

## 23. 1973年浅間火山噴火に伴う爆発地震について (第2報) 解析結果と主に地震学的データから 推論される噴火のメカニズム

地震研究所 今井 博

(昭和55年5月19日受理)

### 1. はじめに

島弧における、特に安山岩質火山の噴火形態の特徴は爆発的噴火をすることにある。この爆発的噴火のメカニズムを説明するモデル・議論は現在まで殆ど確立していないと言っても過言ではなからう。多くの因子が複雑に絡み合っているその解明を妨げているためである。しかしながら、この命題は火山学における最も本質的な問題の1つであるために様々に議論されてきた (VERHOOGEN, 1951, MATSUO, 1961, MCBIRNEY, 1974, SPARKS, 1978, SELF *et al.*, 1979 など)。その議論の多くは、マグマ中に溶解している揮発性成分 (その大部分は水) の存在や meteoric な水との接触を問題にし、噴火はこのような揮発性成分に依存した地下内部における急激な圧力増加が原因で起こると解釈される。

爆発地震とは上述したような爆発的な噴火に伴う地震波動を意味する。従って、噴火のメカニズムと爆発地震の発生メカニズムとは密接な関係があり、爆発地震を解析することによって噴火のメカニズムを究明するための重要な証拠が得られることは明らかである。

しかしながら、火山における地震観測ではB型地震のような高倍率を必要とする観測を主としてきたために、爆発地震現象は振り切れてしまい、爆発地震について今まであまり詳細な議論がなされなかった。1973年の浅間火山の噴火では固有周期5秒、倍率500倍の変位型地震計によって良い記録が得られた。前報文では、その中で地震エネルギーが $10^{15}$ エルグ (下鶴他, 1975による) を越えるものについて、その解析結果を述べ若干の考察を加えた (今井他, 1979)。本報文では同火山同時期における爆発地震の中で $10^{14}$ エルグ程度の地震エネルギーをもつものについて解析結果を述べ、震源における物理過程を考察する。また、空振波と爆発地震波の走時を検討、簡単な球状震源モデルを用いて震源の大きさ等の震源パラメータを推定、さらに観測事実や地震データから噴火のメカニズムに対する1つの仮説等を述べる。

ところで、火山噴火には様々な形態があるが、それぞれの形態についてその物理過程が異なるであろうと考えられる。このような理由から、ある時間内に連続的な小噴火を行なうような噴火形態を断続微噴火と呼び、本報文で述べるような時間的に孤立して起こる噴火を単発噴火と呼んで区別することにする。1973年浅間火山の噴火活動における2月16日から2月18日の連続的噴火は前者に対応し、2月1日や3月10日などの噴火は後者に対応する。本報文での議論は後者についてのみ行なうことにする。

## 2. データ

スペクトル解析を行なった爆発地震記象は、前報文と同様、中ノ沢観測壕 (NAK) において観測されたものである。従って、円弧書き補正や周波数特性の補正は前報文に準じた。用いた地震データの着震時を Table 1 に示す (下鶴他, 1975, Table 5 による)。

Table 1. List of seismic data of explosion earthquakes in 1973.

Date	Time
Feb. 1	19 h 20 m 26 s
Feb. 6	16 h 27 m 20 s
Feb. 11	04 h 20 m 34 s
Feb. 14	11 h 35 m 31 s
Feb. 20	09 h 47 m 43 s
Mar. 10	08 h 30 m 56 s
Apr. 18	03 h 15 m 34 s
Apr. 26	10 h 03 m 58 s

Table 2 に震源決定に用いた地震データを示す。NAK のデータは固有周期 5 秒の地震計で得られたものであり、他はすべて固有周期 1 秒の地震計によって得られたデータである。観測点の位置や地震計の種類等については下鶴他 (1975, Tables 2, 3) にまとめられており、震源決定の際はそれらを用いた。

Table 2. *P*-arrival times of explosion earthquakes in 1973.

	Feb. 1	Feb. 15	Mar. 10	Apr. 18
NAK	19 h 20 m 36.66 s	16 h 56 m 41.33 s	08 h 30 m 55.41 s	03 h 15 m 38.05 s
KUR	19 h 20 m 36.26 s	16 h 56 m 41.42 s	08 h 30 m 55.31 s	03 h 15 m 37.51 s
HOT	19 h 20 m 36.70 s	16 h 56 m 41.86 s	08 h 30 m 55.52 s	03 h 15 m 37.37 s
FUJ	19 h 20 m 35.81 s			
SAN	19 h 20 m 36.52 s	16 h 56 m 40.81 s	08 h 30 m 54.93 s	03 h 15 m 37.30 s
ONI	19 h 20 m 36.25 s	16 h 56 m 40.74 s		
SEK	19 h 20 m 36.40 s		08 h 30 m 55.09 s	03 h 15 m 37.23 s
OBS			08 h 30 m 55.09 s	03 h 15 m 38.22 s

## 3. 震源

爆発地震が火山体のどの位置で発生し、噴火現象とどのような関係があるか、ということは重要な問題であり、この問題考究は噴火のメカニズム解明への 1 つのアプローチである。

爆発地震の震源位置について議論した例としては、1970 年秋田駒ヶ岳の噴火の際得られた爆発地震についてその発生時刻と空震波の発生時刻の検討、さらに火口から放出される噴石の初速度の見積りなどから爆発地震の震源は火口から高々数 10 m の深さであろうと考えられた (田中他, 1971)。また、桜島では観測網の整備がなされ、爆発地震の震源が精度よく求められるようになった。震源決定の際には  $V_p=2.5$  km/sec の均質構造を用い 1975 年 4 月から 1979 年 10 月までの期間に発生した爆発地震の震源が求められている (西, 1976, 加茂, 1979)。震源決定精度は震央については  $\pm 300$  m 程度であるが、深さについては  $\pm 1500$  m 程度と大きい。しかし、この結果は爆発地震の震源が火口直下 1~3 km

付近に垂直状に並んでいるという興味ある震源分布を呈している。

Table 2 に示したデータを用いて浅間火山の1973年2月1日、2月15日、3月10日、4月18日に発生した爆発地震について震源を求めた。この結果を Figs. 1, 2 に示す。+印が震源を示し、描かれている楕円の長軸・短軸はそれぞれ方向に対する誤差 (O-C による) を表わしている。上記の4つの爆発地震の震源が同時に、しかも精度よく求まる速度構造は  $V_p=2.0$  km/sec の均質構造であったのでこれを採用した。求められた震源データを Table 3 に示す。震源は火口直下ではなく、震央は東、あるいは南東側約 1 km に位置する。これは牙山 (GIP) のデータが欠けていること、地震波走時に対する観測点補正を行っていない等の原因による可能性がある。深さについては海面より上に求められ、秋田駒ヶ岳の噴火 (1970-1971) の際得られた爆発地震の震源のように極めて浅くはなく、また極めて深くもない。上記の4つの爆発地震に限るならば、爆発地震は火口下1~2

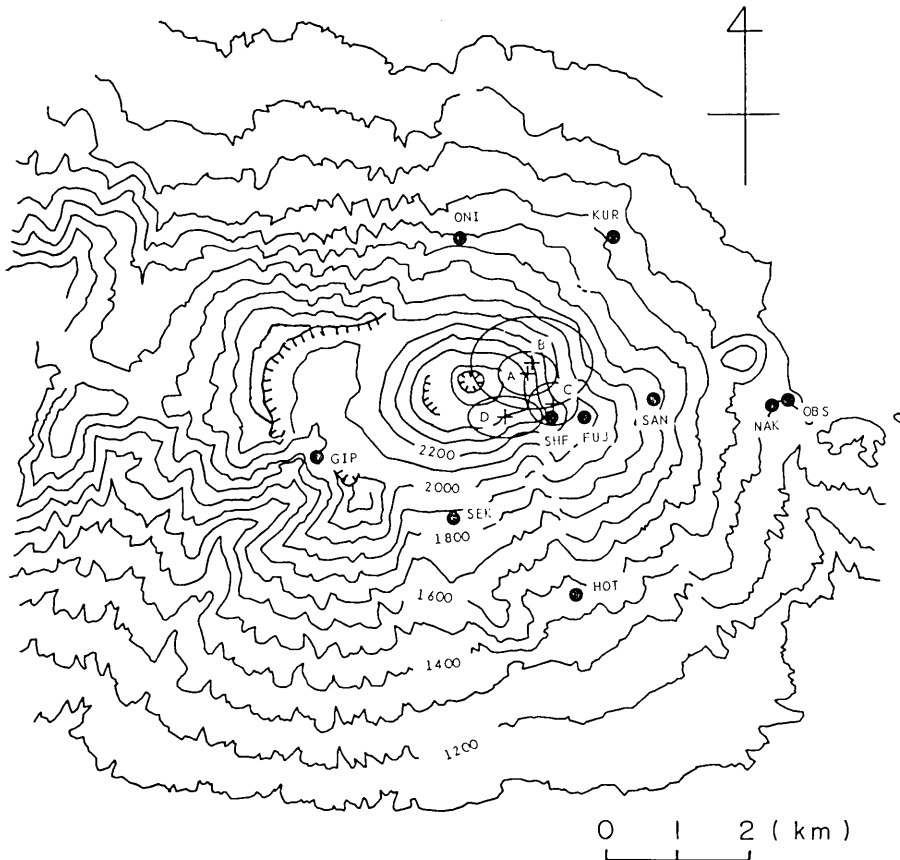


Fig. 1. Epicentral distribution of explosion earthquakes on Feb. 1 (A), Feb. 15 (B), Mar. 10 (C), and Apr. 18 (D) in 1973, calculated for homogeneous half space model. For computations, the velocity structure is taken as 2 km/sec semi-indefinitely. The line of apsides represents the error corresponding to the directions, determined by Obs.-Cal.

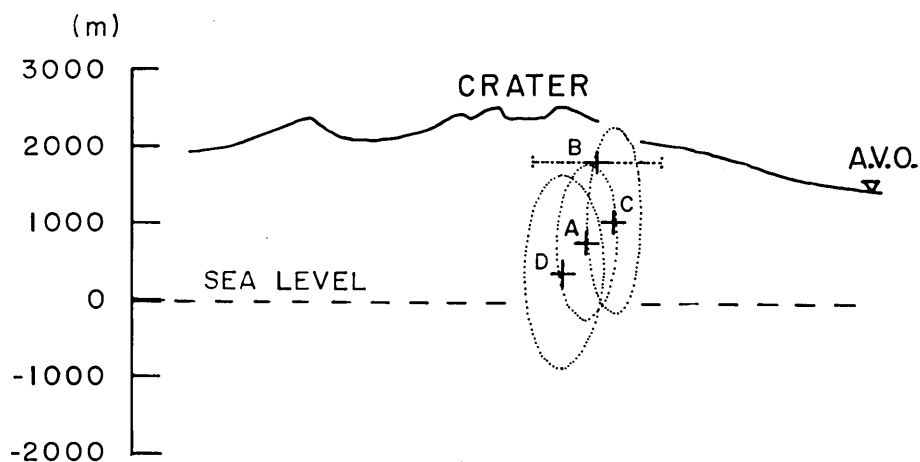


Fig. 2. Depth distribution of explosion earthquakes on Feb. 1(A), Feb. 15(B), Mar. 10(C), and Apr. 18(D) in 1973, calculated for homogeneous half space model. For computations, the velocity structure is taken as 2 km/sec semi-indefinitely. The line of apsides represents the error corresponding to the directions, determined by Obs.-Cal. Depth of the explosion earthquake on Feb. 15(B) was not determined, probably, because of data inaccuracy.

Table 3. Origin times and hypocenters of explosion earthquakes in 1973.

---

$OT=1973$ , Feb. 1, 19 h 20 m 35.10 s ( $\pm 0.26$ s)
$X: 138^{\circ}31.839'E$
$Y: 36^{\circ}24.269'N$
$Z: -0.73$ km (from the sea level)
$O-C$ RMS 0.17 s
$OT=1973$ , Feb. 15, 16 h 56 m 39.98 s ( $\pm 0.29$ s)
$X: 138^{\circ}31.930'E$
$Y: 36^{\circ}24.353'N$
$Z: -1.80$ km (from the sea level)
$O-C$ RMS 0.30 s
$OT=1973$ , Mar. 10, 03 h 30 m 54.07 s ( $\pm 0.21$ s)
$X: 138^{\circ}32.122'E$
$Y: 36^{\circ}24.040'N$
$Z: -1.02$ km (from the sea level)
$O-C$ RMS 0.11 s
$OT=1973$ , Apr. 18, 03 h 15 m 36.06 s ( $\pm 0.39$ s)
$X: 138^{\circ}31.657'E$
$Y: 36^{\circ}23.943'N$
$Z: -0.36$ km (from the sea level)
$O-M$ RMS 0.09 s

---

km 程度の深さで起っていると言えよう。これらの爆発地震は桜島の場合の比較的浅い爆発地震に対応していると考えられるがそれについての詳細は不明である。

震源決定の際に用いた地震波速度構造について若干付記しておく。浅間火山において人工地震のデータ等を用いて地下構造をある程度の深さまで決定しようとしたのは MINAKAMI *et al.* (1970b) であり、その他は見あたらない。しかしながら、得られた速度構造を用いて (1.9 km/sec の層と 5.2 km/sec の層の間の速度を適当に与えて) 震源決定を試みたが 4 つの爆発地震の震源がそれぞれの速度構造で同時に、しかも精度よく求めることはできなかった。上述したように、浅間火山における比較的浅い地震の震源決定に関しては  $V_p=2.0$  km/sec の均質構造を用いるのが良からうと思われる。また、 $V_p=2.0$  km/sec という値は後述するように見掛け速度の値からも要請される。

#### 4. 波動の性質について

固有周期 5 秒の地震計で得られた 1973 年 2 月 1 日と 3 月 10 日の爆発地震記象について、初動から 5 秒間の particle orbit を作成した Figs. 3a-c, 4a-c)。a は水平面内での orbit で火口は西側にある。b は火口と観測点を垂直な同一平面に置いて南側から見た orbit, c は火口を紙面に對し後方に置いて東側から見た orbit である。Figs. 5, 6, 7 に 1973 年 2 月 15 日, 4 月 18 日, 4 月 26 日の爆発地震記象について初動部分における水平面内での orbit を示す。これは Figs. 3, 4 の a に相当する。全図サンプリング間隔は 0.1 秒で黒丸で示した。これらの図から、読み取りの誤差や測器による位相の遅れ等を考慮すれば、見かけ上火口よりやや北側から到来した縦波の orbit を示していると結論される。P 波の速度を 2.0 km/sec, S 波の速度を 1.1 km/sec とすると中ノ沢観測壕では、震央距離が約 4.2 km と仮定する S-P 時間は凡そ 1.7 秒になる。Figs. 3, 4 に注目すると、両記象において初動から 1.6 秒程度の所で横波成分が加わったようにも見える。

Fig. 3, 4 についてさらに特徴的なことは、later phase を見ると 2 月 1 日の方はレーリー波タイプの運動形式が見い出されるが、3 月 10 日の方はラブ波タイプの運動形式になっていることである。爆発地震について SH 波が観測されずにラブ波が観測された例は報告されている (例えば、吉川他, 1963)。3 月 10 日の爆発地震の orbit からは主要動をラブ波とした場合、SH 波が存在しているかどうかは明らかではない。両者のこのような違いは爆発地震の発生機構の違いによるものか震源の深さの違いによるものかはここで判断することはできない。筆者は 2 月 1 日と 3 月 10 日の爆発地震記象尾部のスペクトルにおいて E-W 成分が非常によく似たパターンを示していることを述べた (今井他, 1979)。このことや 3. で述べた震源分布を考慮すれば、震源の深さの違いによるものよりは発生機構の違いによるものの方が良いかもしれない。

#### 5. スペクトル解析

近地観測点において得られる爆発地震は一般に P 波と S 波の分離が困難であり、また構造性地震とは異なる火山特有の振動源による波動を観測しているという場合もあろう。従って、時系列に沿う卓越周波数の変化のパターンを示すことは火山性地震の研究におい

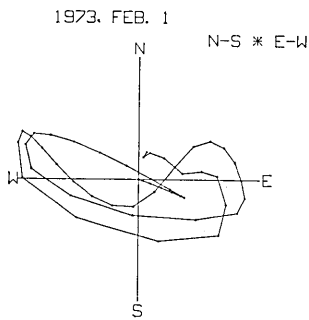


Fig. 3-a.

