

(3) 断層震源モデルによる短周期波の作成とその評価

徳島大学大学院 学生員・芳賀正史 徳島大学工学部 正員 沢田 勉

1. まえがき 本報告は、Hashellが提案した断層モデル⁽¹⁾を基本とし、その変位時間関数に若干の修正を加えて理論地震波を作成し、伝播経路の非弾性減衰(Q値)が地震波の振幅にどのような影響を与えるかを明らかにしたものである。とくに、Q値と加速度波の振幅との関係、および、このモデルの近地地震動への適用性について考察を加えた。

2. 断層モデルによる理論地震動の作成 長さL、幅Wの断層を、断層面と観測点の位置関係がfree-fieldの条件を満足するようにM×N等分し、各要素断層から発生する射出波をHashell⁽²⁾が提案した方法により求め、それらを時間領域で重ね合わせることにより、観測点の変位波 $u_i(x, t)$ を求める。

$$u_i(x, t) = \sum_{j=1}^M \sum_{k=1}^N \sum_{c=d,\beta} A_{cjk} \frac{D_0 \cdot l_j \cdot W_k}{r_{ijk} \cdot l_{cjk}} \left[G\left(t - \frac{d_{ijk}}{V_r} - \frac{r_{ijk}}{C}\right) - G\left(t - \frac{d_{ijk}}{V_r} - \frac{r_{ijk}}{C} - t_{cjk}\right) \right] \quad (1)$$

$$A_{\alpha jk} = \frac{1}{4\pi X} \cdot 2 \left(\frac{\rho}{\alpha} \right)^2 \nu_{ijk} \cdot \nu_{jk} \cdot \nu_{cjk}, \quad A_{\beta jk} = \frac{-2\nu_{ijk} \nu_{jk} \nu_{cjk} + \nu_{cjk} \nu_{cjk} + \nu_{ijk} \nu_{cjk}}{4\pi \beta} \quad (2)$$

ただし、上式においては伝播経路の非弾性減衰(Q値)は考慮していない。ここで、 $x = \{x_1, x_2, x_3\}^T$ は断層面上の破壊開始点を原点としたときの観測点の座標、 t は時間、 $u_i(x, t)$ は観測点における x_2 方向の変位波である。また、 ν_{ijk} は観測点と(j,k)要素の原点とを結ぶ線分の方向余弦、 r_{ijk} はその線分の長さ、 S はワロネッカーのデルター、 C は α または β を示し、 α は縦波速度、 β は横波速度である。さらに、 D_0 は断層の平均ずれ量、 l_j 、 W_k はそれぞれ要素断層の長さ、および幅、 t_{cjk} は(j,k)要素の走時差であり、 $t_{cjk} = l_j(1 - V_r/C \cdot \nu_{ijk})/V_r$ 、 V_r は破壊伝播速度、 d_{ijk} は破壊開始点と要素断層の原点までの距離、 $G(t)$ は変位時間関数である。従来より変位時間関数としてランプ関数がよく用いられているが、この関数の2階微分にはDiracのDelta関数が含まれるため、式(1)より計算される加速度波 $\ddot{u}_i(x, t)$ の振幅は無限に大きくなる。ただし、次第に述べるQ値の影響を考慮すると、加速度振幅は有限となるが、Q値の効果が少ない近地地震動では、振幅は無限大に近づく。本研究ではこのような欠点を除去するため、ランプ関数の折れ曲り部を含む微小区間(Δt)を2次関数で修正した(Fig 1(a)参照)。本研究で用いた変位時間関数を次式に示す。

$$G(t-t_s) = \begin{cases} 0 & ; t \leq t_s - \Delta t/2 \\ (t-t_s + \Delta t/2)^2 / 2\tau\Delta t & ; t_s - \Delta t/2 \leq t \leq t_s + \Delta t/2 \\ (t-t_s) / \tau & ; t_s + \Delta t/2 \leq t \leq t_s + \tau - \Delta t/2 \\ 1 - (t-t_s - \tau + \Delta t/2)^2 / 2\tau\Delta t & ; t_s + \tau - \Delta t/2 \leq t \leq t_s + \tau + \Delta t/2 \\ 1 & ; t \geq t_s + \tau + \Delta t/2 \end{cases} \quad (3)$$

ここで、 t_s 、 Δt はFig 1(a)に示した時間であり、 τ は立ち上り時間である。この変位時間関数を式(1)に代入すると、観測点の変位波が得られる。また、速度波、加速度波は式(1)の1階微分および2階微分より得られる。Fig.1(b)~(d)の実線は、式(1)のΣ工内の1つの要素波の波形を示したものであり、(b)は変位波、(c)は速度波、(d)は加速度波を示している。ただし、図中では、各記号の添字j、kは省略した。

