

散乱による地震波コーダ生成モデルの 模型実験による検定

松 波 孝 治

LABORATORY TEST OF SCATTERING MODELS FOR THE GENERATION OF SEISMIC CODA WAVES

By *Koji MATSUNAMI*

Synopsis

We produced seismograms with long codas using ultrasonic technique and 2-D model media with scattering coefficient g of 0.008 to 0.13 km⁻¹. The amplitude decay of the coda was analyzed up to lapse time $t = 350$ microsec (corresponding to 35 sec in seismic coda). From a comparison of the coda decay among seismograms produced by our experiments and those predicted by single- and multiple-scattering models, the following results were obtained: (1) There is no discrepancy between the coda decay observed by using model media with $g \leq 0.024$ km⁻¹ and that predicted by Gao et al.'s model for $t < 35$ sec. (2) The lapse time t_c at which we find a discrepancy between the coda decay observed in the experiments and that predicted by the single-scattering model, nearly agrees with critical travel time t_c by Gao et al. (3) In the Kinki district, when quality factor due to absorption, Q_{ab} , is assumed to be 1000, the critical time t_c for 2-Hz and 16-Hz waves is 11 and 6 sec, respectively.

1. はじめに

近地震の地震記象の、コーダ部分の生成モデルとして、地殻および上部マントル内の様々な不均質構造(散乱体)によるS波の一次後方散乱モデル^{1),2)}が適用されている。ところが、最近、コーダ波に一次散乱モデルを適用して得られる地殻の散乱係数が、S波の減衰 Q_β^{-1} から識別される散乱係数より有意に大きい観測例が報告されている^{3),4)}。コーダ波から得られる散乱係数のこの過大評価は、地殻内での地震波の強い散乱のために地震波コーダの励起を一次散乱モデルでは説明できないことを示している。これゆえコーダ波を利用して、上部リソスフェアの減衰構造や散乱特性をより正確に求めるには多重散乱モデルを使用する必要がある。したがってここでは、超音波技術と2次元の散乱媒質モデルを利用して、従来使用されてきたコーダ波生成の一次散乱モデルの適用範囲の検討と最近提唱されている多重散乱モデル^{5),6)}の検定を行う。

ところで、これまでに数値計算的手法によりコーダ波形を合成しその性質を検討した研究がいくつかある^{7),8)}。しかし、地震波が散乱媒質内で長い距離を伝播する時、散乱効果は強い。これゆえ多重散乱現象や波の回折・干渉現象を正しく表わすコーダ波形の合成は数値計算的手法では難しいと考えられる。ここでは超音波技術と2次元の散乱媒質モデルを利用した室内実験によりコーダ波形を作った。このようにして得られるコーダ波は、あらゆる散乱波および回折波を含んでいるため媒質モデルの正確なレスポンスを示している。したがって、様々な不均質構造を持つと考えられる上部リソスフェアの類似模型を作ることができるなら、室内実験によるこの方法は、短周期地震波の散乱や回折のような複雑な現象の研究に使うことができる。

本論文では2節で一次散乱モデルと多重散乱モデルを記述してそれらを比較検討し、3節では実験方法と媒質モデルを説明する。4節で実験結果を述べ、それに基づいて若干の議論を行なう。

2. 散乱モデル

近地地震のコーダ波については次のような性質が知られている。

- (1) 小辺長群列観測により、コーダ波は種々の方向から到来する irregular な波である^{9),10),11)}。
- (2) コーダ波振幅の減衰は、発震時からの lapse time がS波走時の数倍以上後では、震源の位値、マグニチュードおよび震源距離には依存せず lapse time t のみの関数である^{1),2)}。
- (3) S波とコーダ波の異種地盤における増幅特性は一致しており¹²⁾、しかもコーダ波の増幅特性はS波ほどの変動(ばらつき)を示さずほぼS波の中央値に近い。
- (4) 震央距離がおおよそ 200 km 以内の局所地震では、P波到着時からコーダ波の振幅レベルがノイズレベルになるまでの時間(いわゆる f-P 時間 t_{f-p})は震央距離および波の到来方向には依存せず、しかも t_{f-p} の対数と地震マグニチュード M_L との間には明瞭な正の相関がある^{13),14),15)}。

上述のコーダ波の性質を説明するために、コーダ波生成モデルとして一様かつランダムに分布した不均質構造(散乱体)によるS-S一次後方散乱モデルが提唱された。このモデルは、 $M < 6$ の地震の source time duration が数秒以内であり、コーダ波の振動継続時間よりはるかに短いということ、および震源からのエネルギー輻射は圧倒的にS波の形でなされるという事実に基いている。さらに、媒質内での散乱が弱いという一次散乱の条件、すなわち散乱媒質内での波の平均自由行路を l 、S波速度を β とする時、 $l > \beta t$ が仮定されている。いま震源と観測点が同一点にあるとする。一次散乱モデルによるコーダ波の power spectral density を $P_{sin}(\omega|t)$ 、媒質の散乱係数を g_{sin} とする時(本稿では、散乱は等方的と仮定している)、

$$P_{sin}(\omega|t) = 2\beta^{-1}S(\omega)t^{-2}\exp(-\omega tQ^{-1})g_{sin}, \dots\dots\dots(1)$$

ここで ω は角周波数、 $S(\omega)$ は source factor、 Q^{-1} は見かけの減衰を表わす。見かけの減衰は散乱と吸収によるものと考えられている。これゆえ Dainty¹⁶⁾ に従って Q^{-1} を次のように表わす：

$$Q^{-1} = Q_{scat}^{-1} + Q_{ab}^{-1}, \dots\dots\dots(2)$$

ここで Q_{scat} および Q_{ab} はそれぞれ散乱と吸収による quality factor である。したがって散乱係数を g 、吸収係数を γ とする時、 Q_{scat} と Q_{ab} は次のように表わされる：

$$Q_{scat} = \omega/g\varepsilon, \dots\dots\dots(3)$$

$$Q_{ab} = \omega/\gamma\beta. \dots\dots\dots(4)$$

(1)式からわかるように、見かけの減衰 Q^{-1} は coda power $P_{sin}(\omega|t)$ の減衰の時間変化から一意的に求まる。さらに source factor $S(\omega)$ がS波部分のスペクトルから評価できるなら散乱係数 g_{sin} も一意的に求まり、また $P_{sin}(\omega|t)$ とS波の power spectra との比をとることにより Q^{-1} も g_{sin} も同時に評価できる。