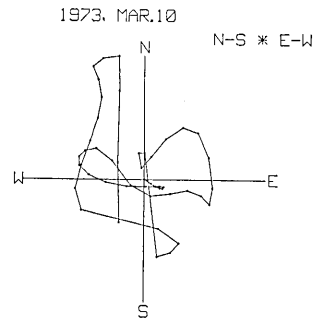


Fig. 4-b.

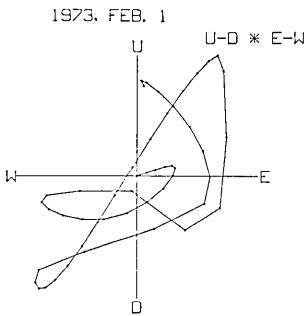


Fig. 3-b.

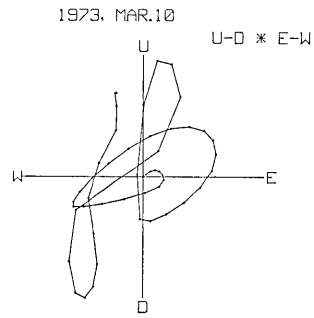


Fig. 4-b.

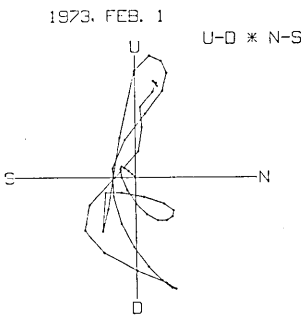


Fig. 3-c.

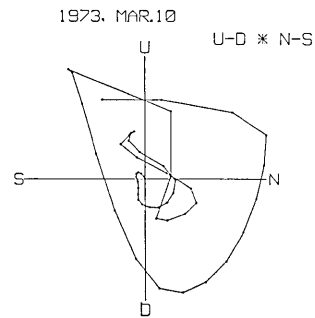


Fig. 4-c.

Fig. 3. Particle orbits of 5 sec from the onset of the explosion earthquake on Feb. 1 in 1973, at time intervals of 0.1 sec. As characteristic feature of these figures (a-c), it can be stated that, taking into account the position of station NAK, the first wavelet is regarded as *P* wave, and the orbits of the later parts represent the motion of Rayleigh wave type.

Fig. 4. Particle orbits of 5 sec from the onset of the explosion earthquake on Mar. 10 in 1973, at time intervals of 0.1 sec. As characteristic feature of these figures (a-c), it can be stated that, taking into account the position of station NAK, the first wavelet is regarded as *P* wave, and the orbits of the later parts represent the motion of Love wave type.

て意義のあることであり、そのような研究結果が報告されている (例えば、角田・野中, 1979). 1973年2月1日と3月10日の浅間火山噴火に伴う爆発地震のスペクトルの特徴については筆者らが既に詳述しているが (今井他, 1979), それらに加えて同年2月6日, 2月11日, 2月14日の単発噴火まで含めてその特徴を論ずる.

筆者らは2月1日と3月10日の爆発地震記象に対してランニング・スペクトルを計算し, 時系列に沿って卓越周波数が移行, あるいは分離することを示した (今井他, 1979). ここに指摘すべき重要な事実がある. それは, 初動の卓越周波数が不規則に移行・分離するのではなく, 初動部分の卓越周波数を  $f_0$ , 変化した後の卓越周波数を  $f_m$ , ある整数を  $m$  とすると

$$f_m = mf_0 \quad (1)$$

という関係が近似的に成り立つことである. 例えば, 2月1日の爆発地震の U-D 成分について 0.2 Hz という特徴的な卓越周波数も存在するが  $f_0 = 0.5$  Hz とすると  $f_m = 1.3$  Hz であり, E-W 成分では  $f_0 = 0.5$  Hz で  $f_m = 1.0$  Hz である. また, 3月10日の爆発地震の U-D 成分では  $f_0 = 0.7$  Hz であるが  $f_m = 1.5$  Hz となり, E-W 成分では  $f_0 = 0.4$  Hz が  $f_m = 0.8$  Hz や  $f_m = 1.2$  Hz へと移行する. N-S 成分についてはこのような現象は顕著ではない.

同様な計算を2月6日, 2月11日, 2月14日の単発噴火の際得られた爆発地震記象に対して行なった. その結果を, Figs. 8a-c, 9a-c, 10a-c に示す. a, b, c はそれぞれ U-D 成分, N-S 成分, E-W 成分である. 計算方法は前報文と殆ど同じである. ただし, スペクトル密度を表わす等高線は任意に描いている. また, 解析した地震記象も合わせて示す. 記象は最大振幅で規格化してある. 横軸の時刻は5秒間のスペク

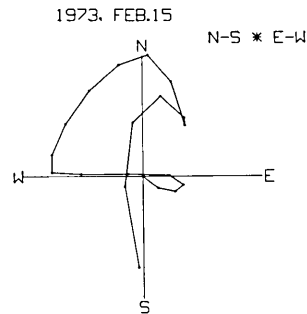


Fig. 5. Particle orbit associated with the horizontal motion of the explosion earthquake on Feb. 15 in 1973, at time intervals of 0.1 sec, representing that the first motion is that of P wave.

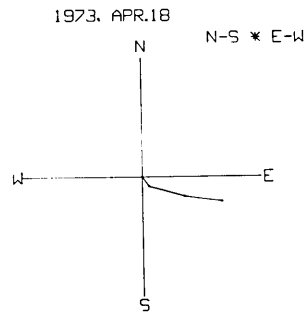


Fig. 6. Particle orbit associated with the horizontal motion of the explosion earthquake on Apr. 18 in 1973, at time intervals of 0.1 sec, representing that the first motion is that of P wave.

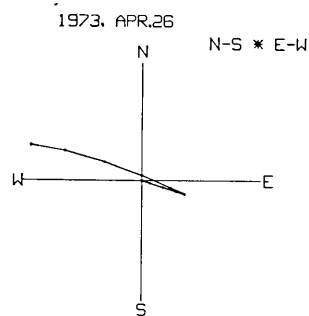


Fig. 7. Particle orbit associated with the horizontal motion of the explosion earthquake on Apr. 26 in 1973, at time intervals of 0.1 sec, representing that the first motion is that of P wave.

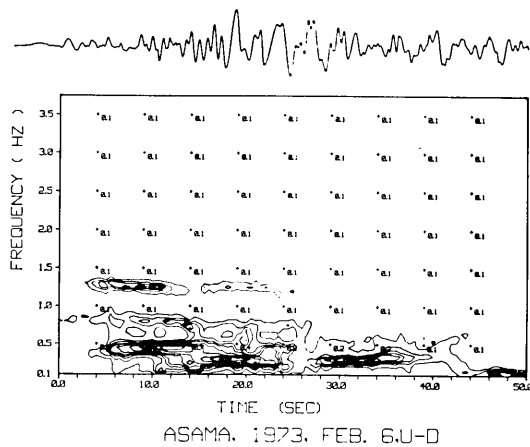


Fig. 8-a.

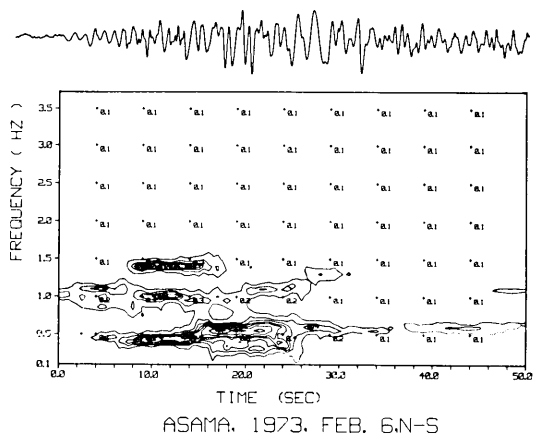


Fig. 8-b.

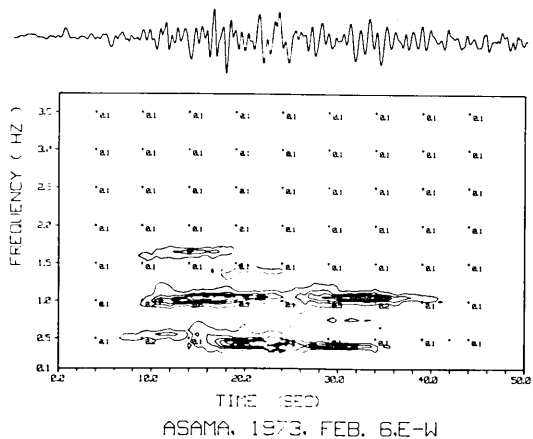


Fig. 8-c.

Fig. 8. Running spectral diagrams of the explosion earthquake on Feb. 6 in 1973 analyzed by M.E.M. The ordinate and abscissa represent frequency and the middle time of box-car shaped window for the analysis of M.E.M. along the time sequence, respectively. Numbers in the diagrams are power spectral densities by M.E.M. in arbitrary unit, corrected for characteristics of seismographs. Contours are computed for the arbitrary heights.



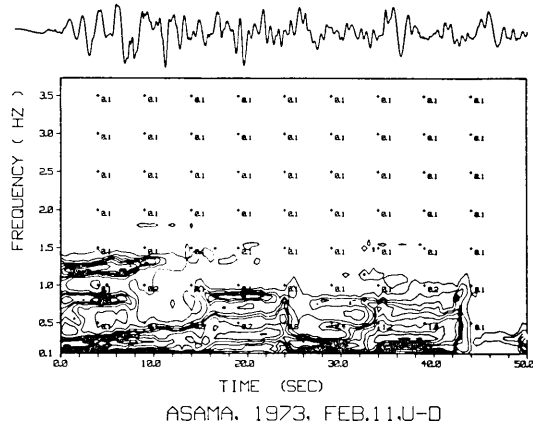


Fig. 9-a.

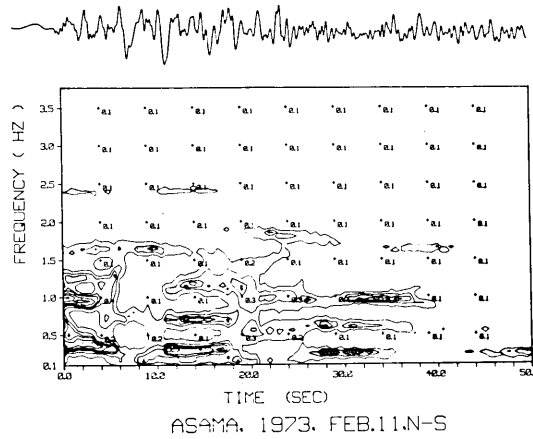


Fig. 9-b.

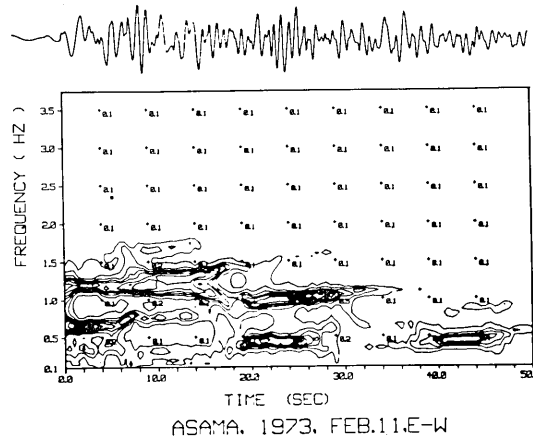


Fig. 9-c.

Fig. 9. Running spectral diagrams of the explosion earthquake on Feb. 11 in 1973 analyzed by M.E.M. The ordinate and abscissa represent frequency and the middle time of box-car shaped window for the analysis of M.E.M. along the time sequence, respectively. Numbers in the diagrams are power spectral densities by M.E.M. in arbitrary unit, corrected for characteristics of seismographs. Contours are computed for the arbitrary heights.

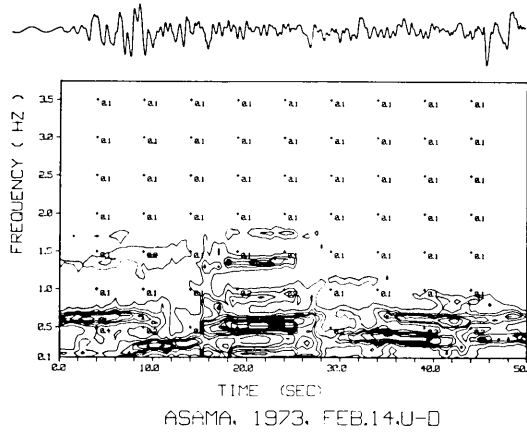


Fig. 10-a.

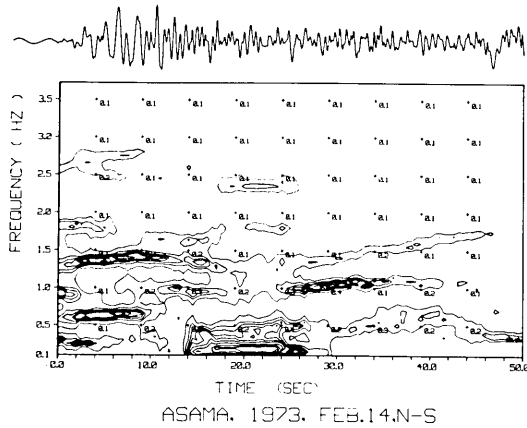


Fig. 10-b.

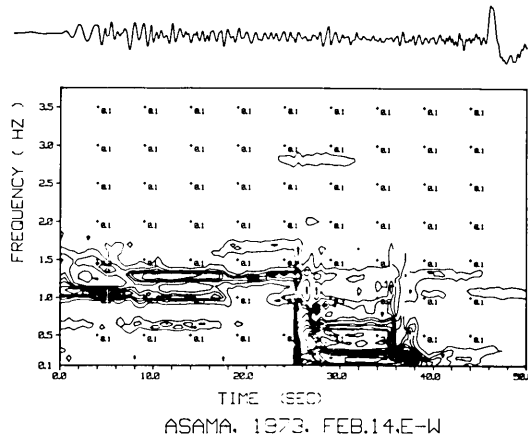


Fig. 10-c.

Fig. 10. Running spectral diagrams of the explosion earthquake on Feb. 14 in 1973 analyzed by M. E. M. The ordinate and abscissa represent frequency and the middle time of box-car shaped window for the analysis of M. E. M. along the time sequence, respectively. Numbers in the diagrams are power spectral densities by M. E. M. in arbitrary unit, corrected for characteristics of seismographs. Contours are computed for arbitrary heights.

トルを計算する際に記象にかけた箱型ウィンドウの中央値に対応する。

Figs. 8, 9, 10 を見ると (1) 式のような整数則が成立していることが判るが, 2月6日の爆発地震気象の3成分はその極めて良く成り立つ例となろう (Figs. 8a-c). 即ち, U-D 成分 (Fig. 8-a) では 0.4 Hz, 0.8 Hz, 1.3 Hz が現われており, N-S 成分, E-W 成分 (Figs. 8-b, 8-c) は共に 0.5 Hz, 1.0 Hz, 1.5 Hz となっている. Figs. 9, 10 を見ると Fig. 8 ほど正確ではないが整数則が成り立っているように見える. 前報文のように  $f_0$  を初動部分の卓越周波数とは言い難いが, 前報文も本報文も  $f_0=0.5$  Hz とする整数則 (1) が成立しているという驚くべき結果が得られた.

また筆者らは前報文において2月1日と3月10日の爆発地震気象の E-W 成分に対して計算した sweep maximum amplitude で 1.6 Hz 付近に splitting が見られることを指摘した. この事実が果たしてこの2つの爆発地震に限ったものかどうかは興味ある問題である. このような観点から2月6日, 2月11日, 2月14日の爆発地震について同様な計算を行なった. その結果を Figs. 11, 12, 13 に示す. 実線は U-D 成分, 一点鎖線は N-S 成分, 点線は E-W 成分を表わす. スペクトル密度は各成分ごとに規格化して示した.

