

点震源より励起された地盤震動のアテニュエーション 特性に関する理論的考察

THEORETICAL CONSIDERATIONS ON ATTENUATION OF EARTHQUAKE GROUND MOTIONS EXCITED FROM POINT DISLOCATION SOURCE

山 田 善 一*・野 田 茂**

By Yoshikazu YAMADA and Shigeru NODA

1. 結 言

本研究は、強震動地震学における震源過程を用いて、点震源から励起された地盤震動と構造物の地震時応答量の評価を定量的に試み、耐震工学への応用の可能性を考察したものである。

常時微動の測定・爆波地震学などによって地球の内部構造と地震波の伝播過程などが整備されるにつれ、さまざまな角度から地震動特性の解明が試みられている。強震動の短・中周期成分と発震機構の問題、またそれとの関連で地震波の伝播過程とその特性が構造物応答に及ぼす影響の把握などは、耐震工学における基本的検討課題である。地震学（特に震源過程）と工学との接近は新しい耐震工学の窓を開くものであり、利用すべきは利用するという立場でこれを解釈することは、その意義が大きいといえる。この点からも、太田・鏡味¹⁾と工藤²⁾が漸層震源モデルに対する理論スペクトルの平均的な傾向から導いた、実体波と表面波（Love 波）の加速度スペクトルに関する半実験式および周期の上限・応答振幅の下限、の果たしている役割は大きい。これらはあくまで 1 次近似としての平均像の議論であって、あらゆる強震地震動についての妥当性が保証されているわけではない。いくつかの基本的な問題が未検討のまま取り残されている。しかし、地震漸層を念頭においた構造物の耐震設計は、今後とも一つの貴重な研究方向と判断される。

土木構造物の耐震安全性を議論するには、強震動の実データと理論解析結果の成果を結集して信頼のできる地震動の予測を行わなければならない。中・長距離における強震記録はかなり蓄積している。逆に、近距離巨大地震のデータは米国のデータに少しみられるが、その数は不足している。このような実状から、近距離地震動特性

の定量的な評価法が、最近の地球物理学の理論を用いて試みられている。一方、地動パラメーター（最大地動、強震動の継続時間、全パワー、非定常地震動、応答スペクトルなど）の予測は、主として比較的震央距離の長いデータを基準に経験的な統計回帰特性をあてはめた後、外挿して近距離地動を推定するのが一般的である。近年の強震地動高密度観測群列配置プログラムはこの問題に将来有用なデータを提供するかもしれない。いずれにせよ、現実的な表現という点からはデータ数および震源域の情報の不足から適合度のよい論拠のある決定は難しい。そこで現時点ではこの弱点を補うために、理論的方法と経験則を併用するとともに、Bayes の確率モデルを組み合わせることで、既成の結果を改めてより精緻なデータを与えることが必要である。

地球物理学における地震動の解明は安芸と Richards³⁾ほかのテキストに取り上げられ、既往のかんりの研究成果のまとめに力が注がれている。震源過程と地下構造の影響の複雑さにもかかわらず、観測波形の特性を再現するいくつかの理論が提唱されている。他方、このような地震学の研究が進展すれば、1) 地震の際に地面がどのように揺れてそれがどれくらい長く持続するかの予測、2) 震源付近の地震動を探ることによって観測データの不足から生じる最大地動などの回帰式の精度向上、に代表される工学的利用の価値を高めることができる。この段階を踏むことにより、地震応答解析のための模擬地震波の開発のみならず、将来の地震動を推定するための予測モデルは、忠実に地震現象の特性を保持させた明確なものに進むことができよう。この 2 段階の作業において、是非とも必要なことは震源における基本的な情報を的確に把握しておくことである。

以上の背景に鑑みて、本研究では、Hudson^{4),5)}と Haskell⁶⁾の理論を適用して地震波のシンセシスを定量的に評価するように努めている。地震動災害に重要な役割を果たすのは S 波であるから、本解析では特に SH 波

* 正会員 工博 京都大学教授 工学部土木工学教室

** 正会員 工修 京都大学助手 工学部土木工学教室

を対象として計算する。地下構造モデルの任意埋深点における震源の食い違い運動によって励起された強震動を求めるにあたり、縦ずれ (Dip-slip) と横ずれ (Strike-slip) に伴う地盤震動の性状の相違について検討を行う。さらに、最大地動と地震時応答スペクトルに関して理論的立場から考察を加えようとするのが、本研究の目的である。工学的にわれわれの関心あるカテゴリーの地震すなわち近距離での巨大な地震において、質的に適切な地震データが近い将来豊富に得られることも期待できない。そこで、ここで用いる理論地震記象の作成には点源での食い違い励起モデルを活用し、基本的な考察を行った。

本研究の特徴は、1) 単純な Ramp 関数に代わる震源関数を用いたこと、2) 震源における縦ずれと横ずれによる地盤震動の相違を物理的に説明したこと、3) 震源理論を適用して求めた最大地動のアテニュエーション特性を、強震記録のデータから得られた回帰式と比較し、両者の本質的な差を明確にしたこと、4) 応答スペクトルの地震工学的な利用、などを主な立場として捕えたことである。前述した理由から、特に上記 2) と 3) の項目に注目して、 M と d を従属変数とした既存の統計回帰式における地盤震動のアテニュエーションモデルが直接的な理論解析によって見通しよく求められることを示した。震源モデルが工学的に有用な情報を与え、さらに本解析結果が近距離巨大地震による構造物応答量の算定に実用的であることを確認したので報告する。

なお、本研究と同様に Hudson と Haskell の方法を踏襲して SH 波の地動速度を議論したものとして、Herrmann⁷⁾ の論文があるが、同論文は地動パラメータのアテニュエーション特性に関する経験式との差異、地動と地震時応答量に与える震源パラメータの影響などを明確に検討していない点で本研究と異なる。地動のアテニュエーション曲線と応答スペクトルを介して耐震設計へフィードバックするためにも、本研究は工学的に有用な情報を提供するものと考えられる。

2. 点震源から励起された SH 波の理論スペクトル

既往の地球物理学における比較的単純な点震源地震学からの成果を適用して、震央と地盤表面上の対象地点を結ぶ法線直角方向の地震波動を求めてみる。

半無限多層の完全弾性媒質中の点震源 (地表面下数十 km) により励起された SH 波の解析は、一般に 2 つの手法すなわち、1) 震源から観測点までの波の経路を波線で表わして、各媒質内での反射・屈折波の重ね合わせを行う波線理論の方法で解を求める方法 (いわゆる

Cagniard-de Hoop-Sato 法)^{8),9)}、2) 波数と周波数領域の 2 重積分による Fourier 変換法^{4)~6),10)}、あるいは各種近似解法、によって実施されている³⁾。前者は理論地震波形を再現するためによく用いられる。この方法は地動の高周波数成分の推定と各種地震波動の識別に有効であるが、多層地盤への拡張と遠距離での地動推定が困難である⁸⁾。さらに震源から対象地点までのすべての震波線経路を考慮した地震波の重ね合わせを必要とし、かなりの計算時間がかかる。完全な解は、個々の波線経路を導入することよりもむしろ各媒質内の波動関数から求められる。すなわち、後者の手法は多層の地下構造に容易に適用でき、各地震波が地球内部をどのように伝播し、理論地震記象にいかなる貢献を及ぼすかを考えなくてもよい。このような観点から、本研究では Hudson^{4),5)} と Haskell⁶⁾ による後者の理論解析法を応用して、特に振幅の大きい S 波を計算する (S 波最大振幅と P 波最大振幅の比は 5 程度として知られている³⁾)。

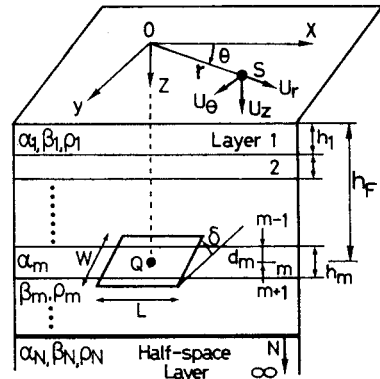


Fig. 1 Definition of the cylindrical coordinates and properties of homogeneous layers.

Fig. 1 に示すような地下構造と座標系を考える。各平行層の物性値 (P 波速度 α_i , S 波速度 β_i , 密度 ρ_i , 厚さ h_i , $i=1\sim N$) を震源から対象観測地点まで一様と仮定しているが、ここでは第 1 近似として採用した。円筒座標系 (r, θ, z) を考えて、震源の真上の地表面を原点にとり、鉛直下向きを z 軸の正の方向とする。また、地動変位 (u_r, u_θ, u_z) は Fig. 1 に示す向きを正と定義する。点震源は m 層内 ($m \leq N$) に位置し、地表面下 $h_F = \sum_{i=1}^{m-1} h_i + d_m$ の平面上にあると仮定した。その結果、半無限層 N には下降波のみ存在する。

波数を k (1/km), 震央距離を r (km) とするとき、点震源 Q 上に作用したパルスによる地表面上の点 S における放射方向直角の成分である SH 波の速度スペクトルは、速度の 3 成分 ($\dot{u}_r, \dot{u}_\theta, \dot{u}_z$) のうち \dot{u}_θ に対応するのであるから、 \dot{u}_θ のフーリエスペクトルを \dot{U}_θ とすれば、

$$\begin{aligned} \dot{U}_\theta(r, \theta, \omega) = & S_V(\omega) \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \int_0^{\infty} dk \{ (g_\theta^{nc} \sin n\theta \\ & - g_\theta^{ns} \cos n\theta) k J_{n-1}(kr) / F_L \\ & - (n/r) (g_\theta^{nc} \sin n\theta \\ & - g_\theta^{ns} \cos n\theta) J_n(kr) / F_L \} \dots \dots \dots (1) \end{aligned}$$