地殻および上部マントル内での地震波の散乱が強い時(すなわち $l < \beta t$ の場合)、一次散乱近似は成り立たない。Kopnichev⁵⁾ や Gao 等⁶⁾ は、高次の散乱まで(Kopnichev は三次まで、Gao 等は七次まで)考慮したコーダ波の power spectral density の震源における時間変化を計算した。彼らは等方散乱を仮定し、さらに wave type の変換を伴う散乱とエネルギー保存則を無視して定式化した。いま Kopnichev⁵⁾ のモデルによるコーダ波の power spectral density を $P_K(\omega|t)$ 、Gao 等⁶⁾ のモデルによるものを $P_G(\omega|t)$ とし、それぞれのモデルから得られる散乱係数を g_K および g_G とする時、

$$P_K(\omega|t) = 2\beta^{-1}S(\omega)t^{-2}\exp(-\omega tQ^{-1}) \cdot g_K(1+0.61\varepsilon+0.15\varepsilon^2), \dots\dots\dots(5)$$

$$P_G(\omega|t) = 2\beta^{-1}S(\omega)t^{-2}\exp(-\omega tQ^{-1}) \cdot g_G(1+1.23\varepsilon^{0.33}), \dots\dots\dots(6)$$

ここで $\varepsilon = g\beta t$ である。平均自由行路 l は散乱係数 g の逆数に等しい²⁾ ため、 $\varepsilon = \beta t/l$ となる。したがって

ϵ は波が震源から放射され、媒質内で散乱されて観測点（震源）に到着するまでの伝播距離（ $=\beta t$ ）と波の平均自由行路（ $=l$ ）との比である。これゆえ散乱は $\epsilon < 1$ では弱く、 $\epsilon > 1$ では強い。(5)と(6)式からわかるように、多重散乱モデルでは、一次散乱モデルとは違って、 Q と g が一意的に求められないという特徴を持つ。Fig. 1に、より高次の散乱まで考慮した Gao 等のモデルを規準にした（但し、 $g_{sin}=g_K=g_G=g$ 、 g ：媒質の散乱係数、と仮定する）power spectral density の比 P_{sin}/P_G （点線）と P_K/P_G （実線）の ϵ に対する変化を示す。図より、一次散乱のみによる power と二次以上の散乱による power とが等しくなる（ $P_{sin}/P_G=0.5$ ） ϵ の値 ϵ_0 を求めると $\epsilon_0 \cong 0.65^{(6)}$ （二次元問題の場合には $\epsilon_0=0.8^{(7)}$ ）である。これゆえ $\epsilon > \epsilon_0=0.65$ では二次以上の多重散乱による寄与が支配的になる。また $P_K/P_G=0.5$ となるのは $\epsilon \cong 2$ である。従って四次以上の散乱による寄与が支配的になるのは $\epsilon > 2$ の場合である。

(1), (5)および(6)式において、散乱によるコーダ波励起の factor のみを比較すると、

$$g_{sin}=g_G(1+1.23\epsilon^{0.33}) \dots\dots\dots(7)$$

$$g_K=g_G \cdot (1+1.23\epsilon^{0.33})/(1+0.61\epsilon+0.15\epsilon^2) \dots(8)$$

の関係が得られる。いま g_G の値が媒質の散乱係数 g に最も近いと仮定して散乱係数比 g_{sin}/g_G （点線）と g_K/g_G （実線）の ϵ に対する変化を求めると Fig. 2 のようになる。図からわかるように、 g_{sin} は $\epsilon < \epsilon_0=0.65$ では factor 2 の範囲内で媒質の散乱係数 g に一致するが $\epsilon > \epsilon_0$ では g は過大評価される。 g_K は、 $\epsilon < 2$ では同様に factor 2 の範囲内で g に一致するが $\epsilon > 2$ では g は過大評価される。このように、 $\epsilon < 0.65$ の時にはコーダ波生成モデルとして一次散乱モデルを適用できるが $\epsilon > 0.65$ では多重散乱モデルを使う必要がある。一方、Kopnichev のモデルは $\epsilon < 2$ では適用できるが $\epsilon > 2$ では適用できない。

コーダ波の Q についての Gao 等⁶⁾の研究によれば、 $\epsilon \gg \epsilon_0=0.65$ の時に一次散乱モデルを適用して評価されるコーダ波の Q は、吸収による減衰 Q_{ab}^{-1} を無視できる時、factor 1.5 だけ媒質の Q を過大評価する。

3. 媒質モデルと実験方法

大型のジュラルミン板（100×200×0.2 cm）に多数の円形の穴をあけ二次元の散乱媒質モデルを作った。散乱体は円形の穴である。散乱体は一様かつランダムに分布させられた。このようにして、直径 1.8 mm の穴をおよそ 20000 個持った散乱媒質モデル A が作られた。穴のあけられてい

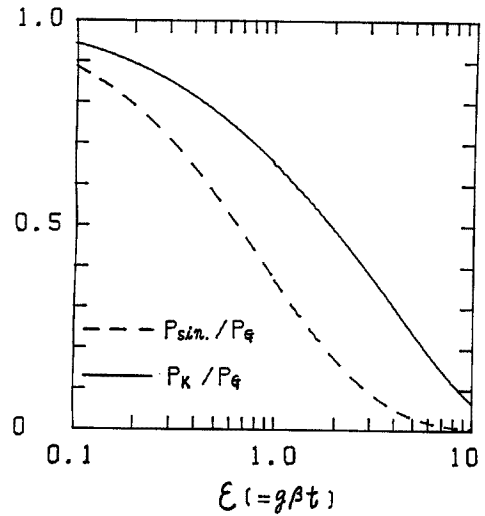


Fig. 1. Coda power ratio as a function of ϵ : P_{sin} , power spectral density due to single scattering (by Aki and Chouet²⁾); P_K , that due to multiple scattering up to 3rd order (by Kopnichev³⁾); P_G , that due to multiple scattering up to 7th order (by Gao et al.⁶⁾); ϵ , ratio of travel distance to mean free path l/g .

