

## 海中音波、気圧波を利用した津波予測技術について

岩 崎 伸 一\*

### 1. はじめに

津波が海岸へ押し寄せる前に、大きな音を聞いた、あるいは航行中の船が海震を感じたという記録が数多く残っている（例えば、岩崎, 1988）<sup>1)</sup>。また、1964年アラスカ津波の際には約3,000km離れたカリフォルニア州パークレイで津波に先駆する微気圧変動が観測されている（Bolt, 1964）<sup>2)</sup>。これらは、津波をともなった地震に関する一連の現象と考えることができる。図-1のように、海域の浅いところで、比較的大きい地震が起きると、海底地殻が変動し、その変動が海面上にはぼ生き写しの形で移動し津波となる。このとき、様々な情報を含んだ波が観測点に到達する。震源からでた地震波は、地球内部、あるいは地殻表面を伝播する、一部は、海底面で変換され海中を伝わるものもある。いまここで、海水の圧縮性を考えると、海底の地殻変動により海中に粗密波（すなわち海中音波）が発生する可能性がある。また、大気の圧縮性を考えると津波そのものによって、大気擾乱（気圧波）が発生する可能性があることになる。本論では、津波の予測技術を対象として取り上げ、日本で従来用いられている地震波の観測解析による方法ではなく、上記した海中音波、気圧波を利用した方法について概説する。海中音波、気圧波の順に述べ、従来方式の問題点にも言及する。

気圧波についての章は半ばレビューである事を断わっておく。

### 2. 海中音波観測による津波の予測技術

#### 2-1 いとぐち

図-2は、1933年昭和三陸地震津波の際に海震を感じた漁船の記録である。このような海震の原因は、従来、地震波のT相（海中のSOFARチャンネルを音速で伝播する、海中での音速は、地震波のP波、S波より小さいので、3番目の相、すなわちT相という）によるものと言われてきた。しかしながら、図-2の記録中海震の継続時間に注目すると、震源域直上の漁船が、約2秒間の激しい振動を感じているのに対し、他の船は数分間にわたる振動を報告している。このような現象はT相では説明がつかない。ここでは、Iwasaki (1989)<sup>3)</sup>に従い、津波を発生させた海底地殻変動によって海中に発生した粗密波がその原因であることを示し、津波の予測技術に関する利用について述べる。

#### 2-2 1次元モデル

簡単のため、水平1次元、一様水深モデルを考え、海水の圧縮性を考慮する。密度成層は考慮していない。津波波源として、海底の  $x_1 < x < x_2$  の波源域が与えられ、上昇したとする（図-3参照）。Sells (1965)<sup>4)</sup>に従い  $\Phi$  を変位ポテンシャルとすると、基礎方程式は、

$$\frac{1}{c_w^2} \frac{\delta^2 \Phi}{\delta t^2} = \Delta \Phi - 2\alpha \frac{\delta \Phi}{\delta z} \quad (2.1)$$

となるここで、 $\alpha = g/2c_w^2$  である。 $c_w$  は海中での音速、 $g$  は重力加速度、 $\Delta$  は  $x, z$  に関するラプラシアンである。境界条件は、自由表面 ( $Z = h$ ) で、

\*防災科学技術研究所平塚実験場

$$\varepsilon \frac{\delta \Phi}{\delta z} + \frac{\delta^2 \Phi}{\delta t^2} = 0 \quad (2.2)$$

であり、底面の境界条件は瞬間的に波源域が上昇する場合 (Case 1) では、

$$\begin{aligned} \frac{\delta \Phi}{\delta z} &= \zeta_0 \cdot H(t) & x_1 \leq x \leq x_2 \\ &= 0 & \text{その他の場合} \end{aligned} \quad (2.3)$$

ここで、 $H(t)$  はヘビサイドの階段関数となり、波源域が一定速度  $V_0$  ( $=\zeta_0/\tau$ ) で上昇する場合 (Case 2) では、

$$\begin{aligned} \frac{\delta \Phi}{\delta z} &= V_0 G(t, \tau) & x_1 \leq x \leq x_2 \\ &= 0 & \text{その他の場合} \end{aligned} \quad (2.4)$$

ここで、

$$\begin{aligned} G(t, \tau) &= 0 & t \leq 0 \\ &= t & 0 \leq t \leq \tau \\ &= \tau & \tau \leq t \end{aligned}$$

となる。純粋に粗密波 (音波) だけによる自由表面での水位変動は、形式上、波源域の両端からのものと、波源域直上でしか表れないものに分けられ、Case 1 の場合、以下のようになる。

$$\eta_1 = \eta_{a1} + \eta_{b1} \quad (2.5)$$

$$\begin{aligned} \eta_{a1} &= \text{sgn}(x-x_1) \eta_r(|x-x_1|, t) \\ &\quad - \text{sgn}(x-x_2) \eta_r(|x-x_2|, t) \end{aligned} \quad (2.6)$$

ここで、

$$\begin{aligned} \eta_{b1}(X, t) &= -\frac{z \zeta_0}{\pi} \exp(\alpha h) \\ &\quad \cdot \sum_{h=0}^{\infty} (-1)^h H\left(t - \frac{R_n}{c_w}\right) \\ &\quad \cdot \tan^{-1} \left\{ \frac{h_n (c_w^2 t^2 - R_n^2)^{1/2}}{X c_w \cdot t} \right\} \end{aligned}$$

$$R_n^2 = h_n^2 + X^2$$

$$h_n = (2n+1)h \quad (2.7)$$

また、

$$\begin{aligned} \eta_{b1}(x, t) &= 2 \zeta_0 \exp(\alpha h) \\ &\quad \cdot \sum_{h=0}^{\infty} (-1)^h H\left(t - \frac{h_n}{c_w}\right) & x_1 \leq x \leq x_2 \\ &= 0 & \text{その他の場合} \end{aligned} \quad (2.8)$$