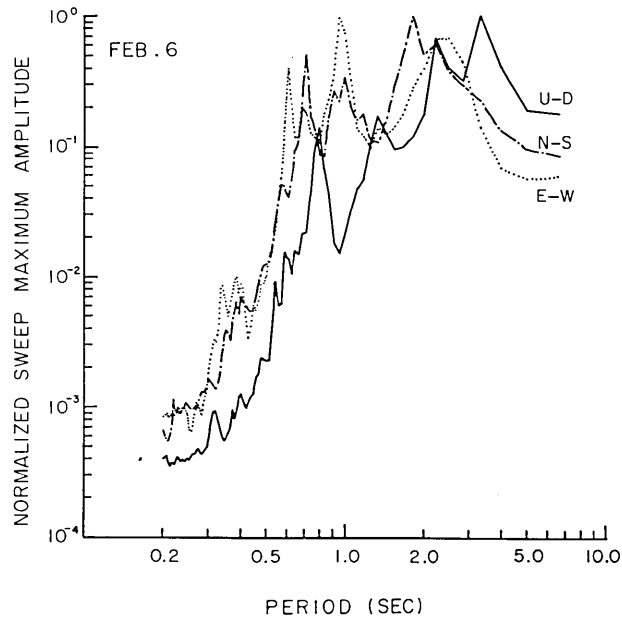


Fig. 11. Normalized sweep maximum amplitudes analyzed by M. E. M., corrected for characteristics of seismographs, corresponding to the periods of the explosion earthquake on Feb. 6 in 1973. A solid line, a dash-dot line, and a dotted line denote U-D component, N-S component, and E-W component, respectively. As for E-W component, the sweep maximum amplitude has maxima instead of having splitting at 1.4-1.6 sec, which was the result of the previous paper (IMAI *et al.*, 1979). On the contrary, that of U-D component has splitting at about 1.0 sec.

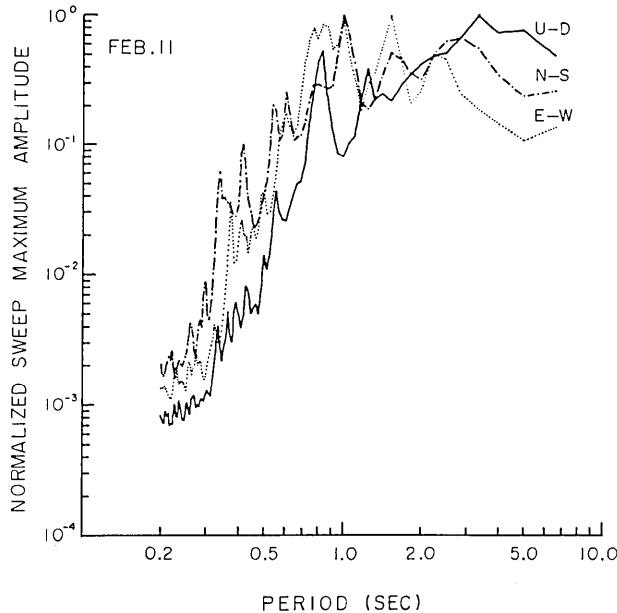


Fig. 12. Normalized sweep maximum amplitudes analyzed by M. E. M., corrected for characteristics of seismographs, corresponding to the periods of the explosion earthquake on Feb. 11 in 1973. A solid line, a dash-dot line, and a dotted line denote U-D component, N-S component, and E-W component, respectively. As for E-W component, the sweep maximum amplitude has maxima instead of having splitting at 1.4-1.6 sec, which was the result of the previous paper (IMAI *et al.*, 1970). On the contrary, that of U-D component has splitting at about 1.0 sec.

Figs. 11, 12, 13 のすべてに共通した特徴としては、U-D成分が1.0秒付近で splitting を持つのに対し、他2成分は同周期において極大となっていることである。従って、結果は前報文と異なる。このことが何を意味するかは判らないが、2月6日、2月11日、2月14日の爆発地震のグループと2月1日及び3月10日という1973年の噴火活動の中で最大級の噴火に伴う爆発地震とはその波動論的性質を異にしていると言えよう。即ち、上述した2つのグループは発生機構としては第一次近似的に「膨張型」と考えられ、ランニング・スペクトルも類似した構造を持っているにも拘らず、sweep maximum amplitude の特徴は全く異なっているという結果が得られた。

浅間火山に発生する爆発地震は卓越周期1秒程度の波動がかなり卓越しているという報告がある(田中・神宮, 1979)。しかしながら、その解析で用いた記象は固有周期が1秒の変位型地震計によって得られたものである。従って、地震波動に存在した長周期成分は打ち切られている可能性が強い。このようなことを考慮すると彼らの結論には問題がある。さらに言えば、爆発地震波動は火山体そのものの膨張・収縮に関係した、言わば地殻変動に近い長周期成分を持っているかもしれない。このことは前報文でも指摘した。

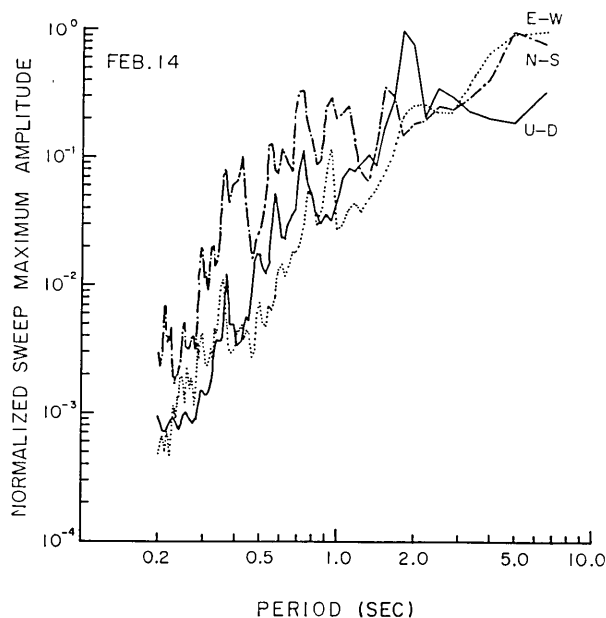


Fig. 13. Normalized sweep maximum amplitudes analyzed by M. E. M., corrected for characteristics of seismographs, corresponding to the periods of the explosion earthquake on Feb. 14 in 1973. A solid line, a dash-dot line, and a dotted line denote U-D component, N-S component, and E-W component, respectively. As for E-W component, the sweep maximum amplitude has maxima instead of having splitting at 1.4-1.6 sec, which was the result of the previous paper (IMAI *et al.*, 1979). On the contrary, that of U-D component has splitting at about 1.0 sec.

## 6. 空振波と爆発地震波の走時について

爆発的な噴火が空振波を伴うことはよく知られている。MINAKAMI *et al.* (1970a) は浅間火山における爆発地震波と空振波の発生時刻を比較して、爆発地震波の方が空振波よりも常に 0.4 秒～0.6 秒、読み取り誤差等を考慮すると約 1 秒程度早く発生していると結論した。しかし、彼らの計算値には不明な点があるので再計算を行なった。再計算の際、震源の深さが観測点よりも低い位置にある時には彼らの式は適用できないので改めて次のような定式化を行なった：

$$\left. \begin{aligned}
 \delta t_i &= T_2^i - T \quad (\text{sec}) \\
 t_p &= (R - a) / V_p \quad (\text{sec}) \\
 R &= \{(H_2 - h_2)^2 + D^2\}^{1/2} \quad (\text{m}) \\
 S &= S_1 + S_2 \quad (\text{m}) \\
 S_1 &= \{r^2 + (H_1 - h_1)^2\}^{1/2} \quad (\text{m}) \\
 S_2 &= \{(H_1 - H_2)^2 + (D - r)^2\}^{1/2} \quad (\text{m})
 \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

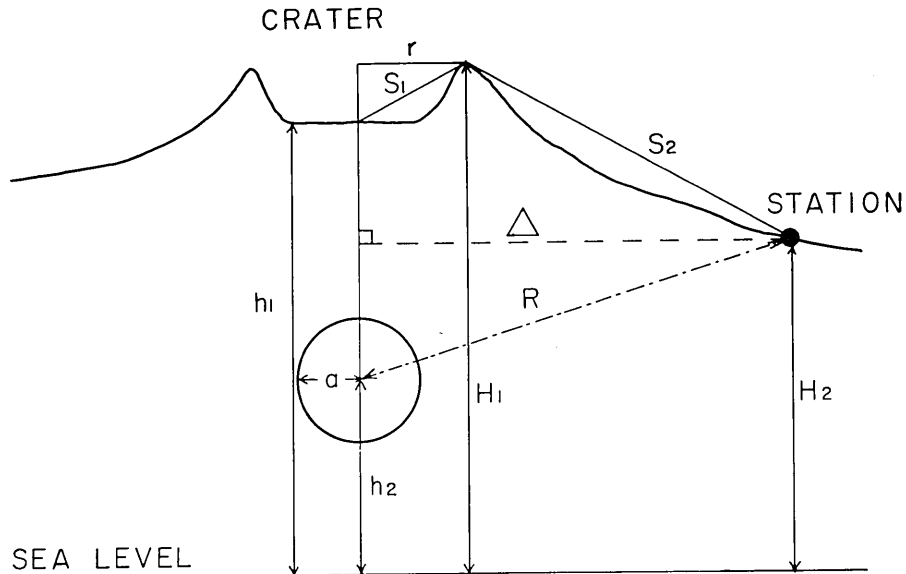


Fig. 14. A model for the origins of the explosion earthquake and the detonation or air shock, modified from the model by MINAKAMI *et al.* (1970a). The meaning of notations are as follows.

$S_1$ : distance from explosion spot on the crater floor to the margin of the crater,  
 $S_2$ : distance from the crater margin to the station,

$\Delta$ : epicentral distance,

$R$ : distance from the center of the equivalent source sphere of the hypocentral domain to the station,

$h_1$ : height of the crater floor from the sea level,

$h_2$ : height of the center of the equivalent source sphere of the hypocentral domain from the sea level,

$H_1$ : altitude at the crater margin,

$H_2$ : altitude at the station,

$a$ : radius of the equivalent source sphere of the hypocentral domain,

$r$ : horizontal distance from the crater margin to explosion spot on the crater floor.

The formulation is found as Eqs. (2) and (3) in the text, with meanings of other parameters following.

$T_p$ : occurrence time of the  $P$  wave at the hypocenter,

$T_z^i$ : occurrence time of the air shock on the crater floor at temperature  $\tau_i^\circ\text{C}$ ,

$\delta t_i^t$ : true time difference between above two phenomena at temperature  $\tau_i^\circ\text{C}$ ,

$\delta t_i^c$ : approximate (calculated) time difference above two phenomena at temperature  $\tau_i^\circ\text{C}$ ,

$t_p$ : travel time of  $P$  wave,

$t_{z,i}$ : travel time of air shock at temperature  $\tau_i^\circ\text{C}$ ,

$V_z(\tau_i)$ : air wave velocity at temperature  $\tau_i^\circ\text{C}$ ,

$\tau_i$ : average air temperature at  $H_1$  and  $H_2$ ,

$t_{p-z,i}^{\text{obs}}$ : observed time difference between the arrival times of the  $P$  wave and air shock at temperature  $\tau_i^\circ\text{C}$ ,

$t_{p-z,i}^{\text{cal}}$ : calculated time difference between the arrival times of the  $P$  wave and air shock at temperature  $\tau_i^\circ\text{C}$ .

$$\begin{aligned}
 t_{z,i} &= S/V_z(\tau_i) \quad (\text{sec}) \\
 V_z(\tau_i) &= 331.5 + 0.61 \tau_i \quad (\text{m/sec}) \\
 t_{p-z,i}^{\text{cal}} &= t_{z,i} - t_p \quad (\text{sec}) \\
 t_{p-z,i}^{\text{obs}} &= t_{z,i} - t_p - \delta t_i^* \quad (\text{sec}) \\
 \delta t_i^* &= t_{p-z,i}^{\text{obs}} - t_{p-z,i}^{\text{cal}} \quad (\text{sec})
 \end{aligned}$$

または,

ここで  $T_p$  は震源での爆発地震発生時刻,  $T_z^i$  は火口底での空振波発生時刻,  $\delta t_i^*$  は計算によって得られる爆発地震波と空振波の発生時刻差,  $\delta t_i$  はその真の発生時刻差,  $t_p$  は P 波の走時,  $t_{z,i}$  は空振波の地表面に沿う走時,  $V_z(\tau_i)$  は空振波の速度,  $t_{p-z,i}^{\text{cal}}$  は計算から得られる爆発地震波と空振波の着震時刻差,  $t_{p-z,i}^{\text{obs}}$  はその観測値, をそれぞれ表わす。ただし, 添字  $i$  は気温で  $\tau_i$  における値であることを表す。Fig. 14 に示すように, 高度を表わす量  $H_1, H_2, h_1, h_2$  は常に海面より測ることとする。  $\tau_i$  と  $t_{p-z,i}^{\text{obs}}$  は MINAKAMI *et al.* (1970a, Table 7) のデータを用いた。またその他のパラメータの中で  $H_1, H_2, r, h_1, \Delta$  はそれぞれ 2560 m, 1406 m, 180 m, 2380 m, 4450 m とした。  $V_p, a, h_2$  を変数として計算した結果を Table 4 に示す。ここでは  $\delta t_i^*$  と  $\delta t_i$  は等しいと仮定し, Table 4 に示した  $\delta t_m$  は

$$\delta t_m = \left( \sum_{i=1}^N \delta t_i^* \right) / N \tag{3}$$

Table 4. The time difference between the origin times of the occurrence time of the P-wave at the hypocenter and the occurrence time of the air shock on the crater floor.

$V_p$ (km/seh)	$a$ (m)	$h_2$ (m)	$\delta t_m^*$ (sec)
2.0	100	2260	1.32
	300	2260	1.22
	100	1500	1.28
	300	1500	1.18
	500	1500	1.08
	100	1000	1.29
	300	1000	1.19
	500	1000	1.09
	1000	1000	0.84
	3.0	100	2260
300		2260	0.52
100		1500	0.56
300		1500	0.49
500		1500	0.42
100		1000	0.56
300		1000	0.50
500		1000	0.43
1000		1000	0.26

\*  $\delta t_m$  is the mean of  $\delta t_i^*$  with the standard deviation 0.345.

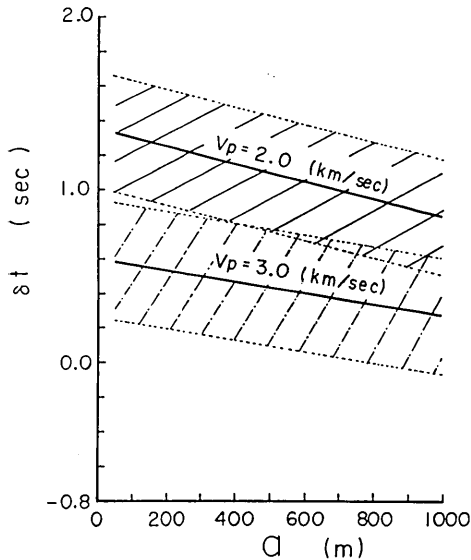


Fig. 15. Time difference  $\delta t$  between the occurrence times of the  $P$  wave at the surface of the equivalent source sphere and that of the air shock on the crater floor, in the case of  $V_p=2.0$  km/sec and  $V_p=3.0$  km/sec, calculated by using Eqs. (2) and (3), and parameters shown in Table 4. The other parameters used are taken as  $H_1=2560$  m,  $H_2=1406$  m,  $r=180$  m,  $h_1=2380$  m, and  $\Delta=4450$  m according to MINAKAMI *et al.* (1970a). Dashed areas represent the limits by  $\delta t \pm \sigma_{\delta t_m}$ , where  $\delta t$  is the round value of  $\delta t_m$ , and  $\sigma_{\delta t_m}$  is the standard deviation *i. e.* 0.345 as shown in Table 4.