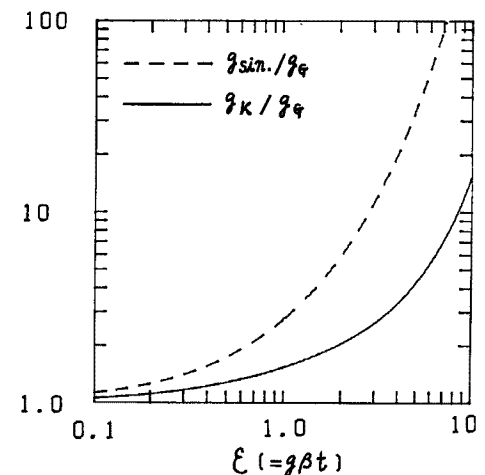


Fig. 2. Ratio of scattering coefficients as a function of ϵ : g_{sin} , from single-scattering model; g_K , from Kopnichev's model; g_G , from Gao et al.'s model; ϵ , ratio of travel distance to mean free path l/g .

Table 1. List of medium parameters of models used in experiments

Model	Frequency f KHz	S-Wave Velocity β Km/sec	Scattering Coefficient g Km ⁻¹	Absorption Coefficient γ Km ⁻¹	Quality Factor due to Scattering Q_{scat}	Quality Factor due to Absorption Q_{ab}	Apparent Quality Factor Q
A	200	3.0	0.008	0.006	520	700	300
A	250	3.0	0.024	0.010	220	520	150
B	200	2.9	0.130	0.006	33	700	30

ない均質なジュラルミン板を用いてジュラルミン板の S 波の吸収係数 γ が実験により求められた¹⁸⁾。測定には PZT 磁器振動子からなる同じ共振周波数 f を持った送・受振子が使用された。Table 1 に f が 200 KHz と 250 KHz の場合の γ と Q_{ab} の測定値が示されている。モデル A の S 波速度 β と散乱による S 波の減衰係数 g が測定された。S 波速度 β は走時曲線より求められ、散乱係数 g は距離の増加に伴う振幅の減衰から散乱と吸収による total な減衰を求め、その値からジュラルミン板の吸収係数 γ を差し引くことにより求められた。 β と g の決定誤差はそれぞれ 1% および 30% である。 f が 200 KHz と 250 KHz の場合の β , g および Q_{scat} の測定値が Table 1 に示されている。このように、モデル A と f が 200 KHz の振動子 ($\lambda=1.5$ cm. λ : S 波の波長) を用いて $Q=300$ ($Q_{scat}=520$) の散乱媒質モデルを、さらにモデル A と $f=250$ KHz の振動子 ($\lambda=1.2$ cm) を用いて $Q=150$ ($Q_{scat}=220$) の媒質モデルを作ることができる。

次に、散乱が極めて強い媒質モデル B を作った。モデル A と同じ大きさのジュラルミン板を用いた。直径 1 cm の円形の穴が約 3200 個あけられた。このモデルでは散乱が強く、伝播距離が長い場合 S 波部分は P コーダによる強い contamination を受けた。これ故、散乱係数 γ と Q_{scat} は P 波の場合の値を用いる。測定にはモデル B と同じ大きさの均質な (穴のない) モデルを併用した。まず均質モデルを通過した P 波の振幅 spectra を求め、次にモデル B を (全く同じ実験条件下で) 通過して来た P 波振幅 spectra を求め、両者の比より散乱係数 g を決めた。S 波速度 β は走時曲線により決められた。 g および β の決定誤差はそれぞれ 40% および 5% 程度であった。Table 1 にモデル B と $f=200$ KHz (S 波の波長 $\lambda=1.45$ cm) の振動子を用いた場合の媒質パラメータが示されている。 $Q=30$ ($Q_{scat}=33$) であり、極めて散乱が強い。

Fig. 3 に、コーダ波測定の概要図が示されている。モデル媒質の同一 edge (長さが 200 cm) 上に出来る限り送・受振子を近づけた (ここでは両者間の距離は 4 cm である)。厚み振動型の振動子を用いているため source は edge 面に垂直に作用する single force である。これ故 P 波と S 波が同時に輻射されるがエネルギー的には S 波輻射の方が数倍大きい。さらに散乱理論¹⁹⁾ によれば S-P 散乱は S-S 散乱より非常に弱い。従ってコーダ波を S 波と見なすことができる。測定は送受振子を移動させ 10 点で行われた。

この場合、edge (長さ 100 cm) からの反射波の影響は lapse time t がおよそ 350 マイクロ秒までない。また直達 Rayleigh 波群の影響は $t < 70$ マイクロ秒の範囲内で見られる。従ってコーダ波としての解析区間は $70 < t < 350$ マイクロ秒に限られた。source factor および送・受振子とモデル媒質との coupling 等によるコーダ波振幅への影響を除くために Rayleigh 波群の最大振幅によりコーダ波振幅が規格化された。これ故コーダ波の絶対振幅を解析することはできないが、コーダ波振幅の時間変化に寄与する媒質パラメータ (一次散乱モデルでは Q , 多重散乱モデルでは Q と散乱係数 g) を解析することができる。

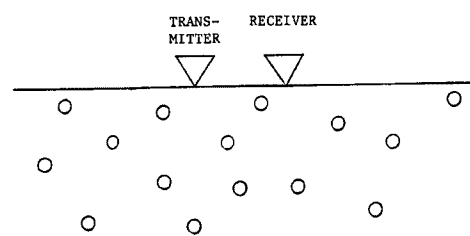


Fig. 3. Schematic diagram of measurements.

