するものである。やや例外的に SCG では走向平行成分も大きい。この傾向は2.で示した理論計算の結果には見られないものであり、地下構造の水平方向の不均質性に由来するものである可能性がある。

図-33は1995年兵庫県南部地震の結果である。これは六甲-淡路断層系に沿って生じた右横ずれ断層の地震である。(上)は加速度の軌跡、(下)は速度の軌跡を示している。震源モデルとしては Wald (1996) のものを示している。破壊開始点を○で示している。同図によれば、加速度・速度のいずれについても、断層線に近く、なおかつ破壊伝播方向にあるサイトにおいて走向直交成分が卓越している。この結果は横ずれ断層に対する計算結果(図-10)と整合するものである。

以上の検討結果を総括すると、まず、震源近傍の強震観測記録の加速度・速度(ただしいずれも2Hz以下)の軌跡は、震源のメカニズムによらず走向直交方向に卓越するケースが多いことが指摘できる。これは、2.で実施した理論的な地震動評価に基づく検討結果と整合するものである。ただし、卓越の程度については、2.で示した理論的計算による粒子軌跡はほぼ直線に近い場合もあるなど顕著な方向性を示したのに対し、ここで示した観測波の軌跡は理論計算の結果ほどの顕著な方向性は示さない。これについては、2.の理論計算では取り扱わなかった地下構造の水平方向の不均質が実際には存在しており、その影響により、地震動の伝播の過程において粒子軌跡が乱されるためであると考えられる。参考のため、図-34には1994年 Northridge 地震の2Hz以上の振動数成分をも含めた加速度の粒子軌跡を示す。同図に見られるように2Hz以上の振動数成分をも含めた加速度の粒子軌跡は顕著な方向性を示さない場合が多い。これは、既往の研究(Somerville et al., 1997)において地震動の方向性が短周期成分には現れにくいとされていることに対応する。地震動の方向性が短周期成分には現れにくい

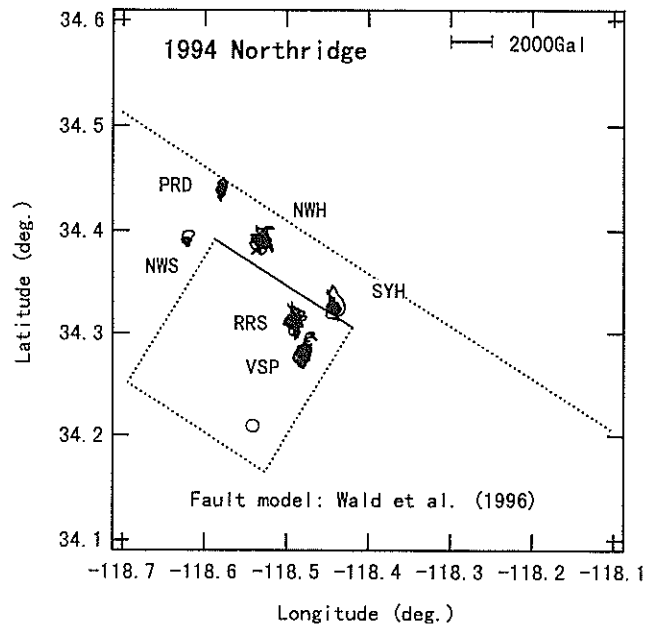


図-34 1994年 Northridge 地震の震源近傍の粒子軌跡 (加速度の軌跡, 2Hz以上を含む)

は、短周期成分ほど地下構造の微細な不均質に影響されやすく、伝播の過程で粒子軌跡が乱されやすいことが原因であると考えられる。

### 3.2 方向性の現れる振動数成分

3.1の粒子軌跡の検討からも、地震動の方向性が短周期成分に現れにくい傾向は明瞭である。ここでは、震源近傍の強震記録に方向性の現れる振動数成分の上限について、観測記録に基づいた検討を行う。地震動の短周期成分が微細な地下構造の影響を受ける現象はもともと弾性波動論によって説明することが難しい現象であるから、ここでの検討は観測記録に基づいて行う必要がある。

ここではわが国や米国で得られた強震観測記録から表-6に示す20の記録を選択して、走向直交(strike normal)成分の走向平行(strike parallel)成分に対するフーリエスペクトル比を求めた。スペクトル比を求めるにあたり、後に平均スペクトルを求める都合上、振動数の増分 $\Delta f$ を共通とする必要があったので、原波形からデータを間引いて $\Delta t$ を0.02sに統一してから、波形の尾部に0を加えてデータ数を16384に統一し、FFT処理を行った。得られたスペクトル比の重ね書きを図-35に示す。また、同図にはスペクトル比の平均(対数軸上での平均)を同時に示す。同図に示すように、2Hz以下の振動数成分についてはスペクトル比の平均値は1を上回っており、走

表-6 強震記録一覧

年月日	地震名	観測点
1971/2/9	San Fernando	Pacoima Dam
1979/8/6	Coyote Lake	Gilroy Array #6
1979/10/15	Imperial Valley	El Centro Array #5
1979/10/15	Imperial Valley	El Centro Array #6
1979/10/15	Imperial Valley	El Centro Array #7
1979/10/15	Imperial Valley	El Centro Differential Array
1984/4/24	Morgan Hill	Coyote Lake Dam
1986/7/8	North Palm Springs	Devers Hills Substation
1992/6/28	Landers	Lucern
1994/1/17	Northridge	Newhall LA County Fire Station
1994/1/17	Northridge	Santa Clarita
1994/1/17	Northridge	Sylmar Converter Station
1994/1/17	Northridge	Sylmar Converter Station East
1994/1/17	Northridge	Sylmar County Hospital
1994/1/17	Northridge	Rinaldi Receiving Station
1994/1/17	Northridge	Newhall, 26835 Pico Cyn Bl.
1995/1/17	兵庫県南部	神戸海洋気象台
1995/1/17	兵庫県南部	JR鷹取
1995/1/17	兵庫県南部	JR宝塚
1995/1/17	兵庫県南部	ポートアイランド*

\*は工学的基盤の2E波。

向直交成分が走向平行成分より大きい。一方、2Hz 以上の振動数成分についてはスペクトル比の平均値は 1 を中心に推移しており、走向直交成分と走向平行成分に差がないと言える。以上の検討から、大地震の震源近傍の地震動において走向直交成分が走向平行成分より大きい値を示すのはおよそ 2Hz 以下であると考えられる。この結果は、大地震の震源近傍の記録の加速度応答スペクトルの走向直交成分は周期 0.6 秒以上（周波数 1.7Hz 以下）の帯域において平均的には走向平行成分より大きいとする Somerville et al. (1993, 1995, 1996, 1997) の結果と調和的である。

この検討結果について、港湾構造物に及ぼす影響の観点からは次のような考察が可能である。野津他 (2000) はケーソン式岸壁の地震時の変形に寄与する振動数成分について FEM による検討を行っている。この検討では、(社)地盤工学会「土構造物への設計用入力地震動に関する研究委員会」において内陸の浅い地震やプレート境界地震を仮定して試算された模擬波(香川・江尻, 1998)を用い、模擬波にローパスフィルタを作用させた地震波を岸壁の FEM モデルに入力して、岸壁の変形量とローパスフィルタの遮断振動数との関係を調べたものである。解析に用いた試算波は内陸の浅い地震による震源近傍の地震動(strike 波, dip 波)とやや遠方のプレート境界地震による地震動(subduction 波)である。解析コードとしては FLIP(井合他, 1990a, 1990b)を用いている。検討対象は前面水深-14m および-3m のケーソン式岸壁である。岸壁の変形量はケーソン天端の基盤に対す

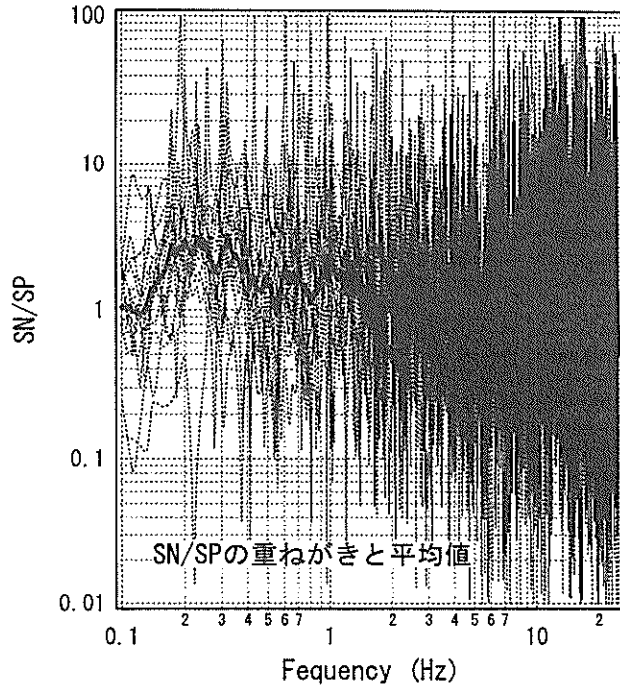


図-35 観測波のスペクトル比の重ね書き

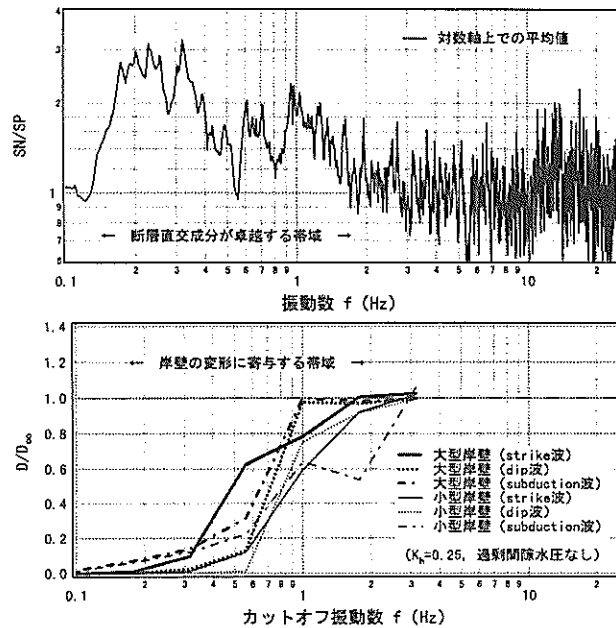


図-36 走向直交成分が卓越する振動数成分(上)とケーソン式岸壁の変形に寄与する振動数成分(下)

る相対水平変位の残留値で評価している。図-36(下段)にその検討結果を示す。同図によれば、内陸の浅い地震による地震動が作用するとき、岸壁の変形にはおよそ 2Hz 以下の振動数成分が寄与するものと考えられる。この結果から、大地震の震源近傍において方向性の現れる振動数成分(図-36の上段)と岸壁の変形に寄与する振

動数成分（図-36の下段）とは互いに重なり合うことがわかる。このことから、大地震の震源近傍の地震動の方向性は港湾構造物の耐震性を検討する立場からも重要であることがわかる。

なお、ここでの検討は表-6に示す比較的規模の大きな地震（ $5.7 \leq M_w \leq 7.3$ ）を対象としており、より規模の小さな地震に対しては、方向性の現れる振動数成分はここでの検討結果とは異なる可能性がある。

### 3.3 方向性の及ぶ範囲

地震動の方向性は震源からの距離とともに明瞭でなくなるが知られている。これは、地震動がその伝播の過程で地下構造の不均質の影響を受けるためであると考えられる。ここでは、大地震の震源近傍において方向性の顕著に現れる範囲について観測記録に基づいた検討を行う。

可能な限り多くのデータに基づいた検討を行うため、震源近傍で強震記録が得られている我が国と米国の7つの地震（表-5）を検討対象とし、これらの地震で得られた地表もしくは地中の強震観測記録を遠方のものも含めて収集して、これを検討対象とした。構造物上で得られた記録は除外した。また、水平2成分のうちいずれかが欠けている記録は除外した。ここでは走向直交成分と走向平行成分の比を問題とするので、地盤条件については特に制限を設けなかった。走向直交成分と走向平行成分は、水平2成分から座標変換により求めた。

ここでは地震動強さの指標として SI 値と PSI 値を用い、それぞれ走向直交成分の走向平行成分に対する比を求め、この値が断層面からの最短距離（断層面距離）とどのような関係にあるかを調べた。

ここに SI 値は Housner (1961) によって提案された地震動指標であり、原論文では速度応答スペクトルのある周期範囲での積分値として定義されている。我が国では SI 値を速度応答スペクトル（減衰定数 0.2）の周期 0.1-2.5 秒の範囲での平均値として定義することが慣例となっており、道路の即時震害予測システム（杉田, 2000）や都市ガス導管網の地震時警報システム（山崎他, 1995）ではこのように定義された SI 値が用いられている。PSI 値は速度の自乗の時間積分の平方根すなわち

$$\sqrt{\int_{-\infty}^{+\infty} v^2(t) dt} \quad (15)$$

として定義する。ここで、速度のフーリエスペクトルを

$$V(\omega) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} v(t) e^{-i\omega t} dt \right| \quad (16)$$

速度のパワースペクトルを

$$G(\omega) = V^2(\omega) \quad (17)$$

で定義すると、Parseval の定理により

$$\int_{-\infty}^{+\infty} v^2(t) dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} G(\omega) d\omega \quad (18)$$

である。すなわち式 (15) の地震動指標は速度パワースペクトルの強度の平方根に相当するので、式 (15) の地震動指標を本報告では PSI (Power Spectral Intensity) 値と呼ぶ。