で与えられる。ここで、 ω は円振動数、 $S_V(\omega)$ は震源における速度の食い違い時間関数により決定される震源スペクトル(後述)、 $J_n(\cdot)$ は Bessel 関数、 g_θ^{nc} と g_θ^{ns} および F_L は以下のように震源の深さ、媒質の物性および震源におけるダブル・カップルの働く方向によって決まる特性関数である注1)。

$$\begin{Bmatrix} g_\theta^{nc} \\ g_\theta^{ns} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} S_1^{nc} & S_2^{nc} \\ S_1^{ns} & S_2^{ns} \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} L_{21} - L_{11} \\ L_{22} - L_{12} \end{Bmatrix} \dots (2)$$

$$F_L = J_{11} - J_{21} \dots \dots \dots (3)$$

式(2)と(3)の L_{ij} と J_{ij} は、各層の増幅率の影響を最下層から順次伝達的に掛け合わせたもので、次式で示されるマトリックス L と J の要素である⁶⁾。

$$\begin{aligned} L &= E_N^{-1} \cdot D_m(h_m - d_m) \cdot \prod_{i=m+1}^{N-1} A_i(h_i) \\ J &= E_N^{-1} \cdot \prod_{i=1}^{N-1} A_i(h_i) \end{aligned} \dots (4)$$

ただし、上式の E_N^{-1} 、 $A_i(\cdot)$ と $D_m(\cdot)$ の各項は N 番目の半無限層と各層の物性値を代表して、次のように説明できる。

$$\begin{aligned} E_N^{-1} &= \begin{bmatrix} \rho_N \nu \beta_N & 0 \\ 0 & -1/\beta_N^2 \end{bmatrix} \\ A_i(z) &= \begin{bmatrix} \cosh \nu_{\beta_i} z / \rho_i & \sinh \nu_{\beta_i} z / \rho_i \beta_i^2 \nu_{\beta_i} \\ \rho_i \beta_i^2 \nu_{\beta_i} \sinh \nu_{\beta_i} z & \cosh \nu_{\beta_i} z \end{bmatrix} \\ D_m(z) &= \begin{bmatrix} \cosh \nu_{\beta_m} z / \rho_m & -\sinh \nu_{\beta_m} z / \rho_m \nu_{\beta_m} \\ \beta_m^2 \nu_{\beta_m} \sinh \nu_{\beta_m} z & -\beta_m^2 \cosh \nu_{\beta_m} z \end{bmatrix} \end{aligned} \dots \dots \dots (5)$$

ここで、

$$\nu_{\beta_i} = \begin{cases} k \geq \omega/\beta_i \text{ のとき, } (k^2 - \omega^2/\beta_i^2)^{1/2} \\ k \leq \omega/\beta_i \text{ のとき, } i(\omega^2/\beta_i^2 - k^2)^{1/2} \end{cases} \dots \dots \dots (6)$$

ただし、 i は虚数単位である。

震源係数 S_i^{nc} と S_i^{ns} ($i=1, 2$) は、P、pP 波初動・S 波の偏りの角をもとに本震の発震機構 (Fig. 2 (a)^{2, 3}) より決定された主圧力軸 $\mathbf{P}=(p_1, p_2, p_3)$ と主張力軸 $\mathbf{T}=(t_1, t_2, t_3)$ の方向および点震源の位置する層のせん断波速度 β_m から、以下のように推定される。なお、Fig. 2 (a) はダブル・カップル型震源の S 波の初動分布から得られる方位特性 (たとえば鉛直横ずれ震源のとき) であり、移動性震源では Fig. 2 (b) のように Doppler 効果と類似して S 波振幅が震源に関して対称とらない³⁾。最終的に、式(2)のマトリックスを構成す

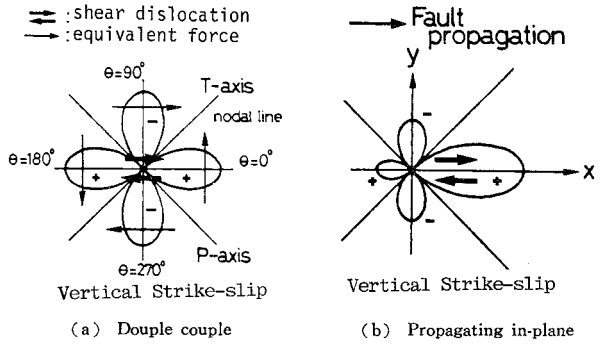


Fig. 2 Diagrams for four-lobed radiation pattern θ of the S-wave.

る S_i^{nc} と S_i^{ns} は次の各項のみ評価しておけばよい。

$$\begin{aligned} S_1^{1c} &= 2(p_1 p_3 - t_1 t_3) / 4 \pi \beta_m^2 \\ S_1^{1s} &= 2(p_2 p_3 - t_2 t_3) / 4 \pi \beta_m^2 \\ S_2^{2c} &= k(t_2^2 - t_1^2 - p_2^2 + p_1^2) / 4 \pi \beta_m^2 \\ S_2^{2s} &= 2k(p_1 p_2 - t_1 t_2) / 4 \pi \beta_m^2 \end{aligned}$$

その他、 $n \geq 3$ で $i=1, 2$ のとき、 $S_i^{nc} = S_i^{ns} = 0$ $\dots \dots \dots (7)$

式(2)と(7)を用いて式(1)を表現すると、比較的簡単に取扱いとして、 $\dot{U}_\theta(r, \theta, \omega)$ が次式で示される。

$$\dot{U}_\theta(r, \theta, \omega) = \sum_{i=1}^2 \dot{U}_{\theta_i}(r, \omega) \cdot R_i(\mathbf{T}, \mathbf{P}, \theta) \dots \dots \dots (8)$$

ただし、

$$\begin{aligned} \dot{U}_{\theta_1}(r, \omega) &= S_V(\omega) \cdot \int_0^{\infty} dk \cdot [(L_{21} - L_{11}) \\ &\quad \cdot \{k J_0(kr) - J_1(kr)/r\} / (4 \pi \beta_m^2 F_L)] \\ \dot{U}_{\theta_2}(r, \omega) &= S_V(\omega) \cdot \int_0^{\infty} dk \cdot [(L_{22} - L_{12}) k \\ &\quad \cdot \{k J_1(kr) - 2 J_2(kr)/r\} / (4 \pi \beta_m^2 F_L)] \end{aligned} \dots \dots \dots (9)$$

$$\begin{aligned} R_1(\mathbf{T}, \mathbf{P}, \theta) &= 2(t_2 t_3 - p_2 p_3) \cos \theta \\ &\quad - 2(t_1 t_3 - p_1 p_3) \sin \theta \\ R_2(\mathbf{T}, \mathbf{P}, \theta) &= 2(t_1 t_2 - p_1 p_2) \cos 2\theta \\ &\quad + (t_2^2 - t_1^2 - p_2^2 + p_1^2) \sin 2\theta \end{aligned} \dots \dots \dots (10)$$

式(8)が r を含む成分 \dot{U}_{θ_1} 、 \dot{U}_{θ_2} と θ を含む成分 R_1 、 R_2 の積の和として表示されることより、平行地下構造の点震源から励起された地表面の地動のフーリエスペクトルは、震央距離 $r=d$ における式(9)の \dot{U}_{θ_1} と \dot{U}_{θ_2} を算定してさえおけば、任意の発震機構と方位 θ すなわち式(10)を与えて計算できる。この議論は、任意の断層運動からの SH 波が2つの等価震源から励起された地動の線形和、すなわち鉛直横ずれ震源 ($n=1$) からの地動 $\dot{U}_{\theta_1} R_1$ と鉛直横ずれ震源 ($n=2$) からの $\dot{U}_{\theta_2} R_2$ の両成分の混合、で表示されることと調和的である¹⁰⁾。

地震はある面を境とする断層運動によって生成される

注1) これら特性関数の詳細な誘導は文献4)~6)を参照。ただし、 E_N^{-1} 、 $D(z)$ 、 S_i^{nc} と S_i^{ns} はみかけの特異性を除くように修正していることに注意。

が、その断層破壊の大きさは地震モーメント M_0 で表示する。 M_0 はダブル・カップルと断層運動の等価性¹¹⁾から、 $M(t) = \mu D_s(t) A$ で与えられる。ただし、 μ , A , $D_s(t)$ はおのおの、せん断剛性、断層面の面積、断層面に沿う食い違いの時間関数、である。一方、式(1)の震源スペクトル $S_V(\omega)$ は、食い違い速度 $R_V(t) = \dot{M}(t)$ の Fourier 変換として得られるものである。

食い違いの時間関数 $D_s(t)$ は単純な Ramp 関数で仮定すると現実に合わないことより、工学的に重要な短周期成分を説明するために、各種の工夫がなされている^{12)~14)}。Ramp 関数の不都合さは、時刻零と立ち上がり時刻で $\dot{D}_s(t)$ と $\ddot{D}_s(t)$ の不連続性にも現われ、特に加速度を得たい場合には両時刻で Dirac の Delta 関数的性質を呈す。現実のデータから $\dot{D}_s(t)$ を推定することは困難であるため、本研究では変位・速度・加速度の震源関数の連続性と短周期成分(特に加速度)の取扱いやすさを考慮した。高振動数で ω^{-3} のスペクトルをもつような食い違い速度 $R_V(t)$ と、Fig. 3(a) に示すような $R_V(t)$ の 1 回微分である加速度波形 $R_A(t) = \dot{R}_V(t)$ を生じるように選んでいる。食い違い地動が十分追隨できる程度に $\frac{d^n}{dt^n}(D_s(t))$ ($n=0, 1, 2$) の変動が滑らかである点より、本結果は Boatwright¹⁵⁾ の提示した遠方での地動速度パルスの近似形状と類似している。なお前記 $M_0 = \mu \bar{D}_s A$ (\bar{D}_s : 平均食い違い量) は、断層運動が完了した後の断層面上の平均的な地震モーメントである。