4. 結果と議論

Fig. 4 に、 $Q=300$ ($g=0.008 \text{ km}^{-1}$, $Q_{scat}=520$) のモデル媒質で得られた記録例を示す。発震時を矢印で示した。最初の大きな振幅の波群は直達 Rayleigh 波である。この波群の影響がなくなる $t=70$ マイクロ秒 (t : lapse time, 図中の時間軸の原点は $t=0$ に一致していない) から, edge からの反射波の影響

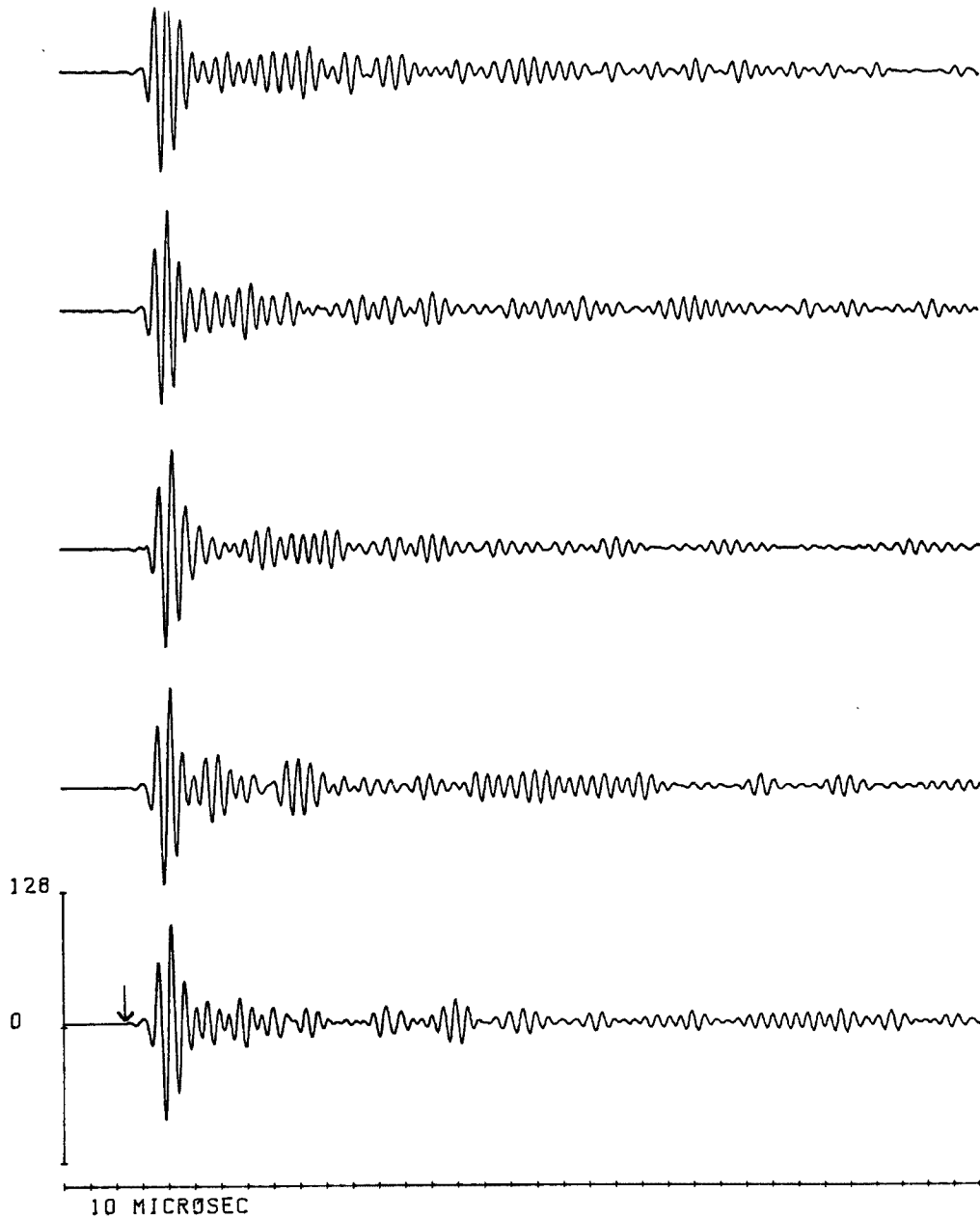


Fig. 4. Examples of seismograms produced by model experiments for the medium of $Q=300$ ($g=0.008 \text{ km}^{-1}$ and $Q_{scat}=520$): origin time being marked by a vertical arrow.

のない $t=350$ マイクロ秒までの区間を解析した。まずコーダ波振幅を Rayleigh 波群の最大振幅で規格し、コーダ波の平均周期の5倍の時間巾の moving window を通して規格化振幅の root mean square を求めその自然対数 $\ln(A_{r.m.s})$ を求めた。Fig. 7 の上部に10点での結果を平均して得られた $\ln(A_{r.m.s})$ の時間変化が示されている。

波が二次元的に伝播する場合、一次散乱モデルを表わす(1)式、および Gao 等の多重散乱モデルを表わす(6)式はそれぞれ次のようになる：

$$P_{sin}(\omega|t) = S(\omega)t^{-1} \exp(-\omega t Q^{-1}) \cdot g_{sin}, \dots\dots\dots(9)$$

$$P_G(\omega|t) = S(\omega)t^{-1} \exp(-\omega t Q^{-1}) \cdot g_G(1 + \epsilon_0^{0.26}) \dots\dots\dots(10)$$

ここでの実験ではコーダ波の絶対振幅を議論することはできないが、コーダ波振幅の時間変化に関係する媒質パラメータを解析することはできる。すなわち一次散乱モデルでは Q を、多重散乱モデルでは Q と g を検討できる。Fig. 7 の上部の短破線は、(9)式の Q にモデル媒質の $Q=300$ を代入して得られた振幅の decay curve を、観測されたコーダ波振幅の decay curve に重ねたものである。また同図の実線は、(10)式の Q と g_G にモデル媒質の $Q=300$ と $g=0.008 \text{ km}^{-1}$ を代入して得られる振幅の decay curve を観測された振幅の decay curve に重ね合わせたものである。同図から明らかのように、一次散乱モデルおよび多重散乱モデルの場合ともに観測された decay curve によく一致している。

Fig. 5 に、 $Q=150$ ($g=0.024 \text{ km}^{-1}$, $Q_{scat}=220$) のモデル媒質で得られた記録例を示す。このモデル媒質は Fig. 4 に示されたモデル媒質より大きな散乱係数を持っている。Fig. 4 の場合と全く同様に、一次散乱モデルと Gao 等の多重散乱モデルから予想される振幅の decay curve を求めた (Fig. 7 の中部)。同図より一次散乱モデルから求められた decay curve (短破線) は、lapse time $t \geq 150$ マイクロ秒あたりから observed decay curve に一致しなくなる。一方、(10)式の場合 (実線) には全区間にわたってよく一致している。