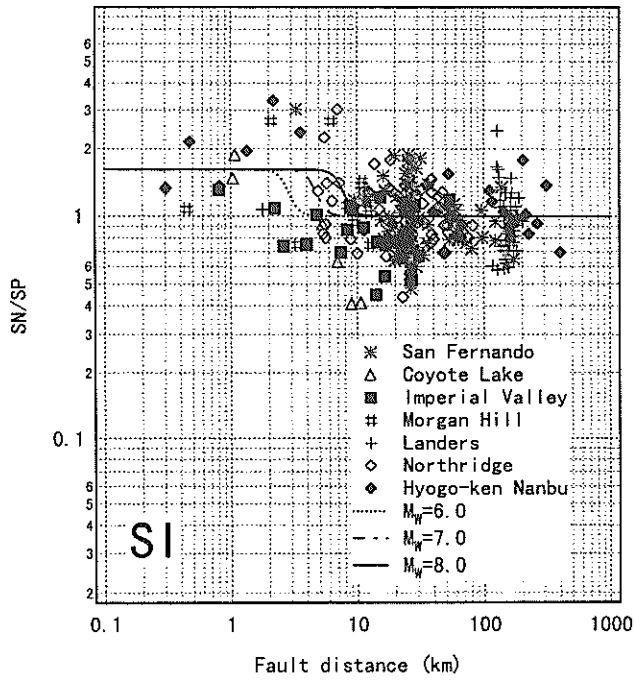
さらに、各々の記録について震源断層面から観測地点までの最短距離（断層面距離）を求めた。このとき、各々の地震の断層面としては 3.1 で紹介したモデルを用いた。地震の規模の指標としては、我が国と米国の地震に共通に適用できる指標としてモーメントマグニチュード  $M_w$  を用いる。

図-37 (a), (b) は SI 値及び PSI 値の走向直交成分の走向平行成分に対する比 ( $SN/SP$ ) と断層面距離の関係を対数軸上に示したものである。同図によれば、遠方場においては  $SN/SP$  の値は 1 を中心に分布している。このことは、平均的には遠方場において断層直交成分と断層平行成分に差がないことを意味する。一方、断層面距離が約 10km 以下の範囲では、 $SN/SP$  は 1 より大きい値を示す場合が多い。つまり断層平行成分より断層直交成分が大きい。

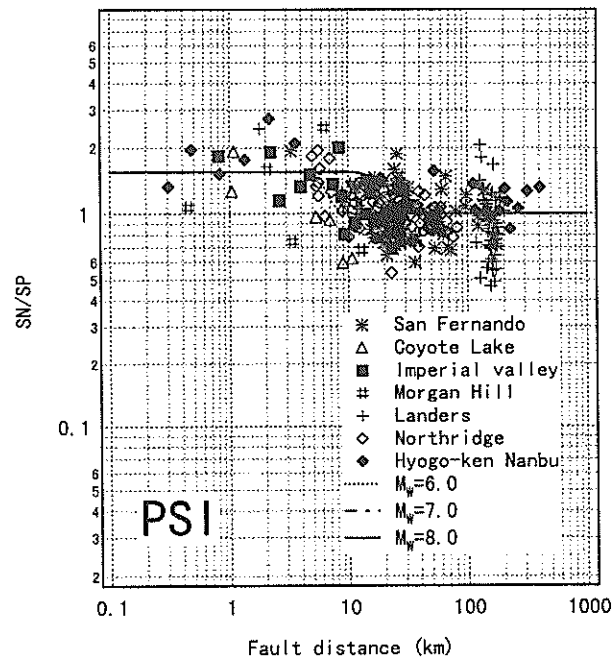
ここでは図-37に示す結果に次の関数を fitting させることとした。

$$\ln(SN/SP) = \frac{\alpha}{2} \left\{ \tanh \left( \frac{-\ln x + 0.5 M_w + \beta}{\gamma} \right) + 1 \right\} \quad (19)$$

ここに  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  は回帰係数、 $x$  は断層面距離 (km),  $M_w$  はモーメントマグニチュードである。式 (19) の回帰曲線は、 $x$  が大きい範囲では 0 に収束し ( $SN/SP$  は 1 に収束する)、 $x$  が小さい範囲では別な値に収束する。回帰係数のうち  $\alpha$  は  $x$  が小さい範囲での  $\ln(SN/SP)$  の収束値を、 $\beta$  は地震動が方向性を示す領域から示さない領域へと遷移する臨界距離を示す。回帰係数  $\gamma$  は遷移の急激さ



(a) SI 値



(b) PSI 値

図-37 SI 値及び PSI 値の走向直交成分の走向平行成分に対する比 (SN/SP) と断層面距離の関係

は地震の相似則から得られる値とした。

まず、 $\alpha$ 、 $\beta$ 、 $\gamma$ の3者に自由度を持たせて回帰分析を行うと、 $\gamma$ の値は小さいほど残差の自乗和が小さいとの結果が得られる。これは、地震動が方向性を示す範囲から方向性を示さない範囲への遷移が非常に急激に生じるとした方がデータと整合することを意味する。しかしながら、あまりにも急激な遷移は非現実的と思えたので、ここでは $\gamma$ を0.2に固定し、 $\alpha$ と $\beta$ に自由度をもたせて改めて回帰分析を行うこととした。すなわち、震源近傍でのSN/SPの値と遷移が生じる距離についてデータに基づいた検討を行っていることになる。回帰分析の結果、SI値に対しては $\alpha=0.48$ 、 $\beta=-1.94$ 、PSI値に対しては $\alpha=0.44$ 、 $\beta=-1.11$ が得られた。図-37には得られた回帰曲線を相異なる3つのモーメントマグニチュードに対して示す。震源近傍においてSN/SPの値はSI値に対して1.62、PSI値に対して1.55となる。また、方向性を示す領域から方向性を示さない領域への遷移は $M_w=7.0$ のときSI値の場合約5km、PSI値の場合約11kmを中心として生じており、PSI値の方がより遠方まで方向性を示すことが特徴となっている。これはSI値よりもPSI値のほうがより長い周期帯域を反映するためであると考えられる。

ここで得られた回帰曲線をSI値、PSI値それぞれについてあらためて示すと次の通りである。SI値については

$$\ln(SN/SP) = 0.24 \left\{ \tanh \left( \frac{-\ln x + 0.5 M_w - 1.94}{0.2} \right) + 1 \right\} \quad (20)$$

PSI値については

$$\ln(SN/SP) = 0.22 \left\{ \tanh \left( \frac{-\ln x + 0.5 M_w - 1.11}{0.2} \right) + 1 \right\} \quad (21)$$

以上のSI値およびPSI値の検討結果を総合すると、震源近傍の地震動が方向性を示すのは $M_w=7.0$ のとき断層面距離にしておよそ10km以下の範囲であると考えられる。

を意味する。遷移の生じる距離はマグニチュードに依存するとしており、モーメントマグニチュードの係数0.5

#### 4. 検討結果の応用 - 港湾計画における活用

##### 4.1 耐震強化岸壁の最適法線方向

震源近傍の地震動の方向性に関して、2.で理論的検討を行った結果、震源近傍で最も振幅の大きい地震動は走向直交方向に発生する性質があり、この性質は震源パラメタを変化させても変わりにくいことがわかった。この結果は、日本や米国における震源近傍の強震観測結果とも整合するものであることが3.の強震観測記録に基づく検討で明らかにされた。一般に、地震動の方向性以外の性質、すなわち振幅や周期特性は震源パラメタに依存して変わりやすいので予測が難しく、地震動の振幅や周期を仮定した地震災害対策を打ち立てることは必ずしも容易ではない。例えば、免震構造物の有効性などは地震動の周期に依存するので、震源近傍の地震動に対する免震構造物の有効性を検討することは難しい作業である。これに対して地震動の方向性は比較的変わりにくい(robustな)性質なので、これを工学的に有効利用すれば、有効な地震災害対策となる。

地震動の方向性の工学的な活用の一つとして、ここでは地震動の観点からみた耐震強化岸壁の最適法線方向の考え方を提唱する。

いま、耐震強化岸壁を建設しようとする港湾の近くに活断層があり、この活断層による地震動をレベル2地震動として考慮する必要がある場合を想定する。一般に耐震強化岸壁に影響を及ぼす活断層は一つだけとは限らないが、ここでは対象港湾に特に大きな影響を及ぼす活断層が特定でき、他の活断層の影響は十分に小さい場合を考える。このとき、港湾計画においてあらかじめ耐震強化岸壁の法線方向が断層の走向に直交する方向となるように設定しておけば、地震発生時に岸壁に入力する法線直交方向の地震動はより小さくなり、岸壁の変形量はより小さくなるはずである(図-38)。

このとき、地震動の卓越方向が断層メカニズム(横ずれ断層、逆断層など)に依存しないことは、岸壁の最適法線方向を求める上でたいへん有利な材料である。というのは、最適法線方向を求める際に断層のメカニズムについて判断を下す必要がないからである。

ここでの議論で特に耐震強化岸壁を対象とする理由は以下に述べる通りである。第一に、3.で検討したように、地震動の方向性が顕著にあらわれるのは大地震の震源近傍の地震動(レベル2地震動)の場合である。港湾の技術基準(運輸省港湾局、1999)によれば、レベル2地震動に対して一定の耐震性能を発揮することが求められる

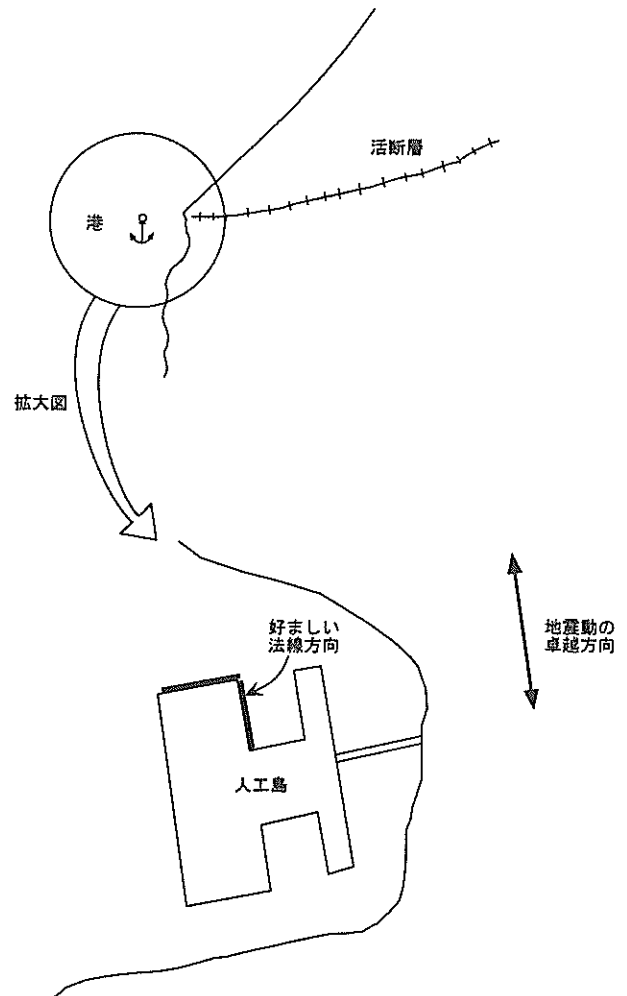


図-38 耐震強化岸壁の最適法線方向の概念

のは耐震強化岸壁であるから、ここでは耐震強化岸壁を対象として検討を行っている。第二に、レベル2地震動に対する耐震強化岸壁の設計においては、岸壁に変形が生じるか否かではなく変形が生じた場合の変形の大きさを問題とする。変形の大きさは地震動の比較的低い振動数成分と関係しているが、地震動の比較的低い振動数成分には3.で述べたように方向性が顕著に現れる。第三に、最適法線方向の考え方は港湾計画において岸壁の法線方向を自由に選択できるという前提にたっている。耐震強化岸壁の法線方向については、例えば人工島をとりまく海岸線のうち耐震強化岸壁として整備する部分を選ぶことができる場合もあるだろう。しかし、一般の岸壁においては法線方向を定める際の自由度は小さいであろう。以上の理由から、ここでは耐震強化岸壁を対象として最適法線方向の議論を行っている。

兵庫県南部地震の際に神戸港において南北方向の法線を有する岸壁の被害が東西方向の法線を有する岸壁ほど大きくなかったことは、すでに最適法線方向の考え方の

有効性の傍証となっているが、以下においては、最適法線方向の考え方の有効性をモデル耐震強化岸壁の変形計算により確認する。

#### 4.2 モデル耐震強化岸壁の変形計算

ここでは前面水深-7.5m のケーソン式耐震強化岸壁を対象として検討を行う。ここで前面水深-7.5m の岸壁を対象とするのは、図-39のヒストグラムに示すように現在供用中もしくは整備中・計画中の耐震強化岸壁の中で前面水深-7.5m の岸壁が最も多いためである。異なる規模もしくは型式の耐震強化岸壁についても、以下に述べる手順を踏めば、同じように最適法線方向の考え方の有効性を確認することができるものと考えられる。

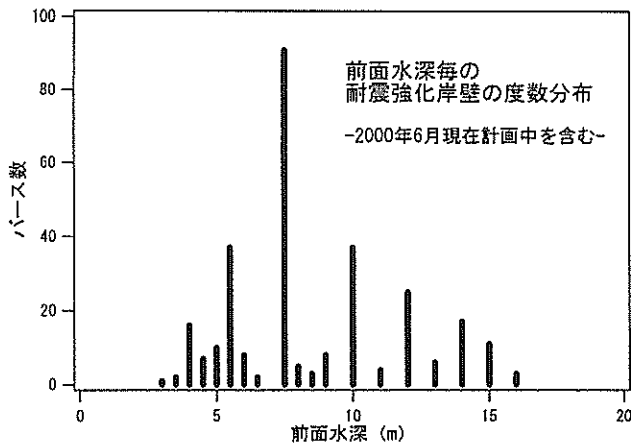


図-39 耐震強化岸壁の前面水深のヒストグラム

モデル耐震強化岸壁の変形計算には有限要素法による解析コード FLIP (井合他, 1990a, 1990b) を用いる。本解析コードは兵庫県南部地震において最も大きな被害を受けた岸壁の一つである六甲アイランド南側-14m ケーソン式岸壁の被害の再現に成功している (井合他, 1995; 一井他, 1997)。ここでは前面水深-7.5m のケーソン式耐震強化岸壁をモデル化した図-40に示す有限要素モデルを用いる。図に示すように本有限要素モデルはケーソン、碎石、砂質土、粘性土および海水からなる。ケーソンは高さ 8.8m、幅 12.4m である。解析に用いる材料定数は表-7に示すとおりである。これらの定数は、ダイレイタンスに関するパラメタを用いていない点を除けば、六甲アイランド南側-14m ケーソン式岸壁の被害の再現に用いられたパラメタと共通である。