3. Q値の影響 前節のFig 1(b)~(d)に示した要素波(実線)には、

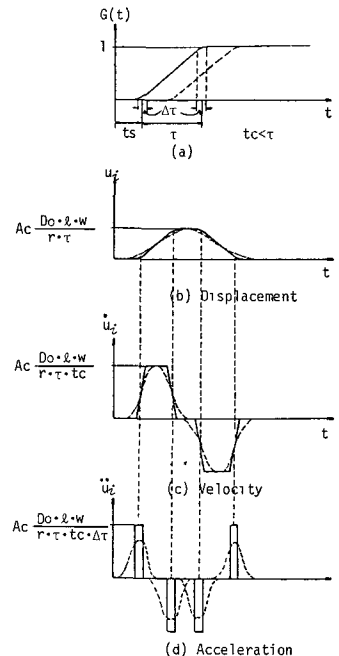


Fig.1 Time Function of Displacement and Element Waves

Q値の影響が考慮されていない。ここでは、要素波がQ値にどのように影響されるかを考える。要素より射出されるパルスを $f(t)$ とし、そのフーリエ変換を $F(\omega)$ とすると、Q値を考慮したパルス $\tilde{f}(t)$ は、時間領域で次式で示す $\tilde{F}(\omega)$ で表される。

$$\tilde{F}(\omega) = F(\omega) \exp(-r\omega/2QC) \quad (4) \quad \text{ここで、} b=r/2QC, Z(\omega) = \exp(-b\omega) \text{ とおき、式(4)}$$

を時間領域へ変換すると次式ようになる。ただし、以下の式では、添字 f, b は適宜省略するものとする。

$$\tilde{f}(t) = (1/2\pi) \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) Z(\omega) e^{i\omega t} d\omega = \int_{-\infty}^{\infty} f(\tau) z(t-\tau) d\tau \quad (5) \quad \text{ここで、} z(t) \text{ は } Z(\omega) \text{ を時間}$$

領域で表示したものであり、 $z(t) = b/\pi(t^2 + b^2)$ となる。Fig.2には、 $z(t)$ の概形を示した。式(5)は $f(t)$ と $z(t)$ のたたみ込み積分であるから、Q値はパルス $f(t)$ に対して平滑化効果をもつことがわかる。ここで、とくに、Fig.1(d)に示した要素加速度波の最初に到達するパルスに注目し、式(5)の積分を行うと次のようになる。

$$\tilde{f}(t) = A_c \frac{D_0 \cdot l \cdot W}{r \cdot T \cdot t_c \cdot \Delta t} \int_{t_s - \Delta t/2}^{t_s + \Delta t/2} z(t-\tau) d\tau = A_c \frac{D_0 \cdot l \cdot W}{r \cdot T \cdot t_c \cdot \Delta t} \int_{t - t_s - \Delta t/2}^{t - t_s + \Delta t/2} z(\tau) d\tau \quad (6)$$

上式の積分項を Δt で除いた部分を $I(t, b)$ とおくと

$$I(t, b) = (1/\Delta t) \int_{t - t_s - \Delta t/2}^{t - t_s + \Delta t/2} z(\tau) d\tau = (1/\Delta t) \left[\tan^{-1} \frac{t - t_s + \Delta t/2}{b} - \tan^{-1} \frac{t - t_s - \Delta t/2}{b} \right] \quad (7)$$

ここで、 t_s はパルスの到着する時刻、 Δt はパルスの幅である。また、パラメータ b は、 $b=r/2QC$ であり、遠方場では大きく、近地では小さい値をとる。上式より、パルスの最大振幅 A_{max} は、遠方場地震および近地地震では異なる値をとり、それらは、 b と Δt の相対的な関係から次のようになる。

<p>(i) 遠方場地震: $\Delta t \ll b = r/2QC$</p> $I(t_s, b) = \lim_{\Delta t/b \rightarrow 0} I(t_s, b) = 1/(\pi b)$ $\therefore A_{max} = A_c \frac{D_0 \cdot l \cdot W}{r \cdot T \cdot t_c} \times \frac{2QC}{\pi r} = A_c \frac{2QC \cdot D_0 \cdot l \cdot W}{\pi \cdot r^2 \cdot T \cdot t_c} \quad (8)$	<p>(ii) 近地地震: $\Delta t \gg b = r/2QC$</p> $I(t_s, b) = \lim_{\Delta t/b \rightarrow \infty} I(t_s, b) = 1/\Delta t$ $\therefore A_{max} = A_c \frac{D_0 \cdot l \cdot W}{r \cdot t_c \cdot \Delta t} \quad (9)$
---	---