最後に極めて強い散乱の場合を示す。 $Q=30$ ($g=0.130 \text{ km}^{-1}$, $Q_{scat}=33$, $Q_{ab}=700$) のモデル媒質で得られた記録例を Fig. 6 に示す。Fig. 7 下部に、観測されたコーダ波振幅の decay curve と、一次散乱モデル (短破線) および Gao 等の多重散乱モデル (実線) から求められた振幅の decay curve を示す。同図から、両モデルからの predicted decay curve は共に observed decay curve に全く一致しないことがわかる。したがって diffusion モデルを適用してみる。二次元問題の場合、震源と観測点が同一点にある時、コーダ波の power spectral density $P_D(\omega|t)$ は次のように簡単な形で表わされる：

$$P_D(\omega|t) \propto t^{-1} \exp(-\omega t Q_{ab}^{-1}) \dots\dots\dots(11)$$

この式からわかるように、コーダ波振幅の時間変化に寄与する媒質パラメータは吸収による減衰 Q_{ab}^{-1} のみである。(11)式の Q_{ab} にモデル媒質の $Q_{ab}=700$ を代入して得られる振幅の predicted decay curve (長破線) を Fig. 7 下部に示す。この図から diffusion モデルによる predicted decay curve は observed decay curve に良く一致していることがわかる。この結果は次の事を示唆している：震源から放射されそして散乱された波は前方に進行できず、結局媒質の吸収 Q_{ab}^{-1} により減衰する。

散乱の強さを示すパラメータとして $\epsilon (=g\beta t)$ を利用できることを2節で示した。二次元問題の場合、一次散乱波による coda power と二次以上の散乱波によるものとが等しくなる $\epsilon (= \epsilon_0)$ は0.8である¹⁷⁾。したがって、この $\epsilon_0=0.8$ を用いて一次散乱モデルを適用できる lapse time t の臨界値 t_0 を求め、ここで得られた実験結果と比較してみる。まず $Q=300$ ($g=0.008 \text{ km}^{-1}$, $Q_{scat}=520$) のモデル媒質の場合、解析全区間 ($t < 320$ マイクロ秒) にわたって一次散乱モデルを適用できた。 $\epsilon_0=0.8$ と媒質の g と β を用いて t_0 を求めると $t_0 \approx 330$ マイクロ秒となる。

次に、 $Q=150$ ($g=0.024 \text{ km}^{-1}$, $Q_{scat}=220$) のモデル媒質の場合には、 $t > 140$ マイクロ秒では一次散乱モデルは適用できなかった。この場合、 $t_0 \approx 110$ マイクロ秒となり、実験から得られた臨界値に近い。最後に

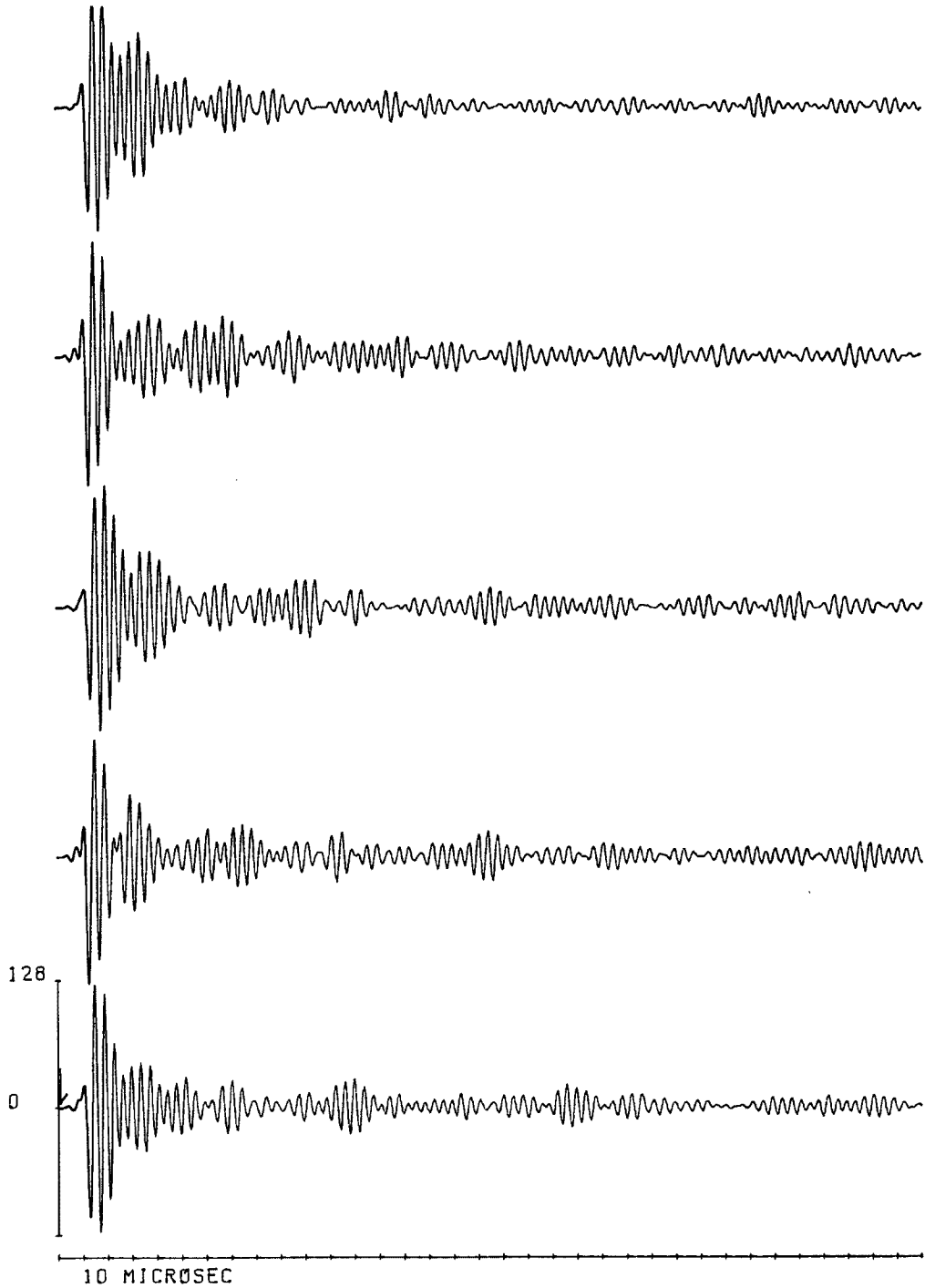


Fig. 5. Examples of seismograms produced by model experiments for the medium of $Q=150$ ($g=0.024\text{km}^{-1}$ and $Q_{scat}=220$): origin time being marked by a vertical arrow.