する。このパラメータは大きく分けて2つあり、1つは震源におけるパラメータであり、もう1つは地震波が伝播してくる媒質に対するパラメータである。前者は震源関数（この中には震源時間関数と震源空間関数がある）の中に現われ、後者は地震波速度構造やQ構造などが対応する。火山地域における地震波速度構造が極めて複雑であることは周知のとおりである。従って、ここでは既存の速度構造 (MINAKAMI *et al.*, 1970b) による他はない。一方、我々の興味は震源関数にあり、速度構造は適当に与えて固定することが望ましい。以上の理由から速度構造としては等方均質無限媒質を仮定することにする。

球状震源モデルについて議論した例は数多い (例えば, KASAHARA, 1957, 飯田・青木, 1958, 青木, 1961, 平沢・佐藤, 1963a, b, 平沢, 1964 など)。本報文では最も簡単な取り扱いができる SHARPE (1942) の方法を用いて波形計算を行ない、NAKにおいて5秒の固有周期を持つ地震計によって得られた観測 (変位) 波形と比較して震源パラメータを

によって求められた値である。その標準偏差  $\sigma_{\delta t_m}$  は 0.345 である。結果は  $h_2$  よりも  $a$  に依存することが判るが、Fig. 15 はこれらの結果を概数的にまとめたものである。Fig. 15 における  $\delta t$  は  $h_2$  の変動を考慮して種々の場合について求めた  $\delta t_m$  の平均値と考えてよい。MINAKAMI *et al.* (1970a) は  $V_p$  を 3 km/sec に選んでいるが、本報文では震源決定において  $V_p$  を 2 km/sec としたのでこの2通りについて計算した。斜線部は  $\delta t \pm \sigma_{\delta t_m}$  を示しているが  $\delta t_m \pm \sigma_{\delta t_m}$  に近似的に等しい。 $V_p$  を 2 km/sec とすると  $\delta t$  は 0.9~1.3 秒程度になり、 $V_p$  を 3 km/sec とすると  $\delta t$  は 0.4~0.6 秒程度になる。このように爆発地震の発震時は空振波の発生時刻に先行しており、 $V_p$  を 2 km/sec とするとデータによる誤差も考慮して約1秒程度爆発地震波が空振波よりも先に発生していることが予想される。

## 7. 簡単な球状震源モデルによる考察

理論地震波形を計算して震源パラメータを決定する手法は地震学では広く行なわれているが、火山学においてこのような解析が行なわれた例は殆どないと言って良からう。

理論地震波形はモデルパラメータに依存



推定する。一般的には理論波形を計算する際は波数と周波数の2重積分になるが、このモデルでは時間領域で直接計算することができるという利点がある。

7-1. 理論

モデルとしては、等方均質な無限完全弾性体中に半径  $a$  の球腔があるものとする (Fig. 16)。媒質の密度は  $\rho$ 、媒質中の縦波の速度は  $\alpha$ 、横波の速度は  $\beta$ 、剛性率は  $\mu$  である。この球腔の内表面に任意の圧力  $p(t)$  が作用した時に発生する弾性波動を考える。そのために、SHARPE (1942) に従って、圧力  $p(t)$  が単位階段関数的であるとき、球腔の中心から距離  $r$  の観測点で期待される時刻  $\tau$  における変位  $u(\tau)$  を求めておく必要がある。実際に  $u(\tau)$  を求めると、

$$u(\tau) = \frac{a}{4\mu} \left[ \left( \frac{a}{r} \right)^2 \left\{ 1 - e^{-\tau\xi} \left( \cos \tau\eta + \frac{\xi}{\eta} \sin \tau\eta \right) \right\} + \left( \frac{a}{r} \right) \cdot \frac{2\xi}{\eta} \cdot e^{-\tau\xi} \sin \tau\eta \right] \quad (4)$$

が得られる。ここで、

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= [(\lambda + 2\mu)/\rho]^{1/2}, \\ \beta &= [\mu/\rho]^{1/2}, \\ \xi &= (2\beta^2)/(a\alpha), \\ \eta &= [2\beta(\alpha^2 - \beta^2)^{1/2}]/(a\alpha), \\ \tau &= t - (r - a)/\alpha, \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

である。(4) 式を用いればデュアメールの積分定理によって任意の圧力時間関数  $p(t)$  が与えられたときの変位  $U(\tau)$  を次のように求めることができる:

$$U(\tau) = \frac{d}{d\tau} \int_0^\tau p(n)u(\tau - n)dn. \quad (6)$$

本報文では球腔表面に加わる圧力  $p(t)$  を、

$$\begin{aligned} p(t) &= P(e^{-t/W_0} - e^{-t \cdot W_1}) & (t \geq 0) \\ &= 0 & (t < 0) \end{aligned} \quad (7)$$

と仮定する。ただし、 $W_0 > 0$ 、 $W_1 > 0$  である。(7) 式に対応する変位は (4) 式と (7) 式を (6) 式に代入することによって求められる。計算結果は次のようになる:

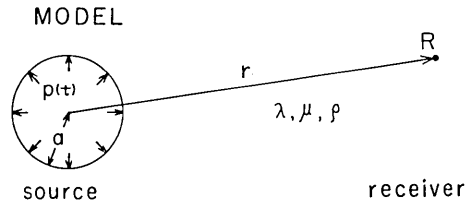


Fig. 16. A model of explosion earthquake origin, illustrated ideally (after SHARPE, 1942, Fig. 1). The state considered is as follows: there is a spherical cavity of radius  $a$  within a homogeneous, ideally elastic, infinite medium of density  $\rho$  and compressional wave velocity  $\alpha$ ; the problem is to find the elastic wave motion which results from application of an arbitrary pressure  $p(t)$  to the interior surface of the cavity, excluded from consideration of reflections and refractions at elastic discontinuities near the earth surface.

$$U(T, W0, W1) = U^n\left(T, \frac{1}{W0}\right) - U^n(T, W1) \quad (8)$$

ただし,

$$\left. \begin{aligned} U^n(\tau, \omega) &= \frac{Pa}{4\mu} \left[ \left(\frac{\alpha}{r}\right)^2 \{e^{-\omega\tau} - U^c(\tau, \omega)\} \right] \\ &\quad + \left(1 - \frac{\alpha}{2r}\right) U^f(\tau, \omega) \\ U^c(\tau, \omega) &= [e^{-\tau\xi} \{(\eta^2 + \xi^2 - \xi\omega) \cos \tau\eta - \eta\omega \sin \tau\eta\} \\ &\quad + \omega(\omega - \xi)e^{-\omega\tau}] / \{(\omega - \xi)^2 + \eta^2\} \\ U^f(\tau, \omega) &= \left(\frac{Pa^2\xi}{2\mu r\eta}\right) [e^{-\tau\xi} \{(\eta^2 + \xi^2 - \xi\omega) \sin \tau\eta \\ &\quad + \eta\omega \cos \tau\eta\} - \eta\omega e^{-\omega\tau}] / \{(\omega - \xi)^2 + \eta^2\} \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

である。

### 7-2. 媒質のパラメータについて

Figs. 17, 18, 19, 20 にそれぞれ1973年2月1日, 2月15日, 3月10日, 4月18日の爆発地震の読み取り値から計算した見掛けの速度を示す。2月1日のデータは富士見坂 (FUJ) を基準にとり, 残りの日のデータは石尊山 (SEK) を基準にとっている。黒丸は上下動地震計のデータ, 白抜き丸は水平動地震計のデータである。Vap は見掛けの速度を表わし, 単位は km/sec である。

i) 2月1日の爆発地震について (Fig. 17)

Vap=2.03 は FUJ と SAN によって求めた値,

Vap=4.27 は FUJ と NAK によって求めた値,

Vap=8.25 は SAN と NAK によって求めた値である。Vap=4.57 は全観測点のデータを用いて求めた値である。

ii) 2月15日の爆発地震について (Fig. 18)

Vap=3.08 は SAN と NAK によって求めた値,

Vap=2.96 は全観測点によって求めた値である。

iii) 3月10日の爆発地震について (Fig. 19)

Vap=2.42 は SAN, NAK 及び A. V. O. によって求めた値, Vap=3.79 は全観測点によって求めた値である。

iv) 4月18日の爆発地震について (Fig. 20)

Vap=2.08 は SAN, NAK 及び A. V. O. によって求めた値, Vap=2.58 は全観測点によって求めた値である。

このように見掛けの速度は遅い値を示している。地震波を平面波と仮定した場合, 真の速度は見掛けの速度よりも常に遅い。これらの値は震源決定の際  $V_p=2.0$  km/sec を用いるのが最も良いことを裏付けている。また, 小浅間付近の P 波速度として 1.9 km/sec の層が見い出されている (MINAKAMI *et al.*, 1970b)。ここでは  $\alpha=1.9$  km/sec を用いるこ

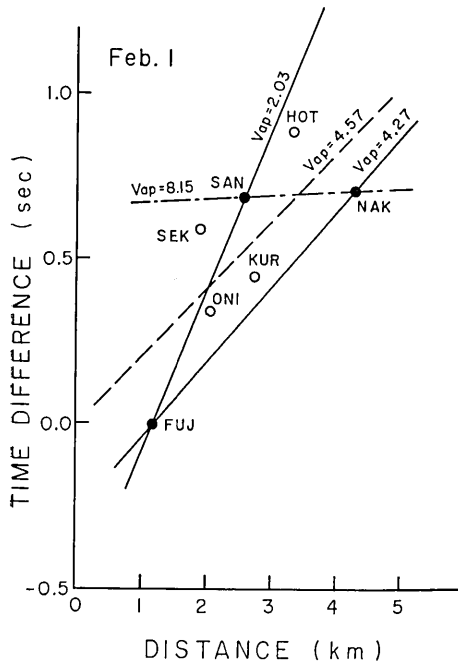


Fig. 17. Apparent velocities of the explosion earthquake on Feb. 1 in 1973. Solid circles are the data of U-D component seismographs, while open circles are that of horizontal component seismographs. The solid lines and dash-dot line were determined from solid circles only, while the dashed line was determined from all data, by means of the least square method.

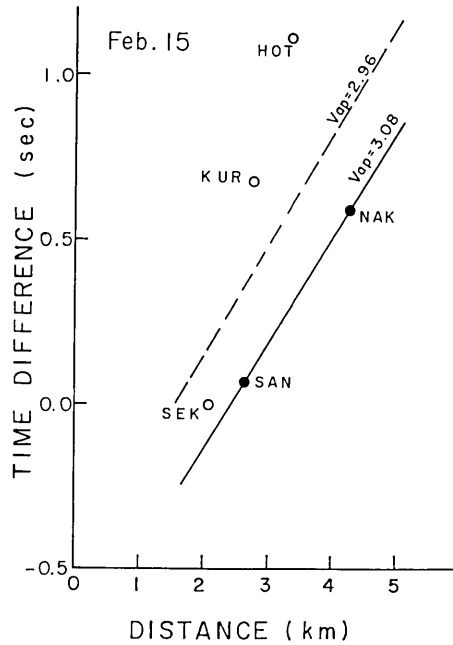


Fig. 18. Apparent velocities of the explosion earthquakes on Feb. 15 in 1973. Solid circles are the data of U-D component seismographs, while open circles are that of horizontal component seismographs. The solid line was determined from solid circles only, while the dashed line was determined from all data, by means of the least square method.

とにする。

浅間火山における平均密度  $\rho$  は重力偏差計による観測から  $\rho=1.88\pm 0.15 \text{ g/cm}^3$  と見積られている (MINAKAMI, 1942a)。表層のボーリングの結果からは、表層 50 m の平均密度は  $1.3 \text{ g/cm}^3$  という値を得たので 50 m 以深については  $1.88 \text{ g/cm}^3$  という値よりも大きな値かもしれない (MINAKAMI, 1942a)。しかし、浅間火山の噴火史からも推察されるように、火砕流や軽石流等の低密度の層と溶岩等の高密度の層の重畳した構造であり、一概に密度を決定することは難しい。ここでは、 $1.8 \text{ g/cm}^3$  を用いることにする。また  $\beta$  はポアソン比 0.25 を仮定することによって得られる  $1.1 \text{ km/sec}$  を用いることにする。従って、剛性率  $\mu$  は  $0.22 \times 10^{11} \text{ dyn/cm}^2$  となる。上述した  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\rho$  または  $\mu$  を用いて理論地震波形を求めた。

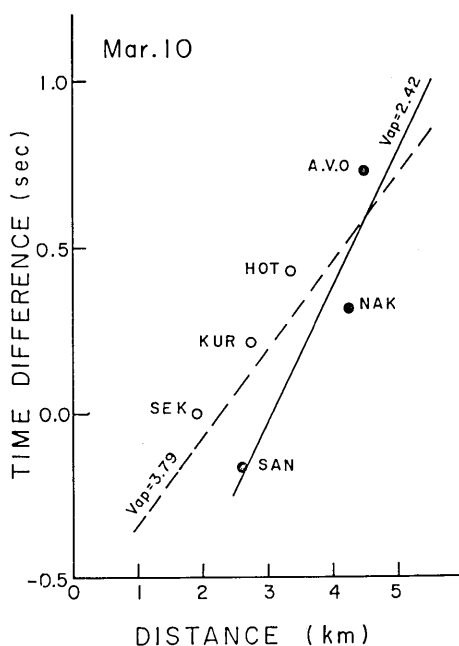


Fig. 19. Apparent velocities of the explosion earthquake on Mar. 10 in 1973. Solid circles are the data of U-D component seismographs, while open circles are that of horizontal component seismographs. The solid line was determined from solid circles only, while the dashed line was determined from all data, by means of the least square method.

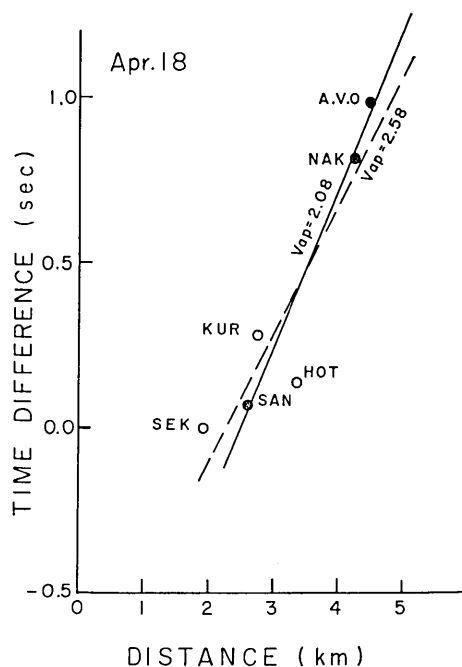


Fig. 20. Apparent velocities of the explosion earthquake on Apr. 18 in 1972. Solid circles are the data of U-D component seismographs, while open circles are that of horizontal component seismographs. The solid line was determined from solid circles only, while the dashed line was determined from all data, by means of the least square method.

### 7-3. 地震計の特性補正について

観測波形と理論波形を比較する際に留意しておかねばならないのは、観測波形は地震計という一種のフィルターを通して記録されたということである。従って、比較の前段階として、理論波形を計算した後に地震計の特性を補正しておくか、記象を地震計によって記録される前の地動変位に直しておく必要がある。地震計の特性が不明確であることを考慮すれば後者のように観測波形に処理を加えるべきではなからう。ここではこのような理由から、理論波形に対し地震計の特性を補正し観測波形と比較することにする。

地震計の特性が不明確であることは前述したが、地震計の機械的特性は倍率  $V$ 、固有周期  $T_0$ 、減衰定数  $h$  だけで決まる。用いた地震計は  $V=500$ 、 $T_0=5(\text{sec})$  であるから  $h$  を推定すれば良い。地震計の振幅特性  $A(\omega)$  と位相特性  $\alpha(\omega)$  はそれぞれ、

$$A(\omega) = VU(\omega) \\ = V/[1 - u^2)^2 + 4h^2u^2]^{1/2} \quad (10)$$

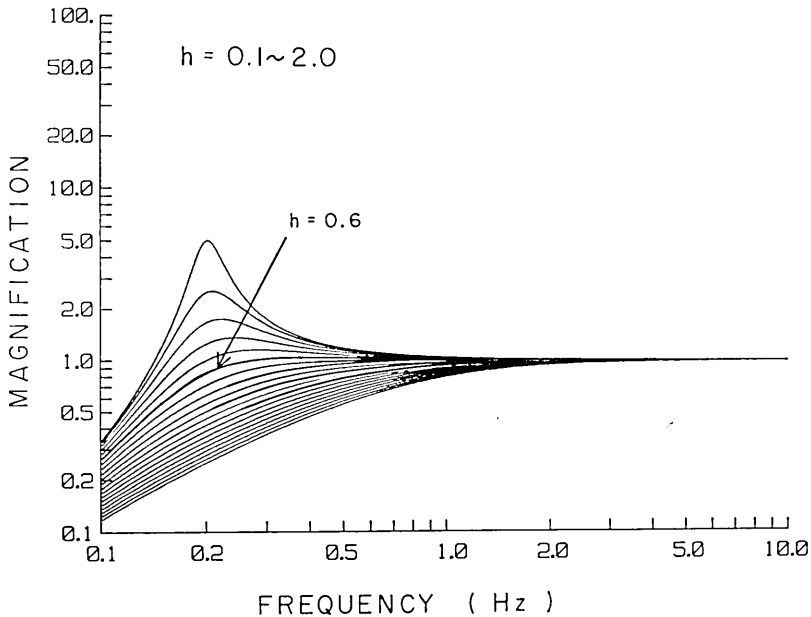


Fig. 21. Displacement magnification curves with frequency for various damping factors, computed by Eq. (10), where  $T_0=5.0$  sec and  $V=1$ .

$$\tan \alpha(\omega) = (2hu)/(1-u^2), \quad 0 < \alpha(\omega) < \pi \quad (11)$$

を計算することによって得られる。ただし、

$$u = n/\omega = T/T_0 \quad (12)$$

である。  $T_0=5.0$  (sec) として  $U(\omega)$  を求めたのが Fig. 21 である。横軸は周波数  $n$  ( $=1/T$ ) である。低周波数に対する特性を前報文で示した地震計振幅特性 (今井他, 1979, Fig. 3) と比較して  $h=0.6$  とした。

#### 7-4. 観測データへの適用

(7) 式で表わされる圧力  $p(t)$  は Fig. 22 に示すような関数である。最大圧力  $P_m$  は  $p(t)$  の極大値であるから  $dp(t)/dt=0$  によって、

$$t_m = \ln [W_0 \cdot W_1] / [W_1 - (1/W_0)] \quad (13)$$

が求まり、

$$P_m = p(t_m) \quad (14)$$

によって  $P_m$  が計算される。

観測値との比較は初動部分における見掛けの  $(1/4)$  周期に対して行なった。Fig. 22 に示す変位の最大振幅  $U(t_R)$  だけを問

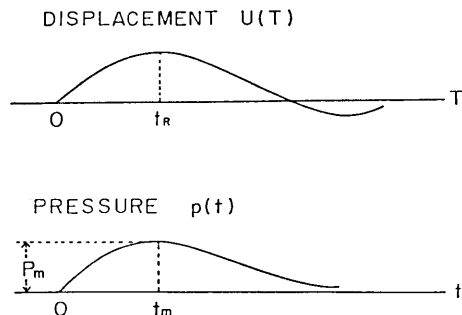


Fig. 22. Schematic diagram of displacement  $U(T)$  corresponding to the pressure time function  $p(t)$ , calculated by Eq. (6).