である。(2.7)、(2.8) 式中の  $n$  は、底面での音波の反射回数を表す (図-4 参照)。

同様に Case 2 の場合は、

$$\eta_2 = \eta_{a2} + \eta_{b2} \quad (2.9)$$

と書けて、

$$\begin{aligned} \eta_{a2} &= \text{sgn}(x-x_1) \eta_r(|x-x_1|, t) \\ &\quad - \text{sgn}(x-x_2) \eta_r(|x-x_2|, t) \\ &\quad - \text{sgn}(x-x_1) \eta_r(|x-x_1|, t-\tau) \\ &\quad + \text{sgn}(x-x_2) \eta_r(|x-x_2|, t-\tau) \end{aligned} \quad (2.10)$$

ここで

$$\begin{aligned} \eta_r(X, t) &= -\frac{2V_0}{\pi} \exp(\alpha h) \\ &\quad \cdot \sum_{h=0}^{\infty} (-1)^h H\left(t - \frac{R_n}{c_w}\right) \\ &\quad \cdot \left\{ t \cdot \tan^{-1} \left( \frac{h_n (c_w^2 t^2 - R_n^2)^{1/2}}{X \cdot c_w \cdot t} \right) \right. \\ &\quad \left. - \frac{h_n}{c_w} \cdot \tan^{-1} \left( \frac{(c_w^2 t^2 - R_n^2)^{1/2}}{X} \right) \right\} \end{aligned} \quad (2.11)$$

そして、

$$\begin{aligned} \eta_{b2}(X, t) &= 2V_0 \exp(\alpha h) \\ &\quad \cdot \sum_{h=0}^{\infty} (-1)^h \left\{ \left(t - \frac{h_n}{c_w}\right) \cdot H\left(t - \frac{h_n}{c_w}\right) \right. \\ &\quad \left. - \left(t - \tau - \frac{h_n}{c_w}\right) \cdot H\left(t - \tau - \frac{h_n}{c_w}\right) \right\} \\ &= 0 & x_1 \leq x \leq x_2 \\ & & \text{その他の場合} \end{aligned} \quad (2.12)$$

のようになる。

### 2-3 移動震源モデルに基づく数値計算

ここで、図5のような、長さが $2a$ の波源域を考え、全体を長さ $da$ の小ブロックに分け、この小ブロックの上昇が中央から始まり、 $dt$ 時間毎に両端に移動してゆく移動震源モデルを考える。(2.3), (2.4)式に示した底面での境界条件はそれぞれ以下のようになる。

Case 1 :

$$\begin{aligned} \frac{\delta \Phi}{\delta z} = \zeta_0 \sum_{k=0}^{N-1} H(t-k \cdot dt) \cdot \{ & H(X-k \cdot da) \\ & -H(x-(k+1)da)+H(x+(k+1)da) \\ & -H(x+k \cdot da) \} \\ N = a/da \end{aligned} \quad (2.13)$$

Case 2 :

$$\begin{aligned} \frac{\delta \Phi}{\delta z} = V_0 \sum_{k=0}^{N-1} G(t-k \cdot dt, \tau) \cdot \{ & H(x-k \cdot da) \\ & -H(x-(k+1)da)+H(x+(k+1)da) \\ & -H(x+k \cdot da) \} \end{aligned} \quad (2.14)$$

これらの境界条件に対応する解は、(2.5)式、あるいは(2.9)式の重ね合わせによって求めることが出来る。いま、図-6のような波源域を考え波源域直上 ( $O_0$ )、波源域右端からそれぞれ10km, 50km離れた点  $O_{10}$ ,  $O_{50}$  での水位変動を計算した。採用したパラメータは、 $a=80\text{km}$ ,  $\zeta_0=1\text{m}$ ,  $\tau=10\text{秒}$ ,  $h=1,500\text{m}$ ,  $da=4\text{km}$ ,  $dt=1\text{秒}$ ,  $X_{10}=10\text{km}$ ,  $X_{50}=50\text{km}$ である。それぞれの観測点には、図-4に示すように、直接波源から伝播するものもあるが、海表面、海底での反射を何回も繰り返して伝わるものもある。ここでは、海底での反射による波の減衰が大きいと考え海底での反射が一回までの波までを考えた。図-7に結果を示す。縦軸は波源域の最大鉛直変装量で無次元化した水位変動、横軸は発震時からの時間を秒で表してある。波源域直上の観測点では、Case 1の場合非常に

短いパルス状の1回の振動が表れている。Case 2ではやや周期が伸びるがやはり1回の振動が表れている。一方他の2点の観測点では、Case 1の場合には、1分程度の継続時間を持った、周期1秒程度の振動が表れているが、Case 2ではそのような振動は表れなかった。1933年の三陸津波の際に感じられた海震は、Case 1でよく説明できることが分かる。実際には、T相がこれらの振動に重なり合うことが考えられるので、Case 2でも説明可能と考えられる。

### 2-4 海中音波を利用した津波警報システム

前章までの議論で、津波を発生させるような地震の際には、海底地殻変動そのものによって海中に粗密波(すなわち海中音波)が発生し、これらは、海震の原因ともなることがわかった。注目すべきは、図-7中に表れた、長周期の振動である。これらの振動は、Case 1, Case 2の両方に表れ、同じ程度の振幅を持つので、波源域全体の上昇に対応した、音波による水位変動と考えることが出来る。音速で伝播するので通常のT相と区別するために、低周期のT相と呼ぶことにする。