震源関数には Ramp 関数、指数関数、三角関数、多項式およびそれらの混合型が用いられることが多い^{12)~14)}。しかし、本研究ではモーメント関数 $M(t)$ とその 1 階・2 階微分が時間に関して連続であること、簡便な表示式を用いること、高振動数域でずれ運動のエネルギーを保持させること、という観点から、多項式(quadratic pulse)を用いた。この表示法は文献 15) にヒントを得たものであるが、結果的には Herrmann⁷⁾ ほかと同様な

式になった。特に強調しておきたいのは、地盤震動の速度・加速度成分を推定するのに Ramp 関数は不向きであることである。したがって Fig. 3(a) に示すように $R_V(t)$ と $R_A(t)$ 曲線を比較的滑らかにしたこと、現実に観測される遠方での地動変位と $R_V(t)$ が相似なことより、本研究で使用した震源関数は基本的に妥当だと考えられる。ところで、関数の n 回微分がインパルスになると、その Fourier 変換は高振動数で ω^{-n} のオーダーとなる。これらのことを勘案して、 $R_V(t)$ と $R_A(t)$ を決定したわけであるが、 $R_V(t)$ は Fig. 3(a) に示すように $t=2\tau$ に関して対称であり、 $0 \leq t \leq 2\tau$ において、 $R_V(t) = M_0/2\tau [0.5(t/\tau)^2 \cdot \{H(t) - H(t-\tau)\} + \{-0.5(t/\tau)^2 + 2(t/\tau) - 1\} \cdot \{H(t-\tau) - H(t-2\tau)\}]$ となる。ただし、 $H(t)$ は Heaviside の単位ステップ関数である。この結果より、食い違い関数 $R_V(t)$ の Fourier 変換を用いれば、Fig. 3(b) に示す震源スペクトル $S_V(\omega)$ は、

$$S_V(\omega) = M_0 \left[\frac{i}{2\omega^3\tau^3} (1 - 2e^{-i\omega\tau} + 2e^{-3i\omega\tau} - e^{-4i\omega\tau}) \right] \quad \dots\dots\dots (11)$$

で表示される。 $S_V(\omega)$ の corner frequency は $f_c = 1/(4.36\tau)$ Hz である。 τ は震源パルスの立ち上がり時間に関係したパラメーターで、食い違いの総時間 $T = 4\tau$ が 2 秒であれば τ は 0.5 sec となる。Fig. 3 には、 $R_V(t)$, $S_V(\omega)$ と $R_A(t)$ の形状をまとめて示した。断層の破壊は決定論的に予測不可能であるが、図中には 4 ケースの τ の値に対する 1 Hz 以下の $S_V(\omega)$ を併記している。その特性の詳細は、数値計算例の項で物理的な意味を含めて説明する。

上記の展開より、半無限平行層媒質中の点震源で励起された地表面での SH 波の速度振幅は、式(1)の波数に関する線積分の後で逆 Fourier 変換を F.F.T. で実施することにより、

$$\dot{u}_\theta(r, \theta, \alpha, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{U}_\theta(r, \theta, \alpha, \omega) e^{i\omega t} d\omega \quad \dots\dots\dots (12)$$

として求められる。

地動の変位・加速度成分も式(12)の積分と微分操作によって同時に算出している。上式は、 $kr > 1$ の条件が成立しているものとして計算したが、加速度波形のような高周波数成分については妥当な近似解を与える。また、地震動の媒質伝播過程における震波線の幾何光学的拡がりによる波の振幅の減少とか地盤の非弾性的性質による減衰は、簡単のために無視し得るものとして計算した。理論地震記象と観測結果をキャリブレーションするには、減衰振動の導入と M_0 の修正を必要とする。本解析では地震断層破壊の開始点を点震源とみなしてダブル・カップル型の地震モーメント M_0 を用いている。将

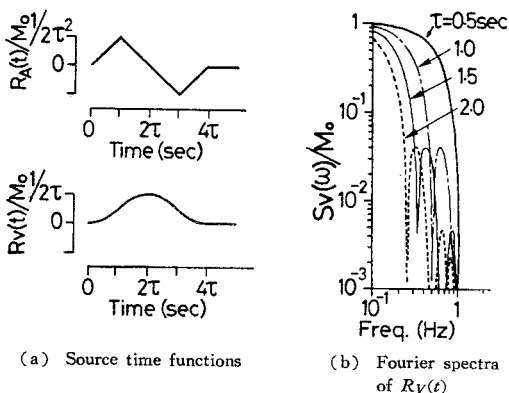


Fig. 3 $R_V(t)$, $R_A(t)$ and $S_V(\omega)$

来断層の細かな破壊伝播過程が明確になるならば、本結果に M_0 の比率を掛けて断層面全体の破壊に更新・改良すればよいと考えている。

本結果を断層面から発生する地震動の解明に適用するには、地震断層を分割した各要素での点震源による要素波動を本理論で計算し、断層面上での Multiple shock による破壊伝播を時間軸上でずらしながら各要素波を重ね合わせればよい(たとえ16)。その場合、破壊フロントの拡がり方と要素波の特性を基本的に把握するためにも、本研究の検討は明確な物理的基盤を与えるものと期待される。

3. 数値計算結果および考察

前章の理論解析を文献 17) に示される地下構造に適用して数値計算を行い、点震源モデルから得られる強震動の妥当性、耐震工学への応用の可能性について検討を行った。

ここでは、地震断層と波動伝播構造に関する基礎的な情報を得るために、垂直右横ずれ断層と垂直縦ずれ断層(以下、strike 成分, dip 成分とよぶ)からおのおのの独立に励起された地震波動の特性と地震時応答量の相対的なオーダーについて考察する。前者は $P=(1/\sqrt{2}, 1/\sqrt{2}, 0)$, $T=(-1/\sqrt{2}, 1/\sqrt{2}, 0)$, 後者は $P=(0, -1/\sqrt{2}, 1/\sqrt{2})$, $T=(0, 1/\sqrt{2}, 1/\sqrt{2})$ に対応している。対象地点は Fig. 1 に示す r の正方向で $\theta=0^\circ$ 上に位置すると仮定した。採用した震源の食い違い方向と観測点の位置関係は、Fig. 4 のようになる。同図には仮想断層面の Strike angle, Dip angle と Rake (食い違いの方向)を示し、観測点は面の strike 方向上とする。その結果、理論解析では、おのおの式 (8) の $\dot{U}_\theta(r, \theta, \omega)$ の算定において、 \dot{U}_θ と \dot{U}_θ を議論することになる。

以下の解析結果は $\theta=0^\circ$ のケースを取り扱うが、方位

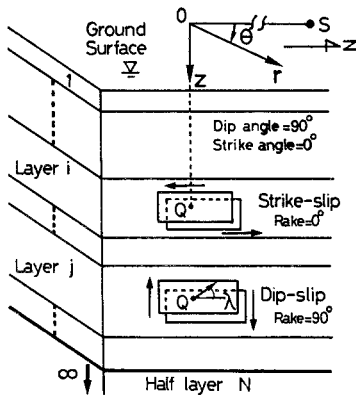


Fig. 4 Illustration of source dislocation.

角 θ に関する S 波振幅の分布は Fig. 2 (a) の特性を示す。同図から、 $\theta=(2m-1)\pi/4 (m=1\sim 4)$ の節面で振幅は 0, 逆に S 波最大振幅を与える方位角は $\theta=(m-1)\pi/2 (m=1\sim 4)$ である。振幅の方位分布が最大地動に与える平均的な効果を検討するには、式 (10) において

$$\int_0^{2\pi} |\cos \theta| d\theta/2\pi = \int_0^{2\pi} |\sin \theta| d\theta/2\pi = \int_0^{2\pi} |\cos 2\theta| d\theta/2\pi = \int_0^{2\pi} |\sin 2\theta| d\theta/2\pi = 2/\pi$$

であるから、以下の計算結果に $2/\pi$ を乗じて dip 成分と strike 成分の地動の線形和と地盤震動の経験式とを対比すればよい。しかし、波動伝播経路における媒質の不均一性と波の散乱の影響など不確実性が多く、現実には理論どおりに振舞わないであろう。経験式もかなりのばらつきを示すことが知られており、かつ強震記録に明確な方位特性が反映されているわけでもない。この見地に立って、本研究では大まかなオーダーを検討するため、最大地動を与える $\theta=0^\circ$ について確認しておくことにした。したがって将来より適切なデータが得られれば、本結果に方位分布補正を施し、2 つの震源による地動の加算をすればよい。

地下構造のモデルとしては、Rayleigh 波の分散曲線から求められた米国・北コロラド高原の地殻の上部構造¹⁷⁾を採用した。各層の物性値は Table 1 に示す。表層付近には、波動の増幅特性に大きな影響を及ぼす厚さ 2 km の軟らかい層が存在している。この層の有無がやや長周期の波の励起を左右し、地動に敏感な効果を与えると推定される。深さ 40 km には Mohorovičić 面が認められる。

Fig. 3 (a) の $R_V(t)$ は食い違い速度を示し、モーメント関数の 1 階微分と等価である。ダブル・カップルによる遠方変位はこの $R_V(t)$ に比例することが知られている³⁾。そこで、同図のように $R_V(t)$ の波形を滑らかにするため、式 (11) の $S_V(\omega)$ の変動は、 $\tau \geq 0.125$ sec の範囲で断層食い違い生成の変動が十分追従できる程度に緩やかに設定する必要がある。今回計算した速度の震源スペクトルは、数値フィルター法を用いて周期 1 秒以下の成分をカットしている (Fig. 3 (b) 参照)。対象とした τ の値は 0.5~2.0 sec であり、高振動数成分の変動が小さい滑らかな時間曲線としての機能を有効に発揮している。

Table 1 Crustal structure model (after Ref. 17)).