モデルの下部には下方粘性境界を設けて地震波を 2E 波として入力する。下方粘性境界のパラメタは  $V_p=1600\text{m/s}$ 、 $V_s=350\text{m/s}$ 、 $\rho=1.7\text{t/m}^3$  とした。これらの値は理論的な地震動評価に用いた地下構造の最表層の物性

と整合するように定めたものである。なお、モデルの最下端に不自然な変形が生じるのを防止する目的でモデル最下端一列の節点の基盤に対する相対変位は一律であるとした。

岸壁の変形量はケーソン天端の基盤に対する相対水平変位の残留値で評価する。

ここでは地盤内に過剰間隙水圧は発生しないとの条件で解析を実施する。これは、本研究で対象とするような耐震強化岸壁においては、その重要性から周辺地盤の液状化対策が実施されるのが普通であり、地震時において周辺地盤に過剰間隙水圧は発生しないか、ないしは、仮に発生したとしても岸壁の変形に影響を及ぼさない程度であると考えても、耐震強化岸壁に関する解析としてさほど一般性を失わないと考えられるためである。また、本解析に用いる解析コード FLIP は 2次元解析コードであるから、面外方向の地震動による地盤内の過剰間隙水圧の発生を考慮することができない。従って、本解析のように方向性の顕著にあらわれた地震動を対象とする場合、過剰間隙水圧の発生を厳密に考慮することは必ずしも容易ではない。このことも、ここで過剰間隙水圧は発生しないとの条件で解析を実施する一つの理由である。

ここで、地盤内の過剰間隙水圧の発生を解析上無視することによって生じると予想される解析結果と現実との差異についてあらかじめ考察しておく。地震動の作用により地盤内に一旦過剰間隙水圧が発生すると、その水圧はあらゆる方向に作用し、その作用方向は水圧上昇の原因となった地震動の方向とは関係がない。ケーソン式岸壁の被災の要因として一般には慣性力と過剰間隙水圧の上昇があるが、このうち過剰間隙水圧のみが被災要因として卓越するといった仮想的な状況を考えると、地震動の方向性に関わらず被害に方向性は生じないはずである。すなわち、過剰間隙水圧の上昇は一般には被害の方向性を弱める働きがあり、地盤内で過剰間隙水圧が上昇する場合には、以下に紹介する FLIP の解析結果ほどには、被害に方向性があらわれないということも考えられる。従って、本研究で提唱している最適法線方向の考え方を現実に応用する場合には、同時に液状化対策を実施して、過剰間隙水圧の上昇が被害の主要な要因とならないような状況を作り出しておくことが望ましい。ただし、兵庫県南部地震による神戸港の被害を見ると、地盤内に明らかに過剰間隙水圧の発生がみられたにもかかわらず被害に方向性がみられたのであるから、過剰間隙水圧の影響で被害の方向性が消されるのは、よほど極端な場合であると考えられる。



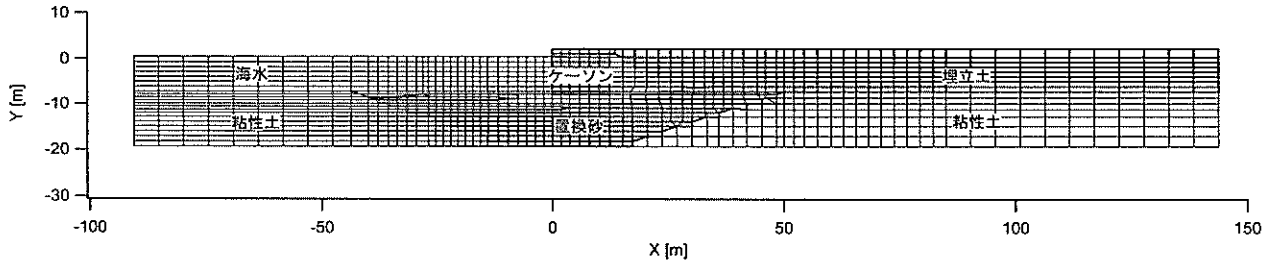


図-40 解析に用いる岸壁のFEMモデル

表-7 解析に用いる材料定数

材料	密度 (t/m <sup>3</sup> )	初期せん断剛性 (kPa)	基準有効拘束圧 (kPa)	内部摩擦角 (度)	ジョイント要素	tan φ
捨石・裏込石	2.0	180000	98	40	ケーソン底面	0.60
砂質土	1.8	58320	106	37	ケーソン背面	0.27
粘性土	1.7	74970	143	30		

\*レーレー減衰定数 β は0.00125s

#### 4.3 変形計算の結果

ここでは、まず、理論的に評価された震源近傍の地震動を入力して、変形計算を実施する。地震動としては、2.3 (1) で 8 通りの震源メカニズムを仮定して求めた 25 箇所の格子点における地震動の走向直交成分と走向平行成分を用いる。解析ケースは  $8 \times 25 \times 2 = 400$  ケースである。図-41に解析結果を示す。ここでは縦軸に走向平行成分を入力して得られた変形量、横軸に走向直交成分を入力して得られた変形量をとっている。走向平行成分を入力する解析は法線方向が走向に直交する岸壁に対応しており、走向直交成分を入力する解析は法線方向が走向に平行な岸壁に対応している。この結果を見ると、2.3 (1) で述べた地震動の方向性を反映して岸壁の変形（被害）にも方向性があらわれており、法線方向が走向に直交する岸壁の変形は小さい。

2.の理論的な地震動評価は 2Hz 以下の振動数成分のみを対象としているので、図-41は 2Hz 以下の振動数成分のみを入力した場合の解析結果である。ここでは、図-41の結果を補正して、全振動数成分を入力した場合の岸壁の変形量を推定することを試みる。そのため、まず、対象としている岸壁モデルに表-6に示す震源近傍での強震観測記録を入力して岸壁の変形量を求めた。この値を  $D_{\infty}$  とする。一方、表-6に示す強震観測記録に遮断振動数 2Hz のローパスフィルタを作用させた波形を求め、この波形を入力して岸壁の変形量を求めた。この値を  $D_2$  とする。図-42は縦軸に  $D_{\infty}$ 、横軸に  $D_2$  をとって両者の関係を示したものである。この図から、両者に良い相関

が見られ、2Hz 以下の振動数成分を入力して得られる岸壁の変形量を

$$D_{\infty} = 1.01 \times D_2 + 0.01 \quad (22)$$

といった関係式で補正すれば全振動数成分を入力した場合の変形量が推定できることがわかる。ここに  $D_{\infty}$  は全振動数を入力した場合に生じるであろう岸壁の変形量、 $D_2$  は 2Hz 以下の振動数成分のみ入力した場合の変形量である。ここでは式 (22) を用いて理論的に評価された地震動を入力した場合の岸壁の変形量を補正し、走向平行成分を入力して得られる変形量と走向直交成分を入力して得られる変形量の関係を新たに求めた。図-43がそれである。同図によれば、依然として岸壁の変形量には顕著な方向性が見られ、走向平行成分を入力して得られる変形量はあまり大きくないことがわかる。

さて、ここで、2.で検討の対象外とした理論的な地震動評価手法による変位の軌跡について議論する。図-44に、理論的地震動評価手法によって求めた純粋な横ずれ断層 ( $\delta = 90^\circ$ ,  $\lambda = 0^\circ$ ) に対する変位の軌跡を示す。図中において点線は断層面と地表面の交線として定義される断層線を示す。また実線は破壊領域の地表への投影を示す。図中には破壊開始点の地表面への投影を同時に示す。ここで、傾斜とすべり角以外の震源パラメタはすべて2.3 (1) で述べたものと同じものを用いた。この結果を、対応する速度と加速度の軌跡 (図-10) と比較すると次のことが指摘できる。図-44に示すように断層線に沿った領域においては地震動の卓越方向は断層線に直交する方向となっている。しかしながら、それ以外の

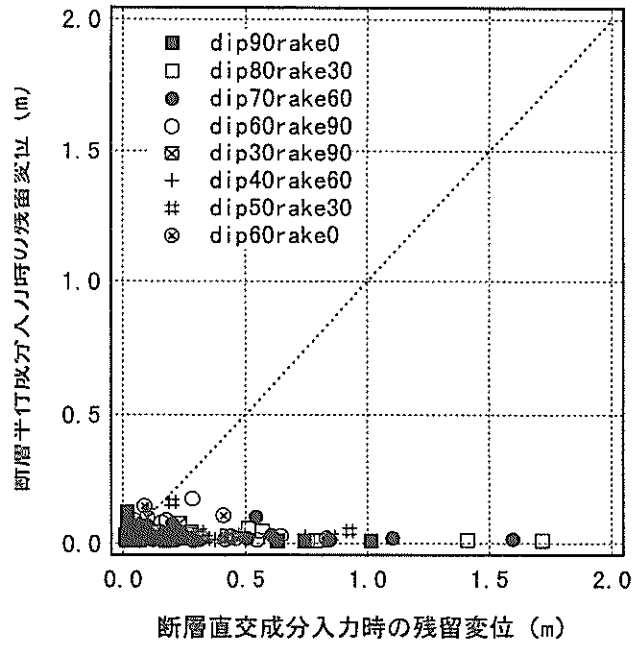


図-41 理論的に評価された地震動を入力して得られる岸壁の変形量 (式 (22) による補正前)

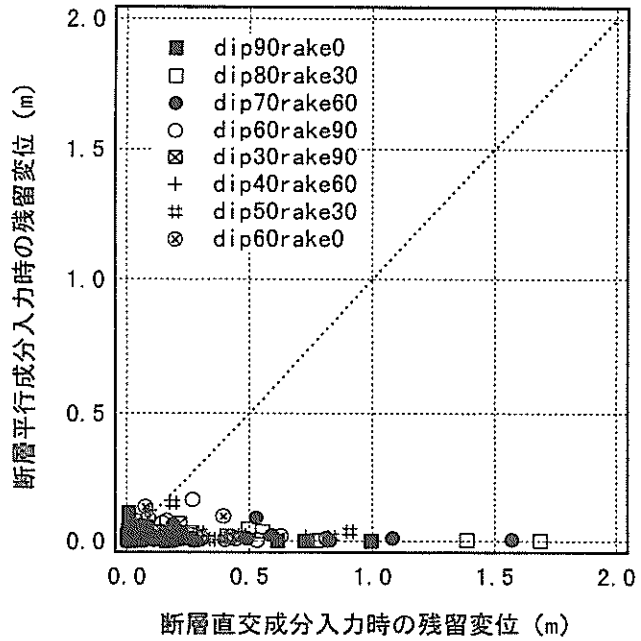


図-43 理論的に評価された地震動を入力して得られる岸壁の変形量 (式 (22) による補正後)

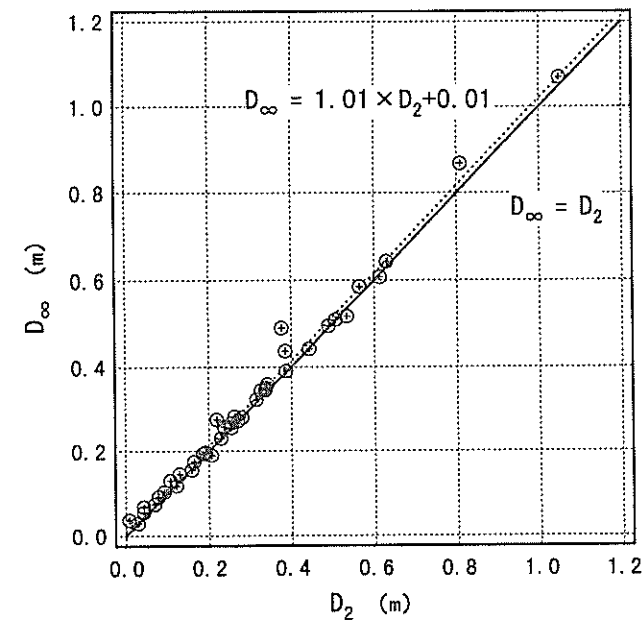


図-42 全振動数成分入力時の岸壁の変形量と 2Hz 以下の振動数成分入力時の岸壁の変形量

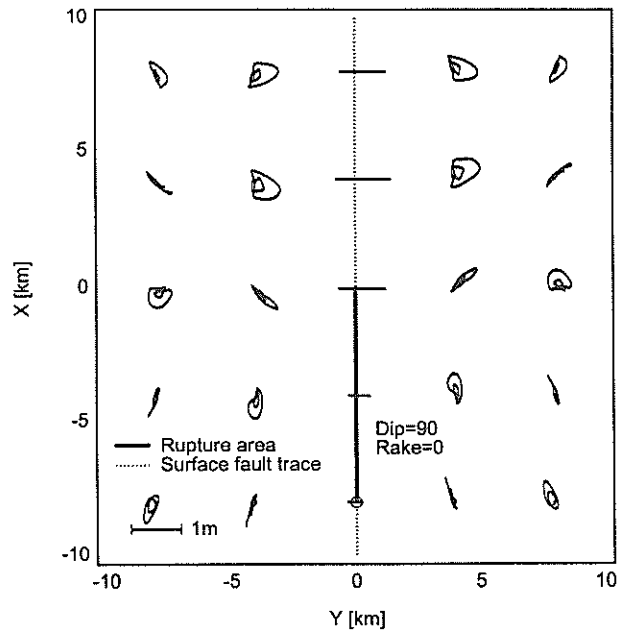


図-44 変位の軌跡 ( $\delta=90^\circ$ ,  $\lambda=0^\circ$ )

領域では変位の走向平行成分が比較的大きい場所もある。例えば  $(X,Y) = (-8\text{km}, 4\text{km})$  における変位の走向平行成分は  $(X,Y) = (0\text{km}, 0\text{km})$  における変位の走向直交成分と同じ程度に大きい。すなわち、震源近傍の地震動の変位の軌跡は速度や加速度 (ともに 2Hz 以下) の場合ほど走向直交成分が卓越しない場合がある。しか

しながら、岸壁の変形計算の結果を見ると、一部の領域で変位の走向平行成分が比較的大きいにも関わらず、それらの領域においても地震動の走向平行成分を入力して得られる岸壁の変形量はさほど大きくはない。例えば、 $(X,Y) = (-8\text{km}, 4\text{km})$  における地震動の走向平行成分を入力して得られる岸壁の変形量は 3cm 程であり、この値は  $(X,Y) = (0\text{km}, 0\text{km})$  における地震動の走向