この低周期のT相を、海中に置かれたハイドロホン等で測定することによって、津波を生じさせた海底地殻変動の有無、すなわち、津波発生の有無を知ることが出来る。また、波源域(すなわち震源域)の変動の伝播速度(本論では $da/dt$ )は一般にはT相の速度より大きいので、観測点には震源域端からのT相が最初に到達するので、座間等(1987)<sup>6)</sup>の地震計を利用したシステム等と組み合わせれば、震源だけでなく震源域の広がりも測定可能である。さらに、低周期のT相(による水位変動)の大きさは、波源域からの距離の関数であるので、津波の初期の波高を知ることでも可能である。沿岸での津波波高は、予想震源域を仮定した数値シミュレーション等によって初期波高からの応答関数を求めておく

ことによって知ることが出来る。

ここで、判定に要する時間を見積ると  $O_{10}$ ,  $O_{50}$  の2つの観測点に津波が伝播して来るまでの時間を計算すると、それぞれ約124秒, 412秒となる。一方低周期のT相は、それぞれ約26秒, 52秒で伝播する。津波発生の有無の判定は図-7に見られるように容易であるので、1分以上前に津波の来襲が判断できることになる。実際には、沿岸近くで水深は浅くなり、津波の速度が遅くなるのに対し、音速はほとんど変化がないので、さらに余裕があることになる。

従来の津波警報システムは地震のマグニチュードと震源深さから津波の大きさを推定するため誤差が大きく、判定にも時間がかかるのに対し、この方法では、早期に、直接津波発生の有無が判定可能であり、津波の初期波高も見積れることになる。

以上の実証実験として1989年7月から、防災科学技術研究所平塚沖波浪等観測塔の水深(水深20m)にハイドロホンを設置した。以来相模湾周辺において1回だけ小津波が発生したが、海況が悪く低周期のT相をとることが出来なかった。最近 Walker 等 (1991)<sup>9)</sup> は、Wake 島水深約500mに設けられたハイドロホンのデータ解析から、T相のスペクトルの強度と地震モーメント、津波発生の有無との強い相関を報告している。彼らの対象とするT相の周期は本論のものと異なるが、海底地殻での破壊過程とT相との関係に言及している。日本でも、二宮-グアム間の通信ケーブルを使った総合観測計画 (Geo-Toc) に長周期まで計れるハイドロホン (2,000秒程度まで) が設置されることになっているので、今後のデータの獲得に期待したい。

### 3. 気圧波観測による津波の予測技術

#### 3-1 いとぐち

図-8は、アラスカ地震 (1964. 3. 28) の際に観測された微気圧変動 (気圧波) である。全ての記録が、圧縮波 (押し波) で始まる振幅の大きな長周期振動の後に周期の比較的短い振幅の小さな振動が続くという特徴を示している。観測点の位置はアラスカ大学を除いて、全てが太平洋西岸に位置し、震央距離は3,000km以上ある。図-9は、各観測点に於ける、発震時から計った気圧波の最初の山の到達時間と震央距離の関係である。この図から、2つの重要な点が指摘できる。ひとつは、各点を結んだ直線が原点を通ることから、震央付近の地震による地殻変動あるいは津波がその擾乱源であると推定されること。もうひとつは、伝播した波の位相速度が319 m/sであり、津波の伝播速度より早く、津波警報システムに利用できる可能性があることである。

しかしながら、このような気圧波が観測された例は非常に少なく、地震、津波に関しては、アラスカ地震津波と1960年のチリ地震津波 (Okal, 私信) が挙げられるくらいである。一方、気圧波を地球の表面から大気に与えられた擾乱によるものと考えると、他の原因として、火山爆発、隕石の落下等がある。例は比較的多く、有名なものに、1883年のクラカタア火山の噴火、1908年のシベリア大隕石の落下等によるものがある。図-10は、1908年シベリア大隕石の落下の際の気圧波の記録である。図-8に表れた特徴がここにも表れている。

ここで、津波の予測技術、警報システムに気圧波を利用するために解決すべき問題点を整理すると、気圧波とはどのような種類の波動で、擾乱源の時間、空間依存性と、観測された波形とのあいだの関係はどうなっているか、ということであり、換言すれば、何故、地震、津波の際の気圧波の記録が2例しか

いか、ということになる。ここでは、擾乱源、大気、微気圧計それぞれの特性による影響から考察する。便宜上、微気圧計、大気、擾乱源の順に述べることにする。

### 3-2 微気圧計の特性の影響

図-11は、パークレイ、サンディエゴ、アラスカ大学に設置された微気圧計の周波数特性である。振幅に対する特性は、いずれも、周期2分から6分の間に最大値を持ち、周期が大きくなるにつれて単調に減少している。位相のずれに関しては、サンディエゴのデータが欠如しているが、パークレイ、アラスカ大学では、周期2分から10分の間で $180^\circ \pm 30^\circ$ であり、位相の逆転が起きていることになる。

### 3-3 大気の影響—いろいろな大気モデル—

#### 3-3-1 等温大気モデル

まず始めに、境界での擾乱により、どのような波が大気中に発生するかを見るため、GolitsynとKlayatskin (1967)<sup>7)</sup>、Lidorenko等 (1988)<sup>8)</sup>を参考にし、等温大気モデルを考える。このモデルは非現実的であるが、波動を分離し、おおよその性質を理解するには十分である。図-12のような円筒座標系を考え、擾乱源の形として $h(r, t)$ を与える。平衡状態からのずれのみを考え、2次の微小量を無視すると、基礎方程式及び境界条件は以下のようになる。

$$\rho_0 \frac{\delta v}{\delta t} = -\nabla P - g \rho \nabla z \quad (3.1)$$

$$\frac{\delta \rho}{\delta t} + \text{div } \rho_0 v = 0 \quad (3.2)$$

$$\frac{\delta \rho}{\delta t} = c^{-2} \frac{\delta \rho}{\delta t} - \left( \frac{\delta \rho_0}{\delta z} + \rho_0 \frac{g}{C_s^2} \right) v_z \quad (3.3)$$

$$\rho_0(z) = \rho_0(0) \exp\left(-\frac{\gamma g z}{c_s^2}\right) \quad (3.4)$$

$$v_z(z=0) = \dot{h}(r, t) \quad (3.5)$$

ここで、 $c_s^2 = \gamma (P_0 / \rho_0)$ 、 $\gamma$ は大気定圧比熱と定積比熱の比。変数の右下の0は、平衡状態を表す、また、変数の上の $\dot{\phantom{x}}$ は時間に関する偏微分を表す。

