

# 境界要素法と断層震源モデルによる 堆積盆地における SH 波と Love 波の地震波動解析

正会員 久 田 嘉 章\*  
正会員 山 本 俊 六\*\*  
正会員 谷 資 信\*\*\*

## 1. まえがき

近年の地震被害は、沖積平野や堆積盆地（以下、まとめて盆地地盤と呼ぶ）に建設された、長周期の構造物に増加する傾向がみられる。例として、日本海中部地震（'83）における新潟市の石油タンクの石油の溢流<sup>1)</sup>、同地震と長野県西部地震（'84）における東京・新宿の超高層ビルのエレベーター・管制ケーブルの切断<sup>2)</sup>、メキシコ地震（'85）におけるメキシコ市<sup>3)</sup>と台湾花蓮沖地震（'86）における台北市の中高層建築の損傷<sup>4)</sup>、等が挙げられる。特にメキシコ市の場合、盆地地盤の内外で強震記録が得られ、軟弱な盆地地盤では『やや長周期（約一秒から十数秒）』において地震動が著しく卓越する事が示された。そしてこの卓越した波動が、中高層建築の大被害に結び付いたと考えられたため、盆地地盤の地震動特性に対し大きな関心が集まった<sup>5)</sup>。

一方、我が国の大都市は関東平野に代表される堆積盆地にあり、かつ、長周期構造物が集中している。しかし堆積盆地におけるやや長周期地震動の性状には、いまだ不明な点が多い。したがって今後、堆積盆地における地震動特性を定量的に解明して行く必要がある。

関東平野の地震動観測によると、①深さ数 km に及ぶ厚い堆積層、②全平野盆地規模の広大な地盤の不整形、そして震源が近い場合は、③盆地に対する震源位置などの震源特性、が盆地内におけるやや長周期地震動に大きく影響する事が明らかにされている<sup>6)-9)</sup>。したがって、やや長周期を対象とし、震源が近い場合の関東平野の地震動解析をするならば、震源を含めた大規模な盆地地盤を解析する必要がある。

震源を含む盆地地盤の解析法は、これまで様々な手法が提案されている。それらは、①波線理論による手法<sup>10)</sup>、②要素離散化手法<sup>11),12)</sup>、③半解析的な手法<sup>13),14)</sup>、と三種類に分類できる。①は、計算時間が早い近似手法である。②は、差分法 (FDM)、有限要素法 (FEM) 等

あり、計算時間は遅いが汎用性があり、比較的長い周期の波動解析に適している。③は、計算時間と汎用性に関し①と②の中間的性質を持つ（例えば<sup>15),16)</sup>）。

近年、手法②に属する境界要素法 (BEM) が、盆地解析に多用されている<sup>17)-23)</sup>。これは、BEM が FDM や FEM 等の領域法に比べ、無限遠の大きさを持つ領域の解析に優れている、扱う要素分割数ははるかに少なく済むなどの利点を有するからである（例えば<sup>24)</sup>）。

そこで著者らは、二次元面外場を対象に BEM に断層震源モデルを導入する手法を提案した。そして堆積盆地の地震波動解析を行い、震源が近く浅い時、盆地内で大きな Love 波が発生する事を指摘した<sup>25),26)</sup>。

本論文の目的は、既発表の結果に加え、関東平野を対象とした堆積盆地内のやや長周期波動を解析し、その基本的な特性をより詳細に調べる事にある。具体的には、初めに BEM に断層震源モデルを導入する手法の紹介をし、本手法で問題となる『見かけの固有振動数問題<sup>24)</sup>』を中心とした精度チェックを行う。次に震源位置を変えた解析、Love 波の振動数特性の解析、Q 値 (内部減衰) を導入した解析を行う。そして、特に Love 波に着目し、その基本的性質を調べ、構造物に与える影響を考察する。

## 2. 断層モデルを含む境界要素法 (二次元面外場)

本章で、断層震源を含む BEM の基礎式、二次元断層モデルの導入 (詳細は文献<sup>25),26)</sup>を参照)、内部減衰 (Q 値) の導入、BEM 離散化と解法、について述べる。

### 1) 断層震源を含む BEM の基礎式

初め周波数領域で解析し、FFT (高速フーリエ変換) でフーリエ逆変換する事から時間領域の波動を求める。

断層震源および盆地地盤は、本来ならば三次元で解析すべきであるが、現状では計算時間等の制約がある。このため本研究では、最も簡単な二次元面外場で解析する。

座標と領域・境界は図 1 のように採る。座標は X-Z 面を面内、Y 軸を面外方向とする。領域は基盤 (地殻) を対象とする。基盤は本来、異種の物性を持つプレートで構成され、このプレート間で巨大地震が発生すると考えられる。しかし本論文では、基盤を均質等方弾性体

本論文の内容の一部は、文献 25), 26), 32), 41) で発表した。

\* 早稲田大学 大学院生

\*\* 早稲田大学 大学院生

\*\*\* 早稲田大学 教授・工博

(昭和 62 年 12 月 10 日原稿受理)

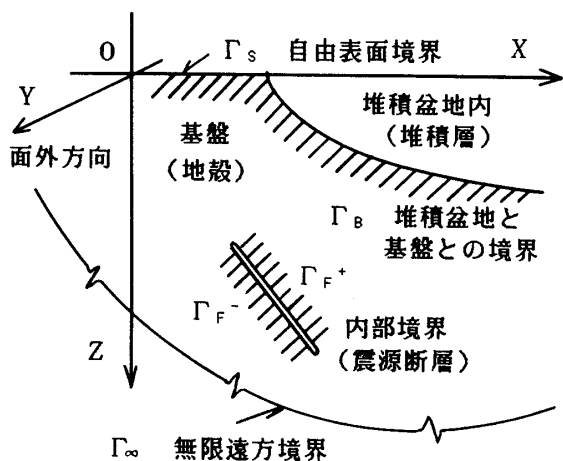


図-1 座標系と各境界

とし、かつ、この中に断層震源があると仮定する。

境界は外部境界  $\Gamma_0$  と内部境界  $\Gamma_F$  に分かれる。外部境界  $\Gamma_0$  は図 1 のように自由表面  $\Gamma_s$ 、無限遠境界  $\Gamma_\infty$ 、堆積層との境界  $\Gamma_B$  に分かれる。このうち、境界積分方程式において半無限弾性体の基本解を用いると、 $\Gamma_s$ 、 $\Gamma_\infty$  は消え、 $\Gamma_B$  の項だけ残る。内部境界  $\Gamma_F$  には断層震源モデルを導入する。 $\Gamma_F$  を密着した二つの境界面  $\Gamma_F^+$  と  $\Gamma_F^-$  とに分け、面上対応する位置でそれぞれの側の変位と境界応力の差をとる。