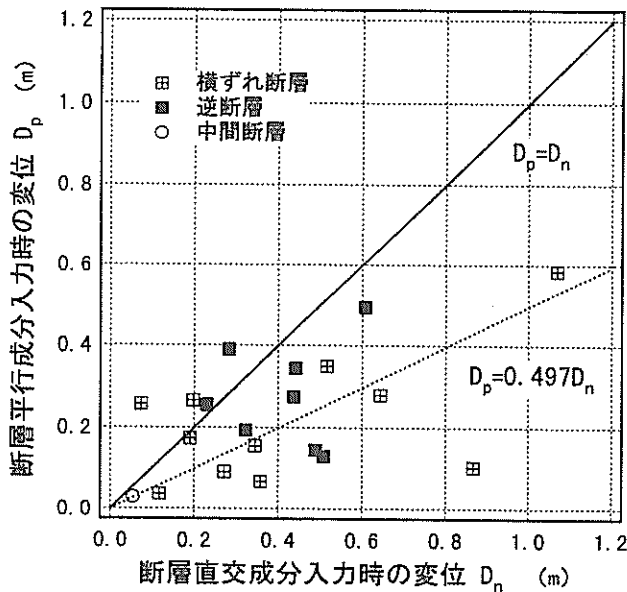


図-45 観測波を入力して得られる岸壁の変形量

直交成分を入力して得られる岸壁の変形量 72cm と比較して遙かに小さい。このことは、地震動の変位振幅の大小が必ずしも岸壁の変形量の大小には結びつかないことを意味しており、岸壁など港湾構造物への影響を念頭において地震動の方向性を議論する場合には、速度あるいは加速度（ともに 2Hz 以下）の軌跡に基づいて議論することが妥当であると考えられる。

以上は理論的に評価された地震動を入力した解析結果であるが、次に、観測波を入力した解析結果を示す。ここでは表-6に示す 20 の強震観測記録について、走向直交成分と走向平行成分を岸壁に入力してモデル岸壁の変形量を求めた。図-45に結果を示す。ここでは縦軸に走向平行成分を入力して得られた変形量、横軸に走向直交成分を入力して得られた変形量をとっている。同図から、理論的に評価された地震動を入力した場合と同様、走向直交成分を入力して得られる変形量は走向平行成分を入力して得られる変形量より大きいことがわかる。このような結果が得られる要因の一つとして、3.2で述べたように、岸壁の変形に寄与する地震動の振動数成分と方向性の顕著にあらわれる地震動の振動数成分が互いに重なり合っていることが指摘できる。

以上、理論的に評価された地震動を入力して得られた解析結果、および震源近傍の強震観測記録を入力して得られた解析結果から、岸壁の変形量には方向性が見られ、断層走向に垂直に設置された耐震強化岸壁は断層走向に平行に設置された耐震強化岸壁よりも、当該断層で生じる地震動による変形が小さいことがわかる。ただし、両

者の差異は平均的には強震観測記録を入力した解析結果のほうが小さい。このことは、本研究の理論的な地震動評価において地下構造を水平成層構造と仮定しており、水平方向の不均質（例えば堆積盆地）が地震動に及ぼす影響を捨象していることが原因であると考えられる。地下構造の水平方向の不均質が原因で地震動の方向性が乱された事例として Nozu and Uwabe (2000) はポートアイランドにおける兵庫県南部地震の余震記録に直達 S 波とは方向性の異なる後続位相が含まれることを指摘している。

## 5. 結論

本研究では、内陸の活断層で発生する大地震を対象として、震源近傍の地震動の諸特性のうち方向性に着目した検討を行った。本研究で得られた主要な結論は以下の通りである。

- ① 断層モデルと弾性波動論によりサイトの地震動を理論的に評価する手法を用い、断層のメカニズムや破壊伝播方向とサイトの位置関係などが震源近傍の地震動の方向性に及ぼす影響を調べた結果、大地震の震源近傍で最も振幅の大きい地震動は断層面と地表面の交線として定義される断層線に直交する方向に発生する性質があり、この性質は震源パラメタを変化させても変わりにくいことがわかった。
- ② わが国や米国の既往の強震観測記録の解析を行い、地震動の方向性を調べた。その結果、震源近傍の地震動の軌跡は多くの場合断層線に直交する方向に卓越しており、理論計算の結果と整合することがわかった。方向性の現れる振動数成分は平均的には 2Hz 以下、方向性の及ぶ範囲は  $M_s=7.0$  のとき断層面からおよそ 10km 以下の範囲であることがわかった。
- ③ 地震動の方向性の工学的な活用方策の一つとして、耐震強化岸壁の法線方向を断層線に直交する方向に設定することにより、耐震強化岸壁の耐震性能を一層向上させることを提案した。このような考え方が有効であることをモデル耐震強化岸壁の変形計算により実証した。

## 6. あとがき

1995 年兵庫県南部地震を契機として、土木構造物の耐震性を検討する際に、建設地点（サイト）近傍の内陸活断層で大地震が発生する恐れのある場合には、このような地震による地震動（レベル 2 地震動）を考慮すべき

であるという共通認識が学会等において形成されてきた。合理的な地震対策を実施するためには、まず、震源近傍の地震動の性質を良く調べておく必要があるとの観点から、本研究を実施した。

地震動の性質には振幅、周期特性、継続時間、それに方向性などがあるが、このうち振幅特性、周期特性、継続時間等は、アスペリティーの位置、サイズ、すべり量、ライズタイム等の震源パラメタに応じてかなり異なるものとなる。将来の地震に関して、これらの震源パラメタを地質学・地形学あるいは地震学的な情報のみから精度良く予測することは難しいのが現状であるから、地震動の振幅、周期、継続時間等についての予測結果は相当のばらつきを伴うことを覚悟する必要がある。これまでに提案され、あるいは実用化されている地震対策のうち、例えば免震構造などは、その有効性が入力地震動の周期特性に著しく依存するものであるから、免震構造が震源近傍の地震動に対しても有効であるかどうかについては、地震動の周期のばらつきの幅をも考慮して慎重に検討する必要がある。

これに対して、震源近傍の地震動の方向性は本研究で検討したように比較的 robust な（変わりにくい）性質を有している。そこで、地震動の方向性を積極的に利用した地震対策をたてるのが出来れば、有効な地震対策となるものと考えられる。本研究ではこのような地震対策の一例として最適法線方向の考え方を提唱した。これは、港湾計画において耐震強化岸壁のような重要性の高い岸壁の法線方向を震源断層に直交する方向に設定することにより、その耐震性能を一層向上させようとするものである。この考え方の有効性については本研究の 4. でモデル耐震強化岸壁の変形計算により実証した。

4. で報告した観測波入力による解析結果によれば、断層の走向に直交する法線を有する岸壁は、走向に平行な岸壁と比較して地震時の変形量が半分程度であると推定される。一方、兵庫県南部地震におけるケーソン式岸壁の挙動を解析した研究（一井他、1997）において、もしも当該岸壁の周辺地盤において過剰間隙水圧の発生が抑えられていたならば岸壁の変形は実際に生じた変形の半分程度であったとの推定結果が得られている。これらの結果を比較すると、おおまかな議論ではあるが、法線方向に応じた耐震性能の相違は液状化対策の有無による耐震性能の相違と同じ程度に顕著であると言える。ただし、4. で述べたように、最適法線方向の考え方は液状化対策の実施が前提となっている点に注意が必要である。地盤内の過剰間隙水圧の発生が被害の発生要因として卓越するような場合には、被害の方向性が弱められる可能性が

あるためである。

ここでは地震動の方向性を岸壁の耐震性能の向上に活用する方策を提案したが、地震動の方向性を工学的に活用する方策は他にも考えられるはずである。例えば、作用する地震動の方向性に応じて被災程度が大いに異なるような土木構造物については、構造物の耐震補強の優先順位を決める際などに、地震動の方向性を考慮することも考えられる。

（2000年11月15日受付）

## 謝辞

本研究の主な部分は運輸省港湾局の港湾事業調査費（平成10-11年度）により実施されました。また科学技術庁の長期在外研究員制度は本研究を推進する上で大きな助力となりました。本研究を実施するにあたり、United States Geological Survey (USGS), United States Bureau of Reclamation (USBR), California Division of Mins and Geology (CDMG), California Division of Transportation (CDOT), Los Angeles Department of Water and Power (LADWP), Los Angeles Flood Control (LAFD), Metropolitan Water District (MWD), University of California at Los Angeles (UCLA), University of Southern California (USC), Southern California Edison (SCE), Department of Veteran's Affairs (VA), 気象庁, 神戸市, 大阪市, 関西地震観測研究協議会, JR の各機関により観測された強震観測記録を用いました。貴重な強震観測記録を提供された各機関に対し敬意を表します。なお JR の波形は JR 警報地震計（中村他、1996, FD シリアル番号 R-087）によります。本研究を纏めるにあたり福手勤構造部長には適切な助言をいただきました。末筆ではありますが、ここに記して謝意を表します。

## 参考文献

- 井合進・松永康男・亀岡知弘（1990a）：ひずみ空間における塑性論に基づくサイクリックモビリティのモデル、港湾技術研究所報告、Vol.29, No.4, pp.27-56.
- 井合進、松永康男、亀岡知弘（1990b）：サイクリックモビリティのモデルのパラメタの同定、港湾技術研究所報告、Vol.29, No.4, pp.57-83.
- 井合進・一井康二・森田年一（1995）：兵庫県南部地震による港湾施設の被害考察（その 7）ケーソン式岸壁の有効応力解析、港湾技研資料、No.813, pp.253-279.

- 一井康二・井合進・森田年一（1997）：兵庫県南部地震におけるケーソン式岸壁の挙動の有効応力解析，港湾技術研究所報告，Vol.36，No.2，pp.41-86.
- 入倉孝次郎（2000）：強震動予測のためのレシピ，第1回地震調査研究と地震防災工学の連携ワークショップ-地震動予測地図の作成に向けてそのあるべき姿と地震防災工学への反映-，pp.33-58.
- 上部達生・高野剛光・松永康男（1995）：兵庫県南部地震による港湾施設の被害考察（その3）神戸港のケーソン式大型岸壁の被災分析，港湾技研資料，No.813，pp.127-145.
- 運輸省港湾局監修（1999）：港湾の施設の技術上の基準・同解説，（社）日本港湾協会.
- 科学技術庁（2000）：第1回堆積平野地下構造調査成果報告会予稿集.
- 香川敬生・江尻讓嗣（1998）：震源断層の破壊を考慮した震源近傍の地震動の試算，「土構造物の耐震設計に用いるレベル2地震動を考える」シンポジウム，地盤工学会関西支部設計入力地震動に関する研究委員会.
- 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.
- 釜江克宏・入倉孝次郎（1997）：1995年兵庫県南部地震の断層モデルと震源近傍における強震動シュミレーション，日本建築学会論文報告集，No.500，pp.29-36.
- 川瀬博・林康裕（1996）：兵庫県南部地震の被害地域における強震動の推定とその破壊力の評価，過大入力を受ける建築構造物の動的崩壊過程の解明シンポジウム，日本建築学会応用力学運営委員会，pp.3-7.
- 川瀬博・松島信一・Robert W. Graves・Paul G. Somerville（1998）：「エッジ効果」に着目した単純な二次元盆地構造の三次元波動場解析-兵庫県南部地震の際の震災帯の成因-，地震2，第50巻，第4号，pp.431-450.
- 額綱一起（1991）：不整形地盤における地震動，土木学会論文集，No.437，I-17，pp.1-18.
- 額綱一起（1996）：カリフォルニアの被害地震と兵庫県南部地震，科学，Vol.66，No.2，pp.93-97.
- 額綱一起（1998）：地震発生のメカニズムと予測，10. 強震動の発生，土と基礎，Vol.46，No.8，1998年8月，pp.43-48.
- 佐藤俊明（1994）：理論的地震動評価，地震動-その合成と波形処理，第2章，鹿島出版会，pp.21-88.
- 佐藤良輔編（1989）：日本の地震断層パラメーター・ハンドブック，鹿島出版会.
- 杉田秀樹（2000）：道路及び河川施設における地震防災システムの現状，第2回リアルタイム地震防災シンポジウム論文集，pp.31-16.
- 総理府地震調査研究推進本部地震調査委員会（1997）：糸魚川-静岡構造線活断層系の調査結果と評価について，地震調査委員会報告集-1995年7月～1996年12月-（同委員会編），pp.501-510.
- 武村雅之・諸井孝文・八代和彦（1998）：明治以後の内陸浅発地震の被害からみた強震動の特徴，地震2，第50巻，第4号，pp.485-505.
- 武村雅之（1998）：日本列島における地殻内地震のスケールリング則，地震2，第51巻，第2号，pp.211-228.
- 土木学会（1996）：土木学会耐震基準等に関する提言集. 土木学会地震工学委員会レベル2地震動研究小委員会（2000）：レベル2地震動研究小委員会の活動成果報告書，第3章，耐震設計に用いるレベル2地震動（案），pp.7-51.
- 中村左衛門太郎（1925）：関東大震災調査報告，震災予防調査会報告，100号甲，pp.67-140.
- 中村豊，上半文昭，井上英司（1996）：1995年兵庫県南部地震の地震動記録波形と分析（II），JR地震情報No.23d，（財）鉄道総合技術研究所ユレダス開発推進部.
- 野津厚・井合進・一井康二・沼田淳紀（2000）：ケーソン式岸壁の変形に寄与する地震動の振動数成分，レベル2地震に対する土構造物の耐震設計シンポジウムおよび講習会テキスト，（社）地盤工学会，2000年8月，pp.311-318.
- 久田嘉章（1997）：成層地盤における正規モード解及びグリーン関数の効率的な計算法，日本建築学会構造系論文集，第501号，pp.49-56.
- 松島信一・川瀬博（2000）：1995年兵庫県南部地震の複数アスペリティーモデルの提案とそれによる強震動シミュレーション，日本建築学会構造系論文集，第534号，pp.33-40.
- 山崎文雄，片山恒男，野田茂，吉川洋一，大谷泰昭（1995）：大規模都市ガス導管網の地震時警報システムの開発，土木学会論文集，No.525，pp.331-340.
- Aki, K. (1968): Seismic displacements near a fault, *Journal of Geophysics Research*, Vol.73, pp.5359-5375.
- Aki, K. and Richards, P.G. (1980): Quantitative Seismology, Theory and Methods, Vol.1, W.H. Freeman.
- Bielak, J., Ghattas, O. and Bao, H. (1998): Ground motion modeling using 3D finite element methods, *The Effects of Surface Geology on Seismic Motion*, Balkema, pp.121-133.