Fig.1(d)の点線は、Q値を考慮した場合の遠方場地震の要素加速度波を示したもので、最大振幅にはQ値の影響が顕著に現われている。同様に、要素速度波、変位波について式(6)の積分を行うと、Fig.1(b),(c)の点線の波形が得られ、それらの最大振幅にはQ値はほとんど影響せず、次のようになる。

$$U_{max} \doteq A_c \frac{D_0 \cdot l \cdot W}{r \cdot T \cdot t_c} \quad (10) \quad d_{max} \doteq A_c \frac{D_0 \cdot l \cdot W}{r \cdot T} \quad (t_c < T \text{ のとき}) \quad (11)$$

上述のように、要素加速度パルスの形状は、Fig.2の関数 $z(t)$ の形状に支配される。したがって、これを時間領域で表示するには、その時間刻み Δt を十分小さくして、この形状を忠実に表現する必要がある。たとえば、 $\Delta t = b = r/2QC$ とすると、この形状はほぼ再現できるから、この場合にはNyquist 振数 $f_{max} = 1/2\Delta t = QC/r$ となる。式(1)において断層分割する場合には、次のfar-fieldの条件式が満足されなければならない。

$$l < \sqrt{r_{min} \cdot C / 2f_{max}} = \sqrt{r_{min}^2 / 2Q} = r_{min} \sqrt{1/2Q} \quad (12)$$

上式より、要素断層の寸法が決定できる。以上、要素波の形状にQ値および Δt がどのように影響を与えるかを明らかにしたが、とくにパラメータ Δt は、式(9)に示されるように近地地震の加速度振幅に関与することから、以下では、これを近地パラメータと呼ぶ。

4 断層モデルによる短周期波の作成とその評価 前節で誘導した式は、Haskellが提案した断層モデルにQ値の影響を考慮したもので、断層パラメータについては詳しく述べなかった。ところで、断層モデルを用いて短周期波を作成する場合には、断層面の不均一性を何らかの形で表現することが不可欠である。従来の研究では、平均ずれ量 D_0 、要素寸法 l 、 W 、要素の走時差 t_c 、および変位時間関数の立ち上り時間 T を不規則に与えることにより、それを表現している。ここでは、モデルを簡単にするために、

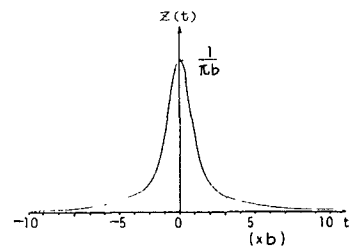


Fig.2 Representation of $Z(\omega)$ in Time Domain

D_0, ℓ, W, τ は確定値とし、長周期地震動より推定された値を用いる⁽⁵⁾⁽⁶⁾。そして、断層面の不均一性を表すために τ のみを確率量として取り扱った。以下では、 τ の確率分布は一様分布とし、その上下限値を τ_u, τ_e とする。また、近地パラメータ Δt は τ に比例すると仮定し、 $\Delta t = \varepsilon \tau$ 、 ε は比例定数とした。Q値に関しては、従来より経験的に 200~1000 程度の値を取ることが知られているので、ここでも、この範囲の値を設定した。以上の未知パラメータ $\tau_u, \tau_e, \varepsilon$ と Q値は、地震動の最大加速度 A_{max} 、最大速度 V_{max} 、最大変位 D_{max} を用いて、次のように決定する。