以上の諸仮定を用い、積分表示をすると、次の積分方程式が得られる。

$$\begin{aligned}
 & C \cdot V(Y) + \int_{\Gamma} \{ P^*(X, Y) \cdot V(X) \\
 & \quad - V^*(X, Y) \cdot P(X) \} d\Gamma(X) \\
 & = \int_{\Gamma} \{ P^*(X, Y) \cdot [V(X)] \\
 & \quad - V^*(X, Y) \cdot [P^-(X)] \} d\Gamma(X) \\
 & \equiv V_F(X_F, Y), \dots\dots\dots (1)
 \end{aligned}$$

$$\left. \begin{aligned}
 & X=(x, z), Y=(x_s, z_s), X_F=(x_F, z_F), \\
 & [V(X)] = V^+(X) - V^-(X), \\
 & [P^-(X)] = \mu [V_{,N}^-(X)]
 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 $V$  は変位、 $P$  は境界応力、 $X, Y$  は領域内または境界上の任意点、 $X_F$  は  $\Gamma_F$  上の代表点、 $V^*$  は基本解、 $P^*$  は同境界応力である。記号  $\int_{\Gamma} \{ \} d\Gamma(X)$  は、 $X$  に関する境界積分を表し、係数  $C$  は、 $Y$  点の位置によって決まる係数で、例えば、半無限体の基本解を用いると領域内または自由表面上に  $Y$  点があれば 1、自由表面以外の滑らかな境界上にあれば 0.5 となる。また、 $[V]$ 、 $[P^-]$  の式中右肩の符号 +、- は、それぞれ  $\Gamma_F^+$ 、 $\Gamma_F^-$  での値を、 $_{,N}$  は  $\Gamma_F^-$  側の外向き法線方向の偏微分を表す。 $\mu$  はせん断剛性である。

(1) 式から  $\Gamma_B$  積分の項を除けば、半無限体内に断層震源がある時の  $Y$  点の変位となる。これは後で精度チェックに用いる。

時間的変動を  $\exp(i\omega t)$  とすると、半無限弾性体の

基本解  $V^*$ 、 $P^*$  は、次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned}
 & V^* = -i \{ H_0^{(2)}(K r_{11}) + H_0^{(2)}(K r_{12}) \} / 4 \mu \\
 & P^* = \mu \{ V_{,x}^* \cdot N_x + V_{,z}^* \cdot N_z \} = \mu V_{,N}^*
 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3)$$

$$\left. \begin{aligned}
 & r_1 = \sqrt{r_x^2 + r_{1z}^2}, r_2 = \sqrt{r_x^2 + r_{2z}^2} \\
 & r_x = x - x_s, r_{1z} = z - z_s, r_{2z} = z + z_s
 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 $i$  は虚数、 $H_0^{(2)}$  は第二種 0 次ハンケル関数、 $K (= \omega / V_s)$  は波数、 $\omega$  は円振動数、 $V_s$  はせん断波速度、 $N$  は観測点のある境界上の外向き法線ベクトル、 $N_x$ 、 $N_z$  はその  $X$  成分、 $Z$  成分、記号  $_{,x}, _{,z}, _{,N}$  はそれぞれ  $X$  軸、 $Z$  軸、法線方向の偏微分を表す。

2) 二次元断層震源モデルの導入

断層モデルは断層面上の変位  $[V]$ 、応力  $[P^-]$  の与え方により『ディスロケーション (または運動力学的) モデル』と、『応力緩和モデル』の二種類に大別できる<sup>27)</sup>。ここでは、ディスロケーションモデルで定式化する。

断層面上での仮定は Haskell<sup>28)</sup> に習い、これを二次元化する。すなわち、断層面上の応力差  $[P^-]$  は 0 とし、変位の食い違い量  $[V]$  には以下の仮定を用いる。破壊は断層の端部 ( $X_F$  点) から始まり、一定の破壊伝播速度  $V_R$  で、幅  $W$  の断層面上を伝わる (図 2 参照)。破壊の先端部 (破壊フロント、図 2 の  $\xi$  点) では、食い違い量  $D$  が、時間  $\tau$  (立ち上がり時間) 秒かけて 0 から  $D$  まで一定の速度で生じる (ランプ関数を仮定)。

以上の仮定から (1) 式の右辺  $V_F$  は、断層の幅  $W$  が  $Y$  点と断層  $X_F$  点までの距離に比べて小さいとすると、次式で与えられる。

$$V_F(X_F, Y) = F_F(X_F, Y) \cdot M_0(\omega) / 4 \rho V_s^3 \dots\dots\dots (5)$$

$$\left. \begin{aligned}
 & F_F(X_F, Y) = R_1 \cdot H_1^{(2)}(K r_{F1}) + R_2 \cdot H_1^{(2)}(K r_{F2}) \\
 & R_1 = (r_{Fx} \cdot \sin \delta - r_{F1z} \cdot \cos \delta) / r_{F1} \\
 & R_2 = (r_{Fx} \cdot \sin \delta - r_{F2z} \cdot \cos \delta) / r_{F2}
 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6)$$

$$\left. \begin{aligned}
 & M_0(\omega) = \bar{M}_0 \{ \sin(\chi) / \chi \} \\
 & \quad \cdot \{ \sin(\chi_w) / \chi_w \} \cdot \exp \{ -i(\chi + \chi_w) \} \\
 & \bar{M}_0 = \mu D \cdot W, \quad \tau_w = W / V_R, \\
 & \chi = \omega \tau / 2, \quad \chi_w = \omega \tau_w / 2
 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (7)$$

$$\left. \begin{aligned}
 & r_{F1} = \sqrt{r_{Fx}^2 + r_{F1z}^2}, r_{F1z} = z_F - z_s \\
 & r_{F2} = \sqrt{r_{Fx}^2 + r_{F2z}^2}, r_{F2z} = z_F + z_s \\
 & r_{Fx} = x_F - x_s
 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (8)$$

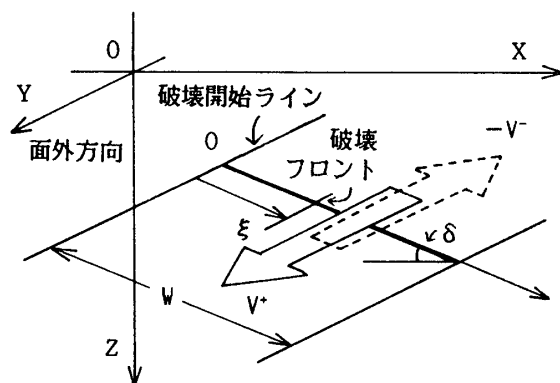


図-2 二次元化した Haskell model

上式中、 $H_1^{(2)}$  は第二種一次ハンケル関数、 $\delta$  は断層の傾斜角 (図2参照) である。また、 $M_0(\omega)$ 、 $\overline{M}_0$  は、三次元断層モデルにおける震源スペクトル、地震モーメントに該当するものである。