Layer No. i	Thickness h (km)	Depth H (km)	P Velocity α (km/sec)	S Velocity β (km/sec)	Density ρ (gr/cm ³)
1	2	2	3.15	1.81	2.00
2	7	9	6.10	3.52	2.69
3	15	24	6.40	3.69	2.78
4	16	40	6.80	3.92	2.90
5	∞	∞	7.80	4.50	3.20

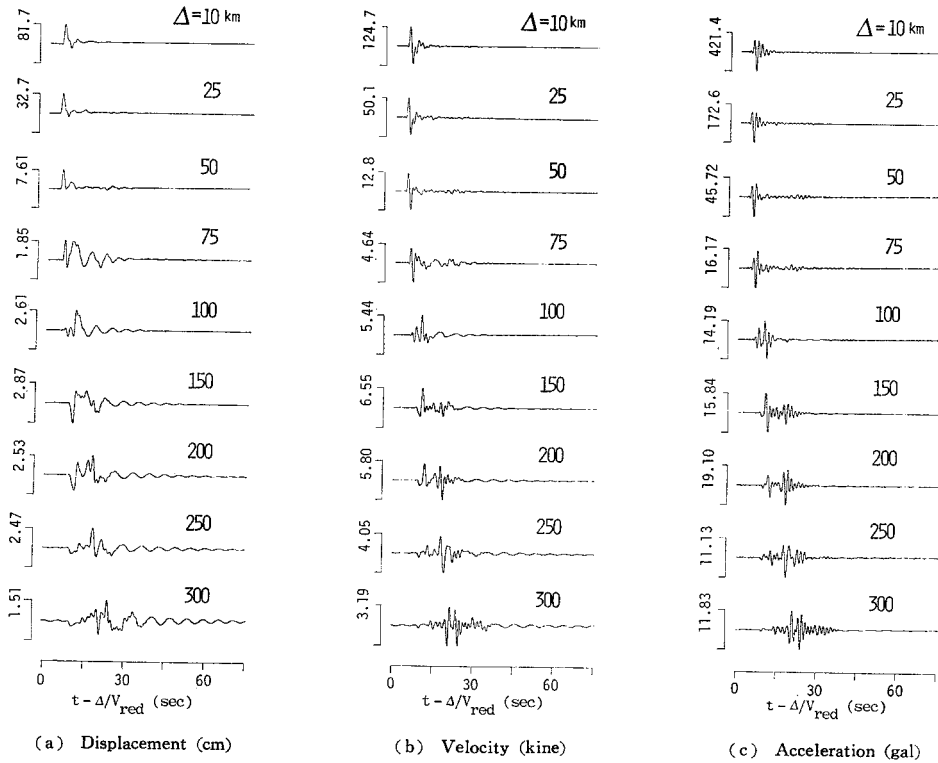


Fig. 5 Time histories of ground motion for a vertical dip-slip source ($V_{red}=4.50$ km/s), $M_0=1.023 \times 10^{26}$ dyn. cm, $\tau=0.5$ s, $h_F=20$ km.

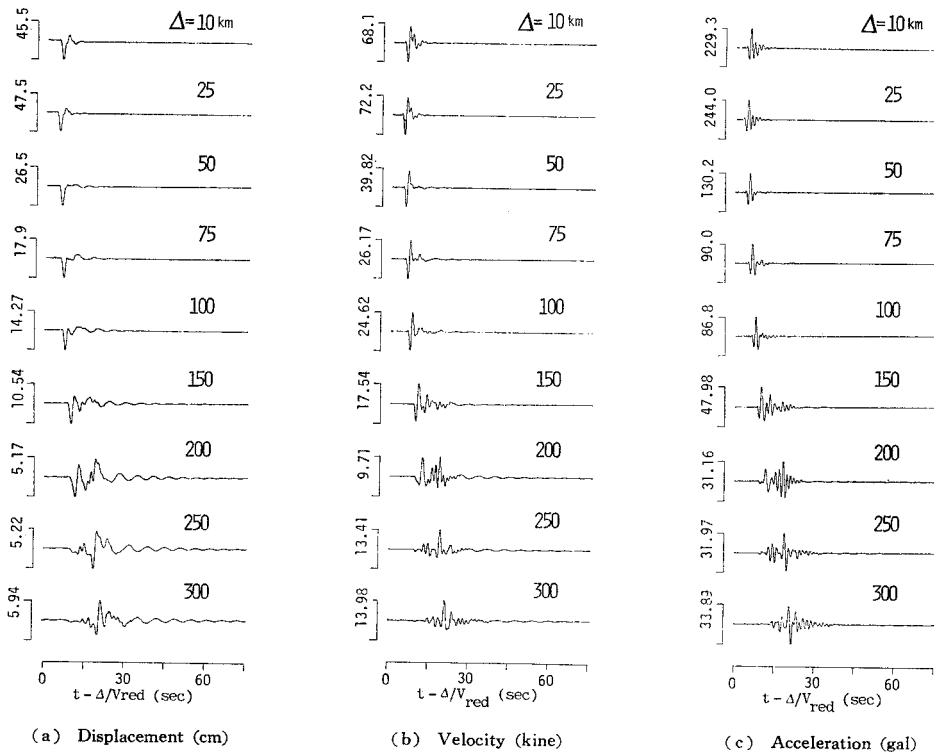


Fig. 6 Time histories of ground motion for a vertical strike-slip source ($V_{red}=4.50$ km/s), $M_0=1.023 \times 10^{26}$ dyn. cm, $\tau=0.5$ s, $h_F=20$ km.

周期1秒を速度食い違いの下限としたのは以下の理由による。一つには、工学的に重要である短周期領域まで含めた地震波形を震源理論によって決定論的に予測することがかなり困難だからである。地震動の短周期成分の把握のためには詳細な断層生成の経時変化を知らなければならないが、現時点ではあまりわかっていない。ほかに、今回の解析の目的が地震の Multiple shock を構成する1つの要素波を基本におさえるという、理論的な立場にあるからである。そのために、震源の食い違いは Fig. 3 (a) のように緩やかな変動過程としたのである。

地震動の短周期成分の把握には2つの考え方があろう。一つには、波動伝播過程における媒質の不均一性と波の散乱、減衰特性と局所的な地盤条件の影響があり、より詳細な地下構造の導入を必要とする。二つには、断層面上での不均一なずれ運動に伴う複雑な破壊の進行により生じると考えられる。特に断層生成過程における破壊伝播波の短周期成分は確率的性格が強く、決定論的に推定するのが難しい。障害物モデル³⁾などを用いて短周期成分を予測することは可能であるが、断層破壊の Multiple shock を考慮した細かな震源特性を把握しなければならない。以上のことを念頭に置き、本研究では式(11)にろ過操作を施して周期1秒以上の食い違い運動に注目した。

以下、解析結果の代表的な例を示しながら考察を進める。

(1) 理論地震動の一例

Fig. 5 と 6 には、点震源深さ $h_F=20$ km, $\tau=0.5$ sec, $M_0=1.023 \times 10^{26}$ dyn-cm (Geller¹⁵⁾ によれば $M_S=7.0$ に相当する) を与えたときの dip 成分, strike 成分の変位・速度・加速度波形を代表例として示した。時間軸は、深さのある地震の走時を明確にするために換算走時 (reduced travel time) $t-d/V_{red}$ で表示し、 V_{red} の値には 4.50 km/sec を採用した。

dip 成分の速度波形は、近距離 ($d \leq 50$ km) で数個のパルスの発生後に低振幅の孤立した波群の断続的な到達を生じている。これら小さな波は、震源から出た上向きと下向きの波線による Mohorovičić 面での反射波に相当していると考えられる。震央距離 d が増すと、臨界角よりも大きな入射角に対する境界面での反射波は位相にずれを生じる。逆に臨界角範囲内の同位相の反射波の振幅は、前者の反射波よりも小さい。臨界角以上の入射角に対する反射波の数が増すと、 $d/h_F > 5 \sim 10$ (たとえば震源から 75 km 以上離れた地点) における地震動には表面波成分が卓越するといわれている³⁾。その結果、後述するように Fig. 5 のやや遠距離において、Love 波が出現している。

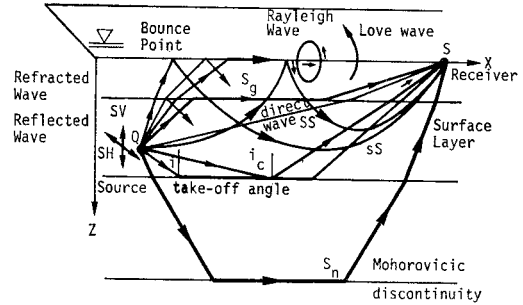


Fig. 7 Typical illustration of seismic ray paths.