題にして観測値と比較すると Fig. 23 に示すように、1つの  $P$ ,  $W_0$  に対して幾つもの  $W_1$  が対応するため、それぞれの場合について波形を計算して比較しなければならない。一方、 $t_R$  だけを比較して、

$$U(t_R) \propto P \quad (15)$$

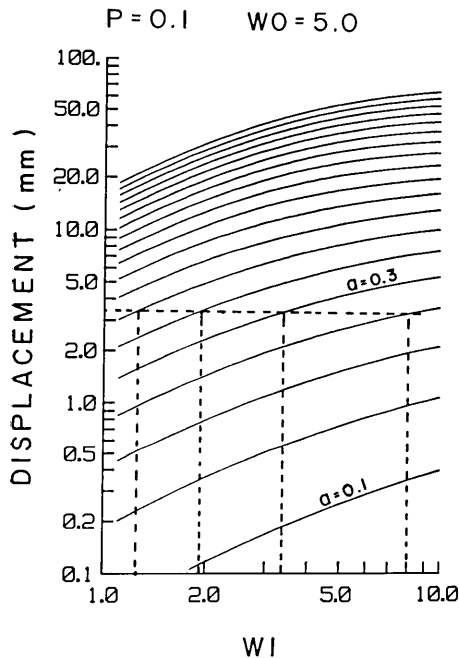


Fig. 23. A method for determination of suitable parameters for the observational data. A value of displacement corresponds to several values of  $W_1$  with the specific value of  $P$ ,  $W_0$ , and  $\alpha$ . Notations are as in the text.

であることに注意すれば、モデルパラメータが決定される。Tables 5, 6, 7, 8, 9 に代表的な  $W_0$ ,  $W_1$  について求められたパラメータを示す。観測波形と理論波形が  $0 \leq T \leq t_R$  の範囲で合致する例を Figs. 24, 25, 26, 27 に示す。それぞれ2月1日、3月10日、4月18日、4月26日の爆発地震記象の U-D 成分に対応する。観測波形は実線、理論波形は×印、震源関数としての圧力は◇印で示した。しかし、この方法によるとパラメータ  $W_0$ ,  $W_1$  を適当に与えればどんな  $\alpha$  でも条件を満たすかのように見える。そこで次のような方法によって  $\alpha$  の範囲を定めた。Figs. 28, 29, 30, 31 に示すように、観測値の  $t_R^0$  と理論波形から求められる  $t_R$  を比較して合致する  $\alpha$  と  $W_1$  の満たす範囲を、 $W_0$  を適当に変えて求めた。 $\alpha$  について条件を満たす範囲は、Fig. 28 (2月1日) からは 450 m 以上、Fig. 29 (2月15日) からは 200 m から 600 m、Fig. 30 (3月10日及び4月18日) からは 250 m から 650 m、Fig. 31 (4月26日)

Table 5. Model parameters for the explosion earthquake on Feb. 1 in 1973.

$P$ (bar)	$W_0$	$W_1$	$\alpha$ (km)	$Pm$ (bar)	$t_m$ (sec)
0.226	2.0	1.1	0.45	0.064	1.314
0.015	2.0	9.0	0.80	0.012	0.340
0.180	5.0	1.1	0.30	0.099	1.534
0.018	5.0	7.0	0.70	0.016	0.523
0.135	10.0	1.1	0.40	0.097	2.398
0.017	10.0	9.0	0.70	0.016	0.506
0.146	20.0	1.1	0.40	0.120	2.944
0.016	20.0	8.0	0.70	0.015	0.349
0.131	50.0	1.1	0.40	0.119	3.710
0.015	50.0	9.0	0.70	0.015	0.680

Table 6. Model parameters for the explosion earthquake on Feb. 15 in 1973.

$P$ (bar)	$W0$	$W1$	$a$ (km)	$Pm$ (bar)	$t_m$ (sec)
0.033	2.0	2.1	0.25	0.0161	0.897
0.004	2.0	10.0	0.40	0.0032	0.315
0.023	5.0	2.5	0.25	0.0170	1.098
0.005	5.0	8.0	0.35	0.0044	0.473
0.021	10.0	2.6	0.25	0.0178	1.303
0.005	10.0	8.0	0.35	0.0047	0.555
0.020	20.0	2.7	0.25	0.0182	1.505
0.005	20.0	8.0	0.35	0.0048	0.638
0.019	50.0	2.8	0.25	0.0182	1.765
0.005	50.0	8.0	0.35	0.0049	0.751

Table 7. Model parameters for the explosion earthquake on Mar. 10 in 1973.

$P$ (bar)	$W0$	$W1$	$a$ (km)	$Pm$ (bar)	$t_m$ (sec)
0.355	2.0	2.1	0.25	0.173	0.897
0.044	2.0	10.0	0.40	0.036	0.315
0.249	5.0	2.5	0.25	0.184	1.098
0.058	5.0	8.0	0.35	0.051	0.473
0.230	10.0	2.6	0.25	0.194	1.303
0.055	10.0	8.0	0.35	0.051	0.555
0.216	20.0	2.7	0.25	0.197	1.505
0.056	20.0	8.0	0.35	0.054	0.638
0.203	50.0	2.8	0.25	0.195	1.778
0.054	50.0	8.0	0.35	0.053	0.751

Table 8. Model parameters for the explosion earthquake on Apr. 18 in 1973.

$P$ (km)	$W0$	$W1$	$a$ (km)	$Pm$ (bar)	$t_m$ (sec)
0.377	2.0	2.0	0.30	0.178	0.928
0.043	2.0	10.0	0.50	0.035	0.315
0.830	5.0	1.1	0.25	0.560	1.894
0.050	5.0	9.0	0.45	0.045	0.433
0.732	10.0	1.1	0.25	0.524	2.400
0.049	10.0	9.0	0.45	0.046	0.506
0.670	20.0	1.1	0.25	0.552	2.944
0.048	20.0	9.0	0.45	0.048	0.580
0.533	50.0	1.2	0.25	0.535	3.470
0.046	50.0	9.0	0.45	0.043	0.680

Table 9. Model parameters for the explosion earthquake on Apr. 26 in 1973.

$P$ (bar)	$W_0$	$W_1$	$a$ (km)	$P_m$ (bar)	$t_m$ (sec)
0.460	2.0	2.1	0.20	0.224	0.897
0.062	2.0	9.0	0.30	0.049	0.340
0.321	5.0	2.5	0.20	0.237	1.098
0.055	5.0	10.0	0.30	0.050	0.399
0.296	10.0	2.6	0.20	0.250	1.303
0.052	10.0	10.0	0.30	0.049	0.465
0.280	20.0	2.7	0.20	0.255	1.505
0.053	20.0	10.0	0.30	0.051	0.532
0.269	50.0	2.8	0.20	0.258	1.778
0.093	50.0	7.0	0.25	0.091	0.839

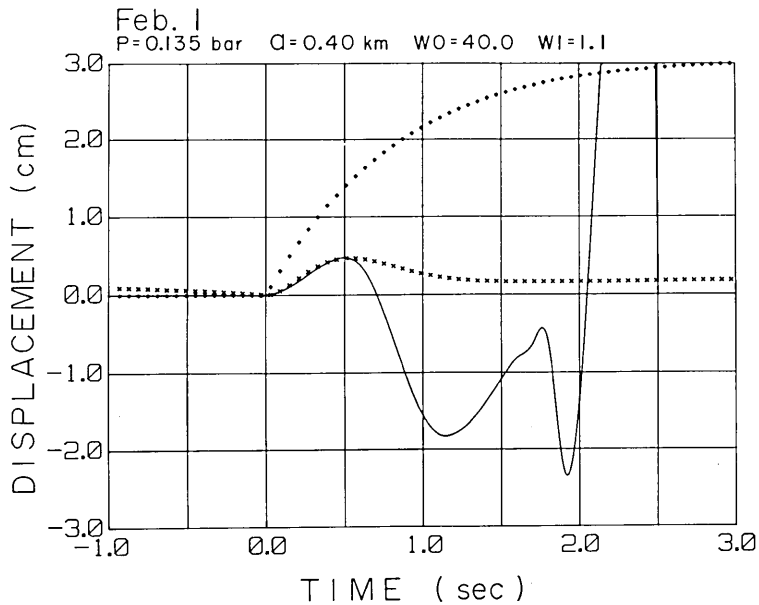


Fig. 24. Example of  $U(T)$  (crosses) for the model parameters shown in the figure. The solid line is for the observed seismogram on Feb. 1 in 1973, while the diamonds represent pressure time function  $p(t)$ .

からは 250 m から 650 m, と求められる。

すべての場合を満たす  $a$  の範囲は 450 m から 600 m であることが判り, 爆発地震の震源球の半径はおよそ 500 m 程度であると結論されよう。圧力についてもそれぞれの爆発地震によって異なるが  $P$  は 0.5 bar 以下であると結論される。この結果は次のように解釈される。

$a$  は実際の震源域ではなく「見掛けの震源半径」と考えられ, この値は破碎域半径に比



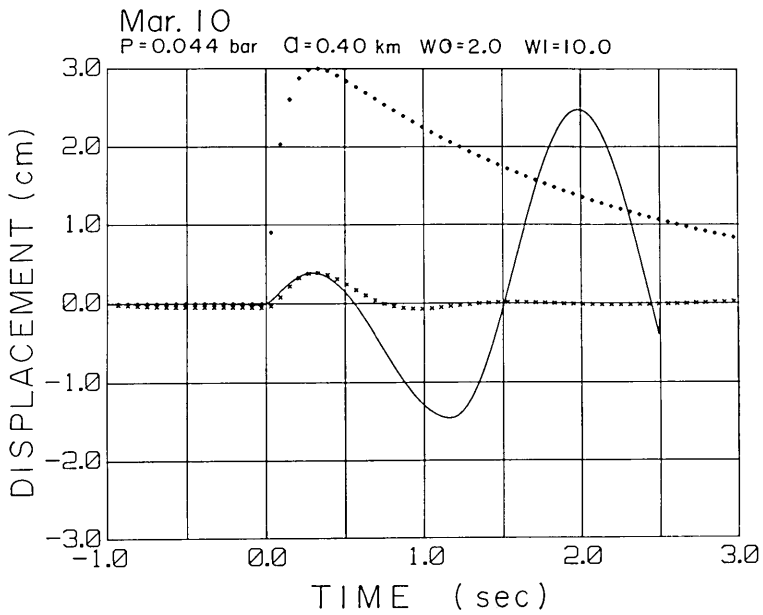


Fig. 25. Example of  $U(T)$  (crosses) for the model parameters shown in the figure. The solid line is for the observed seismogram on Mar. 10 in 1973, while the diamonds represent pressure time function  $p(t)$ .

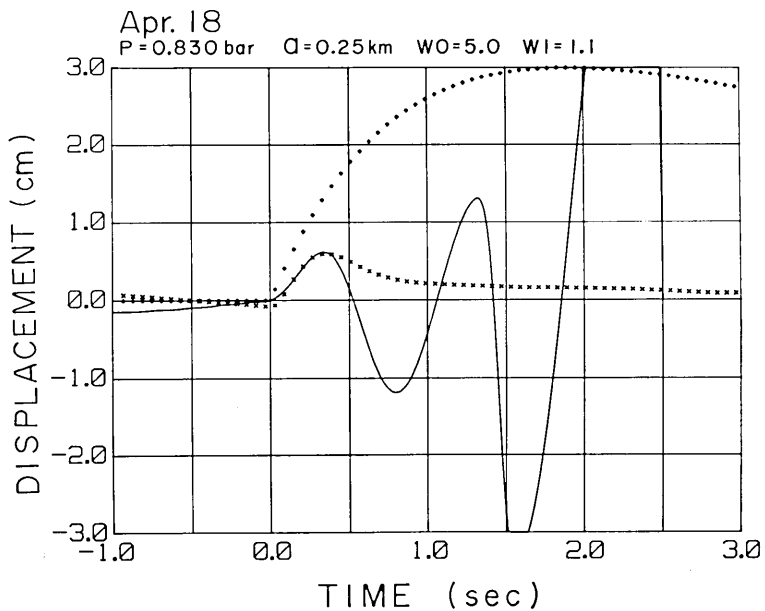


Fig. 26. Example of  $U(T)$  (crosses) for the model parameters shown in the figure. The solid line is for the observed seismogram on Apr. 18 in 1973, while the diamonds represent pressure time function  $p(t)$ .

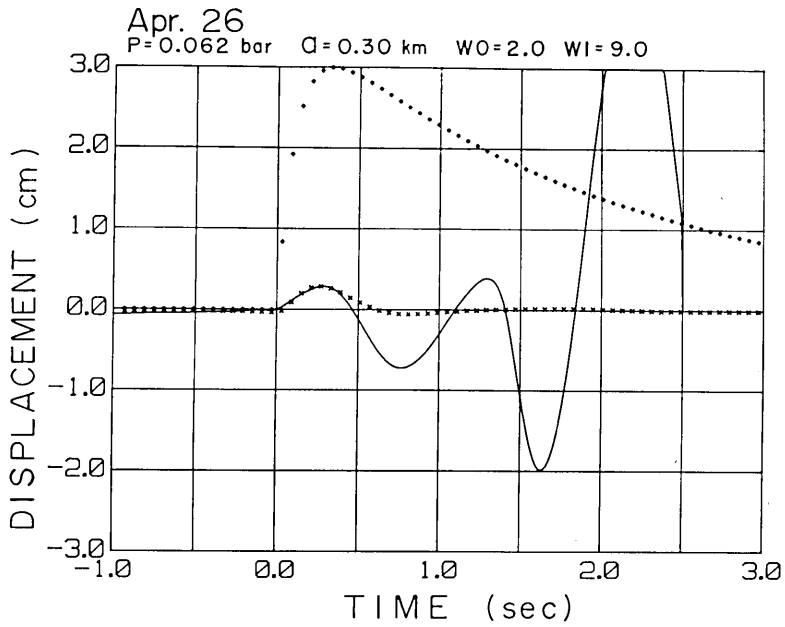


Fig. 27. Example of  $U(T)$  (crosses) for the model parameters shown in the figure. The solid line is for the observed seismogram on Apr. 26 in 1973, while the diamonds represent pressure time function  $p(t)$ .