なお、本断層モデルは二次元であるため、断層の長さが面外方向に無限に長い、 $\omega=0$  における変位のフーリエ振幅が発散するなど現実的でない面がある。

3) 内部減衰 (Q 値) の導入

本手法では、次式の項を (1) 式の基本解  $V^*$  と  $P^*$  に乗じる事によって、内部減衰 (Q 値) を導入する (文献27) を参照した)。

$$A_q(\omega, r_i) = \exp(-\omega r_i / 2V_s Q), r_i = r_1 \text{ or } r_2 \dots (9)$$

$r_i$  は、(3) 式での実像項 ( $r_1$  を含む項) には  $r_1$  を、鏡像項 ( $r_2$  を含む項) には  $r_2$  を用い、それぞれ対応する項に  $A_q$  を乗じる。

4) BEM 離散化と解法

(1) 式で、 $X, Y$  点を境界  $\Gamma_B$  上に置き、境界積分方程式を求める。次に境界  $\Gamma_B$  を離散化し、各要素内で  $V$  と  $P$  を一定 (一定要素) とし、さらに  $Y$  点を各直線要素の midpoint に採りマトリックス表示をする。

$$[P^*] \{V\} - [V^*] \{P\} = \{V_f\} \dots (10)$$

ここで、 $\{V\}$  は境界  $\Gamma_B$  での変位、 $\{P\}$  は同応力、 $\{V_f\}$  は断層からの変位入力を表すベクトルである。

マトリックス  $[P^*]$ 、 $[V^*]$  各成分の積分計算の際、対角項 (基本解の特異点を含む) には、級数展開による解析解を、非対角項には Gauss の数値積分を用いた。

盆地内部 (堆積層) は、現実には多層構造となっているため、FEM 等の領域法を用いるのが理想的であるが、ここでは簡単に単層とし BEM で評価した。

全体系の方程式・マトリックスは、境界  $\Gamma_B$  上での変位と応力の連続条件を考慮し、基盤と堆積層の基礎式 (ただし、堆積層上に採る時は、入力項  $V_f$  は無くなる) を連立させる事から得られる。

自由表面上の変位  $V(Y)$  は、初め境界  $\Gamma_B$  での変位  $V$  と応力  $P$  を求め、次に (1) 式で  $Y$  点を自由表面上に採り、求めた境界  $\Gamma_B$  での  $V$  と  $P$  を代入し求める。

3. 計算結果および考察

本章で、初めに解析モデルについて述べ、次に精度

チェック、震源位置を変えた波動解析、表面波解析、Q 値を導入した解析を行う。

1) 解析モデルについて

関東平野は典型的な堆積盆地であり、周辺部の山地や半島先端が古第三紀より古い岩盤で、平野内部が新第三紀・第四紀の柔らかい堆積層で構成されている。

深い地盤構造から計算され、同時に主として伊豆方面を震源とする地震動観測から求められている都心部での SH 波と Love 波の卓越周期は 8~10 秒である<sup>6), 8), 9)</sup>。そこで本解析では、この近くに卓越周期を持つように、図5に示す二層で関東平野をモデル化する。このモデルでは、都心部における基盤 (地殻) までの深さは 2~3 km である事を考慮し、堆積層の厚さを 2.5 km、 $V_s$  を 1 km/sec、基盤の  $V_s$  を 3 km/sec としている。この場合、SH 波の一次卓越周期は 10 秒である。また、各要素の長さは 500 m とする。

通常の盆地地盤の解析では図3 (a) のように盆地両端部が閉じたモデルを扱う。この種のモデルで波動解析を行うと、盆地内で発生した表面波が盆地の両端部間を往復する現象を生じる<sup>29)</sup>。しかし、関東平野のような大規模な盆地地盤では、盆地深さに比べて幅が非常に大きいので、盆地端部からの反射波は反射端部近くを除けば余り問題にならないと考えられる。これは、第一に表面波の速度が遅く、往復の時間間隔が非常に長い、第二に堆積層の高減衰のため、表面波の減衰は大きい、第三に反射端部においては、基盤への透過が生じ、同時に反射の際、実際の盆地端部は三次元的に不整形となっているため散乱が生じる、以上の理由が考えられるためである。

そこで本研究では図3 (b)、図5の盆地モデルを用い、盆地の一方の端部 (図の左端部) のみ扱い、もう一方の端部 (同右端部) の影響を無視する。すなわち厳密ではないが、右端部での要素分割を打ち切り、右端へ伝播した波の反射が生じないようにする。

震源モデルは図に示したパラメータを用い、ここから円振動数 ( $\omega$ ) が  $\pi$  で振幅 0 となるようなパルス状の波動を発生させる (図4のスペクトルと波形を参照)。

$\omega$  は 0 を除き、0.08 間隔で  $\omega=3.04$  まで計算する。したがって本研究では、約 2 秒以上の周期を扱う。

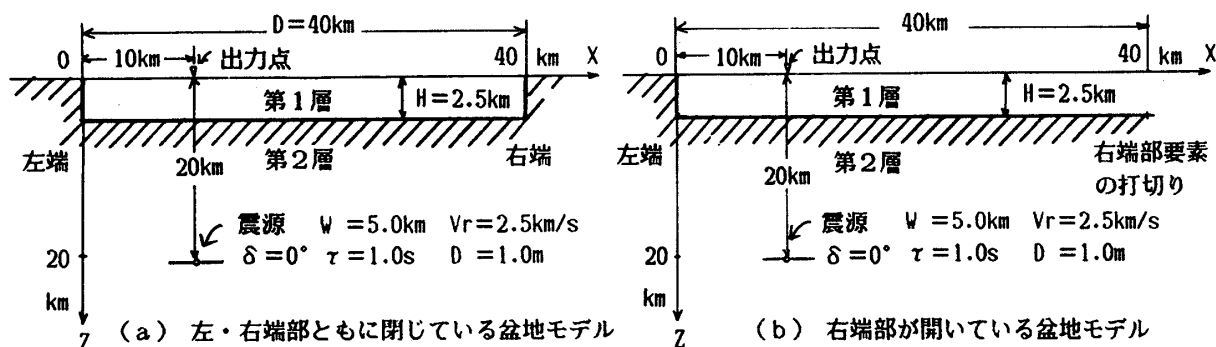


図3 精度チェック用・盆地モデル (第1層、第2層ともに  $V_s=3.0 \text{ km/s}$ ,  $\rho=2.5 \text{ t/m}^3$ )