Fig. 5 と 6 を比較すると、震源の型の違いが波形に変化を起こさせていることがわかる。特にこの傾向は約 150 km 以内で顕著である。両図の変位波形の立ち上がり部分のパルスは Fig. 3 (a) の $R_V(t)$ に相当しているが、 d の小さい strike 成分には、dip 成分に特有のほぼ垂直の Moho 面での反射波が明瞭にみられず、同一時間内の波数も dip 成分と比べて小さい。この結果は本質的に式(9)における \dot{U}_θ と \dot{U}_{θ_s} の差に依存している。横ずれには縦ずれのように震源からの上向きと下向きの射出波をあまり含まないこと、が原因である。この要因としては、dip 成分による SH 波の振幅方位分布が垂直射出角 (i_h) で最大となるのに対し、strike 成分の振幅はその i_h で節面に相当する⁸⁾、ことが考えられる。

Fig. 7 は、水平多層地下構造内の震源から射出した直達波・屈折波・反射波の概念図を示したものである。地震断層が地表面に達している時、地表層と地震波動間の作用は複雑となる。図中の震波線経路は、地震記象に現われる直達波・sS 波・Sn 波・Love 波など各相に重要な役割を果たしている。一方、地殻構造が複雑であるから、波線経路による各到達波の解釈^{たとえば3),9)}は Fig. 5 と 6 においてあまり明らかでない。しかし、 $d=75$ km ぐらいまでの dip 成分は strike 成分に比べて波の後半部分で遅れて到着する反射波を端的に示している。 d が増すにつれて、震源から対象地点に到達する波の数が短時間に多くなっている。この波はむしろ表面波成分の卓越を意味する。式(1)の波数に関する被積分項には、表面波特に Love 波生起に寄与する pole を含む^{4)~6)}。したがって、表面波成分の卓越性は pole の数すなわち表面波モードが振動数とともに増すことに原因している。数百 km ほどになると表面波群から、最後に屈折 Sn 波が現われていると推察される。 d の短距離と中・長距離の波形は、含まれる波動成分の種類とその強度の相違によってかなり異なる。

(2) 震源パラメーターの地盤震動に与える影響

震源パラメーター (震源深さ h_F , 震源食い違いの継

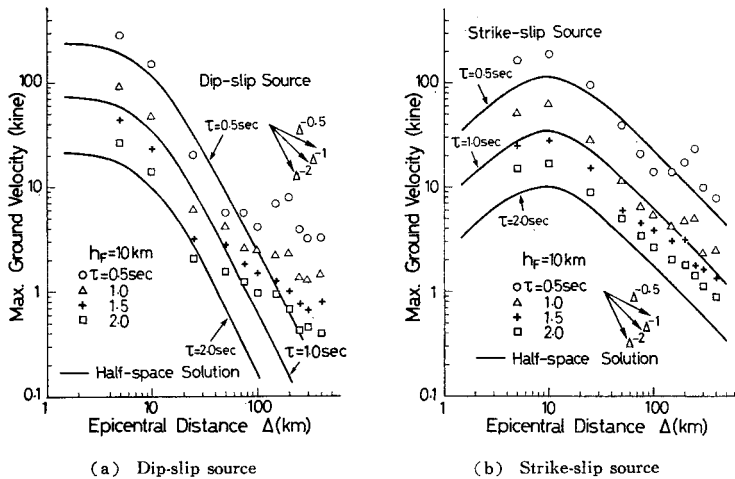


Fig. 8 Variation of max. ground velocity with $M_0=1.023 \times 10^{26}$ dyn. cm and $h_F=10$ km for different parameter τ .

続時間 τ) の効果の検討結果を次に示す。

a) 震源の継続時間 τ の影響

Fig. 8 には、 $M_0=1.023 \times 10^{26}$ dyn \cdot cm と $h_F=10$ km を固定して、最大地動速度に与える τ の変化を示した。実線は半無限等方媒質 ($\alpha=6.0$ km/sec, $\beta=3.55$ km/sec, $\rho=2.8$ gr/cm 3) の結果で、今回採用した Table 1 の複雑な地殻構造の影響を積極的に比較検討しようとしたものである。

反射・屈折波と Love 波の影響が現われないから、半無限中の点震源による地動の距離減衰は滑らかな曲線を示している。 τ の相違は式 (8) の算定において $S_V(\omega)$ の項に含まれるだけだから、Fig. 8 より絶対値は異なるが両対数軸上で合同な平行移動した曲線となっている。すなわち、規準化時間 τ を用いた地動を計算しておけば、任意の τ の値に対する強震動の強度はそれに一定比率を掛け合わせればよい。このファクターは、 τ の大きさと Fig. 3 (b) に示す $S_V(\omega)$ の形状に関与している。以上の結果は、半無限内での点震源による地動の議論を明確にするものと考えられる。このとき、dip 成分による地動は距離とともに衰微しているが、strike 成分になると $\Delta=10$ km で最も優勢となっている。その前後において、dip, strike 両成分による地動の相対的な大きさが逆転している。strike 成分による震央近傍の地動の揺れは少ない。Fig. 4 のような場合、strike 成分の振幅方位分布から Δ が短く射出角が大きくなると、観測点が点震源からみて SH 波節面に近い方向に位置する^{3), 8)}ことが原因である。

前述のように Δ の短いところで計算値が多少過大評価していることを除くと、地盤条件の相違が現われるのは strike 成分で $\Delta=150$ km 以遠、dip 成分でほぼ 30 ~ 75 km 以遠のときである。特に dip 成分に顕著な差を

生じている。やや遠距離における表面波振幅 (特に $\tau \geq 1.0$ のとき) はほぼ理論どおりに $\Delta^{-0.5}$ に比例している。この範囲での半無限解は Δ^{-1} から Δ^{-2} の拡がりを示している。この原因は Fig. 5 と 6 の波形からも推定できることである。対象地点が震央から遠くなるにつれて、入射角が臨界角以上の反射波の到着すなわち実体波よりも表面波の卓越の寄与を意味していることになる。以上のことは、長周期震動の信頼度の高い予測が表層近傍の地下構造の詳細な分析に左右されることを示唆している。少なくとも実体波と表面波の

相対関係は工藤²⁾の指摘した解釈を再現しており、本研究の方法の妥当性を確かめることができた。以下の数値計算では実体波よりも表面波によって伝播する波が耐震工学的に重要となる付帯条件²⁾をおおそ保証している、ことを断わっておきたい。

さて、 $\Delta=200$ km 付近での強度変化のピーク部分の存在は、 τ が小さく (0.5~1.0) なるほど顕著である。波動の初動部分でかなりぎざぎざした短周期の波が卓越するが、その後、長周期の波が順次到着したからである。 τ が大きくなると長周期の波が支配的となるので地盤の影響を受けにくくなる。 τ の小さい値に比べて立ち上がり時間が長くなると、ある距離で明瞭な強度変化がみられず、表面波動が大きく励起されて全体的な強度の消長を反映し、比較的滑らかな曲線を得ている。strike 成分のその量は dip 成分ほど距離に対する強度変化に敏感でなく、おおむね単純な半無限地下構造における結果と同程度の傾向を示している。

Fig. 9 は震源深さを 10 km から 20 km に変更した結果である。点震源の位置が同じ第 3 層にあるにもかかわらず、その様子は Fig. 8 と異なる変動の面を示している。すなわち、深さ 9 km における第 2 層と第 3 層間の境界面の影響によって、最大地動特に表面波のアテニュエーションの状況が変化している。Fig. 9 のように震源が深くなると、より強度の高い表面波成分も同時に出現 (dip 成分で $\Delta \geq 80$ km, strike 成分で $\Delta \geq 200$ km) するが、全体として τ による変動のばらつきが少なくほぼ同様の傾向を示している。振幅レベルも半無限解の結果に接近する。少なくとも strike 震源による平均的な地動を得るためには、適当な地下構造の物性値を与えた半無限理論によって 1 次近似的に算出可能である。これらのことは Fig. 5 と 6 の波形からも推定できるこ

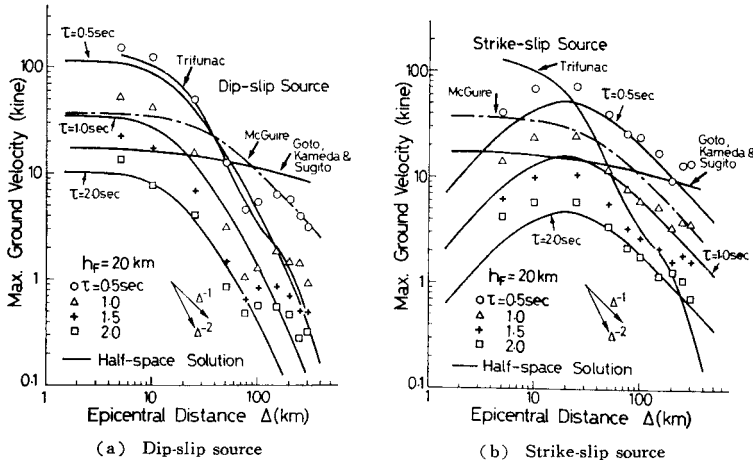


Fig. 9 Variation of max. ground velocity with $M_0=1.023 \times 10^{26}$ dyn. cm and $h_F=20$ km for different parameter τ .

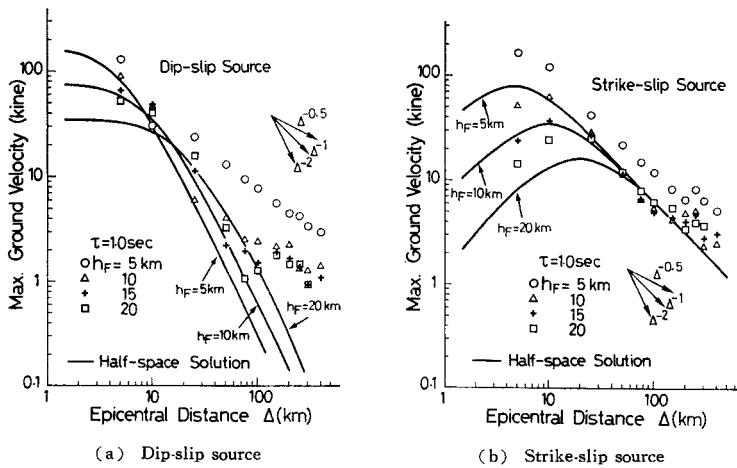


Fig. 10 Variation of max. ground velocity with $M_0=1.023 \times 10^{26}$ dyn. cm and $\tau=1.0$ s for different focal depth h_F .