- Bouchon, M. (1979): Discrete wave number representation of elastic wave fields in three-space dimensions, *J. Geophys. Res.*, Vol.84, pp.3609-3614.
- Bouchon, M. (1981): A simple method to calculate Green's functions for elastic layered media, *Bulletin of the Seismological Society of America*, Vol.71, pp.957-971.
- Bouchon, M. (1982): The rupture mechanism of the Coyote Lake earthquake of 6 August 1979 inferred from near-field data, *Bulletin of the Seismological Society of America*, Vol.72, pp.745-757.
- Geller, R. J. (1976): Scaling relations for earthquake source parameters and magnitudes, *Bulletin of the Seismological Society of America*, Vol.66, pp.1501-1523.
- Graves, R.W. (1996): Simulating seismic wave propagation in 3D elastic media using staggered-grid finite differences, *Bulletin of the seismological Society of America*, Vol.86, No.4, pp.1091-1106.
- Harzell, S.H. and Heaton, T.H. (1983): Inversion of strong ground motion and teleseismic waveform data for the fault rupture history of the 1979 Imperial Valley, California, earthquake, *Bulletin of the seismological Society of America*, Vol.73, pp.1553-1583.
- Harzell, S.H. and Heaton, T.H. (1986): Rupture history of the 1984 Morgan Hill, California, earthquake from the inversion of strong motion records, *Bulletin of the seismological Society of America*, Vol.76, pp.649-674.
- Heaton, T.H. (1982): The 1971 San Fernando earthquake; a double event?, *Bulletin of the seismological Society of America*, Vol.72, pp.2037-2062.
- Housner, G.W. (1961): Vibration of Structures Induced by Seismic Waves, *Shock and Vibration Handbook*, Harris, C.M. and Crede, C.E. (eds.), Vol.3, pp.1-32.
- Inagaki, H., Iai, S., Sugano, T., Yamazaki, H. and Inatomi, T. (1996): Performance of caisson type quay walls at Kobe Port, Special Issue of Soils and Foundations, pp.119-136.
- Ishiyama, Y. (1987): Criteria for overturning of bodies by earthquake excitation, *Trans. of A.I.J.*, 317, pp.1-12.
- Kamae, K. and Irikura, K. (1992): Prediction of site-specific strong ground motion using semi empirical methods, *Proceedings of the 10th World Conference on Earthquake Engineering*, Madrid, Vol.2, pp.801-806.
- Kawasaki, I. et al. (1973): Seismic waves due to a shear fault in a semi-infinite medium. Part I: Point source, *Journal of Physics of the Earth*, Vol.21, pp.251-284.
- Kawase, H. (1996): The cause of the damage belt in Kobe: the basin-edge effect, constructive interference of the direct S-wave with the basin-induced diffracted/Rayleigh waves, *Seismological Research Letters*, Vol.65, No.5, pp.25-34.
- Kikuchi, M. and Kanamori, H. (1996): Rupture process of the Kobe, Japan, Earthquake of Jan. 17, 1995, determined from teleseismic body waves, *J. Phys. Earth*, 44, pp.429-436.
- Luco, J.E. and Apsel, R.J. (1983): On the Green's functions for layered half-space, Part I, *Bulletin of the Seismological Society of America*, Vol.73, pp.909-923.
- Nozu, A. and Uwabe, T. (2000): Applicability of Empirical Green's Function Method to Strong Motion Records on Man-made Island in Kobe, *Proceedings of the 12th World Conference on Earthquake Engineering*, 538/4/A.
- Phinney, R.A. (1965): Theoretical calculation of the spectrum of first arrivals in layered elastic media, *J. Geophys. Res.*, Vol.70, pp.5107-5123.
- Saikia, C.K. (1994): Modified frequency-wavenumber algorithm for regional seismograms using Filon's quadrature: modeling of Lg waves in eastern North America, *Geophys. J. Int.*, Vol.118, pp.142-158.
- Shimazaki, K. (1986): Small and large earthquakes: The effect of the thickness of seismogenic layer and the free surface, *Earthquake Source Mechanics*, Am. Geophys. Union, Geophys. Monogr. 37, Maurice Ewing 6, pp.209-216.
- Somerville, P.G. and Graves, R.W. (1993): Condition that give rise to unusually long period ground motions, *The Structural Design of Tall Buildings*, 2, pp.211-232.
- Somerville, P.G., Smith, N.F., Graves, R.W. and Abrahamson, N.A. (1995): Representation of near fault rupture directivity effects in design ground motions, and application to Caltrans bridges, *Proceedings of the National Seismic Conference on Bridges and Highways*, San Diego, December 10-13, 1995.
- Somerville, P.G. and Graves, R.W. (1996): Strong ground motions of the Kobe, Japan earthquake of Jan. 17, 1995, and development of a model of forward rupture directivity effects applicable in California, *Proceedings of the Western Regional Technica; Seminar on Earthquake Engineering for Dams*, Association of State Dam Safety Officials, Sacramento.
- Somerville, P.G., Smith, N.F. and Graves, R.W. (1997): Modification of empirical strong ground motion

attenuation relations to include the amplitude and duration effects of rupture directivity, *Seismological Research Letters*, Vol.68, No.1, pp.199-222.

Somerville, P.G., Irikura, K., Graves, R., Sawada, S., Wald, D., Abrahamson, N., Iwasaki, T., Kagawa, T., Smith, N. and Kowada, A (1999): Characterizing crustal earthquake slip models for the prediction of strong ground motion, *Seismological Research Letters*, Vol.70, pp.59-80.

Wald, D.J. and Somerville, P.G.(1995): Variable-slip rupture model of the great 1923 Kanto, Japan, earthquake: geodetic and body wave analysis, *Bulletin of the seismological Society of America*, Vol.85, No.1, pp.159-177.

Wald, D.J. and Heaton, T.H. (1994): Spatial and temporal distribution of slip for the 1992 Landers, California, Earthquake, *Bulletin of the seismological Society of America*, Vol.84, pp.668-691.

Wald, D.J., Heaton, T.H. and Hudnut, K.W. (1996): The slip history of the 1994 Northridge, California earthquake determined from strong ground motion, teleseismic, GPS and leveling data, *Bulletin of the seismological Society of America*, Vol.86, pp.549-570.

Wald, D.J. (1996): Slip history of the 1995 Kobe, Japan, earthquake determined from strong motion, teleseismic and geodetic data, *J. Phys. Earth*, 44, pp.489-503.

## 記号表

$D(t)$  : 断層のすべり量

$D_0$  : 断層の最終すべり量

$D_\infty$  : 全振動数成分を入力して得られる岸壁の変形量

$D_2$  : 2Hz 以下の振動数成分を入力して得られる岸壁の変形量

$f(t)$  : 任意の時間関数

$\hat{f}(\omega)$  :  $f(t)$  のフーリエ変換

$G_{rs}(x, \xi, t)$  : 単位インパルス力による波動場 (時間領域の Green 関数)

$G_{rs}(x, \xi, \omega)$  : 単位インパルス力による波動場のフーリエ変換 (周波数領域の Green 関数)

$G(\omega)$  : 地動速度のパワースペクトル

$k$  : 波数の水平成分

$L$  : 断層の長さ

$M$  : マグニチュード

$M_0(t)$  : 地震モーメント

$M_{rn}(t)$  : モーメントテンソル

$M_{rn}(\omega)$  : モーメントテンソルのフーリエ変換

$M_*$  : モーメントマグニチュード

$Q_P$  : P 波に対する Q 値

$Q_S$  : S 波に対する Q 値

$S$  : 断層の面積

$SN/SP$  : SI 値及び PSI 値の走向直交成分の走向平行成分に対する比

$t$  : 時間

$T_r$  : ライズタイム

$T_w$  : 波形を求めようとする時間ウィンドウ

$u_n(x, \xi, t)$  : ダブルカップルによる波動場

$u_n(x, \xi, \omega)$  : ダブルカップルによる波動場のフーリエ変換

$V_P$  : P 波速度

$V_S$  : S 波速度

$V(t)$  : 地動速度

$V(\omega)$  : 地動速度のフーリエスペクトル

$W$  : 断層の幅

$x$  : 観測点

$x$  : 断層面距離 (km)

$\alpha$  : 回帰係数 (3.3)

$\alpha$  : P 波速度

$\alpha^*$  : 複素 P 波速度

$\beta$  : 回帰係数 (3.3)

$\beta$  : S 波速度

$\beta^*$  : 複素 S 波速度

$\beta$  : レーレー減衰定数

$\gamma$  : 回帰係数 (3.3)

$\gamma_n$  : 震源層における S 波の波数の鉛直成分

$\delta$  : 断層の傾斜

$\delta(t) \delta(\xi)$  : 単位インパルス力

$\Delta f$  : 振動数の増分

$\Delta k$  : 波数の水平成分の増分

$\Delta t$  : 時間の増分

$\lambda$  : 断層のすべり角

$\lambda$  : Phinney 法のパラメタ

$\mu$  : ラメ定数

$\nu_n$  : 震源層における P 波の波数の鉛直成分

$\xi$  : 作用点

$\rho$  : 密度

$\phi$  : 断層の走向

$\phi$  : 内部摩擦角

$\omega$  : 角振動数

$\omega^*$  : Phinney 法で虚部を導入した後の角振動数

付録A Explosion型の点震源による全無限弾性体内の波動場

均質等方な全無限弾性体内部の explosion 型の点震源に対する変位場のスカラーポテンシャルのフーリエ変換は次式で示される (Aki and Richards, 1980).

$$\phi(R, \omega) = \frac{e^{-i\omega R / \alpha}}{R} \quad (A1)$$

ここに  $\phi$  は変位場のスカラーポテンシャルのフーリエ変換,  $R$  は震源からの距離,  $\omega$  は角振動数,  $\alpha$  は P 波速度,  $i$  は虚数単位である. 式 (A1) は震源から球面波が速度  $\alpha$  で伝播することを示しており, また, その振幅が震源からの距離  $R$  に反比例して小さくなることを示している. なお, 本報告を通じフーリエ変換および逆変換を次式により定義する.

$$\hat{f}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt \quad (A2)$$

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{f}(\omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (A3)$$

ここに  $f(t)$  は任意の時間関数,  $\hat{f}(\omega)$  はそのフーリエ変換である.

水平成層構造の地震波の計算には図-A.1に示す円筒座標系  $(r, \theta, z)$  を用いるのが便利である.

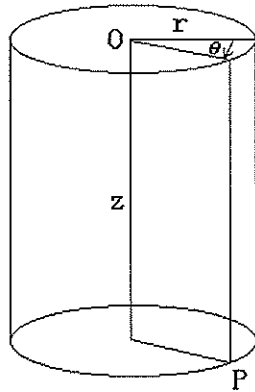


図-A.1 空間内の任意の点 P の座標は図の  $r, \theta, z$  の組み合わせで表現される.

$z$  座標は慣例に従い鉛直下向きにとる. 円筒座標系において原点を震源にとれば, 式 (A1) は式 (A4) の Sommerfeld 積分の形に書くことができる (Aki and Richards, 1980).

$$\phi(r, z, \omega) = -i \int_0^{\infty} \frac{k}{v} J_0(kr) e^{-iv|z|} dk \quad (A4)$$

ここに

$$v = \sqrt{k_\alpha^2 - k^2}, \text{Im}(v) < 0 \quad (A5)$$

$$k_\alpha = \omega / \alpha$$



である。  $k$  は波数の水平成分を、  $\nu$  は P 波の波数の鉛直成分をそれぞれ示す。  $J_0$  は第 1 種 0 次のベッセル関数を示す。式 (A4) が円筒座標系における波動方程式

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} - \frac{1}{\alpha^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{A6})$$

の解であることは式 (A4) を式 (A6) に代入すれば確認できる。

式 (A4) の  $z$  に関する項を  $e^{i\omega t}$  と組み合わせると  $e^{i(\omega t + \nu z)}$  となることから、  $\nu$  が P 波の波数の鉛直成分を示すことが理解される。また、  $k$  が小さい波は進行方向が鉛直に近い波（テイクオフ・アングルの大きい波）に、  $k$  が大きい波は進行方向が水平に近い波（テイクオフ・アングルの小さい波）に対応していることも理解される。従って、式 (A4) は全波動場が様々なテイクオフアングルをもつ波の重ね合わせで表現されることを示している。

さて、Bouchon (1981) は式 (A4) の  $k$  に関する積分を次の無限級数で置き換えることを提案した。

$$\phi(r, z, \omega) = - \frac{i\pi}{L} \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n \frac{k_n}{v_n} J_0(k_n r) e^{-i v_n |z|} \quad (\text{A7})$$

ここに

$$\begin{aligned} k_n &= 2n\pi / L \\ v_n &= \sqrt{k_\alpha^2 - k_n^2}, \text{Im}(v_n) < 0 \end{aligned} \quad (\text{A8})$$

である。また  $\varepsilon_n$  は次式により定義される。

$$\begin{aligned} n \neq 0 \text{ に対して } \varepsilon_n &= 2 \\ n = 0 \text{ に対して } \varepsilon_n &= 1 \end{aligned} \quad (\text{A9})$$

式 (A7) の最も素朴な解釈は式 (A4) の積分に台形公式を適用したものという解釈である。ところが Bouchon (1981) は、原点を中心とする半径  $mL$  ( $m=1,2,\dots$ ) の同心円状の震源による波動場を考え、これを式 (A4) の波動場に加えたものが厳密に式 (A7) の波動場に等しいことを示した。この解釈によれば、半径  $L$  を十分大きくとれば、問題としている時間ウインドウの範囲で同心円状の震源からの波が到達しないようにすることができるので、式 (A4) と式 (A7) とは厳密に等しくなる。具体的には

$$r < L/2 \text{ and } \sqrt{(L-r)^2 + z^2} > \alpha t \quad (\text{A10})$$

を満足するような  $r, t$  に対しては式 (A4) と式 (A7) は等しい。

以上のように球面波を表現する式 (A1) を式 (A7) の無限級数に書き改めるのは、付録 C で述べるように水平成層構造での波動伝播を計算するのに式 (A7) の形が有効だからである。

#### 参考文献

- Aki, K. and Richards, P.G. (1980): Quantitative Seismology, Theory and Methods, Vol.1, W.H. Freeman.  
 Bouchon, M. (1981): A simple method to calculate Green's functions for elastic layered media, *Bulletin of the Seismological Society of America*, Vol.71, pp.957-971.