(a) τ の上下限値 τ_u, τ_e 、および Q値は、遠方場で得られた実地震動記録の振幅の最大値をほぼ再現するようにして決定する。具体的には、実体波が卓越していると思われる地表での実地震動記録から基盤入射波を求め、その最大振幅 ($A_{max}, V_{max}, D_{max}$) と、断層モデルより得られる理論地震動の最大振幅がほぼ一致するように、 τ_e, τ_u, Q を試行錯誤により決定した。とくに、遠方場では、 V_{max}, D_{max} は τ の影響を受け Q値におまわり影響されないことから、 τ_e, τ_u は V_{max}, D_{max} より決定し、Q値は A_{max} より決定した。用いた震震記録は、1968 年十勝沖地震および 1978 年宮城県沖地震の際に宮古で得られた記録である⁽⁷⁾。これらの記録は、実体波が卓越していると考えられるから、これを重複反射理論により基盤まで下ろし、基盤入射波を求めた。宮古の地盤構造については、小林らの提案したものが⁽⁸⁾、これを用いて基盤入射波を求めると、そのスペクトルに高周波数成分が卓越するため、ここでは、これに若干の修正を加えて基盤入射波を求めた。このようにして得られた実地震動の基盤入射波を Fig. 3(a) (1968 年十勝沖地震)、および Fig. 4(a) (1978 年宮城県沖地震) に示した。つぎに、前節で述べた方法により理論地震動を求め、その最大振幅が上述の基盤入射波の振幅とほぼ一致するように τ_e, τ_u, Q を決定する。ただし、本報告で用いた震震記録は文献(9)の補正フィルターにより長周期成分を除去したものであるから、前節の方法により求めた理論波にも、同様のフィルターをかけた長周期成分を除去した。Fig. 5、および Fig. 6 は、 $Q=800$ と仮定して、 τ_e, τ_u を種々に変化させた場合の、 $A_{max}, V_{max}, D_{max}$ の変化を示したものである。これらの図より、 τ_e, τ_u, Q を試行錯誤により決定した。その結果、1968 年十勝沖地震では $Q=800, \tau_e=0.1, \tau_u=16.0$ 、1978 年宮城県沖地震では $Q=800, \tau_e=0.1, \tau_u=4.0$ とした。Fig. 3(b)、および Fig. 4(b) は、これらの値を用いて作成した理論波形を示したものである。これらを実地震動と比較すると、所着の継続時間や波形の細部の特性には若干の差異が認められるものの、震震部の非定常特性等はある程度再現できていることがわかる。

(b) 近地パラメータ ε は震源域での加速度振幅より決定する。 $Cloud^{(10)}$ によると、震源域の加速度振幅は、無限に大きくなるものではなく、ある上限値をもち、その上限値は数 100 gal であるとしている。ここで、本研究

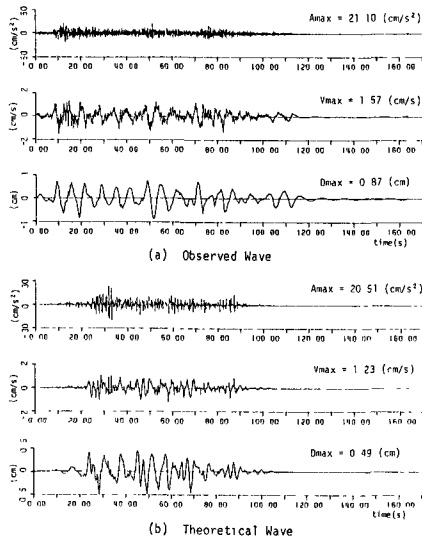


Fig. 3 Observed and Theoretical Waves of 1968 Tokachi-oki Earthquake, Miyako Site ($Q=800, \tau_{2L}=16.0s, \tau_{2L}=0.1s, \varepsilon=0.02$)

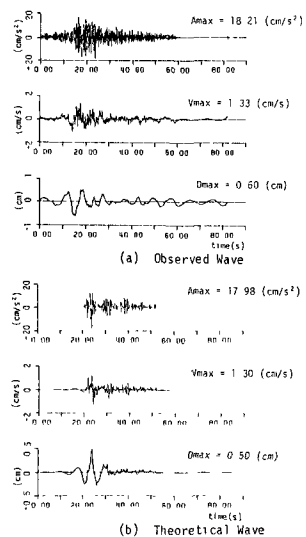


Fig. 4 Observed and Theoretical Waves of 1978 Miyagiken-oki Earthquake, Miyako Site ($Q=800, \tau_{2L}=4.0s, \tau_{2L}=0.1s, \varepsilon=0.02$)

では、基盤入射波を考えるから、震源域における最大加速度振幅を200~300 gal 程度として、 ε を試行錯誤により決定する。ここでは、 ε を0.01~0.5の範囲で変化させて、Fig. 7に示すような R_{min} と A_{max} の関係より ε を決定した。ここで、 R_{min} は観測点と断面面の最短距離である。

Fig. 7は、1968年十勝沖地震を対象にして、 R_{min} と A_{max} の関係を図示したもので、 $\varepsilon=0.2$ である。この図より、 R_{min} が数十km以下では、 A_{max} が一定値に漸近する様子がわかる。Fig. 8は、Fig. 7の各点に対応する観測点と断面面の位置関係を示したものである。

5 あとがき Hasbellモデルより理論地震動を作成し、その適用性を検討した。とくに、要素波に与えるQ値の影響を時間領域で表現し、それを遠方場と近地で別個に評価するとともに、遠方場地震よりQ値、 t_c 、 t_u を決定した。また、近地パラメータ ε を導入することにより、震源域近傍で最大加速度がある一定値に漸近する現象について説明した。