とである。

b) 震源深さ h_F の影響

これまでの結果より、 τ の影響は全体的な強度の消長、周波数成分の卓越の相違、表面波励起の大きさなどに特徴的な変動を示していた。次に同一の τ に対する震源深さ h_F の効果を捕えてみた。

Fig. 10 は $\tau=1.0$ sec, $M_0=1.023 \times 10^{26}$ dyn·cm のパルスに対し、 h_F を変化させて最大速度を求めたものである。同図 (a) から、 h_F の影響によって $\Delta=8\sim 15$ km ほどで半無限等方媒質中の dip 成分における計算値が交錯している。この特性は文献 19) の指摘を別の観点から再現したものと考えられる。近距離 ($\Delta < 10$ km) では浅発震源の方が、それより遠くなると h_F が深くなるほど地動は大きくなっている。一方、strike 成分における h_F の影響は $\Delta \approx 50$ km 以遠で頭打ちの傾向にある。また地動の距離変化の停留点は震源深さ h_F の増大とと

もに大きくなるが、逆に振幅レベルは低下している。

$h_F=5$ km における結果は多層地盤中の両震源成分で $\Delta^{-0.5}$ から Δ^{-1} の傾向を、一方半無限解によると dip 成分で Δ^{-2} , strike 成分で Δ^{-1} の曲線を示している。さらに振幅レベルの絶対量も両地下構造モデルで明確な差を生じている。このような特徴は、地表面近くの軟弱層の局所的な性質にかなり依存していると考えられる。

$h_F=5$ km の特異なケースを除いて、dip 成分で Δ がほぼ 10 km から 50 km の範囲で震源が深くなっているにもかかわらず、振幅強度はむしろ増える傾向にある。これは地下構造モデル・表面波成分・完全な縦ずれのせん断食い違いの影響などが原因と考えられる。 Δ が 75 km 以遠になると、軟らかい表面層の存在が表面波励起を左右し、地動に微妙な影響を与えているのは τ のケースと同様の傾向である。一般に、近距離 ($\Delta < 10$ km) では dip 成分が、 Δ が大きくなると strike 成分の強度の方が上回ることが、これらの図より理解される特徴といえよう。

反射・屈折波、表面波強度、振動数特性、非定常性における震源

深さの影響は Fig. 11 に示す波形形状を与え、いずれも波形上からこれまでの傾向を定量的に明らかにしていると考えられる。

(3) 地盤震動のアテニュエーション特性の考察

これまでの議論は、工学的に重要な地震荷重予測に有用な情報を提供しているものと考えられる。これは、地震危険度解析^{19), 20)}と地震動強度推定におけるアテニュエーション特性²¹⁾の問題である。耐震工学への応用を目的とするためにも、本研究で得られた結果を、既往の強震記録のデータセットによる最大地動(変位, 速度, 加速度など)のアテニュエーション特性と比較することは興味深い。

Fig. 12 は、同一の $\tau=0.5$ sec と $M_0=1.023 \times 10^{26}$ dyn·cm ($M_s=7.0$) に対し、最大加速度と Δ の関係(いわゆるアテニュエーション特性)が震源の相違によって

どのような影響を受けるかを検討したものである。比較のため各研究者によって提唱された最大地動パラメータの統計回帰式も同時に示してある。McGuire²⁰⁾とDonovan²¹⁾の結果は震央距離 Δ でプロットするために、震源距離 R から補正している。図中には、Robinsonらの断層震源理論²²⁾を適用して震源パラメーター(断層の長さ $と幅$ 、震源深さ、Dip angle)と震源の相違などを仲介に求めた Mohammadi ら¹⁹⁾のアテニュエーション曲線(near-field)も示している。震源による Δ^{-1} と Δ^{-2}

の相違、近距離データの不足、不確定性などから、経験式は必ずしも本結果の特性を完全に再現していない。この原因は次のとおりである。異質のデータ集合に依存していること、データは限られた M と Δ のカテゴリーに集中していること、震源の影響を無視した平均像で捕えていること、 M の定義に物理的意味のないことあるいは同一種類の M (M_L, M_S, M_B, M_M, M_K など) を用いていないこと、地盤条件によって異なること、震源域の情報を含まないこと、必ずしも有効なパラメーターではない距離の概念を用いていること、などである。このように、異なるデータ・ベースを用いた M と Δ による経験的な曲線群は、震源の物理的基盤を明確にできない。しかし、その様子は、おおむね本解析結果と強震記録間の対応の妥当性を示唆している。

後藤・亀田・杉戸の結果²³⁾を除いて、他の経験式のデータは主に米国・カリフォルニア州の地震に基づいている。San Andreas 断層に代表されるような横ずれの地震生起を反映して、dip 成分よりも strike 成分の解析結果と経験式の差が小さくなっている。ただし、至近距離 ($\Delta < 10$ km) では地動加速度を過小評価する傾向にある。Trifunac の回帰式²⁴⁾はデータの取扱いと精度にまだ問題点を残しており、50 km の距離を境に、近距離で大きな加速度を遠方で小さな値を予測している。いずれにせよ、かなりのあいまいさを導入してはいるが、Fig. 12 から、既往の成果の工学的な応用の便利さが改めて理解できる。逆に予想されたことではあるが、Mohammadi らによる断層モデルの適用結果と本研究の結果の一致は良好である。

Fig. 9 には最大地動速度の統計回帰曲線も併記している。同図と Fig. 12 の比較から、一般に周波数の小さい地震動すなわち最大加速度よりも最大速度におい

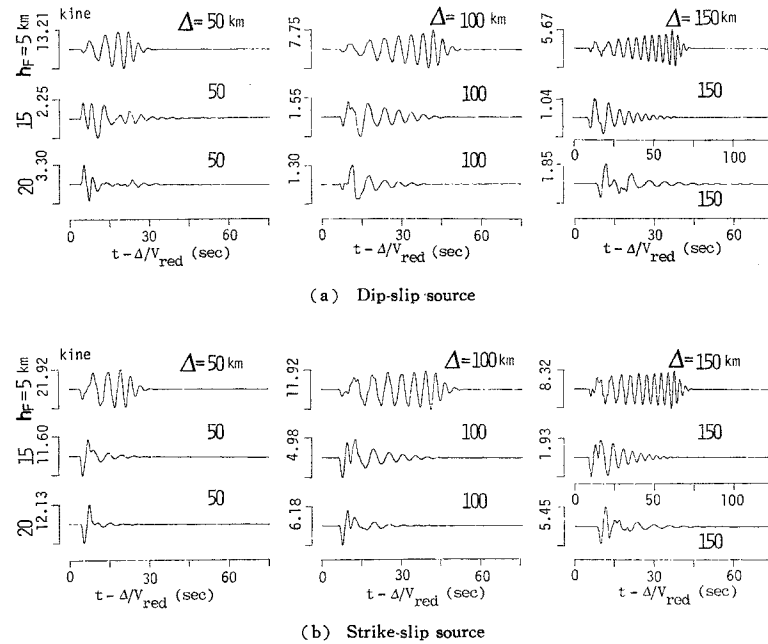


Fig. 11 Time histories of ground velocity with $M_0=1.023 \times 10^{26}$ dyn. cm and $\tau=1.0$ s for different focal depth h_F .

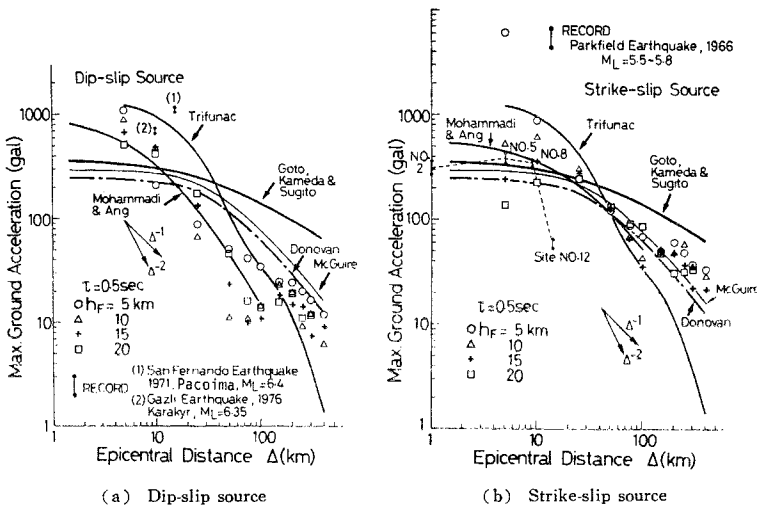


Fig. 12 Attenuation of max. ground acceleration with $M_0=1.023 \times 10^{26}$ dyn. cm and $\tau=0.5$ s.