## 2) 精度チェック

堆積層の物性を基盤と等しくした盆地モデル (図3) を用い、理論解 ((1) 式の  $\Gamma_B$  積分項を省いた解) と比較し、本手法の精度をチェックする。

①理論解との比較: 初めに、図3 (a) の盆地両端部が閉じたモデルで精度チェックを行う。図4 (a) が理論解と本 BEM による速度のフーリエ振幅スペクトルと波形であるが、両者は完全に重なっている。

②見かけの固有振動数問題: 本手法のように半無限の基本解を用い外部領域 (基盤) を扱うと、見かけの固有振動数問題が生じる。すなわち内部領域 (盆地部分) の固有振動数が外部領域にも取り込まれ、その周波数近くで解が乱れる (例えば<sup>30), 31)</sup>。

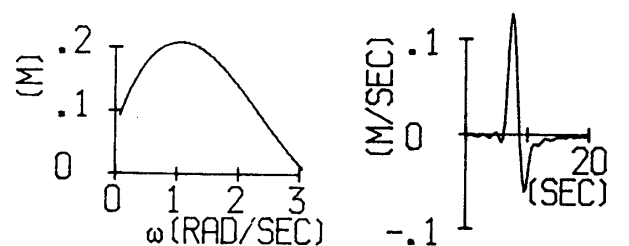
図3 (a) のような長方形盆地モデルの見かけの固有円振動数は次式で与えられる (例えば<sup>31)</sup>)。

$$\omega_{NM} = \pi \cdot V_s \sqrt{(N/2H)^2 + (M/D)^2}, (N, M=1, 2, \dots) \quad (11)$$

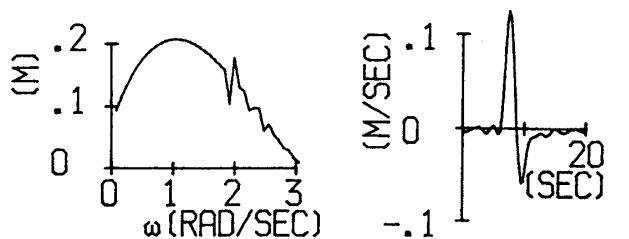
$H$  は盆地深さ、 $D$  は盆地幅、 $V_s$  は基盤の値である。

図3 (a) モデルを用いると、本解析の振動数範囲では  $N=1, M=1 \sim 10$  で見かけの固有振動数が生じる。しかし、図4 (a) の結果にはその影響は全く現れていない。これはモデル計算で扱った  $\omega$  が  $\omega_{NM}$  に一致しなかったためである (解が乱れるのは  $\omega_{NM}$  の前後 0.01 以下と極めて狭い範囲で、特に大きく乱れるのはほぼ一致した時である)。したがって図3 (a) の基盤モデルを用い、上と同じ  $\omega$  間隔とするならば、見かけの固有振動数は問題とならない。

③要素分割の打ち切りと見かけの固有振動数による解の乱れ: 次に、本解析で用いる図3 (b) モデルの精度



(a) 理論解、図-3 (a) モデル (半無限基本解 BEM) 及び 図-3 (b) モデル (全無限基本解 BEM)



(b) 図-3 (b) モデル (半無限基本解 BEM)

図-4 精度チェック (理論解との比較)

(左: フーリエ速度波形振幅スペクトル, 右: 速度波形)

チェックを行う。

図4 (b) に結果を示す。図4 (a) の理論値と比較すると、フーリエスペクトルにおいて、 $\omega$  が約 1.9 以上で解に乱れが見られる。乱れの原因として、見かけの固有振動数による場合と、要素分割の打ち切りによる場合とが考えられる。

全無限弾性体の基本解を用いば見かけの固有振動数問題は生じないため、要素分割の打ち切りによる影響のみ調べられる。そこでこの基本解を用いて、図3 (b) と同様のモデルで計算を行う<sup>32)</sup>。ただし、自由表面の要素分割も必要になるため、盆地左端部から基盤側 10 km、堆積層側 40 km の長さまで考慮する。

計算の結果、理論解の図4 (a) とほぼ重なり、要素分割の打ち切りによる解の乱れは見られない事が分かった。すなわち、図4 (b) の結果の乱れは、見かけの固有振動数によるものと考えられる。

図3 (b) モデルで乱れが生じる理由は、厳密ではないが次のようにして説明される。すなわち (b) モデルでは、打ち切り部分でほとんど反射波が生じない事から、盆地幅が無限長さに近いと見なせる。そこで (11) 式における盆地幅  $D$  を大きくしてみると、非常に多くの  $\omega_{NM}$  が約 1.9 以上に存在する事が分かる。その結果、(b) モデルにおける解が 1.9 以上で不安定になり、乱れたと考えられる。

したがって、図4 (b) の基盤モデルを用いる場合には、 $\omega$  が約 1.9 以上における結果の精度は余り良くない。実際、以後の解析にも、本 BEM によるスペクトル・波形には、周期約 3 秒 ( $\omega$  で約 1.9) 前後において結果の乱れが生じている (図6, 8, 9 の各波形)。しかし、図4 (a), (b) の比較から分かるように、速度波形の主要部における乱れは余り大きくない。また、本研究では SH 波の一次卓越周期 10 秒 ( $\omega$  で約 0.6)、後ほど示すように Love 波の基本モードの卓越周期が約 9 秒 ( $\omega$  で約 0.7) であり、この近くの周期成分が振幅が大きく、かつ本研究の主な対象である。このため、 $\omega$  が約 1.9 以上の結果の乱れの影響は無視する。

堆積層の  $V_s$  を基盤より小さくすると、要素分割の打ち切り部分で小さな反射波が生じ、堆積層内を伝播する。しかし、この波動は波形の走時から容易に識別でき、振幅も小さいため、打ち切り部分の近くを除いて結果には余り影響しない。したがって、この影響も無視する。

## 3) 震源位置による盆地内部での波動性状の差異

地震動観測によると、震源位置が関東平野の直下にある場合は、ほぼ実体波だけの単純な波動となる。それに対し、震源位置が平野、盆地部に対して浅くなる場合は、盆地端部から表面波と見られる波動が成長し、継続時間を長くする<sup>6)-9)</sup>。この結果を本手法を用いて確認する。