示された極めて強い散乱の場合 ($Q=30$, $g_G=0.13\text{km}^{-1}$, $Q_{scat}=33$, $Q_{ab}=700$), $t=70$ マイクロ秒からすでに一次散乱モデルも多重散乱モデルも適用できなかった。この場合 $t_0 \cong 20$ マイクロ秒となり極めて強い散

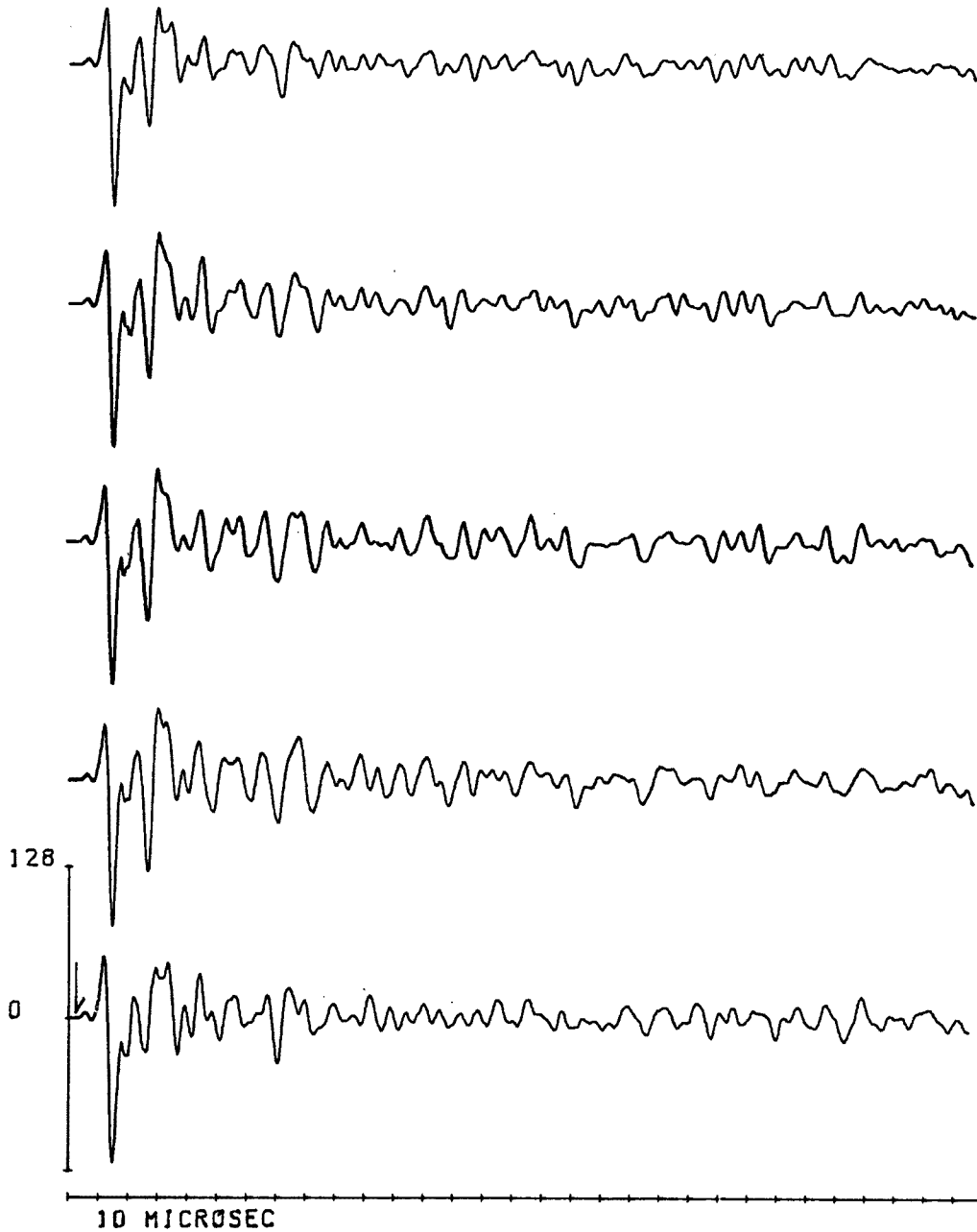


Fig. 6. Examples of seismograms produced by model experiments for the medium of $Q=30$ ($g=0.13 \text{ km}^{-1}$, $Q_{\text{scat}}=33$ and $Q_{\text{ab}}=700$): origin time being marked by a vertical arrow.

乱であることを示している。このように、ここでの実験結果は、 ϵ_0 を一次散乱モデルの適用範囲を決めるのに十分使用できることを示している。

近畿地方では、S波の見かけの quality factor Q_β が $1 \leq f \leq 20 \text{ Hz}$ の範囲で $Q_\beta = 110\sqrt{f}$ で近似できることが知られている²⁰⁾。これゆえ、ここでは、Dainty¹⁶⁾に従い、(2)~(4)式を用いて媒質の散乱係数 g を推定し、 ϵ_0 から一次散乱モデルの適用臨界値 t_0 を評価してみる。その際、 $Q_{\text{ab}}=1000$ とし、しかも Q_{ab} は