以上の解は、Lidorenko等<sup>8)</sup>より、

$$P(r, t) = \frac{\rho_0(0)}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} k J_0(kr) \exp\left(i\omega t - ik_z z - \frac{\gamma g z}{2c_s^2}\right) \times \frac{(\frac{\gamma}{2}-1)g/C_s^2 - ik_z}{\omega^2/C_s^2 - k^2} \dot{h}(k, \omega) dk d\omega \quad (3.6)$$

ここで、

$$h(k, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} h(r, t) e^{-i\omega t - ik_z z} J_0(kr) dr dt$$

$$k_z = \pm \left[ \frac{\omega^2}{c_s^2} - \frac{\gamma^2 g^2}{4c_s^4} - k^2 \left( 1 - \frac{g^2(1-\gamma)}{c_s^2 \omega^2} \right) \right]^{1/2}$$

となる。

(3.6)式の積分の評価は、 $k_z$ の形から2対の分岐点と、1対の特異点によって支配され、3つの波動が分離できる。

1. 高周波内部重力波 (音波),  
 $\omega$ は $\omega > \omega_0 = \gamma g / 2c_s$ の範囲になる。
2. 低周波内部重力波,  $\omega$ の範囲は,  
 $\omega < \omega_0' = (g/c_s)(\gamma-1)^{1/2}$
3.  $z$ 方向に成分を持たない2次元のラム波  
 $\omega^2 = k^2 c_s^2$ .

Lidorenko等<sup>8)</sup>は、擾乱源として、まず、海底の地殻変動を考え、発生する津波を大気への擾乱源としたので、もうひとつの解、云うなれば、大気の津波の解を示しているが、津波より位相速度が早くなくては、警報シス

テムに利用できないので、ここでは考えない。同様の理由で、低周波内部重力波も考えにいない。

さらに、1と3に対する遠方での解を、ベッセル関数の近似式を用いて以下のように表すと

$$\begin{aligned}
 P(r, \omega) \doteq & \frac{\rho_0(0)}{2\pi} \int \sqrt{\frac{k}{2\pi r}} \\
 & \exp(-ikr + i\frac{\pi}{4} - ik_2z - \frac{\gamma g z}{2c_s^2}) \\
 & \cdot \frac{ik_2 + (1-\gamma/2)g/c_s^2}{k^2 - \omega^2/c_s^2} \ddot{h}(k, \omega) dk \\
 & + \frac{\rho_0(0)}{2} \frac{(2-\gamma)g}{c_s} \frac{\ddot{h}(\omega/c_s, \omega)}{(2\pi\omega r c_s)^{1/2}} \\
 & \cdot \exp(-i\omega \frac{r}{c_s} + i\frac{3\pi}{4} - \frac{g}{c_s^2}z), \omega > 0
 \end{aligned} \quad (3.7)$$

第1項が音波、第2項がラム波の解である。ここで、

$$\begin{aligned}
 k_2 &= \{(k_0 - k)(k_0 + k)\}^{1/2} \\
 k_0 &= \{\omega^2/c_s^2 - \gamma^2 g^2/4c_s^4\}^{1/2} \\
 & \cdot (1 - g^2(\gamma - 1)/c_s^2 \omega^2)^{-1/2}
 \end{aligned}$$

と書くと、 $k_0$ は水平方向に伝播する音波の波数となる。(3.7)式から遠方でのラム波の減衰が、 $r^{-1/2}$ に従うことが分かる。音波の解を $Q$ で表し、さらに、 $z \ll r$ の条件もとで、 $Q = Q_0(1 - gz/c_s^2)$ 、 $Q_0 = Q(z=0)$ と展開すると、遠方での解は、

$$\begin{aligned}
 Q_0 \doteq & \frac{\rho_0(0)}{2\pi} \frac{\ddot{h}(k_0, \omega)}{r^2} \\
 & \cdot \frac{-ik_0}{k_0^2 - \omega^2/c_s^2} \exp(-ik_0 r)
 \end{aligned} \quad (3.8)$$

となり、遠方での音波の減衰は $r^{-2}$ に従うので、遠方では、ラム波が支配的になる。

図-13は、原点から1,000km離れた地点での、計算された波形である。前述したよう

に、Lidorenko等<sup>9)</sup>は、はじめに海底地殻変動を与えている。その形は、 $\beta(r, t) = A t^2 e^{-\alpha r}$ であり、水深として1km、地殻変動の半径を4kmとしているので、この形がほぼ海面上に移されたとして差し支えない。その他のパラメータは、 $a = 0.1 \text{ s}^{-1}$ 、 $A = 10 \text{ m}$ 、 $c_s = 295 \text{ m/s}$ である。予想されるように、ラム波が支配的であることが分かる。周期は異なるが、図-8に示す微気圧変動の特徴が表れている。ラム波が、最初に希薄波で始まり、位相が逆転しているが、これは微気圧計の特性を考えていないことによる。