記号表

- $f(t)$  : 任意の時間関数  
 $\hat{f}(\omega)$  :  $f(t)$  のフーリエ変換  
 $k$  : 波数の水平成分  
 $k_r$  : 波数の水平成分  
 $k_\alpha$  :  $\omega/\alpha$   
 $L$  : 同心円状の震源の最小半径  
 $r$  : 円筒座標  
 $R$  : 震源からの距離  
 $t$  : 時間  
 $z$  : 円筒座標 (下向き正, 図-A.1参照)  
 $\alpha$  : P波速度  
 $\theta$  : 円筒座標 (時計回り正, 図-A.1参照)  
 $\nu$  : P波の波数の鉛直成分  
 $\nu_r$  : P波の波数の鉛直成分 ( $k_r$  に対応)  
 $\phi$  : 変位場のスカラーポテンシャルのフーリエ変換  
 $\omega$  : 角振動数

## 付録B 単位インパルス力による全無限弾性体内の波動場

Lamb (1904) によれば鉛直下向きの単位インパルス力  $\delta(t) \delta(\xi)$  が原点において時刻  $t=0$  に作用したときの波動場 (Green 関数) は

$$\begin{aligned} u(r, z, \omega) &= \frac{1}{4\pi\rho\omega^2} \frac{\partial^2}{\partial r \partial z} \left( \frac{e^{-ik_\beta R} - e^{-ik_\alpha R}}{R} \right) \\ w(r, z, \omega) &= \frac{1}{4\pi\rho\omega^2} \left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left( \frac{e^{-ik_\beta R} - e^{-ik_\alpha R}}{R} \right) + k_\beta^2 \frac{e^{-ik_\beta R}}{R} \right) \end{aligned} \quad (B1)$$

で表される。ここに  $u(r, z, \omega)$  は変位のラディアル成分 ( $r$  成分) のフーリエ変換,  $w(r, z, \omega)$  は変位の鉛直成分 ( $z$  成分) のフーリエ変換である。また  $\rho$  は媒質の密度であり,

$$k_\beta = \omega / \beta \quad (B2)$$

である。  $\beta$  は S 波速度である。変位は対称性により  $\theta$  に依存しない。また、変位のトランスバース成分 ( $\theta$  成分) は対称性により 0 である。ここで、explosion 型の震源に対して式 (A1) を式 (A7) に書き換えたのと同様、式 (B1) を無限級数の形に書くと次式を得る。

$$\begin{aligned} u(r, z, \omega) &= \frac{\text{sgn}(z)}{4L\rho\omega^2} \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n k_n^2 (e^{-i\gamma_n |z|} - e^{-i\gamma_n |z|}) J_1(k_n r) \\ w(r, z, \omega) &= -\frac{i}{4L\rho\omega^2} \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n k_n (\gamma_n e^{-i\gamma_n |z|} + \frac{k_n^2}{\gamma_n} e^{-i\gamma_n |z|}) J_0(k_n r) \end{aligned} \quad (B3)$$

ここに  $\text{sgn}(z)$  は符号関数で  $z$  が正のとき 1,  $z$  が負のとき -1 の値をとる。  $J_l$  は第 1 種 1 次のベッセル関数を示す。また

$$\gamma_n = \sqrt{k_\beta^2 - k_n^2}, \text{Im}(\gamma_n) < 0 \quad (B4)$$

は S 波の波数の鉛直成分を示す。

一方、水平方向 ( $\theta_0$  方向) の単位インパルス力  $\delta(t) \delta(\xi)$  が原点において時刻  $t=0$  に作用したときの波動場は次式で与えられる (Harkrider, 1964)。

$$\begin{aligned} u(r, \theta, z, \omega) &= \frac{1}{4\pi\rho\omega^2} \cos(\theta - \theta_0) \left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} \left( \frac{e^{-ik_\beta R} - e^{-ik_\alpha R}}{R} \right) + k_\beta^2 \frac{e^{-ik_\beta R}}{R} \right) \\ v(r, \theta, z, \omega) &= -\frac{1}{4\pi\rho\omega^2} \sin(\theta - \theta_0) \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{e^{-ik_\beta R} - e^{-ik_\alpha R}}{R} \right) + k_\beta^2 \frac{e^{-ik_\beta R}}{R} \right) \\ w(r, \theta, z, \omega) &= \frac{1}{4\pi\rho\omega^2} \cos(\theta - \theta_0) \frac{\partial^2}{\partial r \partial z} \left( \frac{e^{-ik_\beta R} - e^{-ik_\alpha R}}{R} \right) \end{aligned} \quad (B5)$$

ここに  $u(r, \theta, z, \omega)$  は変位のラディアル成分 ( $r$  成分) のフーリエ変換,  $v(r, \theta, z, \omega)$  は変位のトランスバース成分 ( $\theta$

成分) のフーリエ変換,  $w(r, \theta, z, \omega)$  は変位の鉛直成分 ( $z$  成分) のフーリエ変換である. 式 (B5) を無限級数の形に書くと次式を得る.

$$\begin{aligned}
 u(r, \theta, z, \omega) &= -\frac{i}{4L\rho\omega^2} \cos(\theta - \theta_0) \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n \left( \left( \frac{k_n^2}{v_n} e^{-i v_n |z|} + \gamma_n e^{-i v_n |z|} \right) \frac{d J_1(k_n r)}{d r} \right. \\
 &\quad \left. + \frac{k_\beta^2}{\gamma_n} e^{-i v_n |z|} \frac{J_1(k_n r)}{r} \right) \\
 v(r, \theta, z, \omega) &= \frac{i}{4L\rho\omega^2} \sin(\theta - \theta_0) \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n \left( \left( \frac{k_n^2}{v_n} e^{-i v_n |z|} + \gamma_n e^{-i v_n |z|} \right) \frac{J_1(k_n r)}{r} \right. \\
 &\quad \left. + \frac{k_\beta^2}{\gamma_n} e^{-i v_n |z|} \frac{d J_1(k_n r)}{d r} \right) \\
 w(r, \theta, z, \omega) &= \frac{\text{sgn}(z)}{4L\rho\omega^2} \cos(\theta - \theta_0) \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n k_n^2 \left( e^{-i v_n |z|} - e^{-i v_n |z|} \right) J_1(k_n r)
 \end{aligned} \tag{B6}$$

式 (B1) および式 (B5) に示した周波数領域の Green 関数は, フーリエ逆変換すると次式の時間領域の Green 関数 (Aki and Richards, 1980; 佐藤, 1994) に一致していることがわかる.

$$\begin{aligned}
 G_n(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}, t) &= \frac{1}{4\pi\rho} (3R_n R_{,k} - \delta_{nk}) \frac{1}{R^3} \int_{R/\alpha}^{R/\beta} t' \delta(t-t') dt' \\
 &\quad + \frac{1}{4\pi\rho\alpha^2} R_n R_{,k} \frac{1}{R} \delta\left(t - \frac{R}{\alpha}\right) \\
 &\quad - \frac{1}{4\pi\rho\beta^2} (R_n R_{,k} - \delta_{nk}) \frac{1}{R} \delta\left(t - \frac{R}{\beta}\right)
 \end{aligned} \tag{B7}$$

ここに  $G_n(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}, t)$  は時刻  $t=0$  に作用点  $\boldsymbol{\xi}$  に作用する  $k$  方向の単位インパルス力によって観測点  $\mathbf{x}$  に時刻  $t$  に生じる変位の  $n$  成分である.  $R$  は作用点と観測点との距離を,  $R_i$  は  $R$  の  $x_i$  に関する偏微分を示す.

### 参考文献

佐藤俊明 (1994): 理論的地震動評価, 地震動-その合成と波形処理, 第2章, 鹿島出版会, pp.21-88.  
 Aki, K. and Richards, P.G. (1980): Quantitative Seismology, Theory and Methods, Vol.1, W.H. Freeman.  
 Harkrider, D.G. (1964): Surface waves in multilayered elastic media I. Rayleigh and Love waves from buried sources in a multilayered elastic half-space, *Bulletin of the Seismological Society of America*, Vol.54, pp.627-679.  
 Lamb, H. (1904): On the propagation of tremors at the surface of an elastic solid, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, Ser. A, 203, 1-42.

### 記号表

- $G_n(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}, t)$ : 単位インパルス力による波動場 (時間領域の Green 関数)
- $k_n$ : 波数の水平成分
- $k_\alpha$ :  $\omega/\alpha$
- $k_\beta$ :  $\omega/\beta$
- $L$ : 同心円状の震源の最小半径
- $r$ : 円筒座標

$R$  : 震源からの距離

$t$  : 時間

$u(r, \theta, z, \omega)$  : 変位のラディアル成分 ( $r$  成分) のフーリエ変換

$v(r, \theta, z, \omega)$  : 変位のトランスバース成分 ( $\theta$  成分) のフーリエ変換

$w(r, \theta, z, \omega)$  : 変位の鉛直成分 ( $z$  成分) のフーリエ変換

$\mathbf{x}$  : 観測点

$z$  : 円筒座標 (下向き正, 図-A.1参照)

$\alpha$  : P波速度

$\beta$  : S波速度

$\gamma_n$  : S波の波数の鉛直成分 ( $k_n$  に対応)

$\delta(t) \delta(\xi)$  : 単位インパルス力

$\theta$  : 円筒座標 (時計回り正, 図-A.1参照)

$\theta_0$  : 単位インパルス力の作用方向

$\nu_n$  : P波の波数の鉛直成分 ( $k_n$  に対応)

$\xi$  : 作用点

$\rho$  : 密度

$\omega$  : 角振動数

## 付録C 単位インパルス力による水平成層構造内の波動場

水平成層構造での波動伝播を計算するための行列演算についてはこれまで多くの研究者により改良が重ねられてきた。その経緯については纈纈 (1991) に述べられている。本研究で採用しているのは Luco and Apsel (1983) による反射/透過マトリクスである。この方法がそれ以前の Haskell マトリクス (Thomson, 1950; Haskell, 1953) と比較して優れているのは、常に波動伝播の方向に演算を進めることにより高周波数での指数関数の発散を回避している点である。なお、Luco and Apsel (1983) の方法では震源を記述する項に高周波数で発散しやすい指数関数の項が残っている。Hisada (1993, 1995a, 1995b) や久田 (1997) は Harkrider (1964) や Kennet and Kerry (1979) が行ったように震源の深さに仮想の層境界を設け、そこにステップ応力条件を導入することでこの問題を解決している。本研究では、震源を仮想の地層境界で挟み込んで震源を含む層の層厚を十分に小さくすることによりこの問題に対処している。以下、Luco and Apsel (1983) の反射/透過マトリクスを Bouchon (1981) のアルゴリズムに適用して水平成層構造の波動伝播を計算する方法について述べる。ノテーションについては Hisada (1993, 1995a, 1995b) や久田 (1997) のものを取り入れている。

図-C.1に水平成層構造を示す。地層には浅い方から順に  $1, 2, 3, \dots, N, N+1$  と番号がふられている。第  $N+1$  層は基盤に対応する。また地層境界にも番号がふられている。浅い地層境界は若い番号に対応しており、地表面は 0 に対応している。第  $s$  層は震源のある層である。震源が複数の層に渡る場合も当然存在するが、複数の震源による地震動は個々の震源の地震動の和で与えられるから、ここでは震源が一つの場合について考えておけばよい。 $z$  座標は鉛直下向きにとり、地表面を  $z=0$  とする。

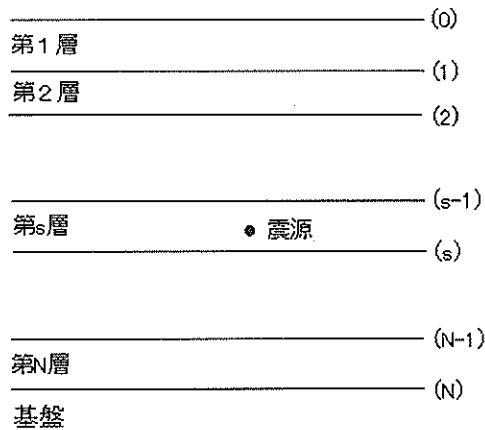


図-C.1 水平成層構造

図-C.1では  $s < N+1$  の場合を示しているが、震源は基盤内にあっても良い、すなわち  $s=N+1$  であっても良い。

## C.1 鉛直方向の単位インパルス力

まず、鉛直下向きの単位インパルス力  $\delta(t) \delta(\xi)$  が時刻  $t=0$  において点  $(0, 0, z_s)$  に作用したときの第  $j$  層における変位および応力のフーリエ変換を次の形に書く。

$$\begin{aligned}
u^j(r, \theta, z, \omega) &= \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n V_1^{jn} J_1(k_n r) \\
w^j(r, \theta, z, \omega) &= \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n V_2^{jn} J_0(k_n r) \\
\sigma_{r\theta}^j(r, \theta, z, \omega) &= \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n V_3^{jn} J_1(k_n r) \\
\sigma_{rz}^j(r, \theta, z, \omega) &= \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n V_4^{jn} J_0(k_n r)
\end{aligned} \tag{C1}$$

ここに  $V_1^j, V_2^j, V_3^j, V_4^j$  は motion-stress vector と呼ばれ、それぞれ  $z, \omega$  の関数である。ここでは motion-stress vector は次の形に書けるものとする。

$$\begin{pmatrix} V_1^{jn} \\ V_2^{jn} \\ V_3^{jn} \\ V_4^{jn} \end{pmatrix} = F^{jn} \begin{pmatrix} P_u^{jn} \\ SV_u^{jn} \\ P_d^{jn} \\ SV_d^{jn} \end{pmatrix} \tag{C2}$$