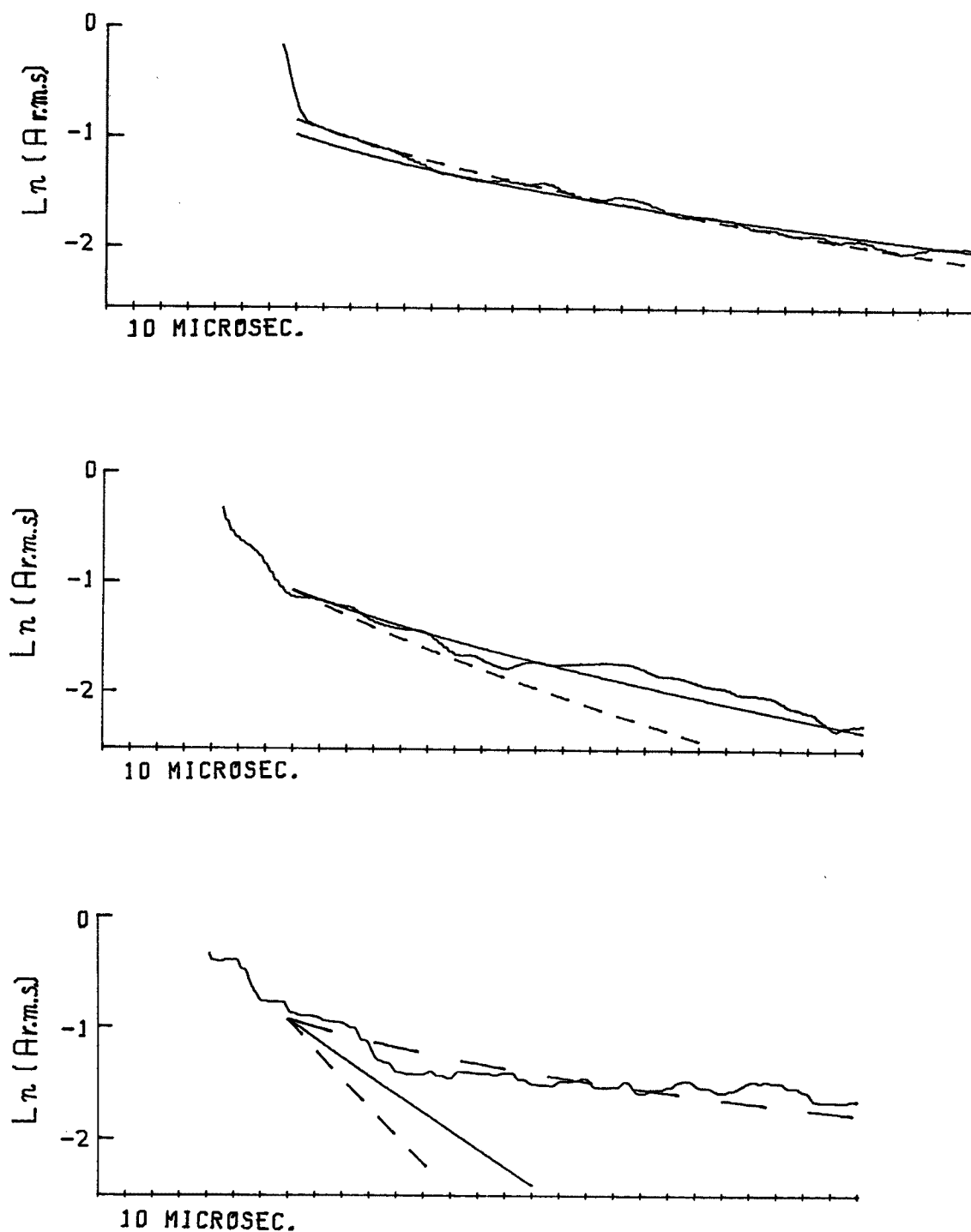


Fig. 7. Coda amplitude decay with time. The coda amplitude, normalized to peak amplitude of the Rayleigh-wave train, is squared and moving-window averaged. Then those of different ten records are averaged. (Top) Case of $Q=300$ shown in Fig. 4. (Middle) Case of $Q=150$ shown in Fig. 5. (Bottom) Case of $Q=30$ shown in Fig. 6. Solid curves denote amplitude decay from Gao et al.'s model, short-dashed curves denote that from single-scattering model and long-dashed curves denote that from diffusion model.

周波数に依存しないものと仮定する。S波速度 β は 3.3 km/sec とする。(2)と(3)式より g を求めると $f=2 \text{ Hz}$ で $g=0.018 \text{ km}^{-1}$, $f=16 \text{ Hz}$ で $g=0.035 \text{ km}^{-1}$ となる。したがって $t_0(=\epsilon_0/g\beta, \epsilon_0=0.65)$ は, $f=2 \text{ Hz}$ の時 $t_0 \cong 11$ 秒, $f=16 \text{ Hz}$ の時 $t_0 \cong 6$ 秒となる。これゆえ近畿地方では, $f=2 \text{ Hz}$ の時 $t > 11$ 秒, $f=16 \text{ Hz}$ の時 $t > 6$ 秒では一次散乱モデルは適用できない。

Aki²¹⁾によれば, コーダ波の一次散乱モデルの power spectral density $P_{sin}(\omega|t)$ とS波の power spectral density $F(\omega|t)$ の比より媒質の後方散乱係数 $g(\pi)$ を求めることができる。この方法で, 近畿地方の地震記録の $t < t_0$ のコーダ部分を用いて $g(\pi)$ を評価した場合どの程度過大評価されるか Fig. 2 を用いて検討してみる。 $f=2 \text{ Hz}$ で, $t=30$ 秒あたりのコーダ波を用いる時, $\epsilon(=g\beta t, g=0.018 \text{ km}^{-1}, \beta=3.3 \text{ km/sec}, t=30 \text{ sec})$ は約1.8となる。Fig. 2 より, $\epsilon=1.8$ の時の g_{sin}/g_G を求めると約5となる。次に $f=16 \text{ Hz}$ で $t=30$ 秒あたりのコーダ波を用いる時, $\epsilon \cong 3.4$ となり $g_{sin}/g_G \cong 14$ となる。このように $t=30$ 秒あたりのコーダ波を用いる時, $2 < f < 16 \text{ Hz}$ でおよそ5~14倍くらい $g(\pi)$ は過大評価される。

我々の模型実験では scale factor を 10^5 としている。すなわち $1 \text{ cm} \rightarrow 1 \text{ km}$, $10 \text{ マイクロ秒} \rightarrow 1 \text{ 秒}$ ($100 \text{ KHz} \rightarrow 1 \text{ Hz}$) と見なせる。従って実験で解析した lapse time t の区間 $t < 350$ マイクロ秒は地震波記録の $t < 35$ 秒に対応しており, しかもこのような区間は地殻内の不均質からの散乱波が関係しているコーダ部分に対応している。これゆえ, Gao 等の多重散乱モデルが我々の実験結果(とくに地殻の散乱係数に近いと考えられる $g=0.008 \text{ km}^{-1}$ と $g=0.024 \text{ km}^{-1}$ のモデル媒質について)を非常によく説明できるという事実は, 地殻の減衰構造や散乱特性を精度よく求めるには Gao 等の多重散乱モデルが適していることを示している。また, 近畿地方ではS波の見かけの減衰 Q_β^{-1} が $1 < f < 20 \text{ Hz}$ で求められているため, 多重散乱モデルを用いることにより吸収による減衰 Q_{ab}^{-1} と散乱による減衰 Q_{scat}^{-1} とを分離できる可能性がある。