モデルは図5を用いる。ここでは、 $Q$  値は考慮して

いない。震源の断層パラメータは図3と同じである。震源の位置は、盆地部の直下にあるモデルAと、盆地部の横方向の地表面上にあるモデルBの二タイプを考える。

図5の地表面上の各観測点(1, 10, 20, 30 km)に

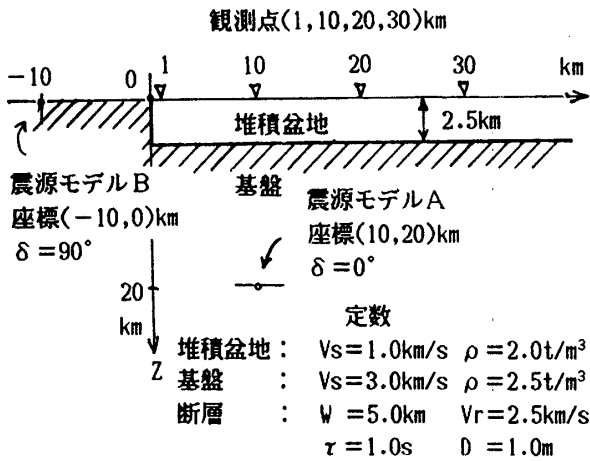


図-5 関東平野モデルと2種類の震源モデル

おける、速度のフーリエ振幅スペクトルと速度波形を図6に示す。図6にはBEMによる値(破線)と、実体波の一次元重複反射理論による値(実線)を示してある。重複反射は、震源から観測点直下の基盤までの理論波動を計算し、堆積層内の重複反射による増幅率を乗じて求める。

図6よりモデルAの場合、実体波の一次元重複反射とBEMが、フーリエ振幅、波動ともにほぼ一致する事が分かる。すなわち震源が盆地直下であれば、盆地内の波動は、ほぼ実体波のみで構成される。

それに対しモデルBの場合、盆地端部から離れると、実体波の後により大きな波群が現れていて、継続時間が非常に長くなっている(BEM:波線)。また、実体波の重複反射では、後続波動部分を全く評価できず、フーリエ振幅を過小に評価している(実線)。走時から後続波群の主要部は盆地端部(0 km)で発生し、約0.8 km/secの低速度で盆地内を水平に伝わって来たと考えられる。

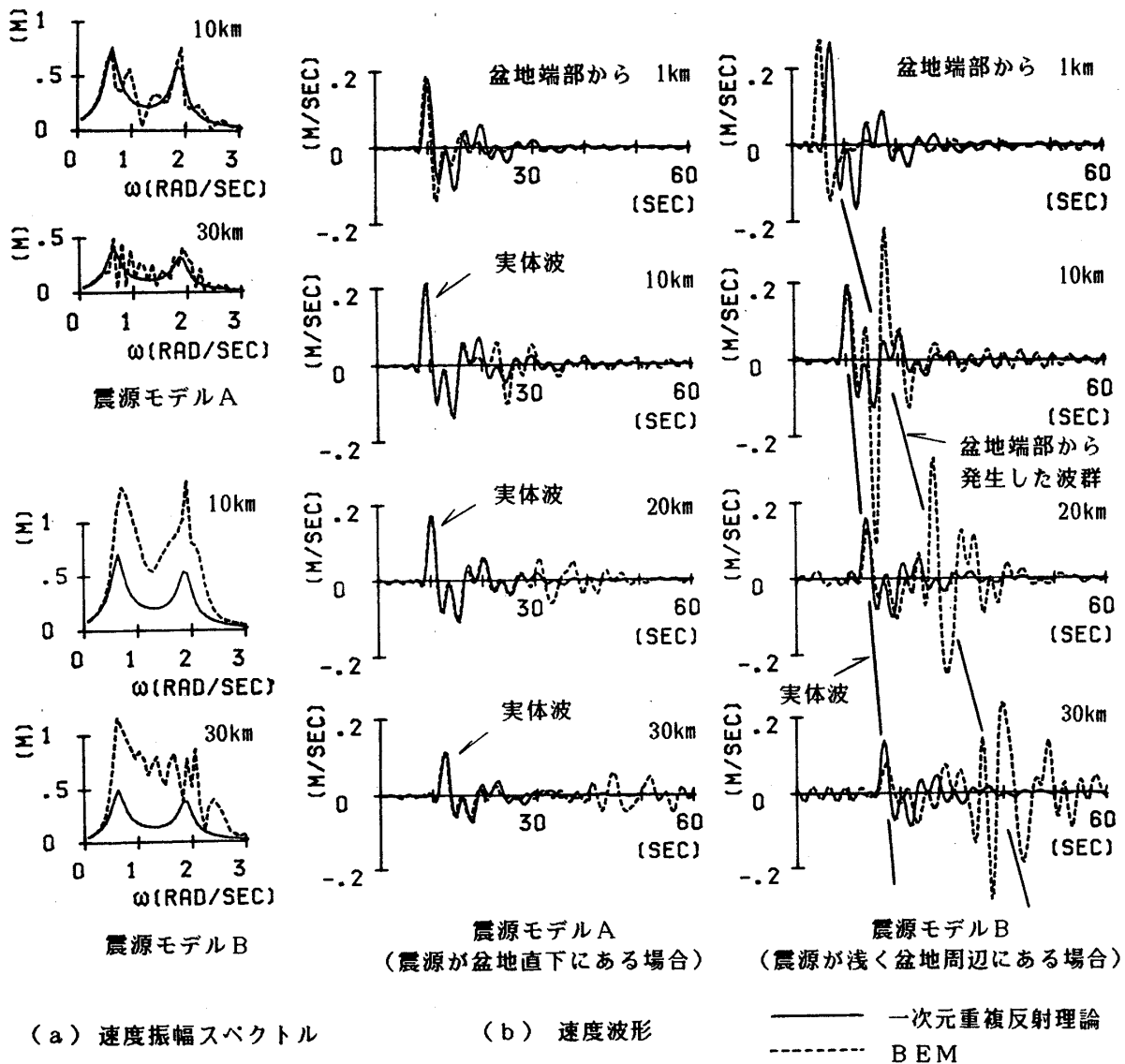


図-6 震源位置による波動性状の差異(重複反射理論との比較)

すなわち震源が浅く盆地の端部近くにある時、初動の実体波に加え、より大きな成分を持つ後続波が盆地端部で発生し堆積層内を伝播して来る。類似の後続波はモデル A にも見られるが、実体波に比べ振幅は小さく全体の結果には余り影響していない。

以上のように、盆地に対する震源位置の違いにより、盆地内での波動が大きく異なる事が示された。この結果は、初めに述べた関東平野の観測結果と定性的に一致する。

4) Love 波の解析およびその生成機構

震源モデル B で特に大きく生じた後続波は、既往の盆地解析で述べられているように盆地端部で発生した表面波(本解析では Love 波)であると考えられる<sup>29), 33) - 39)</sup>。ここでは盆地端部から理論的に Love 波を発生させ<sup>40)</sup>、上記の結果と比較し確認を行う<sup>41)</sup>。