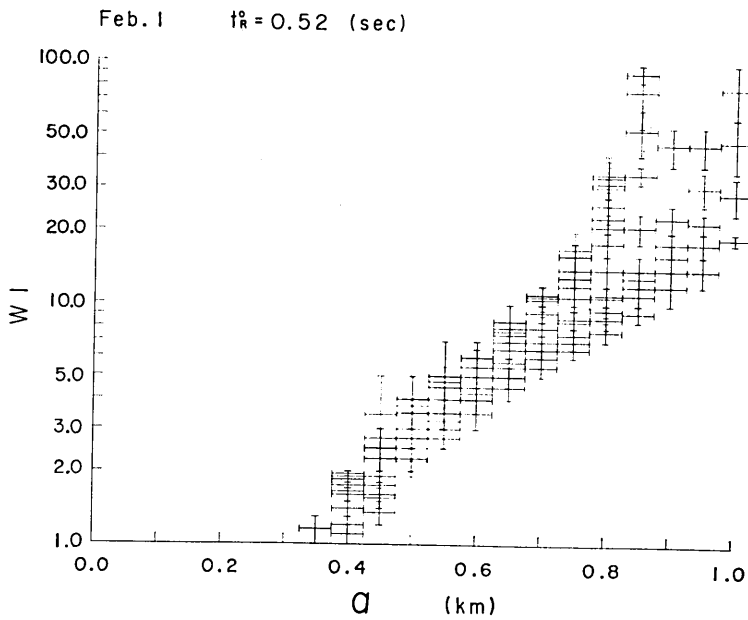


Fig. 28. Bounds of suitable parameters  $W_1$  and  $a$  for the theoretical curves in agreement comparison with the observed  $t_R$  (on Feb. 1) in Fig. 22 *i.e.*  $t_R^0$ .

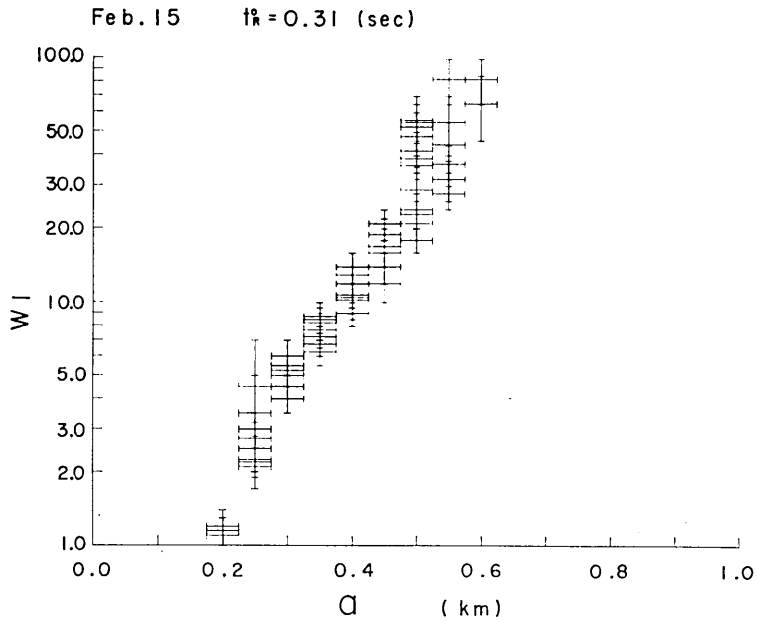


Fig. 29. Bounds of suitable parameters  $W1$  and  $a$  for the theoretical curves in agreement comparison with the observed  $t_R$  (on Feb. 15) in Fig. 22 *i. e.*  $t_R^0$ .

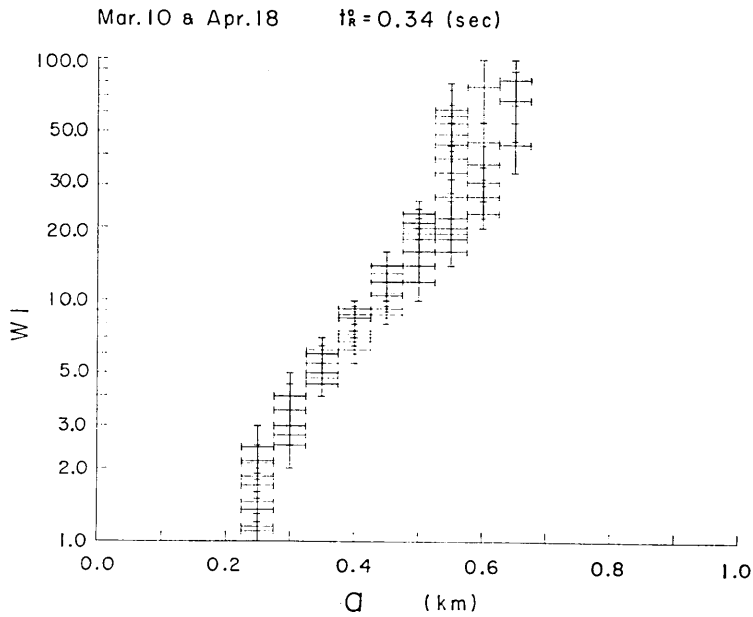


Fig. 30. Bounds of suitable parameters  $W1$  and  $a$  for the theoretical curves in agreement comparison with the observed  $t_R$  (on Mar. 10 and Apr. 18) in Fig. 22 *i. e.*  $t_R^0$ .

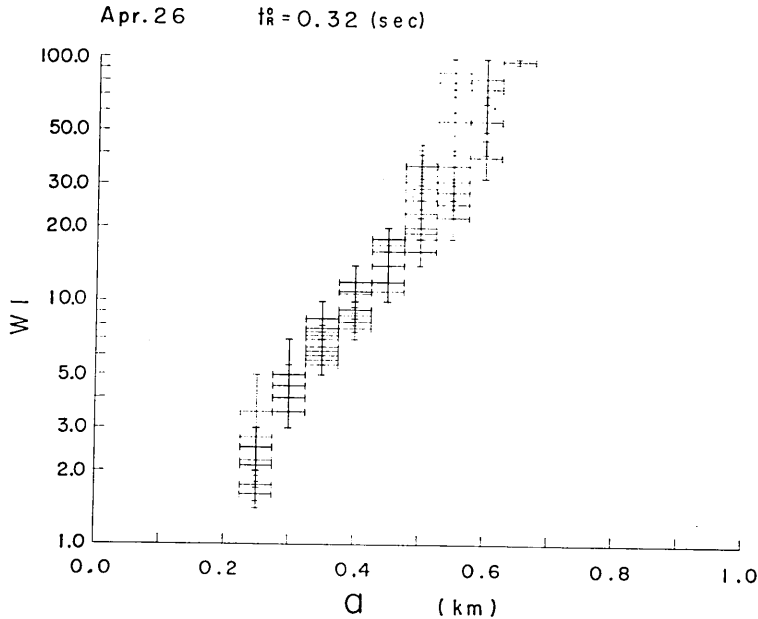


Fig. 31. Bounds of suitable parameters  $W1$  and  $\alpha$  for the theoretical curves in agreement comparison with the observed  $t_R$  (on Apr. 26) in Fig. 22 *i.e.*  $t_R^0$ .

べて数倍大きい (KASAHARA, 1957). 爆発によって生じた圧力が強大なために震源近傍における歪の伝播は衝撃波的性質を持ち, 実際の震源球表面からある距離だけ離れて始めて弾性的性質を示すに至る。「見掛けの震源半径」は破碎域よりはむしろこの転移境界を示すものと考えられる。500 m 程度と見積られる  $\alpha$ はこの「見掛けの震源半径」に相当するものである。

上述したように等価震源球の半径が 500 m 程度であるから, 破碎域の半径は 100 m 程度のオーダーになる。実際に爆発に関与した領域はこの破碎域よりも小さいことは明白で数 10 m 以下であろうと考えられる。

理論波形の振幅に対する自由表面の影響は考慮されていない。従って, 等価震源球の表面での圧力が 0.5 bar 以下であると解釈されるが, 圧力はさらに小さな値になる。実際に震源域における真の圧力を爆発地震のデータだけから求めようとするのはかなりの問題がある。火山体はひじょうに多孔質であり, 岩石の圧密効果によって爆発エネルギーが地震エネルギーに変換される効率が悪くなることは十分に考えられ, 議論は極めて複雑になるからである (例えば, 青木, 1976)。また, geometrical spreading の効果も考慮する必要がある。従って, 圧力の見積りは爆発地震の解析だけからではなく, 噴火時における噴出速度の研究 (例えば, MINAKAMI, 1942b, CHOUSET *et al.*, 1974, STEINBERG and BANBENKO, 1978 など) や空振波の研究 (例えば, PEKERIS, 1948, HUNT *et al.*, 1960, PRESS and HARKRIDER, 1962, HARKRIDER, 1964 など) の火山学への適用等の様々な方法に依らなければならない。

## 8. 考察及び今後の問題点

爆発地震のランニング・スペクトルの解析結果から基本周波数とその整数倍の周波数が卓越することを述べた。同様な結果が桜島の火山性微動の解析によって示されている(加茂他, 1977)。これは、ある大きさの振動体の種々の次数に対する固有振動を反映していると考えられる。ここでも同様の議論が可能であろう。

基本周波数  $f_0$  は前報文や本報文の結果から 0.5 Hz と言える。また、その他の特徴的周波数は 1.0 Hz, 1.5 Hz であることは前述した。この特徴は基本周波数の2倍, 3倍となっていることである。ここで考えられるのはマグマ柱縦震動のモデルである(下鶴, 1961)。マグマ柱振動系における固有振動の周波数は両端自由の境界条件ならば,

$$f_m = mf_0 \quad (m=1, 2, 3, \dots) \quad (16)$$

であり、片方が閉端、他方が閉端の境界条件ならば,

$$f_{m'} = m'f_0 \quad (m'=1, 3, 5, \dots) \quad (17)$$

となる。前報文及び本報文で解析した地震波の特徴的な周波数は(16)式を満たしている。この時、振動源となるマグマ柱の長さ  $L$ , マグマ内の縦波速度  $V$ , 基本周期  $t_p (=1/f_0)$  について,

$$t_p = (2L)/V \quad (18)$$

なる式が成立する。

マグマ柱の  $V$  の値としては、Mount Hood Andesite の液相中での測定値で  $V=2.4 \sim 2.5$  km/sec が得られている(MURASE and MCBIRNEY, 1973)。しかし、発泡したマグマ柱の中ではこの値より遅い速度になる。また、阿蘇においては空振波と地震波の走時から火道中の音波の速度として 0.79 km/sec が見積られている(SASSA, 1935)。しかし、地震波や空振波の走時の見積りの精度を考えると、この値はかなりの誤差を含んでいるであろう。1970年秋田駒ヶ岳の噴火活動の際には火道中の波の速度は 1.1 km/sec より若干速いと見積られている(田中, 1971)。GORSNKOV (1958) は地殻の底部におけるマグマ溜りの中を伝わる音波を地震波の伝播速度から求めていて、1.6~1.8 km/sec という値を得ている。この値は MURASE and MCBIRNEY (1973) の結果に対する考え方と同様の理由により実際の発泡したマグマ柱の中の  $V$  の値より大きな値を示していると考えられる。

マグマ柱内を伝播する縦波の速度は気泡の存在によってかなり変動すると考えられる。ここでは、気泡は主に水蒸気のみによって形成されているものとし、他の揮発性成分については考慮しないことにする。また、マグマ柱内の縦波の伝播は熱力学的には断熱変化とみなしてよいものとする。このような仮定のもとに、長さ  $2h (=L)$  の、気泡を含んだマグマ柱内の縦波の速度  $V$  を深さ  $h$  の値で近似すると、気泡体積含有率 1 割の場合、縦波の速度は 200~300 m/sec となる(補足参照)。従って、 $t_p$  を 2 sec,  $V$  を 200~300 m/sec とすると(18)式から  $L$  は 200~300 m/sec となる。

マグマ柱という振動体の励起源の1つに爆発地震が考えられる。初動から推定される爆発地震の発生機構が膨張型であることは前述したが、このことから爆発地震の震源域における圧力増加を考えなければならない。しかも、圧力は準静的な増加ではなく、(Fig. 32-

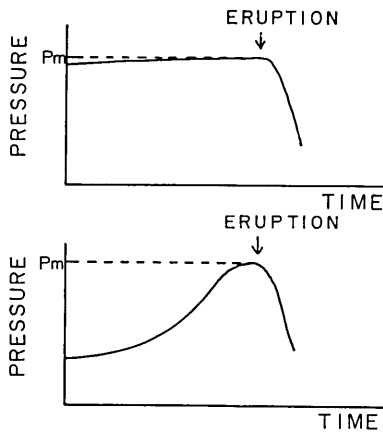


Fig. 32. Schematic diagrams of pressure time function  $p(t)$ . In the case of A, the pressure increases under quasi-static conditions and the corresponding direction of initial motion of the explosion earthquake at the station is downward. In the case of B, the pressure increases suddenly during certain time lags (probably, in a few seconds) and the corresponding direction of initial motion of the explosion earthquake at the station is upward. The observed data on direction of initial motion suggests the later case is true for the explosive pressure history.

度の関係とは逆である (BURNHAM, 1967). 即ち, マグマが柱状の火道中に存在すると考えた場合, 下方ほど静水圧が高いにも拘らずマグマ柱上部ほど水が濃集し過飽和になる。そして, 下方へ行くほど水の含量は減少する。水が過飽和になっているマグマ柱上部で発泡が起こり, 体積増加による圧力上昇のために爆発地震が発生し, これが噴火につながると考えられる。爆発的噴火を起こす原因としてもう1つ考えられることは, meteoric な水との接触である。即ち, クラック等から地下水が火道内に流入することによってマグマと接触し, 急激な体積膨張が起って噴火となると考えられる。

次に, 上述した考えを実際の噴火現象に適用し, 噴火のメカニズムに対する1つの仮説を述べる。

Fig. 33 に1969年から1973年までの5年間の三ノ鳥居観測点における火山性地震日別頻度を示す (下鶴他, 1975, Fig. 2). Fig. 34 には地震活動と火山ガス噴出量の時間的推移を示す (下鶴他, 1975, Fig. 4). これらの特徴は次のように列挙される: ①1969年に地震活動がやや活発化した, ②1970年8月から1971年10月までの15か月間は地震活動が異常に低下した, ③1972年12月から地震活動が再び活発化し, 1972年11月からは火山ガスの量も増加している, ④1973年1月には地震活動が減少し, 1月半ばをピークとして火山ガスも

A), ある程度の圧力増加が短時間内(おそらく, 2, 3秒以内)に達成されなければならない (Fig. 32-B). そして, ある限界値  $P_m$  まで圧力が増加したときに火口底が破壊され噴火となる。この時, 爆発地震波は圧力が  $P_m$  に至る前に発生するものと考えられる。

爆発地震の発生原因を震源域における圧力増加と考えたが, その圧力増加については次のように考えられる: 噴火現象において最も重要な役割を演ずるのは, マグマ中に含まれている揮発性成分で, その大部分は水であることは一般的に考えられている。

噴火はこのマグマ中に溶解している揮発性成分が気相として液相から分離し, 液相のマグマと気相の混合体の体積が増加してその一部が地表に溢れ出す現象であると考えられる (荒牧, 1975). 溶媒である珪酸塩溶液のマグマ中に溶質として溶けている水はマグマの物理化学的性質を支配し, その噴火の形態を規定し, 軽石噴火や火山灰多量放出, またあるいは火砕流や溶岩流等に分類される。この水の含量の深さに対する関係は, 一般に考えられている圧力と溶解

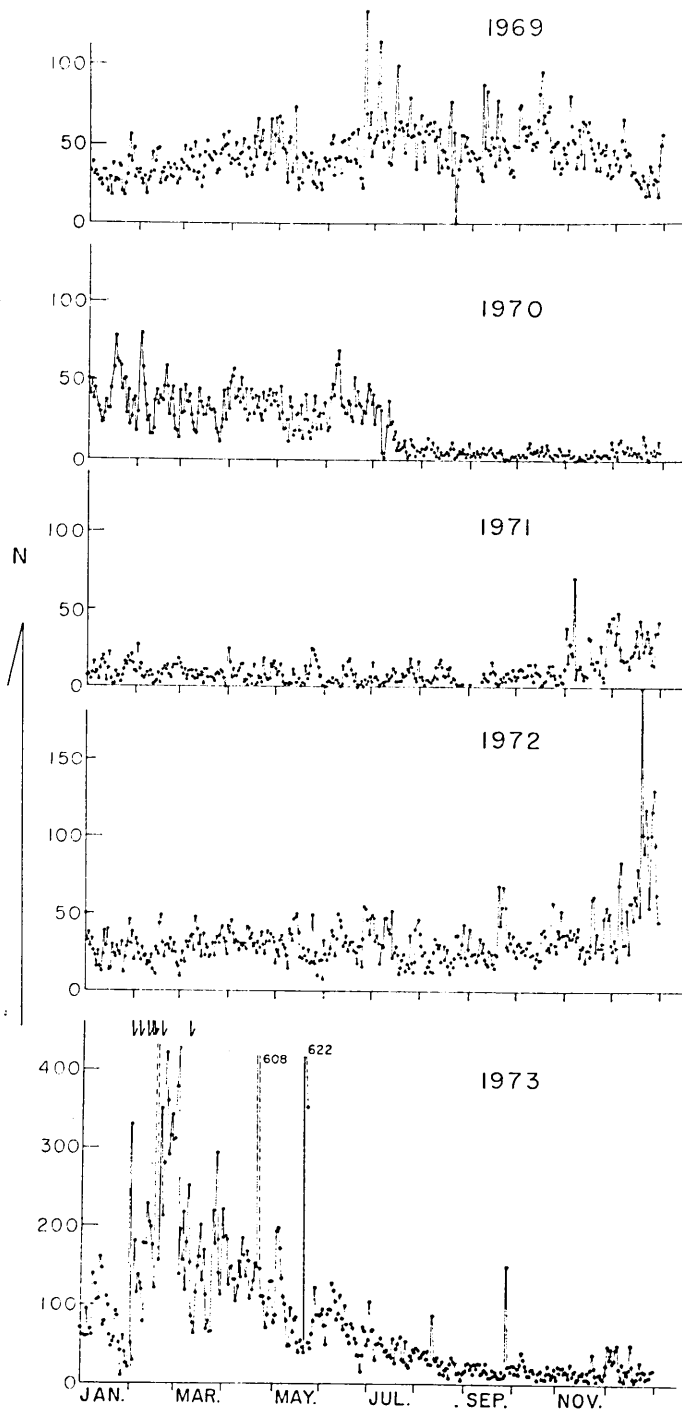


Fig. 33. Daily frequency of volcanic earthquakes observed at SAN, which is one of the seismic stations of A.V.O. in the period from 1969 to 1973 (after SHIMOZURU *et al.*, 1975, Fig. 2).