以下に実験とそれに基づいた考察から得られた結果をまとめる。

(1) モデル実験により作られたコーダ波の amplitude decay curve が, 一次散乱モデルから予想されるものと合わなくなり始める lapse time t は, Gao 等により提起された critical lapse time t_0 にほぼ一致する。したがって critical lapse time t_0 は一次散乱モデルの適用時間区間を決める有力な parameter と考えられる。

(2) 近畿地方では, 吸収による quality factor $Q_{ab} \cong 1000$ と仮定する時, 周波数 $f=2 \text{ Hz}$ の場合 $t > t_0 = 11$ 秒, $f=16 \text{ Hz}$ の場合 $t > t_0 = 6$ 秒のコーダ部分に一次散乱モデルを適用できない。さらに $t > t_0$ のコーダ部分 ($t=30$ 秒) に一次散乱モデルを適用した場合, 媒質の後方散乱係数 $g(\pi)$ は5倍 ($f=2 \text{ Hz}$) から14倍 ($f=16 \text{ Hz}$) 過大評価される。

(3) Gao 等の多重散乱モデルは, 地殻内の散乱に起因しているコーダ部分 ($t \leq 35$ 秒) の解析に適している。したがって, S波の見かけの減衰 Q_β^{-1} が既知ならばこのモデルを用いて吸収による減衰 Q_{ab}^{-1} と散乱による減衰 Q_{scat}^{-1} を分離できることが考えられる。

最後に終始御指導下さった京都大学防災研究所吉川宗治教授にあつくお礼申し上げます。

参 考 文 献

- 1) Aki, K.: Analysis of the Seismic Coda of Local Earthquakes as Scattered Waves, J. Geophys. Res. Vol. 74, 1969, pp. 615-631.
- 2) Aki, K. and B. Chouet: Origin of Coda Waves; Source, Attenuation and Scattering Effects, J. Geophys. Res., Vol. 80, 1975, pp. 3322-3342.
- 3) Del Pezzo, E. and A. Zollo: Attenuation of Coda Waves and Turbidity Coefficient in Central Italy, Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 74, No. 6, 1984, pp. 2655-2659.
- 4) 赤松純平・松波孝治: Seismic Coda における多重散乱効果, 地震学会講演予稿集, No. 1, A66, 1982.

- 5) Kopnichev, Y. F.: The Role of Multiple Scattering in the Formation of a Seismogram's Tail, *Izv., Earth Physics*, No. 6, 1977, pp. 41-48 (in Russian).
- 6) Gao, L. S., N. N. Biswas, L. C. Lee and K. Aki: Effects of Multiple Scattering on Coda Waves in Three-Dimensional Medium, *Pure and Appl. Geophys.*, Vol. 121, No. 1, 1983, pp. 3-15.
- 7) Menke, W. and R. Chen: Numerical Studies of the Coda Falloff Rate of Multiply Scattered Waves in Randomly Layered Media, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. 74, No. 5, 1984, pp. 1605-1621.
- 8) Frankel, A. and R. W. Clayton: Finite Difference Simulations of Seismic Scattering: Implications for the Propagation of Short-Period Seismic Waves in the Crust and Models of Crustal Heterogeneity, *J. Geophys. Res.*, Vol. 91, No. B6, 1986, pp. 6465-6489.
- 9) Aki, K., M. Tsujiura, M. Hori and K. Goto: Spectral Study of Near Earthquake Waves (1), *Bull. Earthquake Res. Inst., Tokyo Univ.*, Vol. 36, 1958, pp. 71-98.
- 10) Aki, K. and M. Tsujiura: Correlation Study of Near Earthquake Waves, *Bull. Earthquake Res. Inst., Tokyo Univ.*, Vol. 37, 1959, pp. 207-232.
- 11) Scheimer, J. and T. E. Landers: Short-Period Coda of a Local Event at LASA, *Seismic Discrimination, Semiannu. Tech. Sum.* 42, Lincoln Lab., MIT, Cambridge, 1974, pp. 17-29.
- 12) Tsujiura, M.: Spectral Analysis of the Coda Waves from Local Earthquakes, *Bull. Earthquake Res. Inst., Tokyo Univ.*, Vol. 53, 1978, pp. 1-48.
- 13) Bisztricsany, E. A.: A New Method for the Determination of the Magnitude of Earthquakes, *Geofiz. Kozlem.*, Vol. 7, 1958, pp. 69-96.
- 14) Soloviev, S. L.: Seismicity of Sakhalin, *Bull. Earthquake Res. Inst., Tokyo Univ.*, Vol. 43, 1965, pp. 95-102.
- 15) Tsumura, K.: Determination of Earthquake Magnitude from Total Duration of Oscillation, *Bull. Earthquake Res. Inst., Tokyo Univ.*, Vol. 45, 1967, pp. 7-18.
- 16) Dainty, A. M.: A Scattering Model to Explain Seismic Q Observations in the Lithosphere between 1 and 30 Hz, *Geophys. Res. Ltrs.* Vol. 8, 1981, pp. 1126-1128.
- 17) Gao, L. S., L. C. Lee, N. N. Biswas and K. Aki: Comparison of Single and Multiple Scattering Effects on Coda Waves, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. 73, 1983, pp. 377-389.
- 18) 松波孝治：ランダムな速度のゆらぎを持つ2次元媒質モデルにおけるP波の散乱について，京都大学防災研究所年報，第22号B-1，1979，pp. 91-102.
- 19) Knopoff, L. and J. A. Hudson: Scattering of Elastic Waves by Small Inhomogeneities, *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 36, No. 2, 1964, pp. 338-343.
- 20) Akamatsu, J.: Attenuation Property of Seismic Waves and Source Characteristics of Small Earthquakes, *Bull. Disas. Prev. Res. Inst., Kyoto Univ.*, Vol. 30, Part 3, 1980, pp. 53-80.
- 21) Aki, K.: Scattering and Attenuation of Shear Waves in the Lithosphere, *J. Geophys. Res.*, Vol. 85, 1980, pp. 6496-6504.