まず、本解析に用いた二層地盤モデルにおける基本・一次モードの Love 波の理論分散曲線と振幅特性<sup>40)</sup>(基本モードの最大値で基準化)を示す(図 7)。図から、基本モードでは  $\omega$  が約 0.7、一次モードで  $\omega$  が約 2.1 がエアリー相であり、振幅が卓越する事が分かる。

加振応力点を盆地端部の地表面上に置き、基本モードの Love 波を発生させ、図 5 のモデル B の計算波形と

比較する(図 8)。加振応力は、震源から盆地端部までの波動を求め、適当な振幅補正の係数を乗じる事によって与える。ここでは、堆積層に入射する際の増幅率として  $4\mu$  を乗じる。 $\mu$  は堆積層のせん断剛性、4 は振幅を合わせるために選んだ定数である。

図 8 より、BEM による後続波(下段)の主要成分の形状および位相の位置が、基本モードの理論 Love 波(上段)とかなり良く一致しており、後続波が主に基本モードの Love 波である事、そして盆地端部で発生した事が同時に確認される。

すなわち、モデル B で生じた後続波の主要成分は、基本モードの Love 波であり、これは震源から出た波動が、盆地端部から堆積層内に入射して生じたものである。このためモデル B のように、震源が浅く盆地端部に近いほど大きな Love 波を生成する。また、表面波の幾何減衰が実体波より小さい(二次元では無減衰)ため、盆地端部から離れるほど、表面波の方が実体波より大きなエネルギー成分となる。

最近、震源が浅い場合における、盆地端部で発生する表面波に関し、Vidale らは FDM を用い、ロサンゼルス盆地を対象に同様の結論を得ている<sup>12)</sup>。

5) 内部減衰(Q 値)の影響

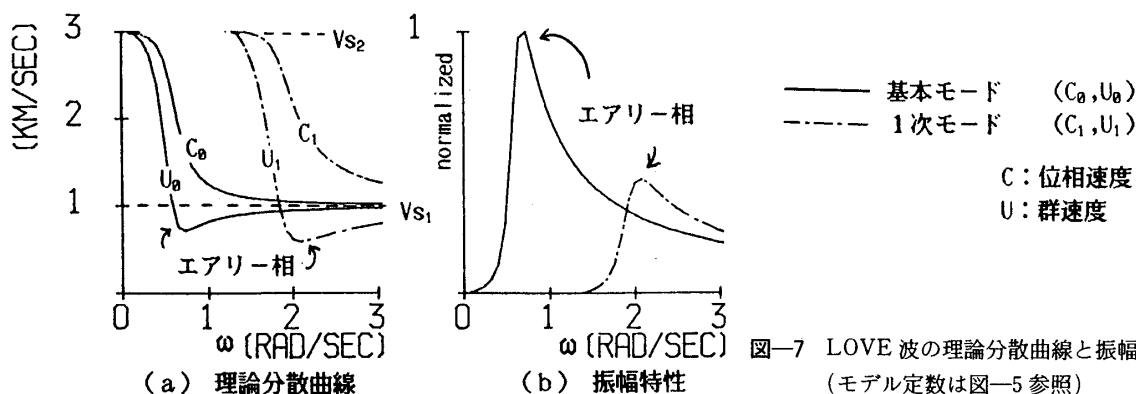


図-7 LOVE 波の理論分散曲線と振幅特性 (モデル定数は図-5 参照)

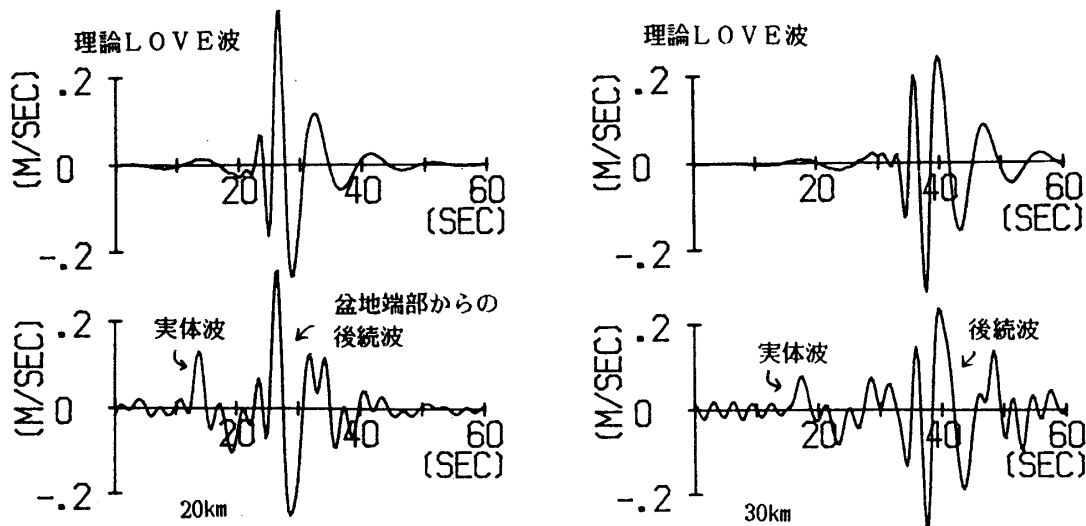


図-8 理論 LOVE 波基本モード(上段)と BEM 波形(下段)との速度波形比較

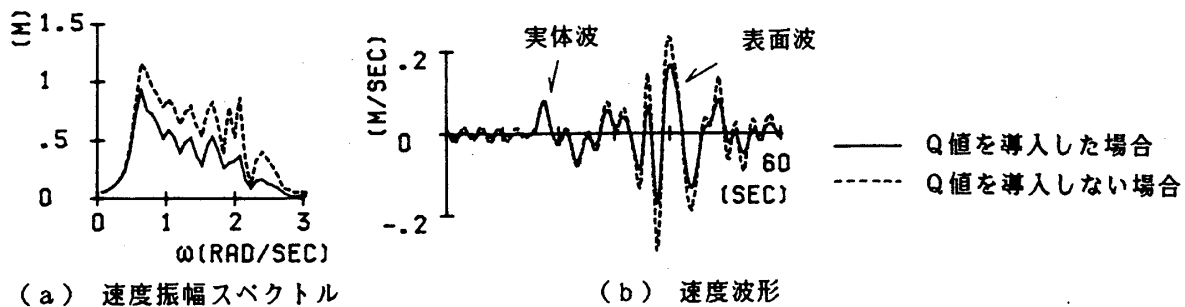


図-9 Q値による波動性状の差異 (30 km)