以上の解析結果は、限られた計算例から得られたものであり、パラメータ値の決定等には若干の問題点が残っている。これらは、今後の検討課題である。

参考文献

- (1) Hasbell, N.A.: BSSA, Vol. 54, 1811-1841, 1964.
- (2) Hasbell, N.A.: BSSA, Vol. 59, 865-908, 1969.
- (3) 井上・藤野・松原・伯野: 土木学会論文報告集, 第317号, 47-60, 1981.
- (4) Joyner, W.B and Boore D.H.: 7th, WCEE, Vol.1, 1-8, 1980.
- (5) 宇差美; 日本被害地震総覧, 東京大学出版会, 1975.
- (6) 平沢: 1978年宮城県沖地震調査報告書(第2章・地震), 土木学会東北支部編, S55, 4.
- (7) SLG, Kyoto Univer; C.I.E.M.A., 1982.
- (8) 翠川・小林: 日本建築学会論文報告集, 第273号, S53.
- (9) 後藤 龜田・杉戸・今西: 土木学会論文報告集, 第277号, 1978.
- (10) Cloud W.K. and Peng V.: 4th, WCEE, 119-132, 1969.

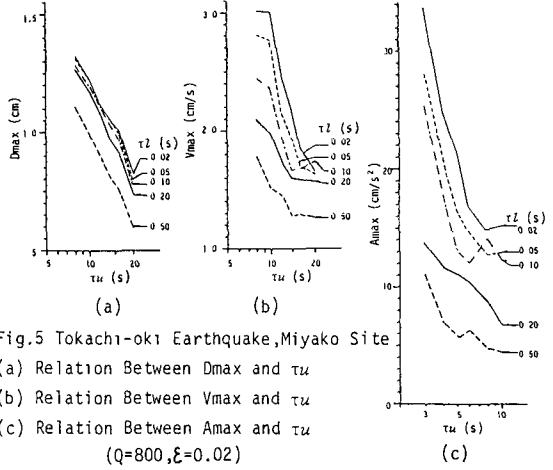


Fig.5 Tokachi-oki Earthquake, Miyako Site

(a) Relation Between Dmax and τ_u
 (b) Relation Between Vmax and τ_u
 (c) Relation Between Amax and τ_u
 (Q=800, $\varepsilon=0.02$)

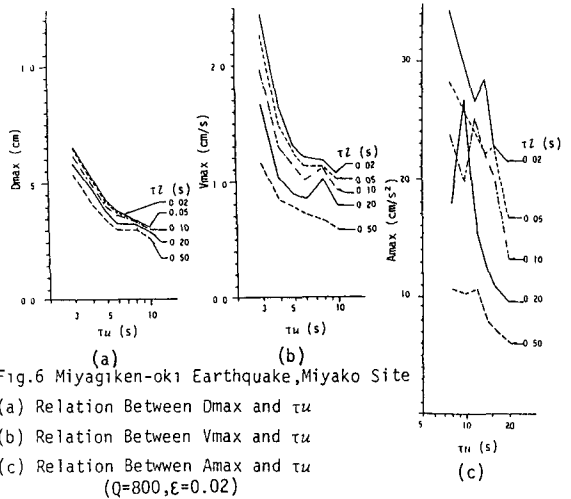


Fig.6 Miyagiken-oki Earthquake, Miyako Site

(a) Relation Between Dmax and τ_u
 (b) Relation Between Vmax and τ_u
 (c) Relation Between Amax and τ_u
 (Q=800, $\varepsilon=0.02$)

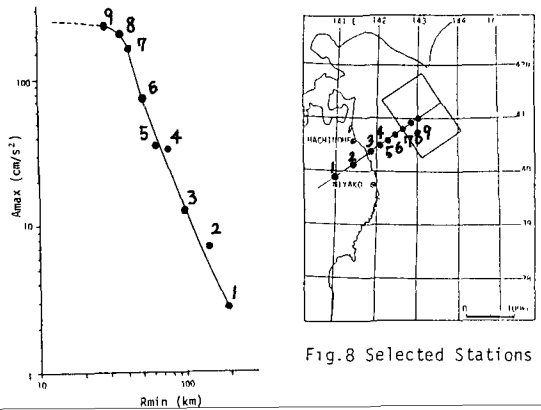


Fig.7 Relation Between Amax and R_{min}
 Tokachi-oki Earthquake, Selected Stations of Fig.8