ここに  $P_u^j, SV_u^j, P_d^j, SV_d^j$  はそれぞれ上昇する P 波の振幅、上昇する SV 波の振幅、下降する P 波の振幅、下降する SV 波の振幅である。振幅はそれぞれ第  $j$  層の上端において評価されている。マトリクス  $F^j$  は次式で与えられる。

$$F^{jn} = \omega^{-1} \times \begin{pmatrix} \alpha_j k_n & \beta_j \gamma_{jn} & \alpha_j k_n & \beta_j \gamma_{jn} \\ -i\alpha_j v_{jn} & i\beta_j k_n & i\alpha_j v_{jn} & -i\beta_j k_n \\ 2i\alpha_j \mu_j k_n v_{jn} & i\beta_j \mu_j (\gamma_{jn}^2 - k_n^2) & -2i\alpha_j \mu_j k_n v_{jn} & -i\beta_j \mu_j (\gamma_{jn}^2 - k_n^2) \\ \alpha_j \mu_j (\gamma_{jn}^2 - k_n^2) & -2\mu_j \beta_j k_n \gamma_{jn} & \alpha_j \mu_j (\gamma_{jn}^2 - k_n^2) & -2\mu_j \beta_j k_n \gamma_{jn} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} e^{iv_{jn}(z-z^{(j-1)})} & & & 0 \\ & e^{i\gamma_{jn}(z-z^{(j-1)})} & & \\ & & e^{-iv_{jn}(z-z^{(j-1)})} & \\ 0 & & & e^{-i\gamma_{jn}(z-z^{(j-1)})} \end{pmatrix} \tag{C3}$$

ここに  $z^{(j-1)}$  は第  $j$  層の上端の  $z$  座標、 $\alpha_j$  は第  $j$  層の P 波速度、 $\beta_j$  は第  $j$  層の S 波速度、 $\mu_j$  は第  $j$  層のラメ定数、 $\rho_j$  は第  $j$  層の密度である。また、

$$\begin{aligned}
v_{jn} &= \sqrt{(\omega / \alpha_j)^2 - k_n^2}, \text{Im}(v_{jn}) < 0 \\
\gamma_{jn} &= \sqrt{(\omega / \beta_j)^2 - k_n^2}, \text{Im}(\gamma_{jn}) < 0
\end{aligned} \tag{C4}$$

である。Motion-stress vector の各成分が式 (C2) および (C3) で与えられるとき、式 (C1) の変位と応力は円筒座標系における運動方程式

$$\begin{aligned}
 \mu_j &= \left( \nabla^2 u^j - \frac{1}{r} \left( 2 \frac{\partial v^j}{r \partial \theta} + \frac{u^j}{r} \right) \right) + (\lambda_j + \mu_j) \frac{\partial \Delta^j}{\partial r} + \omega^2 \rho_j u^j = 0 \\
 \mu_j &= \left( \nabla^2 v^j - \frac{1}{r} \left( \frac{v^j}{r} - 2 \frac{\partial u^j}{r \partial \theta} \right) \right) + (\lambda_j + \mu_j) \frac{\partial \Delta^j}{r \partial \theta} + \omega^2 \rho_j v^j = 0 \\
 \mu_j \nabla^2 w^j + (\lambda_j + \mu_j) \frac{\partial \Delta^j}{\partial z} + \omega^2 \rho_j w^j &= 0
 \end{aligned} \tag{C5}$$

および変位-応力関係式

$$\begin{aligned}
 \mu_j &= \left( \nabla^2 u^j - \frac{1}{r} \left( 2 \frac{\partial v^j}{r \partial \theta} + \frac{u^j}{r} \right) \right) + (\lambda_j + \mu_j) \frac{\partial \Delta^j}{\partial r} + \omega^2 \rho_j u^j = 0 \\
 \mu_j &= \left( \nabla^2 v^j - \frac{1}{r} \left( \frac{v^j}{r} - 2 \frac{\partial u^j}{r \partial \theta} \right) \right) + (\lambda_j + \mu_j) \frac{\partial \Delta^j}{r \partial \theta} + \omega^2 \rho_j v^j = 0 \\
 \mu_j \nabla^2 w^j + (\lambda_j + \mu_j) \frac{\partial \Delta^j}{\partial z} + \omega^2 \rho_j w^j &= 0
 \end{aligned} \tag{C6}$$

を満足することは、式 (C1) を式 (C5) および式 (C6) に代入することにより確認できる。なお、式 (C5) において

$$\begin{aligned}
 \nabla^2 &= \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \\
 \Delta^j &= \frac{\partial u^j}{\partial r} + \frac{u^j}{r} + \frac{\partial v^j}{r \partial \theta} + \frac{\partial w^j}{\partial z}
 \end{aligned} \tag{C7}$$

である。また  $\lambda_j$  は第  $j$  層のラメ定数である。

式 (C1) はすでに運動方程式および変位-応力関係式を満足しているのであるから、後は境界条件と放射条件を満足するように  $P_n^j$ ,  $SV_n^j$ ,  $P_n^j$ ,  $SV_n^j$  を決定すれば、鉛直下向きの単位インパルス力  $\delta(z) \delta(\xi)$  に対する波動場が求まることになる。

ここで、式を見やすくするため

$$\begin{pmatrix} D^j \\ S^j \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_1^{jn} \\ V_2^{jn} \\ V_3^{jn} \\ V_4^{jn} \end{pmatrix} \tag{C8}$$

$$\begin{pmatrix} E_{11}^j & E_{12}^j \\ E_{21}^j & E_{22}^j \end{pmatrix} = \omega^{-1} \times \begin{pmatrix} \alpha_j k_n & \beta_j \gamma_{jn} & \alpha_j k_n & \beta_j \gamma_{jn} \\ -i \alpha_j v_{jn} & i \beta_j k_n & i \alpha_j v_{jn} & -i \beta_j k_n \\ 2i \alpha_j \mu_j k_n v_{jn} & i \beta_j \mu_j (\gamma_{jn}^2 - k_n^2) & -2i \alpha_j \mu_j k_n v_{jn} & -i \beta_j \mu_j (\gamma_{jn}^2 - k_n^2) \\ \alpha_j \mu_j (\gamma_{jn}^2 - k_n^2) & -2 \mu_j \beta_j k_n \gamma_{jn} & \alpha_j \mu_j (\gamma_{jn}^2 - k_n^2) & -2 \mu_j \beta_j k_n \gamma_{jn} \end{pmatrix} \tag{C9}$$



$$\begin{pmatrix} \Lambda_u^j(z) & 0 \\ 0 & \Lambda_d^j(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{i\gamma_{j0}(z-z^{(j-1)})} & & & 0 \\ & e^{i\gamma_{j0}(z-z^{(j-1)})} & & \\ & & e^{-i\gamma_{j0}(z-z^{(j-1)})} & \\ 0 & & & e^{-i\gamma_{j0}(z-z^{(j-1)})} \end{pmatrix} \quad (\text{C10})$$

$$\begin{pmatrix} C_u^j \\ C_d^j \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_u^{jn} \\ SV_u^{jn} \\ P_d^{jn} \\ SV_d^{jn} \end{pmatrix} \quad (\text{C11})$$

と書くことにすると、式 (C2) は以下のように書き直すことができる。

$$\begin{pmatrix} D^j \\ S^j \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{11}^j & E_{12}^j \\ E_{21}^j & E_{22}^j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Lambda_u^j(z) & 0 \\ 0 & \Lambda_d^j(z) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_u^j \\ C_d^j \end{pmatrix} \quad (\text{C12})$$

以下、 $C_u^j$ ,  $C_d^j$  が満足すべき境界条件および放射条件について考えていく。まず、第  $N+1$  層すなわち基盤では上向きの波は存在しないはずであるから、次式が成立する。

$$C_u^{N+1} = \{0\} \quad (\text{C13})$$

ここで、修整反射/透過マトリクス  $T_d^{(j)}$ ,  $R_d^{(j)}$ ,  $T_u^{(j)}$ ,  $R_u^{(j)}$  を次式により定義する。

$$\begin{aligned} C_u^j &= R_d^{(j)} C_d^j + T_u^{(j)} C_u^{j+1} \\ C_d^{j+1} &= T_d^{(j)} C_d^j + R_u^{(j)} C_u^{j+1} \quad (\text{for } j = 1, 2, \dots, N) \end{aligned} \quad (\text{C14})$$

自由表面では、修整反射/透過マトリクスのうち  $R_u^{(0)}$  のみが定義される。

$$C_d^1 = R_u^{(0)} C_u^1 \quad (\text{C15})$$

修整反射/透過マトリクスの具体的な形は、式 (C12) を第  $j$  層と第  $j+1$  層に適用することにより次のとおり求まる。

$$R_u^{(0)} = - (E_{22}^1)^{-1} E_{21}^1 \quad (\text{C16})$$

$$\begin{pmatrix} T_u^{(j)} & R_d^{(j)} \\ R_u^{(j)} & T_d^{(j)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (\Lambda_u^j)^{-1} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{11}^j & -E_{12}^{j+1} \\ E_{21}^j & -E_{22}^{j+1} \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} E_{11}^{j+1} - E_{12}^j \\ E_{21}^{j+1} - E_{22}^j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \Lambda_d^j \end{pmatrix} \quad (\text{for } j = 1, 2, \dots, N-1) \quad (\text{C17})$$

$$\begin{pmatrix} R_d^{(N)} \\ T_d^{(N)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (\Lambda_u^N)^{-1} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{11}^N & -E_{12}^{N+1} \\ E_{21}^N & -E_{22}^{N+1} \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} -E_{12}^N \Lambda_d^N \\ -E_{22}^N \Lambda_d^N \end{pmatrix} \quad (\text{C18})$$

ところで、式 (C4) の定義により  $\nu_{j\alpha}$ ,  $\gamma_{j\alpha}$  が複素平面上の第 4 象限にあることを考えると、 $e^{i\nu_{j\alpha}(z-z^{(j-1)})}$  や  $e^{i\gamma_{j\alpha}(z-z^{(j-1)})}$  の指数は第 1 象限にある。ここで、 $z-z^{(j)}$  の値が大きいとき指数の実部が正の大きな値となるから、 $e^{i\nu_{j\alpha}(z-z^{(j-1)})}$  や  $e^{i\gamma_{j\alpha}(z-z^{(j-1)})}$  (すなわち  $\Lambda_d^j$  の成分) を計算しようとするとき発散が生じやすい。ところが式 (C17) や式 (C18) には  $(\Lambda_d^j)^{-1}$  は含まれるけれども  $\Lambda_d^j$  は含まれないので数値計算上都合が良い。

次に一般化反射/透過マトリクスを次式  $\tilde{R}_v^{(j)}$ ,  $\tilde{T}_v^{(j)}$ ,  $\tilde{R}_d^{(j)}$ ,  $\tilde{T}_d^{(j)}$  により定義する。

$$C_v^j = \tilde{T}_v^{(j)} C_v^{j+1}, C_d^{j+1} = \tilde{R}_d^{(j)} C_d^{j+1} \quad (\text{for } j = 1, 2, \dots, s-1) \quad (C19)$$

$$C_d^{j+1} = \tilde{T}_d^{(j)} C_d^j, C_v^j = \tilde{R}_v^{(j)} C_v^j \quad (\text{for } j = N, N-1, \dots, s) \quad (C20)$$

一般化反射/透過マトリクスは修整反射/透過マトリクスから次の漸化式により求めることができる。震源より上の地層境界に対しては

$$\begin{aligned} \tilde{R}_v^{(0)} &= R_v^{(0)} & (\text{for } j = 0) \\ \tilde{T}_v^{(j)} &= \left( I - R_d^{(j)} \tilde{R}_v^{(j-1)} \right)^{-1} T_v^{(j)} \\ \tilde{R}_d^{(j)} &= R_d^{(j)} + T_d^{(j)} \tilde{R}_v^{(j-1)} \tilde{T}_v^{(j)} & (\text{for } j = 1, 2, \dots, s-1) \end{aligned} \quad (C21)$$

震源より下の地層境界に対しては

$$\begin{aligned} \tilde{T}_d^{(N)} &= T_d^{(N)}, \tilde{R}_d^{(N)} = R_d^{(N)} & (\text{for } j = N) \\ \tilde{T}_d^{(j)} &= \left( I - R_v^{(j)} \tilde{R}_d^{(j+1)} \right)^{-1} T_d^{(j)} \\ \tilde{R}_v^{(j)} &= R_v^{(j)} + T_v^{(j)} \tilde{R}_d^{(j+1)} \tilde{T}_d^{(j)} & (\text{for } j = N-1, N-2, \dots, s) \end{aligned} \quad (C22)$$

もしも震源層の P 波および SV 波の振幅が与えられれば、式 (C19) を用いて震源層より上の層の振幅を、式 (C20) を用いて震源層より下の層の振幅を計算することができる。

震源層の P 波および SV 波の振幅は図-C.2 に示す地震波の収支から求めることができる。

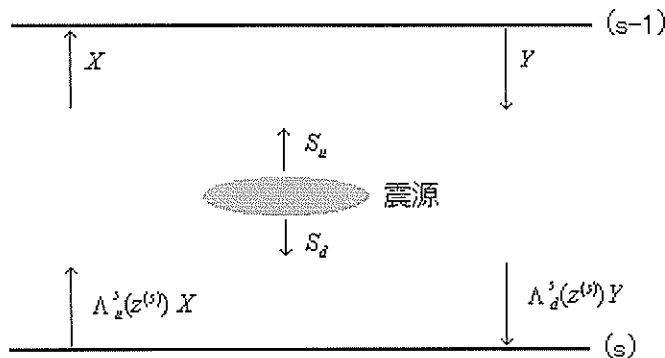


図-C.2 震源層における地震波の収支

図-C.2において  $S_u$  は震源から上向きに放射される地震波の振幅を震源から出た直後の深度で評価したもの、 $S_d$  は同じく下向きに放射される地震波の振幅を震源から出た直後の深度で評価したもの、 $X$  は第  $s$  層内を下から上へ伝播する地震波の振幅を第  $s$  層の上端で評価したもの、 $Y$  は第  $s$  層内を上から下へ伝播する地震波の振幅を第  $s$  層の上端で評