図5のモデルBに対してQ値を導入し、その影響を調べる。堆積層は $Q=50$ 、基盤は $Q=100$ とし、図9に速度波形とフーリエ振幅を示す。図で、実線がQ値を導入した場合、破線がQ値を導入しない場合である。

波形から、Q値を導入すると実体波は余り減衰しないのに対し、盆地内の表面波が大きく減衰しているのが分かる。これは表面波が内部減衰の大きな堆積層を長い距離伝わってくるためである。また、フーリエスペクトルから、特に高振動数(短周期)成分で大きく減衰している事も分かる。なお、堀家はAki-Larner法により同様な結論を得ている<sup>39)</sup>。

以上の解析の結果、Love波は、基本モードで卓越し比較的長周期で大きな振幅となる事、堆積層の高減衰により短周期成分が大きく減衰する事が分かった。したがってDrakeが既にFEMを用い指摘している様に、盆地内のLove波の内、盆地端部近くを除いて基本モードの卓越周期以下の短周期成分はほとんど伝播しない<sup>39)</sup>。逆に、盆地端部から離れると、比較的長周期成分は余り減衰せずに伝播する。したがって、一般にこの表面波は短周期の構造物にはほとんど影響しないが、特に表面波の卓越周期に近い固有周期を持つ長周期構造物には影響すると考えられる。

#### 4. 結論

二次元面外場を仮定し、BEMと断層震源モデルを用い、堆積盆地内のSH波とLove波を解析した。堆積盆地モデルは関東平野を想定し、SH波の卓越周期が10秒、Love波が約9秒となる二層構造とした。初めに、本BEMで問題となる見かけの固有振動数問題と、要素分割を途中で打ち切った事による結果の乱れの影響を調べ、精度をチェックした。次に、近い震源、かつ2秒以上の周期を対象に解析し、以下の事を明らかにした。

① 盆地に対する震源位置の違いにより、盆地内での波動は大きく異なる。すなわち、震源が盆地直下であれば、実体波(基盤から立ち上がるSH波)が支配的な波動となる。それに対し震源が浅く、盆地の横方向であれば、初動の実体波に加え、盆地端部から低速度の大きな表面波(Love波)が発生し、盆地内の波動の継続時間は著しく長くなる。この結果は関東平野における観測結

果と定性的に一致する。

② 盆地端部から発生するLove波は、基本モードの卓越と堆積層の高減衰のため、比較的長い周期成分のみ伝播する。したがって長周期構造物は、その固有周期が基本モードのLove波の卓越周期と一致した場合、Love波の影響を大きく受ける可能性がある。

本研究では、二次元面外場、近い震源、かつ二層地盤という範囲で、盆地地盤の地震波動を解析した。今後は、『まえがき』で述べたような長周期構造物の被害原因を詳細に解明した上で、関東平野などの盆地地盤のやや長周期地震動を定量的に評価していく必要がある。そのためには、震源および地盤の詳細な情報と観測波形の蓄積を平行させながら、震源から観測点までを忠実にモデル化し、三次元の震源・盆地地盤で波動解析を進めて行く必要があると考えられる。

#### 謝辞

本研究を進めるに当たり、堆積盆地の地震波動に関し、東京工業大学・瀬尾和助教、早稲田大学理工学研究所・笠原慶一・山田 真両客員研究員に、BEMの諸問題に関し、京都大学・小林昭一教授、東京理科大学・井口道雄教授に御助言を頂きました。また、鳥取大学・野田 茂助教および審査員には、本論文の原稿の内容に関し適切な御指摘を頂きました。ここに心から感謝致します。なお、本研究は東京大学大型計算機センターのM 682システムを利用しました。

#### 参考文献

- 1) 山田善一, 家村浩和, 野田 茂, 嶋田三郎: タンクのスロッシングおよび地震記象からみた長周期地震動の特徴, 土木学会論文集, 第362号/I-4, pp 471-480, 1985
- 2) 村松郁栄: 震度と被害と地震動(その1), 地震学会講演予稿集, p 280, No.1 (春期), 1988
- 3) 日本建築学会編: 1985年メキシコ地震災害調査報告, 7. 建築構造物の被害, pp 253-498, 1987
- 4) 世良耕作, 西川孝夫, 周 義敦: 1986年11月15日台湾花蓮沖地震に関する考察(その1), 日本建築学会大会学術講演梗概集B 構造I, pp 347-350, 1987
- 5) 日本建築学会編: 盆地平野における地震特性, 第14回地盤震動シンポジウム(メキシコ地震を探る—日本の事例と比較して), pp 35-74, 1987