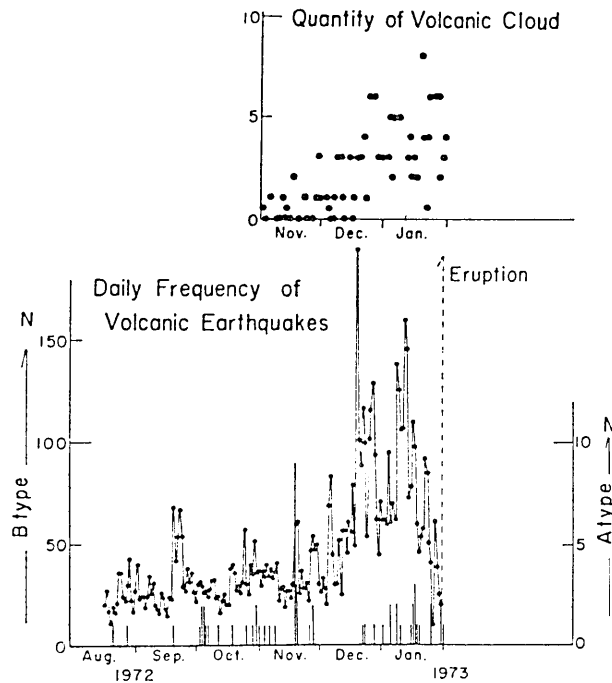


Fig. 34. Daily frequency of A-type (rows) and B-type (dots) earthquakes and the quantity of volcanic clouds observed at A.V.O. (after SHIMOZURU *et al.*, 1975, Fig. 4).

減少する傾向がある，⑤1973年2月1日の噴火となる。

このような観測事実の各々に対して，そのメカニズムの可能な1つの仮説を提出することができる。番号は上述のそれと対応する：①マグマ柱上部の冷却により結晶化が起こり，遊離した揮発性成分が火道中のマグマ柱上部に濃集する。従って，マグマ柱上部ほど揮発性成分が過飽和になり発泡が始まる。②マグマ柱上部には1961年の噴火の際に逆流したマグマが固結したものや，火道壁が崩壊した岩石等によって形成された「caprock」が存在し，火道中のマグマを閉塞状態にしている。このような条件下では，ある程度の発泡後，発泡速度が低下する。その発泡速度はマグマ柱内部の圧力と水蒸気圧との兼ね合いで決まる。マグマが閉塞状態にあることを考慮すると気相の分離によってマグマ中の内部圧力は次第に増加していく。③マグマ柱上部ではさらに揮発性成分が濃集し，内部圧力を増加させる。安山岩の引張強度は実験室において，100 bar~200 barである (MURRELL and CHARAVARTY, 1973)。内部圧力がこの強度を越えると火道上部の「cap rock」や火道壁にクラックができる。クラック生成によってマグマ上部の圧力は減少し，発泡はさらに促進される。④発泡したマグマはクラックの中に流入するか，クラックの口を塞ぐ。従って，マグマは再び閉塞状態になる。先にクラックが生成された時には火山ガス噴出量は増大するが，このような状態においてはその量は減少することになる。閉塞状態にあるマグマ内ではその速度は遅いながらも発泡は続いており，マグマ内の圧力は増加する。そ



して再びクラックが生成される。マグマ内の圧力は揮発性成分の分圧、特に水蒸気圧と静水圧、さらに単位体積中の発泡点の数との兼ね合いで決まる。このことは「気泡の核生成速度に依存する」と言い換えてもよく、その際のマグマの粘性には依存しない (VERHOREN, 1951)。マグマ柱上部の「cap rock」はクラックや熱変成などによってひじょうに脆い状態になっている。クラック生成時にはマグマの内部圧力が減少し、再び発泡が促進され、またこの時、マグマに由来しない水 (例えば、meteoric な水) との接触も十分に考えられる。しかし、必ずしもそのような接触は必要としないだろう。発泡点の数や発泡速度によって大きな噴火となる可能性があるからである。マグマが上述したような臨界状態にある時、火道上部にある「cap rock」に大きな亀裂を作り噴火となると考えられる。このときの圧力関数は Fig. 32-B の如くなるであろう。

その後続く単発噴火モデルとしては次のように考えられる：マグマ柱上部はやはり逆流したマグマや火道壁が崩壊した岩石が火口を塞いでいる。その下に存在するマグマ柱上部はひじょうに発泡度の良いマグマである。発泡度のよいマグマの物性として高粘性が期待でき (SIBREE, 1934, 宇平, 1980) このマグマ柱上部とその上部に存在する岩石を含めて「cap rock」の役割を果たすであろうと考えられ、特にこの高粘性のマグマは「viscous cap」と呼ばれる (宇平, 1980)。この後の仮説は上述したメカニズムに類すると考えられる。

ここで述べたモデルの爆発源は爆発地震の震源 (Fig. 2) を考慮すると火口下 1~2 km の深さに位置すると考えられる。従って、SELF *et al.* (1979) の論ずるように爆発源が比較的浅い所に存在するという考えは、1973年の浅間火山噴火に対して、特に単発噴火に対しては適当でない。

今後の問題点としては次のようなものが挙げられる。第1に、爆発地震波の継続時間の問題である。2月1日の爆発地震について三ノ鳥居観測点 (SAN) では最初の約2分50秒間は振動が大きい (荒牧, 1973)。この地震波の継続時間が噴出現象の継続時間に対応していると考えれば、何故、このような噴出現象が長い継続時間を有するのか、という問題であるが未だ説明されていない。第2に、初動分布の問題である。爆発地震の初動はその殆どが膨張型発震機構を支持する。しかしながら、三ノ鳥居観測点において、しかも最大級である2月1日と3月10日の爆発地震においてのみ (水平動地震計では押しが観測されたにも拘らず) 上下動地震計で down が観測された (下鶴他, 1975, Table 4)。1970年—1971年の秋田駒ヶ岳の爆発地震においても同様に down が観測された (気象庁, 1972)。この事実は単なる球状震源膨張型発震機構では説明できず、例えば秋田駒ヶ岳の場合、非対称押円錐型で説明されている (田中, 1971)。第3に、地震波動における長周期成分である。1973年2月1日の爆発地震の方が同年3月10日の爆発地震よりも長周期成分が卓越していることが指摘されており (下鶴他, 1975)、前報文におけるスペクトル解析によっても確かめられた。爆発地震の震源が浅いことを理由に観測される波動の大部分が表面波であることは十分に考えられ、そのような議論もなされている (下鶴他, 1971)。波動が表面波であるとした場合、卓越周波数の違いは震源の深さによる違いを表わしているに過ぎず、深い地震に長周期が卓越することが報告されている (岡田, 1973)。しかし、2月1日の震源は3月10日の爆発地震のそれよりも深い傾向があるが (Fig. 2)、誤差を考

慮すると震源の深さは同一であると見なしても良からう。従って、長周期成分等の卓越周波数の違いに対する議論に上述の議論を適用するには問題があり、この原因を震源過程に求めることにならう。現段階ではこのことについては不明である。第4に、地震波速度構造と station correction の問題である。爆発地震を含めて火山性地震はマグマに由来するものがその殆どを占めることは言うまでもない。従って、これらの震源分布や震源パラメータ、またその地震波の波動論的性質を的確に定量的に把握することは火山活動の動向を知る上で重要な意義をもつ。火山性地震は一般の構造性地震に比べて、その震源が極めて狭い範囲に限られているという利点があるが、逆に精度のよい震源決定が要求される。しかし、震源決定に必要な地震波速度構造や観測点付近の地震波速度の不均質さ・異方性についての議論は、火山においては特になされていない。浅間火山においては上述のような議論がなされた例は MINAKAMI *et al.* (1970b) を除いて全くない。最後に、火山体をつくる岩体の強度と噴火に際し火道中に発生する圧力の問題である。前述した噴火のモデルでは、噴火のためのエネルギー（圧力）を火道中に蓄積しなければならない。浅間火山においては MINAKAMI (1942b) によるとその圧力は数百バールになる。このような圧力を火道中に果たして蓄積することができるか、また火山体は言わばガサガサした多孔質の岩体で形成されているにも拘らず、何故、側噴火をしったりしないのか、という問題である。このような定量的な見積りは未だなされていない。

## 9. ま と め

1973年浅間火山噴火に伴う爆発地震を解析して次のような結果を得た。

1) 震源は P 波速度 2 km/sec の均質構造で求められ、震央は火口より東ないし南東側約 1 km に位置し、震源の深さは火口下 1~2 km 程度になった。

2) later phase の orbit について、2月1日の爆発地震はレーリー波タイプの運動形式になっているのに対し、3月10日のそれはラブ波タイプの運動形式を示すという特徴がある。震源分布を考慮すれば、両者のこのような違いは、震源の深さの違いよりは発生機構の違いによるのかもしれない。

3) ランニング・スペクトルから基本周波数  $f_0=0.5$  Hz に対し、整数則  $f_m=mf_0$  ( $m=1, 2, 3, \dots$ ) という関係をみだす特徴的な卓越周波数が得られた。この結果に対し、両開放端マグマ柱縦振動モデルを適用すると、マグマ柱の長さはそのマグマ柱内を伝播する縦波の速度と同じ値程度になる。マグマ柱内には気泡を約 1 割程度含まれていると仮定し、温度は 1000°C であるとする、このマグマ柱内を伝播する縦波速度は第 1 次近似的に 200~300 m/sec と計算される。従って、マグマ柱の長さは 200~300 m 程度であろうと考えられる。

4) 空振波と爆発地震波の発生時刻差は、 $V_p$  を 2.0 km/sec とすると凡そ 1 秒程度であり、爆発地震波は空振波よりも早く発生していることが予想される。しかし、データの精度を考慮すると、明確に断言することはできない。

5) 単発噴火に伴う爆発地震の震源を球状震源と仮定すると、その等価震源球としての半径は 500 m 程度である。

6) 諸観測事実から推論される単発噴火の1つのモデルを考えたが、多くの問題点が残されている。

## 10. 謝 辞

東京大学名誉教授水上武博士には6. について、地震研究所荒牧重雄教授には9. についてそれぞれ有益な御助言を頂きました。また、同所、下鶴大輔教授・渡部暉彦助教授には原稿を読んで頂き、不備な点等の御指摘を願いました。併せて、感謝の意を表します。

なお、この計算は EPOC 旧計算機 IBM 370/125 を使用させて頂きました。

## 補 足

気泡はマグマ柱内に一様に分布しているものとし、単位体積当りの気泡の量を  $g$  とすると、

$$\frac{1}{K} = \frac{1-q}{K_m} + \frac{q}{K_g} \quad (\text{A1})$$

$$d = (1-q)d_m + qd_g \quad (\text{A2})$$

ただし、 $K$  はマグマのみかけの体積弾性率、 $K_m$  は気泡を含まない液相のみのマグマの体積弾性率、 $K_g$  は気泡内の気相の体積弾性率、 $d$  はマグマのみかけの密度、 $d_m$  は液相のみのマグマの密度、 $d_g$  は気相の密度である。このとき、気泡を含んだマグマ内を伝播する縦波の速度  $V$  は

$$V = (K/d)^{1/2} \\ = \left[ \frac{d_m}{K_m} (1-q)^2 + \left( \frac{d_m}{K_g} + \frac{d_g}{K_m} \right) q(1-q) + \frac{d_g}{K_g} q^2 \right]^{-1/2} \quad (\text{A3})$$

によって求められる。

ここでは  $d_m$ 、 $K_m$  は圧力には依存しないものと仮定するが、 $d_g$ 、 $K_g$  は圧力によってかなり変化する。特に、 $d_g$  については気泡内の圧力によって求めるべきであるが、これは静水圧に等しいとして計算した。 $d_m$ 、 $K_m$  については MURASE and MCBIRNEY (1973) の Mount Hood Andesite の実験結果を参考にして、

$$\left. \begin{aligned} d_m &= 2.45 (\text{g/cm}^3) \\ K_m &= 1.3 \times 10^{11} (\text{dyne/cm}^2) \end{aligned} \right\} \quad (\text{A4})$$

とした。 $d_g$  や  $K_g$  を求める際に必要な圧力  $P_h$  を深さ  $2h$  の柱の平均圧力とし、

$$P_h = dgh \approx (1-q)dmgh \quad (\text{A5})$$

とすると、 $q$  を 0.1 と仮定した場合、

$$\left. \begin{aligned} h=250 \text{ m} \text{ で } & Ph \approx 50 \text{ bar} \\ h=500 \text{ m} \text{ で } & Ph \approx 100 \text{ bar} \\ h=1000 \text{ m} \text{ で } & Ph \approx 200 \text{ bar} \end{aligned} \right\} \quad (\text{A6})$$

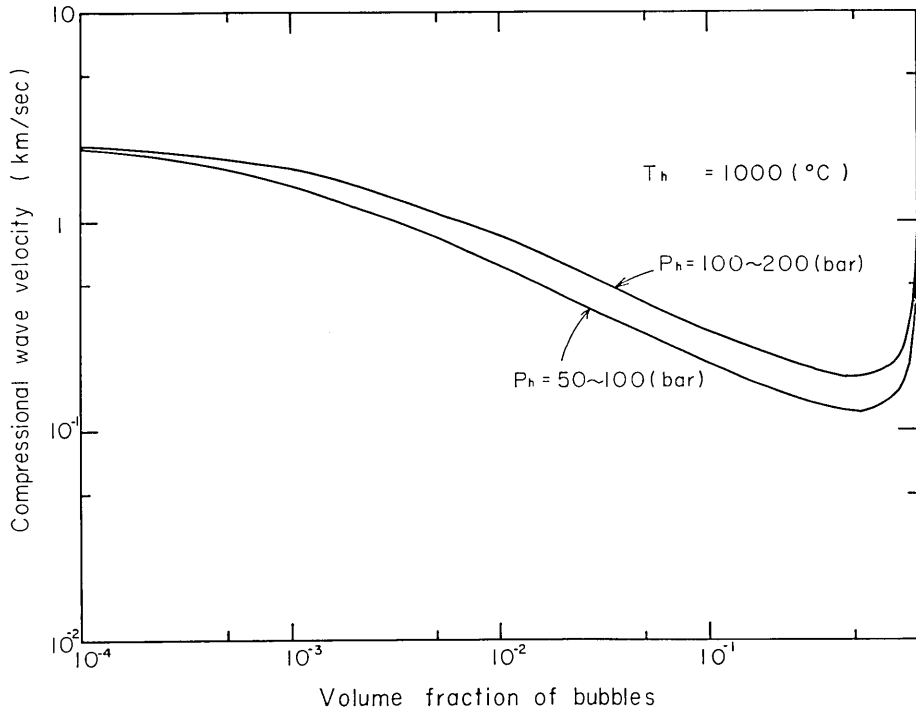


Fig. 35. Numerical solutions for the average velocities in andesitic magma with the volume fraction of bubbles for the static pressure both of 50-100 bar and 100-200 bar at 1000°C, calculated by the equations found at the appendix. If the volume fraction of bubbles  $q=0$ , then  $V=2.3$  km/sec (liquid phase only), and if  $q=1$ , then  $V=0.88$  km/sec (gas phase only).