価したものである。\$s\_u\$ および \$s\_d\$ は既知であり、鉛直下向きに作用する単位インパルス力の場合には式 (B3) と式 (C1) とを比較することにより次式で与えられる。

$$S_u = \begin{pmatrix} \frac{k_n}{4L\rho_s\omega\alpha_s} \\ -\frac{k_n^2}{4L\rho_s\omega\beta_s\gamma_{sn}} \end{pmatrix}, S_d = \begin{pmatrix} -\frac{k_n}{4L\rho_s\omega\alpha_s} \\ \frac{k_n^2}{4L\rho_s\omega\beta_s\gamma_{sn}} \end{pmatrix} \quad (C23)$$

震源層内での地震波の収支を考えると未知数 \$X, Y\$ に関する次の連立方程式を得る。

$$\begin{aligned} Y &= \tilde{R}_u^{(s-1)}(X + \Lambda_d^s(z_s)S_u) \\ X &= \tilde{R}_d^{(s)}(Y + \Lambda_u^s(z_s)S_d) \end{aligned} \quad (C24)$$

これを \$X, Y\$ について解くと次式を得る。

$$\begin{aligned} X &= \left( I - \tilde{R}_d^{(s)}\tilde{R}_u^{(s-1)} \right)^{-1} \tilde{R}_d^{(s)}\Lambda_d^s(z_s) \left( \tilde{R}_u^{(s-1)}S_u + \Lambda_u^s(z^{(s)})S_d \right) \\ Y &= \left( I - \tilde{R}_u^{(s-1)}\tilde{R}_d^{(s)} \right)^{-1} \tilde{R}_u^{(s-1)}\Lambda_d^s(z_s) \left( \tilde{R}_d^{(s)}\Lambda_u^s(z^{(s)})S_d + S_u \right) \end{aligned} \quad (C25)$$

\$X, Y\$ を求めた後に

$$\begin{aligned} C_u^s &= X + \Lambda_d^s(z_s)S_u \\ C_d^s &= Y + \Lambda_u^s(z_s)S_d \end{aligned} \quad (C26)$$

により \$C\_u^s, C\_d^s\$ を求め、式 (C19), (C20) の漸化式を適用すれば各層の振幅を求めることができる。震源が基盤内にある場合 (すなわち \$s=N+1\$ の場合) には

$$C_u^s = \Lambda_d^s(z_s)S_u \quad (C27)$$

により \$C\_d^s\$ を求め、式 (C19) の漸化式を適用すれば各層の振幅を求めることができる。

## C.2 水平方向の単位インパルス力

水平方向 (\$\theta\_0\$ 方向) の単位インパルス力 \$\delta(t)\delta(\xi)\$ が時刻 \$t=0\$ において点 \$(0, 0, z\_s)\$ に作用したときの第 \$j\$ 層における変位および応力のフーリエ変換を次の形に書く。

$$\begin{aligned}
 u^j(r, \theta, z, \omega) &= - \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n \left( V_1^{jn} \frac{d J_1(k_n r)}{d r} + H_1^{jn} \frac{J_1(k_n r)}{r} \right) \cos(\theta - \theta_0) \\
 v^j(r, \theta, z, \omega) &= \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n \left( V_1^{jn} \frac{J_1(k_n r)}{r} + H_1^{jn} \frac{d J_1(k_n r)}{d r} \right) \sin(\theta - \theta_0) \\
 w^j(r, \theta, z, \omega) &= \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n V_2^{jn} k_n J_1(k_n r) \cos(\theta - \theta_0) \\
 \sigma_{rz}^j(r, \theta, z, \omega) &= - \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n \left( V_3^{jn} \frac{d J_1(k_n r)}{d r} + H_2^{jn} \frac{J_1(k_n r)}{r} \right) \cos(\theta - \theta_0) \\
 \sigma_{\theta z}^j(r, \theta, z, \omega) &= \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n \left( V_3^{jn} \frac{J_1(k_n r)}{r} + H_2^{jn} \frac{d J_1(k_n r)}{d r} \right) \sin(\theta - \theta_0) \\
 \sigma_{zz}^j(r, \theta, z, \omega) &= \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n V_4^{jn} k_n J_1(k_n r) \cos(\theta - \theta_0)
 \end{aligned} \tag{C28}$$

ここに  $V_1^j, V_2^j, V_3^j, V_4^j, H_1^j, H_2^j$  は motion-stress vector と呼ばれ、それぞれ  $z, \omega$  の関数である。ここでは motion-stress vector の各成分うち  $V_1^j, V_2^j, V_3^j, V_4^j$  は式 (C2) の形に書けるものとし、 $H_1^j, H_2^j$  については次の形に書けるものとする。

$$\begin{pmatrix} H_1^{jn} \\ H_2^{jn} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ i\mu_j \gamma_{jn} & -i\mu_j \gamma_{jn} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\gamma_{jn}(z-z^{(j-1)})} & 0 \\ 0 & e^{-i\gamma_{jn}(z-z^{(j-1)})} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} SH_u^{jn} \\ SH_d^{jn} \end{pmatrix} \tag{C29}$$

ここに  $SH_u^j, SH_d^j$  はそれぞれ上昇する SH 波と下降する SH 波の振幅である。振幅はそれぞれ第  $j$  層の上端において評価されている。このとき、式 (C28) の変位と応力は円筒座標系における運動方程式 (C5) および変位-応力関係式 (C6) を満足することは、式 (C28) を式 (C5) および式 (C6) に代入することにより確認できる。

式 (C28) はすでに運動方程式および変位-応力関係式を満足しているのであるから、後は境界条件と放射条件を満足するように  $P_u^j, P_d^j, SV_u^j, SV_d^j, SH_u^j, SH_d^j$  を決定すれば、水平方向の単位インパルス力  $\delta(r) \delta(\xi)$  に対する波動場が求まることになる。

P-SV 波の振幅すなわち  $P_u^j, P_d^j, SV_u^j, SV_d^j$  を求める方法は C.1 で述べたことと全く同じである。唯一異なるのは震源が水平方向の単位インパルス力であることを反映して震源項が次式となる点である。

$$S_u = S_d = \begin{pmatrix} \frac{ik_n}{4L\rho_s \omega \alpha_s v_{sn}} \\ \frac{i}{4L\rho_s \omega \beta_s} \end{pmatrix} \tag{C30}$$

式 (C30) は式 (B6) と式 (C28) とを比較することにより得られる。

SH 波の振幅すなわち  $SH_u^j, SH_d^j$  については、式を見やすくするため

$$\begin{pmatrix} D^j \\ S^j \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} H_1^{jn} \\ H_2^{jn} \end{pmatrix} \quad (C31)$$

$$\begin{pmatrix} E_{11}^j & E_{12}^j \\ E_{21}^j & E_{22}^j \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ i\mu_j \gamma_{jn} & -i\mu_j \gamma_{jn} \end{pmatrix} \quad (C32)$$

$$\begin{pmatrix} \Lambda_u^j(z) & 0 \\ 0 & \Lambda_d^j(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{i\gamma_{jn}(z-z^{(j-1)})} & 0 \\ 0 & e^{-i\gamma_{jn}(z-z^{(j-1)})} \end{pmatrix} \quad (C33)$$

$$\begin{pmatrix} C_u^j \\ C_d^j \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} SH_u^{jn} \\ SH_d^{jn} \end{pmatrix} \quad (C34)$$

とおくことにすると、P-SV 波の場合の式 (C12) がそのまま成立するので、P-SV 波の場合と同じように一般化反射/透過マトリクスを導入することにより SH 波の振幅すなわち  $C_u^j$ ,  $C_d^j$  を求めることができる。震源項については式 (B6) と式 (C28) とを比較することにより次式を得る。

$$S_u = S_d = \frac{i}{4L\rho_s\beta_s^2\gamma_{sn}} \quad (C35)$$

#### 参考文献

- 額綱一起 (1991): 不整形地盤における地震動, 土木学会論文集, No.437, I-17, pp.1-18.
- 久田嘉章 (1997): 成層地盤における正規モード解及びグリーン関数の効率的な計算法, 日本建築学会構造系論文集, 第 501 号, pp.49-56.
- Harkrider, D.G. (1964): Surface waves in multilayered elastic media I. Rayleigh and Love waves from buried sources in a multilayered elastic half-space, *Bulletin of the Seismological Society of America*, Vol.54, pp.627-679.
- Haskell, N.A. (1953): The dispersion of surface waves in multilayered media, *Bulletin of the Seismological Society of America*, Vol.43, pp.17-34.
- Hisada, Y. (1993): An efficient method for computing Green's functions for a layered half-space with sources and receivers at close depth, *Bulletin of the seismological Society of America*, Vol.84, pp.1456-1472.
- Hisada, Y. (1995a): An efficient method for computing Green's functions for a layered half-space with sources and receivers at close depth (Part 2), *Bulletin of the seismological Society of America*, Vol.85, pp.1080-1093.
- Hisada, Y. (1995b): Reply to comments on "An efficient method for computing Green's functions for a layered half-space with sources and receivers at close depth" by Roy J. Greenfield, *Bulletin of the seismological Society of America*, Vol.85, pp.1525-1526.
- Kennett, B.L.N. and Kerry, N.J. (1979): Seismic waves in a stratified half space, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, Vol.57, pp.557-583.
- Luco, J.E. and Apsel, R.J. (1983): On the Green's functions for layered half-space, Part I, *Bulletin of the Seismological Society of America*, Vol.73, pp.909-923.
- Thomson, W.T. (1950): Transmission of elastic waves through a stratified solid, *J. Appl. Phys.*, Vol.21, pp.89-93.

#### 記号表

- $H_1^{jn}$ : 第  $j$  層における motion-stress vector ( $k_n$  に対応)
- $H_2^{jn}$ : 第  $j$  層における motion-stress vector ( $k_n$  に対応)
- $k_n$ : 波数の水平成分
- $L$ : 同心円状の震源の最小半径
- $r$ : 円筒座標

- $N$ : 水平成層構造の基盤を除いた層数  
 $P_d^j$ : 下降する P 波の振幅 (第  $j$  層の上端,  $k_n$  に対応)  
 $P_u^j$ : 上昇する P 波の振幅 (第  $j$  層の上端,  $k_n$  に対応)  
 $R_d^{(j)}$ : 修整反射マトリクス  
 $\tilde{R}_d^{(j)}$ : 一般化反射マトリクス  
 $R_u^{(j)}$ : 修整反射マトリクス  
 $\tilde{R}_u^{(j)}$ : 一般化反射マトリクス  
 $S_d$ : 震源から下向きに放射される地震波の振幅 ( $z=z_s$  で評価)  
 $SH_d^j$ : 下降する SH 波の振幅 (第  $j$  層の上端,  $k_n$  に対応)  
 $SH_u^j$ : 上昇する SH 波の振幅 (第  $j$  層の上端,  $k_n$  に対応)  
 $S_u$ : 震源から上向きに放射される地震波の振幅 ( $z=z_s$  で評価)  
 $SV_d^j$ : 下降する SV 波の振幅 (第  $j$  層の上端,  $k_n$  に対応)  
 $SV_u^j$ : 上昇する SV 波の振幅 (第  $j$  層の上端,  $k_n$  に対応)  
 $t$ : 時間  
 $T_d^{(j)}$ : 修整透過マトリクス  
 $\tilde{T}_d^{(j)}$ : 一般化透過マトリクス  
 $T_u^{(j)}$ : 修整透過マトリクス  
 $\tilde{T}_u^{(j)}$ : 一般化透過マトリクス  
 $u(r, \theta, z, \omega)$ : 第  $j$  層における変位のラディアル成分 ( $r$  成分) のフーリエ変換  
 $V_1^j$ : 第  $j$  層における motion-stress vector ( $k_n$  に対応)  
 $V_2^j$ : 第  $j$  層における motion-stress vector ( $k_n$  に対応)  
 $V_3^j$ : 第  $j$  層における motion-stress vector ( $k_n$  に対応)  
 $V_4^j$ : 第  $j$  層における motion-stress vector ( $k_n$  に対応)  
 $v(r, \theta, z, \omega)$ : 第  $j$  層における変位のトランスバース成分 ( $\theta$  成分) のフーリエ変換  
 $w(r, \theta, z, \omega)$ : 第  $j$  層における変位の鉛直成分 ( $z$  成分) のフーリエ変換  
 $X$ : 第  $s$  層内を下から上へ伝播する地震波の振幅 ( $z=z^{(s-1)}$  で評価)  
 $Y$ : 第  $s$  層内を上から下へ伝播する地震波の振幅 ( $z=z^{(s-1)}$  で評価)  
 $z$ : 円筒座標 (下向き正, 図-A.1参照)  
 $z^{(j)}$ : 第  $j$  層の上端の  $z$  座標  
 $z_s$ : 震源の  $z$  座標  
 $\alpha_j$ : 第  $j$  層の P 波速度  
 $\beta_j$ : 第  $j$  層の S 波速度  
 $\gamma_j$ : 第  $j$  層における S 波の波数の鉛直成分 ( $k_n$  に対応)  
 $\delta(t) \delta(\xi)$ : 単位インパルス力  
 $\theta$ : 円筒座標 (時計回り正, 図-A.1参照)  
 $\theta_0$ : 単位インパルス力の作用方向  
 $\lambda_j$ : 第  $j$  層のラメ定数  
 $\mu_j$ : 第  $j$  層のラメ定数  
 $\nu_j$ : 第  $j$  層における P 波の波数の鉛直成分 ( $k_n$  に対応)  
 $\xi$ : 作用点  
 $\rho_j$ : 第  $j$  層の密度  
 $\sigma_{rz}^j(r, \theta, z, \omega)$ : 第  $j$  層における応力の  $rz$  成分のフーリエ変換  
 $\sigma_{\theta z}^j(r, \theta, z, \omega)$ : 第  $j$  層における応力の  $\theta z$  成分のフーリエ変換  
 $\sigma_{zz}^j(r, \theta, z, \omega)$ : 第  $j$  層における応力の  $zz$  成分のフーリエ変換  
 $\omega$ : 角振動数