- 6) 田中貞二, 吉沢静代, 大沢 胖: やや長周期帯における強震動の特性, 地震研究所彙報, Vol. 54, pp 629-654, 1979
- 7) Yamada, M., Nasu, N., Takeuchi, M. and Morioka, T.: Some Characteristics of the Earthquake Ground Motions Observed in Tokyo, Especially those of Just-under-seated Earthquake, 第6回日本地震工学シンポジウム論文集, pp 121-128, 1982
- 8) 瀬尾和夫: 深い地盤の震動特性を探る, 第13回地盤震動シンポジウム, pp 27-34, 1985
- 9) 横田治彦, 片岡俊一, 田中貞二: 東京で観測されるやや長周期地震動とその特性, 第7回日本地震工学シンポジウム, pp 193-198, 1986
- 10) Hong, T.L. and Helmberger, D.V.: Glorified Optics and Wave Propagation in Non-Planar Structures, Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 68, No. 5, p 1313-1330, 1977
- 11) 佐藤俊明, 長谷川正幸: 3次元薄層法と軸対称 FEM のハイブリット法による運動学的断層モデル, 第7回日本地震工学シンポジウム, pp 175-180, 1986
- 12) Vidale, J.E. and Helmberger, D.V.: Elastic Finite-Difference Modeling of the 1971 San Fernando, California Earthquake, Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 78, No. 1, pp 122-141, 1988
- 13) Bouchon, M. and Aki, K.: Near-Field of a Seismic Source in a Layered Medium with Irregular Interfaces, Geophys. J. R. astr. Soc., Vol. 50, pp 669-684, 1977
- 14) Kohketsu, K.: 2-D Reflectivity Method and Synthetic Seismograms for Irregularly layered Structures- I, SH-Wave Generation, Geophys. J. R. astr. Soc., Vol. 89, pp 821-838, 1987
- 15) Aki, K. and Richards, P.G.: Seismic Waves in Three-dimensionally Inhomogeneous Media, Quantitative Seismology (W.H. Freeman and Company), Vol. II Chapter 13, pp 721-798, 1980
- 16) Chin, R.C.Y., Hedstorm, G. and Thigpen, L.: Numerical Methods in Seismology, J. Computational Physics, 54, pp 18-56, 1984
- 17) Wong, H.L., Trifunac, M.D. and Westemo, B.: Effects of Surface and Subsurface Irregularities on the Amplitudes of Monochromatic Waves, Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 67, No. 2, pp 353-368, 1977
- 18) Sanchez-Sesma, F.J. and Eaquivel, J.A.: Ground Motion on Alluvial Valleys under Incident Plane SH Waves, Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 69, No. 4, pp 1107-1120, 1979
- 19) 小堀鐸二, 篠崎祐三: 起振機実験による不整形地盤の振動特性, 地震, 第2輯, 第35巻, pp 259-281, 1982
- 20) Dravinski, M.: Influence of Interface Depth upon Strong Ground Motion, Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 72, No. 2, pp 597-614, 1982
- 21) 川瀬 博: 強震地動の時間変動特性に着目した不整形地盤解析, 第14回地盤震動シンポジウム, pp 55-62, 1986
- 22) 太田外気晴, 源栄正人, 稗圃成人, 釜田正毅, 喜多村英司: 1985年メキシコ地震のメキシコ市における地震動特性, 鹿島建設技術研究所年報第35号, pp 129-134, 1987
- 23) 廣瀬壮一: A Study on Direct and Inverse Scattering Problems of Elastic Waves, 京都大学, 博士論文, 1987
- 24) 小林昭一: 積分方程式法(境界要素法)の発展, 土木学会論文集, 第350号/I-2, pp 9-22, 1984
- 25) 谷 資信, 久田嘉章, 山本俊六: 境界要素法と断層モデルによる堆積平野の波動性状に関する研究, 第11回構造工学における数値解析シンポジウム論文集, 第11巻, pp 123-128, 1987
- 26) 久田嘉章, 山本俊六, 谷 資信: 三次元断層モデルと二次元境界要素法による軟弱な堆積盆地での波動性状, 境界要素法シンポジウム論文集, 第4巻, pp 293-298, 1987
- 27) 井上涼介: 屋外貯蔵タンクの耐震安全性検討のための入力地震波の変位波形に関する調査報告書, 土木学会編, 第4章, 断層モデルによる検討, pp 57-144, 1982
- 28) Haskell, N.A.: Total Energy and Energy Spectral Density of Elastic Wave Radiation from Propagating Faults, Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 54, No. 6, pp 1811-1841, 1964
- 29) Bard, P.-Y. and Bouchon, M.: The Seismic Response of Sediment-Filled Valleys. Part 1: The Case of Incident SH Waves, Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 70, No. 4, pp 1263-1286, 1980
- 30) Kobayashi, S and Nishimura, N: Transient Stress Analysis of Tunnels and Caverns Arbitrary Shape Due to Travelling Waves, Developments in Boundary Element Methods-2, Applied Science Publishers, Chapter 7, pp 177-210, 1982
- 31) 井口道雄, 涌井英治: 面内等方地盤に埋め込まれた基礎の動特性に関する研究 (Anti-Plane 状態の Impedance 関数), 関東支部研究報告集, pp 129-132, 1986
- 32) 谷 資信, 久田嘉章, 山本俊六: 断層モデルによる堆積平野の波動性状に関する研究, 関東支部研究報告集, pp 213-216, 1987
- 33) Drake, L. A.: Love and Rayleigh Waves in an Irregular Soil Layer, Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 70, No. 2, pp 571-582, 1980
- 34) Harmsen, S. and Harding, S.: Surface Motion over a Sedimentary Valley for Incident Plane P and SV Waves, Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 71, No. 3, pp 665-670, 1981
- 35) 座間信作: 不規則構造に対する地震波の挙動その2: 1944年東南海地震による静岡県太田川下流域浅羽町付近の被害について, 地震研究所彙報, Vol. 56, pp 753-760, 1981
- 36) 大槻 明, 山原 浩, 春海佳三郎: レーリー波による不整形地盤の挙動, 土木学会論文報告集, 第337号, pp 27-36, 1983
- 37) 鳥海 勲: 堆積層表面波の構造について (大阪の場合), 第14回地盤震動シンポジウム, pp 69-74, 1986
- 38) 木下繁夫: 深層井観測により推定された厚い堆積層の地震応答特性, 国立防災科学技術センター研究報告, 第38号, pp 25-145, 1986
- 39) 堀家政則: 複数の曲がった境界を有する減衰のある媒質の地震応答計算法へのAL法の拡張とそれを用いた堆積盆地の地震動の特性, 地震, 第2輯, 第40巻, 第2号, pp 247-259, 1987



40) 佐藤良輔：弾性波の発生，物理数学Ⅱ，地球科学を主体として（応用編），学会出版センター，第三章，pp 47-92，1980

41) 谷 資信，久田嘉章，山本俊六：軟弱な堆積盆地における波動性状（その4），地震学会講演予稿集（秋期大会），No. 2, p 112, 1987

## SYNOPSIS

UDC : 624. 042. 7 : 624. 04 : 624. 131. 2

### BEM ANALYSIS OF SH AND LOVE WAVES IN A SEDIMENTARY BASIN WITH AN ADJACENT SEISMIC FAULT

by YOSHIAKI HISADA, SHUNROKU YAMAMOTO and Dr. SUKENOBU TANI, School of Science and Engineering, Waseda University, Members of A. I. J

In recent large earthquakes (Nihonkai-chubu 1983 and Michoacan 1985 earthquakes etc.), unexpected types of damage in long-period structures on basin-shaped soft sedimentary layers were noticed. Measurements of ground motion in Kanto plain (Kanto sedimentary basin, in and around Tokyo, Japan) show that seismic waves depend greatly on the characteristics of a seismic fault origin. In order to study both the characteristics of source faults and topographical irregularity of the surface layers, we developed BEM (boundary element method) analysis of a basin model with a fault adjacent to it in 1987. In this study, we constructed a two-layered model of Kanto basin and simulated long-period SH and Love waves in a basin-shaped layer. Following conclusions are obtained ;

1) When a fault is located under the basin, the seismic waves are mainly the body waves propagated upward from the bedrock. In this case we can use a classical theory of multiple wave reflection. On the other hand, when a fault is shallow and is laterally away from the basin, the body waves are superposed by local surface waves which are generated at the basin edge. Thus the wave duration becomes longer. If we use the multiple reflection theory, we would underestimate the wave energy at the surface. Because the energy of the local surface waves can be large.

2) The surface waves generated at the basin edge are mainly composed of fundamental mode, and predominate in longer period. Moreover, shorter period components of the surface waves tend to be damped largely while traveling through the low-Q sediments, as compared with the longer period components. Thus influence of these surface waves on long-period structures can not be neglected, if a natural period of the structure is almost equal to a presumed dominant period of surface waves.