### 3-3-2 気温減率を考慮したモデル

Il'in等(1989)<sup>9)</sup>、岩崎(1991)<sup>10)</sup>は、大気の気温減率を考えたモデルを用いて、音波の解を計算した。彼らのモデルは、Il'in等<sup>9)</sup>：

$$c_s(Z) = c_0(1 - \delta(1 - e^{-Z/z_0})) \quad (3.9)$$

岩崎<sup>10)</sup>：

$$c_s(Z) = c_1(1 - \delta(1 - e^{-\frac{(Z-z_0)}{z_0}})) \quad (3.10)$$

である。ここで、 $c_0 = 295 \text{ m/s}$ 、 $c_1 = 250 \text{ m/s}$ であり、 $z_0 = 20 \text{ km}$ 、 $\delta = 0.2$ は共通である。Il'in等<sup>9)</sup>の結果を図-14に示す。図-13の音波の解と比較して、短周期の波が卓越していることが分かる。一方、図8に表れた特徴が、単純なモデルでどの程度再現できるか調べるために、岩崎<sup>10)</sup>は擾乱源として、図-15に示した、Plafker(1969)<sup>11)</sup>が推定した、アラスカ地震の地殻変動から、

$$h(r, t) = A(1 - e^{-t/\tau})H(t) \cdot H(R-r) \quad (3.11)$$

を考えた。 $A = 10 \text{ m}$ 、 $\tau = 10 \text{ 秒}$ 、 $R = 240 \text{ km}$ である。図-16は原点からの距離3,000kmでの近似解である。微気圧計の性質を考えに入

れ、ラム波も重ねて示してある。単純なモデルであるにもかかわらず、周期、振幅とも観測波形と良くあっている。長い周期の波動の後に続く、振幅の小さい短周期の波動、はじめの山の直後の小さい盛り上がりも再現されている。

### 3-3-3 ARDC標準大気モデル

PressとHarkrider (1962)<sup>12)</sup>, Harkrider (1964)<sup>13)</sup>は主として、核実験による気圧波の発生を検証するため、図-17に示すARDC標準大気モデルを用い、理論的解析を行っている。ARDC標準大気モデルとは、現実の大気を近似するため、水平に39の等温層を重ねたモデルである。PressとHarkrider<sup>12)</sup>, Harkrider<sup>13)</sup>は、標準モデルを基本として、それぞれ高さ、220km, 108kmから上部を等温層に置き換えたモデル。あるいは、高さ220kmに固体壁あるいは、自由表面を考えたモデルなどを考慮している。上記した4種類のモデルによって、存在する波動の分散関係はやや異なるが、共通する部分を取り出すと、図-18のようになる。彼らはこれを、偽の(pseudo)分散関係と呼んでいる。図中GR<sub>0</sub>は重力波のモード、S<sub>0, 1</sub>は音波のモードである。GR<sub>0</sub>, S<sub>0, 1</sub>は、位相速度、群速度とも、周期5分から11分の間で、ほぼ一定の最大値312m/sを取っている。これは大気下部での音速に等しく、GR<sub>0</sub>は等温大気モデルではラム波に対応する。また、図-19は、擾乱源と観測点が共に地球表面にある場合のARDC標準大気の応答関数である。縦軸は相対振幅である。GR<sub>0</sub>モードの応答関数は、周期4分半から13分半までほぼ平坦であり、周期14分の所で急激に落ち込んでいる。このことは、周期4分半から13分半までの波動は、初期の周波数間の振幅比を維持しながら伝播するが、14分以上のものは伝播しないと云うことになる。図-18, 19から、アラスカ地震の際パークレイで記録された波形は、最初に、周期の長い重力波(と音波、但し振

幅は小さい)が到着し、のちに、周期1分半から2分半の群速度305m/sを持つS<sub>1</sub>が支配的になることで理解できる。以上から、観測波形の主要部は、ラム波、あるいはGR<sub>0</sub>であり、後続波は音波であることが結論出来る。

## 3-4 擾乱源の特性の影響

### 3-4-1 擾乱源は津波か地殻変動か?

この問題は、津波警報システム、予測技術という観点からはさほど重要ではない。一般には、地殻変動=津波の初期波形であり、問題となるのは、その変動が海域で起こったか、あるいは陸域で起こったかである。また、地殻変動=津波の初期波形であれば、当然の事ながら、位置の情報無しで、気圧波の波形からのみでは、そのどちらかを判断することはできない。

### 3-4-2 擾乱源の時間、空間依存性と気圧波の波形との関係

Mikumo (1968)<sup>14)</sup>は、ARDC標準大気モデルを用い、擾乱源として地殻変動を想定し、その時間、空間依存性として

$$h(r, t) = A(1 - e^{-t/\tau}) \cdot J_0(kr) \cdot H(t) \cdot H(R-r) \quad (3.12)$$

を考えた。まず、地殻変動を4つの領域に分け、計算を行った。図-20は、最上部が観測波形、以下の3つの波形は、4つの領域が全部が同時に動いたとし、時定数 $\tau$ を変化させた計算結果、最下部は一部が動いたときの計算波形である。観測波形と比較して、最初の希薄波が大きい点を除けば一致は良好である。時定数が大きくなるほど振幅が小さくなっている。このことは、擾乱源の変動による圧力変化から大気に伝達されるフラックス(要するに総エネルギー)は、擾乱源の大きさと鉛直変動量の時間変化の積になることから理解



できる。

一方、周期に与える影響は空間依存性が大きいことが分かる。(3.12) から擾乱源の水平スケールの影響が以下のように見積れる。

$$\int_0^R J_0(kr) \, rdr = \frac{2J_1(kR)}{kR} \quad (3.13)$$

この値は、0点を除いて、徐々にではあるが単調に減少するので、波長の大きなものほど(正確には、擾乱源の水平スケールとの比が大きなものほど)卓越しやすいことになる。単純に考えて、観測波形の周波数特性は、擾乱源から大気に伝達された総エネルギーの周波数間の分配特性と大気の特性的積となる。従って、元々の擾乱に含まれていた周期成分のうち、振幅がある程度大きいものの中で周期の一番長いものが卓越しやすいことになる。しかしながら、図-19からGR<sub>0</sub>モードに対する大気の応答特性は、周期14分で急激に落ち込んでいることから推定できるように、周期14分程度に極限があることになる。