となるから、マグマ柱内の平均温度を 1000°C とすると水蒸気の平均密度は

$$\left. \begin{aligned} \bar{d}_g(50\sim 100 \text{ bar}) &= 1.3 \times 10^{-2} \text{ (g/cm}^3\text{)} \\ \bar{d}_g(100\sim 200 \text{ bar}) &= 2.6 \times 10^{-2} \text{ (g/cm}^3\text{)} \end{aligned} \right\} \quad (\text{A7})$$

という値になる。このとき、物理定数表から体積弾性率  $K_g$  は

$$\left. \begin{aligned} K_g(50\sim 100 \text{ bar}) &= 1.0 \times 10^8 \text{ (dyne/cm}^2\text{)} \\ K_g(100\sim 200 \text{ bar}) &= 2.0 \times 10^8 \text{ (dyne/cm}^2\text{)} \end{aligned} \right\} \quad (\text{A8})$$

という値で近似される。(A4), (A7), (A8) を用いて (A3) 式から  $V$  を計算すると Fig. 35 のようになる。

上述した見積り方は第 1 次近似的な方法であることは言うまでもない。厳密には (A5) 式は成り立たず、

$$P_h = \int_0^h d(h)gdh \quad (\text{A9})$$

とすべきである。さらに、

$$d(h)=(1-q(h))d_m+q(h)d_g(h) \quad (\text{A10})$$

のように書き下さねばならない。ここにおいて、 $d_g(h)$  は  $P_h$  の関数であるから実際は非同次の形になっている。解法は簡単であるが  $q(h)$  が不明であるし、また SPARKS (1978) が議論するように成長しつつある気泡内の圧力は静水圧だけではなく、その他に様々な項が加わることを考慮して、今回はこのような議論は省略した。

## 文 献

- 青木治三, 1961, 球状震源の自由振動, 地震 II, 14, 113-118.  
 青木治三, 1976, P 波震源, 第1章震源, 地震波の生成・伝播に関する実験, 地震探鉱実験グループ, 5-12.  
 荒牧重雄, 1975, 噴火現象の分類とメカニズム, 火山 II 特別号, 20, 205-221.  
 荒牧重雄, 1973, 浅間火山1973年2-3月の噴火の際に発生した小型火砕流, 火山 II, 18, 79-94.  
 BURNHAM, C.W., 1967, Hydrothermal fluids at magmatic stage, in Barnes, H.L. ed., *Geochemistry of hydrothermal ore deposits*. Holt, Rinehart and Winston, N. Y., 34-76.  
 CHOUET, B., N. HAMISEVICZ, and T.R. MCGETCHIN, 1974, Photoballistics of volcanic jet activity at Stromboli, Italy, *J. Geophys. Res.*, 79, 4961-4976.  
 GORSHKOV, G.S., 1958, On some theoretical problems of volcanology, *Bull. Volcanol., Ser. II*, 19, 103-113.  
 HARKRIDER, D.G., 1964, Theoretical and observed acoustic-gravity waves from explosive sources in the atmosphere, *J. Geophys. Res.*, 69, 5295-5321.  
 平沢朋郎・佐藤良輔, 1963a, 球状震源からの弾性波の伝播 (第1報), 地震 II, 16, 52-64.  
 平沢朋郎・佐藤良輔, 1963b, 球状震源からの弾性波の伝播 (第2報), 地震 II, 16, 65-77.  
 平沢朋郎, 1964, 球状震源からの弾性: Scholte のモデルに対する同期解, 地震 II, 17, 101-113.  
 HUNT, J.N., R. PALMER and SIR WILLIAM PENNEY, Atmospheric waves caused by large explosions, *Phil. Trans. Roy. Soc. London, A*, 252, 275-315.  
 飯田波事・青木治三, 1958, 爆発地震動における震源付近の弾性波, 地震 II, 11, 192-202.  
 今井 博・行田紀也・小山悦郎, 1973, 1973年浅間火山噴火に伴う爆発地震について (第1報) スペクトル解析, 震研彙報, 54, 161-186.  
 気象庁, 1972, 秋田駒ヶ岳噴火活動調査報告 (1970年9月~1971年1月), 気象庁技術報告, 79, 26-64.  
 角田寿喜・野中義彦, 1979, 桜島の噴火活動と火山性地震のスペクトル, 火山 II, 24, 213-222.  
 加茂幸介・古沢 保・赤松純平, 1977, 桜島の火山性微動の性質について, 火山 II, 22, 41-58.  
 加茂幸介, 1978, 桜島における噴火の前駆現象と予知, 火山 II, 23, 53-64.  
 KASAHARA, K., 1975, The nature of some origin as inferred from seismological and geodetic observations (1), *Bull. Earthq. Res. Inst.*, 35, 474-532.  
 MATSUO, S., 1961, The behavior of volatiles in magma, *Nagoya Univ. J. Earth Sci.*, 9, 101-113.  
 MCBIRNEY, A., 1974, Factors governing the intensity of explosive andesitic eruptions, *Bull. Volcanol.*, 37, 443-453.  
 MINAKAMI, T., 1942a, Mean density of Volcano Asama, *Bull. Earthq. Res. Inst.*, 20, 40-64.  
 MINAKAMI, T., 1942b, On the distribution of volcanic ejecta (Part II) The distribution of Mt. Asama pumice in 1783, *Bull. Earthq. Res. Inst.*, 20, 93-106.  
 MINAKAMI, T., S. UTIBORI, S. HIRAGA, T. MIYAZAKI, N. GYODA and T. UTSUNOMIYA, 1970a, Seismometrical studies of Volcano Asama (Part I). Seismic and volcanic activities of Asama during 1934-1969, *Bull. Earthq. Res. Inst.*, 48, 235-301.  
 MINAKAMI, T., S. UTIBORI, T. MIYAZAKI, S. HIRAGA, H. TERAU and K. HIRAI, 1970b, Seismometrical studies of Volcano Asama (Part II). Anomalous distribution of the P arrival times and some information of the velocity of the P wave propagating

- through the volcano, *Bull. Earthq. Res. Inst.*, 48, 431-489.
- MURASE, T., and A. R. MCBIRNEY, 1973, Properties of some common igneous rocks and their melts at high temperatures, *Bull. Geol. Soc. Am.*, 84, 3565-3592.
- MURREL, S. A. F., and S. CHAKRAVARTY, 1973, Some new rheological experiments on igneous rocks at temperatures up to 1120°C, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 34, 211-250.
- 西 潔, 1976, 桜島火山の爆発地震について, 京大防災研年報, 19, B-1, 69-73.
- 岡田 広, 1973, 爆発震源の薬量とレイリー波の卓越周期との関係, 北大地物研究報告, 29, 17-32.
- PEKERIS, C. L., 1948, The propagation of a pulse in the atmosphere. Part II, *Phys. Rev., Ser. A*, 73, 145-154.
- PRESS, F., and D. HARKRIDER, 1962, Propagation of acoustic-gravity waves in the atmosphere, *J. Geophys. Res.*, 67, 3889-3908.
- SASSA, K., 1935, Volcanic micro-tremor and eruption earthquakes (Part I, of the geophysical studies on the Volcano Aso), *Mem. Coll. Sci. Kyoto Imp. Univ.*, A, 18, 255-293.
- SELF, S., L. WILSON, and I. A. NAIRN, 1979, Vulcanian eruption mechanisms, *Nature*, 277, 440-443.
- SHARPE, J. A., 1942, The production of elastic waves by explosion pressure. Theory and empirical field observations, *Geophysics*, 7, 144-154.
- 下鶴大輔, 1961, 火山性微動について, 火山 II, 5, 155-162.
- 下鶴大輔・行田紀也・竹田豊太郎, 1971, 爆発地震の二, 三の性質, 火山 II, 16, 秋田駒ヶ岳 1970-1971年噴火特集号, 142-152.
- 下鶴大輔・内堀貞雄・行田紀也・小山悦郎・宮崎 務・松本時子・長田 昇・寺尾弘子, 1975, 1973年の浅間火山噴火活動について, 50, 115-151.
- SIBREE, J. O., 1934, The viscosity of froth, *Trans. Far. Soc.*, 30, 325-331.
- SPARKS, R. S. J., 1978, The dynamics of bubble formation and growth in magma: a review and analysis, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 3, 1-37.
- STEINBERG, G. S., and J. I. BABENKO, 1978, Experimental velocity and density determination of volcanic gases during eruption, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 3, 89-98.
- 田中康裕, 1971, 爆発地震のメカニズム, 火山 II, 16, 秋田駒ヶ岳 1970-1971 特集号, 153-161.
- 田中和夫・堀修一郎・笠原 稔, 1971, 秋田駒ヶ岳における地震観測 (II), 火山 II, 16, 火山学会春季大会講演要旨, 48.
- 田中康裕・神宮 博, 1979, 浅間火山の火山性地震の記象型およびその地震の発生期の特徴, 気象研究所研究報告, 30, 61-74.
- 宇平幸一, 1980, マグマ中の気泡の発生とそれに伴うマグマの粘性の変化に関する研究, 修士論文, 理学系研究科地球物理学専門課程, 東京大学大学院.
- VERHOOGEN, J., 1951, Mechanism of ash formation, *Am. J. Sci.*, 249, 729-739.
- 吉川圭三・和田卓彦・加茂幸介・小野博尉, 1963, 桜島の火山性地震の性質について (第1報), 火山 II, 8, 11-19.

23. *Explosion Earthquakes Associated with the 1973 Eruptions  
of Asama Volcano.*

(Part II) *The Summary of Studies on Explosion Earthquakes and  
a Model of Explosive Eruptions Inferred from Seismic Data.*

By Hiroshi IMAI,

Earthquake Research Institute.

The results of spectral analyses of explosion earthquakes, which exceeded  $10^{15}$  ergs in seismic energy, associated with single eruptions of Asama Volcano in 1973, have already been reported. This paper, similarly, presents the results of studies on explosion earthquakes with the same eruptive stage of Asama Volcano that the previous paper (IMAI *et al.*, 1979). The data used were recorded at the seismic stations of the Asama Volcano Observatory. The results are as follows:

1) *Hypocenter determination* Various attempts were made to determine the hypocenters of explosion earthquakes of the velocity structure which had already been presented by MINAKAMI *et al.* (1970a), but failed. The apparent velocities of the quakes on Feb. 1, Feb. 15, Mar. 10, and Apr. 18 suggest the idea that the true velocity is approximately equal to 2.0 km/sec or slower. Taking these facts into consideration and trying various structures, it seems to be the most appropriate that the velocity structure is taken as 2.0 km/sec semi-indefinitely. It was found that the epicenters were shifted to the east about 1 km and the depths were in the range of 1 to 2 km under the crater.

2) *Particle orbits* The particle orbits of explosion earthquakes on Feb. 1, Feb. 15, Mar. 10, Apr. 18, and Apr. 26 were described. As characteristic feature of these figures, it can be stated that the first motions are regarded as *P* wave, taking into account the position of the seismic station NAK where the data used were recorded. It should, also, be mentioned that the orbits of the later parts of seismograms on Feb. 1 represent the motion of Rayleigh wave type, while those on Mar. 10 represent the motion of Love wave type. Further consideration is necessary before coming to a certain decision for the difference between them.

3) *Spectral analyses* In the previous paper, power spectral analyses were made by means of two methods *i.e.* the Maximum Entropy method and the Fast Fourier Transform method. The later method was not used in this paper, since only running spectral diagrams were calculated because of ambiguous first motions of explosion earthquakes on Feb. 6, Feb. 11, and Feb. 14. Considering the results of the previous paper and this one, it can be pointed out that power spectra of explosion earthquakes show regular peaks at several characteristic frequencies of integer multiple of fundamental one, and this regularity is represented by an equation *i.e.*  $f_m = m f_0$  ( $m=1, 2, 3, \dots$ ), where  $f_m$  is a characteristic frequency and  $f_0$  is a fundamental one. As an extreme example,  $f_0=0.5$  Hz and  $f_m=1.0$  and 1.5 Hz which were associated with the quake on Feb. 6. Similar features can be seen as to the running spectra of the quakes on Feb. 1 and Mar. 10 as analyzed in the previous paper. Applying the doubly open magma column model to those results, it is required that the length of magma column is in the range of 0.2 km to 0.3 km, provided that the compressional wave velocity propagating in the magma column, which includes 10% volume fraction of bubbles, is 0.2 km/sec to 0.3 km/sec.

Sweep maximum amplitudes of explosion earthquakes on Feb. 6, Feb. 11, and Feb. 14 were calculated. As for E-W components, sweep maximum amplitudes have maxima instead of having splittings at about 1.4 sec to 1.6 sec which were the results in the pre-

vious paper. On the contrary, those of U-D components have splittings at about 1.0 sec. Though the reason why those differences occurred still remains unsolved, it may be pointed out that characteristics in wave theory have differences between the group of explosion earthquakes on Feb. 1 and Mar. 10, of which seismic energy exceeded  $10^{15}$  ergs, and the group of ones on Feb. 6, Feb. 11, and Feb. 14, of which seismic energy were in the range of  $10^{11}$  ergs to  $10^{15}$  ergs.

4) *Occurrence time difference between the explosion earthquake and the air shock*  
It can be assumed that the explosion earthquake occurs below the crater floor and the air shock begins with the vibration of the crater floor. The time lag of occurrences of the two phenomena mentioned above was calculated by means of the formulations modified from MINAKAMI *et al.* (1970a). As a result of that, the delay time of occurrence of air shock to that of explosion earthquake was obtained in the range of 0.4 sec to 0.6 sec in the case of  $V_p=3.0$  km/sec, while in the range of 0.9 sec to 1.3 sec in the case of  $V_p=2.0$  km/sec. Taking into account the errors, it might be stated that the explosion earthquakes occur about 1.0 sec faster than the air shocks.

5) *Application of the explosive model by SHARPE (1942)* According to the computation by means of formulations in the text, it may be considered that  $a$  is about 500 m, which is the radius of the equivalent source sphere of explosive origin, provided that the source volumes of explosion earthquakes are nearly similar to each other. Though  $P$ , which is the  $c$  coefficient of pressure time function  $p(t)$ , was yielded as below 0.5 bar formally, it cannot be determined because of many difficulties on physical process in an explosive region.

(6) *A model for mechanism of single explosive eruption* The eruptive type which were treated as the single eruption is distinguished from the successive eruptions. Such type of activity is common on many andesite volcanoes of island arc, for example Asama Volcano and Sakura-jima in Japan. Volcanic explosion at such volcanoes must be the result of sudden release of pressure in gas, while the sudden build-up (probably, in a few seconds) of appropriate gas pressure in the conduit before the eruption is required so as to be consistent with the initial motion of an explosion earthquake as reported by SHIMOZURU *et al.* (1975). To retain such pressure, cap rocks at the top of the conduit are needed. It seems possible for cool fragments of rock debris derived from the conduit walls or the fall-back from the vent area to become the cap rocks, or for the pasty magma which is very rich in gas to become the cap rocks since the higher vesiculate magma the more pasty. The build-up of pressure as mentioned above, which is achieved by the vesiculation of gas-rich magma in the conduit, will make cracks on the conduit walls or cap rocks. This is considered to be the reason why B-type earthquakes occur. The decrease of pressure in the conduit by forming cracks accelerates the vesiculation or magma. When the cracks are made, it also seems possible that magma in the conduit comes into contact with the meteoric water. Such events will cause the sudden increase of pressure in the conduit and lead to the explosive eruption.

Owing to lack of geophysical, geochemical, and geological evidence, a definite conclusion must be reserved, and the discussion as suggested above should be considered from a wider viewpoint.