て、距離による減衰が小さい結果を得ている。Fig. 5 と 6 の結果とも合わせて、短周期に比べて長周期の波がより遠方で伝播していることがわかる。上記の傾向は、地動パラメータの回帰分析結果^{20), 21), 23)} および地震学上よく知られた事実と一致している。

次に、実際に得られた震源域近傍での加速度記録と本結果の対比を試みた。縦ずれ断層からの水平地動には、1971 San Fernando 地震 ($h_F=13$ km, $M_0=1.4 \times 10^{26}$ dyn·cm) 時の Pacoima Dam 地点⁹⁾ と 1976 Gazli 地震 ($h_F=15$ km, $M_0=1.6 \times 10^{26}$ dyn·cm) 時の Karakyr 地点²⁴⁾ を、横ずれ断層からの代表例には、1966 Parkfield 地震 ($h_F=3 \sim 9$ km, $M_0=4.4 \times 10^{25}$ dyn·cm) 時の Nos. 2, 5, 8, 12 の各地点²⁵⁾ を選んだ。断層破壊のメカニズム、震源特性と波動伝播特性の詳細については文献(9), 24), 25) を参照のこと。Fig. 12 には水平動2成分を \downarrow で示している。各地震の断層破壊は簡単な点震源モデルによって十分説明できない移動性震源に基づいており、また地下構造も本研究と一致しない。しかし、Karakyr 地点と Parkfield 地震時の各地点の強震記録の地震規模を単純に $M_0=1.023 \times 10^{26}$ dyn·cm に補正しても、本結果をかなりよく再現していることがわかる。Pacoima 地点に規模補正を施しても本結果と開きがあるが、各種状況を考慮すると、この強震記録はやや特殊なケースであったようである。すなわち、Dip angle の異なる2つの断層面の破壊生起、Pacoima 地点は低角断層面の真上に位置しているとともに岩盤の露頭を示していたこと、などの影響が含まれている。点震源モデルのみで地震動を取り扱う難しさを示唆しているといえよう。3次元的な断層震源モデルを用いた直接的な方法によって、実記録波が合成できることも定量的に検証されている⁹⁾。このように有限の拡がりをもつ断層破壊の進行を巧みに考慮しなければならないこともある。しかし、近距離巨大地震のデータの集積が少ないことを勘案すれば、単純な震源モデルに基づく本研究の成果は将来特に near-field の地動の有益なデータを提供できよう。

今回の解析結果を応用すれば、震源パラメータを導入することにより、従来よりもきめの細かい地震荷重の簡便式を得ることができる。本研究では地盤条件とダブル・カップルの働く方向を限定して地動を求めた。工学的に有用な情報を得るには地下構造、 M_0 、 Δ 、発震機構、方位特性、断層の型などを因子として数多くの数値実験を実施し、これらの媒介変数と地動パラメータ間の回帰分析が必要である。やや遠距離における表面波の影響、震源と地下構造の相違などの地動に及ぼす非線形な関係は、数値解析との組合せによ

り求めることができる。このようにして推定した地盤震動の距離減衰式は文献(19)で示された簡便式と同様に広い応用性を有すると考えられるが、ここでは今後の課題としておく。

(4) 加速度応答スペクトル

以上、強震動の震源パラメータのいくつかの特徴を指摘した。これまで得られた結果が地震時応答量の側面にその特性を忠実に表わしているかどうか、さらに検討してみる。

1 Hz よりも高次項の $S_V(\omega)$ を無視して推察したこと、地震動加速度が式(12)の微分過程で得られたこと、震波線の幾何光学的拡がりとは非弾性伝播の減衰効果を無視したこと、によって周期1秒以下の応答量は細かな議論で求められたものではない。しかし、本研究の目的は理論地震動に対する構造物応答のオーダーを把握することである。したがって、周期1秒以下の短周期応答スペクトルは平均的な傾向のみ説明していると考えるのが妥当であろう。

同一タイプの地震が異なる Δ に発生したときの減衰定数5%に対する、dip 成分と strike 成分の加速度応答スペクトル(RSA)を Fig. 13 に示す。対象地震は Fig. 5 と 6 における $M_0=1.023 \times 10^{26}$ dyn·cm, $\tau=0.5$ sec, $h_F=20$ km の波動であり、Fig. 12 から考慮すべき最も典型的な地震といえよう。波動の伝播効果から Δ の RSA に与える影響は、スペクトルの短周期領域でより顕著に現われていることがわかる。近距離地震には短周期の波が多く含まれ、応答スペクトルの面からも長周期構造有利という周知の事実に対する定量的な傾向を示している。得られたスペクトル曲線は、 $\Delta=200$ km の strike 成分、 $\Delta=100, 200$ km の dip 成分を除いて、比較的滑らかである。この特別なケースは、互いに理論地震動波形の傾向がかなり異なっていることに依存してい

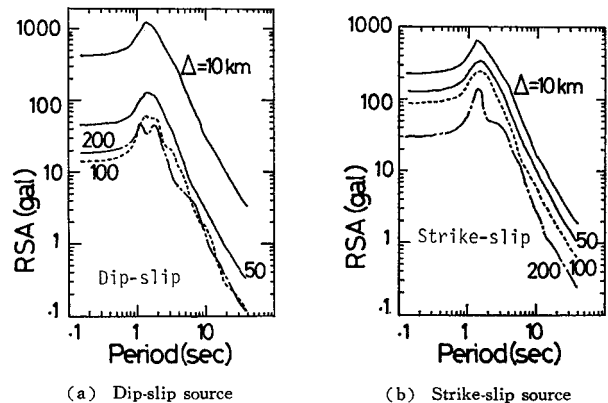


Fig. 13 Acceleration spectra for various epicentral distances ($M_0=1.023 \times 10^{26}$ dyn. cm, $\tau=0.5$ s, $h_F=20$ km).

る。短周期領域の dip 成分で、 $\Delta=200$ km のスペクトル値の方が $\Delta=100$ km のスペクトル値よりも上回っている。この不規則さの傾向は、すでに述べた地震動特性から定量的に認められてきた事実である。応答量全体の推定値は片山ら²⁶⁾の結果と比較しても妥当なオーダーといえよう。また、ピークが 1.5 sec 前後にあること、 $\Delta \approx 10$ km で strike 成分が大きいこと、 $\Delta=10$ km の場合に dip 成分の値が上回ること、dip 成分の方で Δ の応答スペクトル値に与える影響が少ないこと、これらは総じて Fig. 5 と 6 の地震動から推定できることである。

Fig. 14 と 15 は、同一の $\Delta=100$ km のもとで τ と h_F の異なる組合せによる応答値のばらつきを示した。両図からわかるようにより短周期の応答は、食い違い時間 τ と h_F に左右され、周波数帯域における地盤震動の激しさ・スペクトルの形状・卓越周期なども震源運動の相違を反映している。

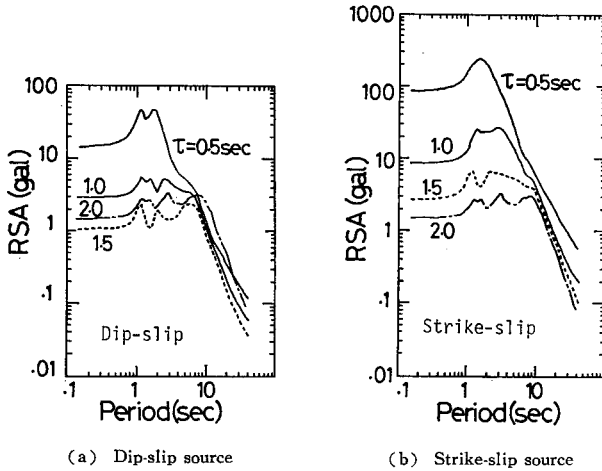


Fig. 14 Effect of source parameter τ on acceleration spectra ($M_0=1.023 \times 10^{28}$ dyn. cm, $\Delta=100$ km, $h_F=20$ km).

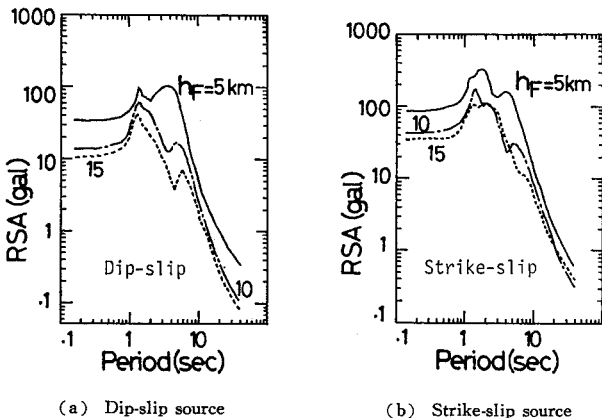


Fig. 15 Effect of focal depth h_F on acceleration spectra ($M_0=1.023 \times 10^{28}$ dyn. cm, $\tau=0.5$ s, $\Delta=100$ km).