以上の事から、観測波形に周期14分程度のものが卓越すること、また、擾乱源がδ関数と見なせるような、1908年シベリア大隕石の落下による気圧波の波形にも同様な長周期の波動が表れていることが説明できる。また、アラスカ地震、チリ地震の様な非常に大きな変動域を持ち、鉛直変動量も大きな地震の際にしか気圧波の観測例がない。これは、上述したように、大気に与えるフラックスの総量が、変動域の面積と鉛直変動量の時間変化の積になるので、通常の大地震(M=8程度)では、この量が1桁小さくなる。したがって、気圧波の振幅が小さく、見逃された可能性がある。

### 3-5 気圧波を利用した津波警報システム

今までの議論から考えて、地震、津波に伴う気圧波は、精度のよい微気圧計を用い、注意深く観測すれば捉えることが出来る。ま

た、警報システムとしては、気圧波の研究を精力的に進めてきたCIS(ロシア共和国)の研究者から政府に出された要望書(Kozlov, 私信)にあるように、複数の微気圧計を用いた気圧波観測システムが有効であると考えられる。図-21は彼らのシステム構成図である。3つの微気圧計を最大50kmはなし、通信回線で計算機とつなげている。気圧波の主要部の分散はほとんどないので、地震、津波の発生したおおよその位置は判定できるが、波源が大きくなると、周期の極限があるので、観測波形のフーリエスペクトルから、波形の情報を引き出すのは難しいかも知れない。

## 4. ま と め

現在世界で広く用いられている津波の予測技術、警報システムは、地震波の解析によるものである。各観測点から集められた地震観測データを一旦集め、解析を行い当該危険地域に情報を伝達する必要があり、情報の収集、伝達に時間がかかるという難点がある。そのため、日本の東海道から南海道にかけての地域のように、震源からごく近いところに人口が集中している地域では、警報が津波の後に伝わる事も考えられる。また、世界に目を向けてみれば、有効な情報伝達手段のない地域もある。中枢でなく、末端で予測が出来れば問題は解決するが、そのための条件としては、判断が簡単に出来ることが必要になって来る。その意味で、まだ実験段階の話であるが、海中音波、気圧波利用による津波の警報システム、予測技術は、津波あるいは、津波を発生させる地殻変動を直接測定できるという点で有望である。海中音波測定については、測器の設置に手間がかかるのが難点であるが、津波の有無の判定は簡単である、気圧波測定については、測器の設置は比較的簡単であるが、判断が比較的難しい、等の一長一短がある。



## 参 考 文 献

- 1) 岩崎伸一, 津波の直前対策, 150-153 頁, 沿岸災害の予知と防災(高橋等編), 白亜書房, 1988
- 2) Bolt, B. A., Seismic air waves from the great Alaskan Earthquake, *Nature*, 202, no. 4937, 1095-1096, 1964
- 3) Iwasaki, S. I., On the feasibility of new tsunami warning system by measuring the low frequency T phase, supplement of workshop report no. 58, IOC (UNESCO), 151-161, 1989
- 4) Sells, C. C. L., The effect of a sudden change of shape of the bottom of a slightly compressible ocean, 258, 495-528, 1965
- 5) 座間信作, 吉原 浩, 早期津波情報自動検出システムの開発とその適用, 消防研究所報告, 64, 23-39, 1987
- 6) Walker, D. A., C. S. McCreery and Y. Hiyoshi, T-phase spectra, seismic moments, and tsunamigenesis, Report to NOAA, Hawaii Inst. Geophysics, 1991
- 7) Golitsyn, G. S. and V. I. Klyatskin, Atmospheric oscillations caused by movements of the Earth's surface, *Izv. Atmospheric and oceanic physics*, 3, no. 10, 613-617, 1967
- 8) Lidorenko, N. S., B. I. Il'in, N. V. Pet'kin, V. A. Kozlov, and D. N. Romashko, Generation of acoustic waves in the atmosphere by vertical displacement of the ocean floor, *Izv. Atmospheric and oceanic physics*, 24, no. 1, 33-36, 1988
- 9) Il'in, B. I., N. V. Pet'kin, V. A. Kozlov, and D. N. Romashko, Propagation and registration of preceding tsunami infrasonic atmospheric oscillations, Proceedings of international tsunami symposium (ed. V. K. Gusiakov), 294-297, 1989
- 10) 岩崎伸一, 気圧波による津波予測の可能性, 1991年度日本海洋学会春期大会予稿集, 236, 1991
- 11) Plafker, G., Tectonics of the March 27, 1964, Alaska earthquake USGS geological survey professional paper 543-1, Washington Government Printing Office, 1969
- 12) Press, F. and D. Harkrider, Propagation of acoustic-gravity waves in the atmosphere, *JGR*, 67, no. 10, 3889-3908, 1962
- 13) Harkrider, D., Theoretical and observed acoustic-gravity waves from explosive source in the atmosphere, *JGR*, 69, no. 24, 5295-5321, 1964
- 14) Mikumo, T., Atmospheric pressure waves and tectonic deformation associated with the Alaskan earthquake of March 28, 1964, *JGR*, 73, no. 6, 2009-2025, 1968
- 15) Pekeris, C. L., The propagation of a pulse in the atmosphere. Part II, *Physical Review*, 73, no. 2, 145-154, 1948