小さな τ の場合には、原加速度波形に含まれる高振動数成分の影響が顕著に現われていると推察される。 τ が延びるに従って応答値はかえって小さな値となるが、波動の高振動数成分は振幅が小さくかつ振幅の大きな低振動数成分に付随する波形なので、最大応答を与える卓越周期は長くなる。特に、この傾向は震源の浅い地震動に関与している。食い違い時間が長いと、小さな τ に比べて成層地盤条件の影響を受けにくくなる。本質的に長い波長を与える大きな τ になれば、周期 1 秒から 10 秒の範囲で数個の不規則なピークも含まれるが、もっぱら同程度の揺れを示している。8~10 秒以上の長周期構造物の揺れ度は τ の値が問題となってくることはなさそうである。それよりも短周期の通常対象とするような関連構造物の破壊を論じる場合、図より予想されるように応答解析との関連で震源成分 τ は検討する基準となり得る。現時点において、著者らは τ に関する十分なデータを持ち合わせていないが、震源の立ち上がり時間 $T=4\tau$ の

関係から個々の強震記録の詳細な分析を必要としよう。完全な dip 成分の食い違いでは P-SV 波と Rayleigh 波が多く励起される。strike 成分では SH 波・Love 波の寄与が大きくなり、その結果、水平方向の応答量は dip 成分よりも strike 成分で卓越している。ただし、Fig. 14 (a) の $h_F=20$ km のケースで、 $\tau=1.5$ 秒と 2.0 秒の応答値が相対的に逆転しているのは、前記 3. (2) の説明に見合うものである。

Fig. 15 で、応答量は総じて $h_F=5$ km のとき大きい。これは原波形の振幅レベル（たとえば Fig. 11）、表層近傍の地質構造の影響が大きいという事実からみて妥当と考えられる。 τ のケースと同様に、他の震源深さの実測記録を用いようとも長周期の応答量にはあまり有意な差がみられない。

4. 結 論

本研究では、地震学における既往の研究成果をふまえて、水平成層地下構造モデル内の任意震源点の食い違いで生じた強震地震動波形 (traverse 方向の SH 波と Love 波) を理論的に計算し、構造物の地震時応答量の評価を試みた。地動の対象観測点は地震断層面の strike と同一方向に選んでいる。従来の実地震記録に関する情報を、点震源過程モデルの活用で別な観点から説明することができ、本方法の妥当性が確かめられた。地震記録の数との関係から、既存の観測データのみで詳細に地盤震動を評価できないのに対し、地球物

理学の成果によって比較的合理的に解決できる一方向を得たものとする。本研究は地震学の知見を取り入れたより明確な物理的基盤を与えている。

本研究の結論として以下のことが指摘される。

(1) 完全に独立な垂直縦ずれと横ずれにより推定される理論波形はやや異なった形状を呈す。波動の出現形態は用いた地下構造にも左右され、地層面での反射・屈折および表面波の様相と関係している。最大地動は総じて、ある震央距離 l_0 以上離れると strike 成分の揺れが大きく卓越する。断層運動の dip 成分による地動の影響は l_0 以内で strike 成分の値と同程度かそれを上回ることで特徴的である。

(2) 最大地動と波形特性より、実体波と表面波の相対関係は、浅発地震で震央距離 l が遠くなるほど、表面波のスペクトル強度が実体波のそれよりも大となる。その特性は strike 成分よりも dip 震源に強く現われ、震源深さ 10 km では l が約 50 km 以上を越えると表面波を生じる。strike 成分に比べて dip 成分の表面波に従属した地動のアテニュエーションは理論どおりの $l^{-0.5}$ に近いが、震源深さ・立ち上がり時間によってかなり複雑な挙動を示すことがわかった。特にやや遠距離での dip 成分による表面波の検討には種々の地下構造を想定してより詳細な解析を必要としよう。

(3) 本解析の応用例として、最大地盤震動のアテニュエーション特性を発震機構の解釈として取り上げ、既往の経験的な統計回帰式と比較した。その結果、経験式は地震の発生機構による相違を考慮できないことを反映して、震央距離 l によっては両者とも同程度、場合によっては過小・過大評価すること、 l が長い (10 km 以上から表面波の卓越する震央距離まで) と dip 成分で l^{-2} 、strike 成分で l^{-1} の拡がりをほぼ示すこと、従来実測記録の不足から至近距離 (< 10, 20 km) において最大地動を一定にしていた点を見直し、場合によっては strike 成分のように特徴的な最大地動のアテニュエーションを示すこともあること、などが知られた。

(4) l と震源パラメーター τ の減少による影響は、平均的な傾向として相対的に加速度応答スペクトル図の短周期領域に顕著に現われていること、さらに理論結果と経験的な応答スペクトルの予測値の一致性を示した。また応答スペクトルに及ぼす震源深さの貢献度に関して一般的に知られていることを、点震源理論から論及した。

なお、本解析によってすべての問題を解決したとは考えていないが、震源パラメーターを考慮して求めた最大地動と応答スペクトル図を利用すれば、耐震設計に用いる入力地震動の想定が合理的に行えること、またより細かい地震危険度解析の取扱いが可能になると考えてい

る。今回解析した結果は、大地震の Multiple shock を構成する一つの点震源基本要素波で近似あるいは代表させている。もちろん、強震動と構造物の耐震安全性は空間的に拡がりをもつ地盤断層と関連づけて論じられるべきもので、また別の機会に取り上げたいと考えている。

最後に本論文をまとめるにあたっていろいろとご教示をいただいた京都大学工学部・家村浩和助教授に感謝の意を表します。また地下構造のデータを提供していただいた Systems, Science and Software の Dr. Bache にも心から感謝申し上げます。なお、本研究の数値計算は、京都大学大型計算機センターの FACOM M-200 システムによったことを付記する。

参考文献

- 1) 太田 裕・鏡味洋史：耐震工学上考慮すべき地震波の周期の上限と振幅の下限，日本建築学会論文報告集，第 249 号，pp. 53~60，昭和 51 年 11 月。
- 2) 工藤一嘉：長周期構造物への地震入力に関連した表面波の評価，第 5 回日本地震工学シンポジウム講演集，pp. 273~280，1978 年 11 月。
- 3) Aki, K. and P.G. Richards: Quantitative Seismology Theory and Methods, Vol. I & II, W.H. Freeman and Company, SF, 1980.
- 4) Hudson, J.A.: A quantitative evaluation of seismic signals at teleseismic distances—I. Radiation from point sources, Geophys. J.R. astr. Soc., Vol. 18, pp. 233~249, 1969.
- 5) Hudson, J.A.: A quantitative evaluation of seismic signals at teleseismic distances—II. Body waves and surface waves from an extended source, Geophys. J.R. astr. Soc., Vol. 18, pp. 353~370, 1969.
- 6) Haskell, N.A.: Radiation pattern of surface waves from point sources in a multi-layered medium, BSSA, Vol. 54, No. 1, pp. 377~393, February 1964.
- 7) Herrmann, R.B.: SH-wave generation by dislocation sources—A numerical study, BSSA, Vol. 69, No. 1, pp. 1~15, February 1979.
- 8) Helmberger, D.V.: Generalized ray theory for shear dislocations, BSSA, Vol. 64, No. 1, pp. 45~64, February 1974.
- 9) Heaton, T.H. and D.V. Helmberger: Generalized ray models of the San Fernando earthquake, BSSA, Vol. 69, No. 5, pp. 1311~1341, October 1979.
- 10) Harkrider, D.G.: Potentials and displacements for two theoretical seismic sources, Geophys. J.R. astr. Soc., Vol. 47, pp. 97~133, 1976.
- 11) Maruyama, T.: On the force equivalents of dynamical elastic dislocations with reference to the earthquake mechanism, BERI, Vol. 41, pp. 467~486, 1963.
- 12) 石田勝彦・大沢 祥：震源特性を考慮した強震動に関する研究 (その 1. 断層モデルの仮定と 1966 年 Parkfield 地震の解析について)，日本建築学会論文報告集，第 247 号，pp. 83~91，昭和 51 年 9 月。
- 13) Haskell, N.A.: Total energy and energy spectral density of elastic wave radiation from propagating faults, BSSA, Vol. 54, No. 6, pp. 1811~1841, December 1964.
- 14) Anderson, J.G. and P.G. Richards: Comparison of strong ground motion from several dislocation models, Geophys. J.R. astr. Soc., Vol. 42, pp. 347~373, 1975.

- 15) Boatwright, J. : Preliminary body-wave analysis of the St. Elias, Alaska earthquake of February 28, 1979, BSSA, Vol. 70, No. 2, pp. 419~436, April 1980.
- 16) Hartzell, S.H., G.A. Frazier and J.N. Brune : Earthquake modeling in a homogeneous half-space, BSSA, Vol. 68, No. 2, pp. 301~316, April 1978.
- 17) Bache, T.C. and T.G. Barker : Earthquake source models inferred from long and short period teleseismic observation, Systems, Science and Software, Report SSS-R-80-4206, October 1979.
- 18) Geller, R.J. : Scaling relations for earthquake source parameters and magnitude, BSSA, Vol. 66, No. 5, pp. 1501~1523, October 1976.
- 19) Mohammadi, J. and A. H-S. Ang : A method for the analysis of seismic reliability of lifeline systems, University of Illinois at Urbana-Champaign, Civil Engineering Studies, SRS No. 474, February 1980.
- 20) McGuire, R.K. : Seismic structural response risk analysis, including peak response regressions on earthquake magnitude and distance, MIT, Dept. of Civil Engg., Research Report R 74-51, August 1974.
- 21) たとえば Idriss, I.M. : Characteristics of earthquake ground motions, Proc. of the ASCE GE Division Specialty Conference, Earthquake Engineering and Soil Dynamics, Vol. III, pp. 1151~1266, June 1978.
- 22) Seyyedean-Choobi, M. and A.R. Robinson : Motion on the surface for a layered elastic half space produced by a buried dislocation pulse, University of Illinois at Urbana-Champaign, Civil Engineering Studies, SRS No. 421, November 1975.
- 23) 後藤尚男・亀田弘行・杉戸真太 : 地震動予測における N 値を用いた地盤特性の評価法について, 第 17 回自然災害科学総合シンポジウム講演論文集, pp. 605~608, 1980.
- 24) Hartzell, S. : Faulting process of the May 17, 1976 Gazli, USSR, earthquake, BSSA, Vol. 70, No. 5, pp. 1715~1736, October 1980.
- 25) Trifunac, M.D. and F.E. Udewadia : Parkfield, California, earthquake of June 27, 1966 : A three-dimensional moving dislocation, BSSA, Vol. 64, No. 3, pp. 511~533, June 1974.
- 26) 片山恒雄・岩崎敏男・佐伯光昭 : 地震動加速度応答スペクトルの統計解析, 土木学会論文報告集, 第 275 号, pp. 29~40, 1978 年 7 月.

(1981.4.23・受付)