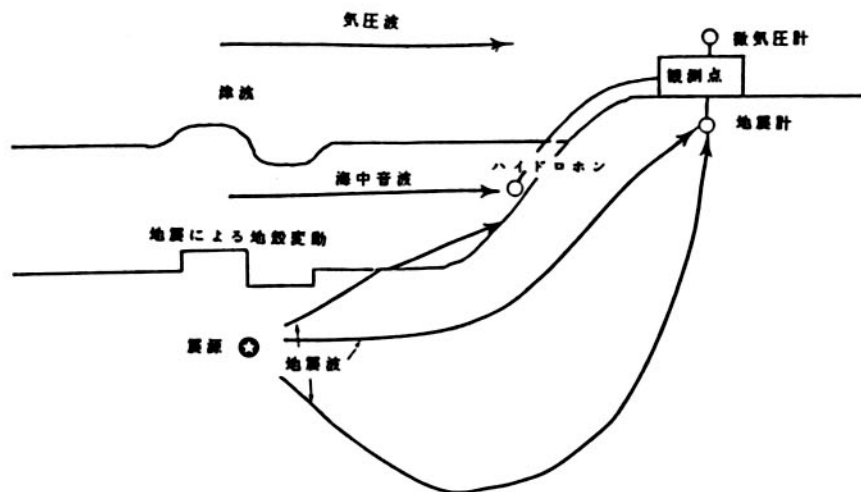


図-1 地震とそれに伴う海底地殻変動，津波。様々な情報を含んだ波（震源からは地震波，地殻変動からは海中音波，津波からは気圧波）が観測点に到達する。

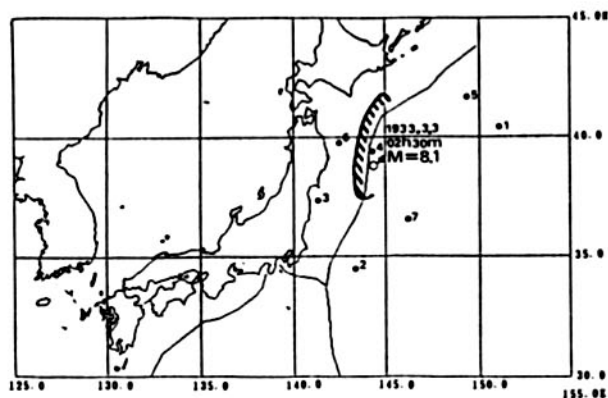


図-2上 1933年三陸津波の震源域。海震を感じた船舶の位置を数字で示してある。

番号	経度	緯度	時刻	継続時間	備考
1	151.27	40.35	02 40	4分	強いエンジンのracingの様な震動
2	143.45	34.38	02 33	3分	震動
3	141.38	37.38	02 32	3分	震動、全速でエンジンを抜いたよう
4	144.13	39.45	04 38	2秒	震動、その後2回の震動
5	148.30	41.50	02 31	5分	上下の震動、電針値が飛び出すかと思うほど
6	142.32	39.57	02 33	1分	強烈な震動
7	148.32	38.37	02 50	3分	強い上下動

図-2下 船舶の緯度，経度，海震の開始時刻，継続時間，様子。

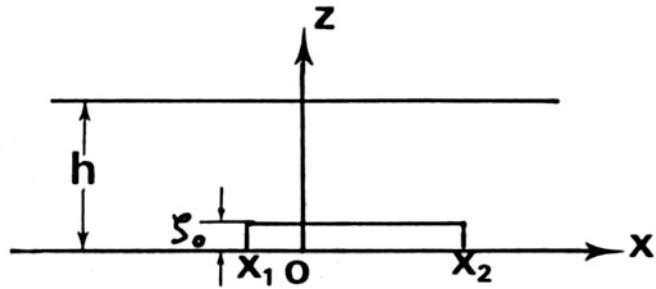


図-3 用いた座標系，津波波源域のモデル，海底面に原点を取った。  
 $x_1$ から $x_2$ までが津波波源域，この領域が瞬間的に $\zeta_0$  (Case 1)，あるいは一定速度  
 $V_0 = \zeta_0 / \tau$  (Case 2)で上昇した。

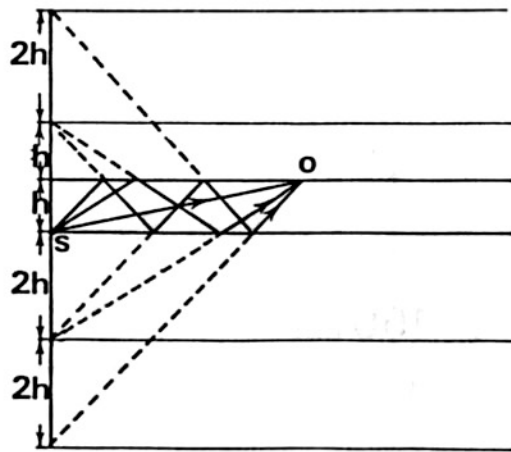


図-4 波源 (S) からでた海中音波には，直接観測点 (O) に到達するもの，あるいは，海表面，海底面で反射を繰り返して到達するものがある。

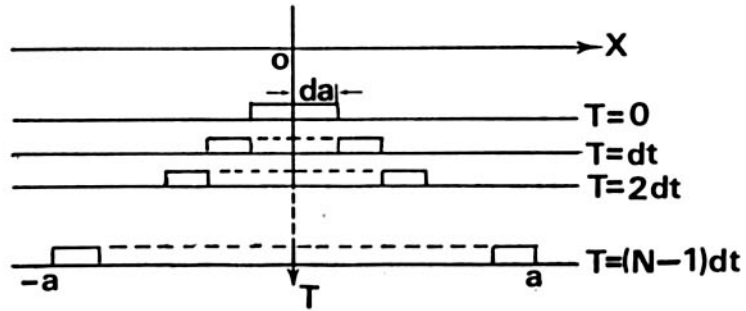


図-5 移動震源モデル。  
 波源域（震源域）の変動は中央から始まり、長さdaの小ブロックの上昇がdt時間毎に両方向に伝播する。N = a / daである。

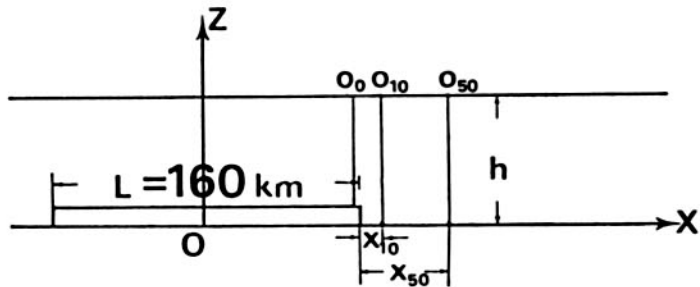


図-6 計算に用いた波源域、及び、観測点の位置。  
 $x_{10} = 10\text{km}$ ,  $x_{50} = 50\text{km}$ ,  $h = 1,500\text{m}$ 。

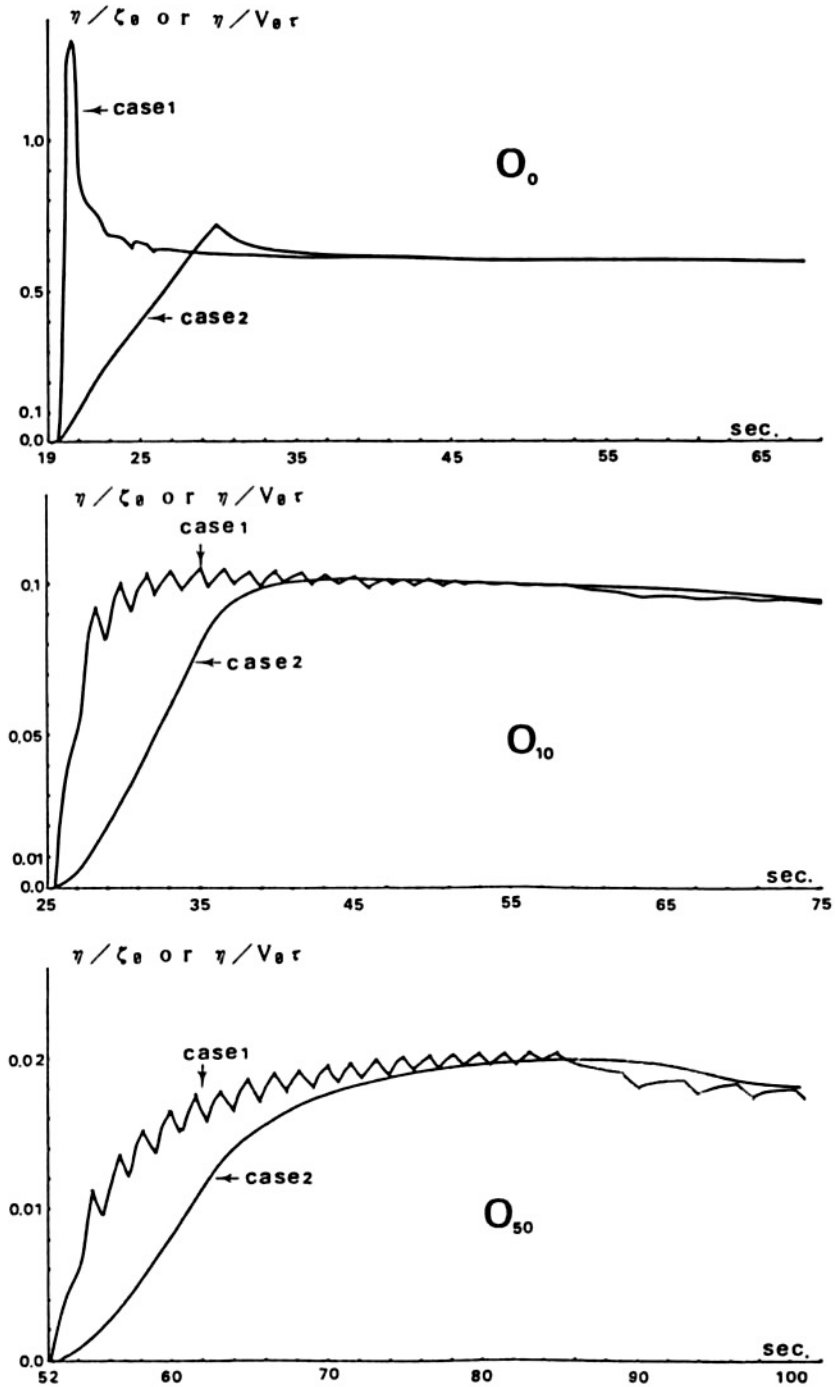


図-7 波源域直上の観測点 (O<sub>0</sub>), 波源域端からそれぞれ10km, 50km離れた観測点 (O<sub>10</sub>, O<sub>50</sub>) で計算された, 海中音波のみによる水位変動。縦軸は, 波源域の最大鉛直変動量で無次元化された水位変動, 横軸は波源域の変動の開始時刻 (発震時刻) からの経過時間を秒で表してある。

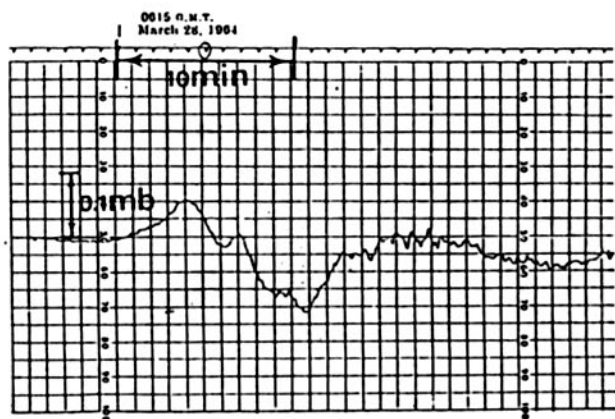
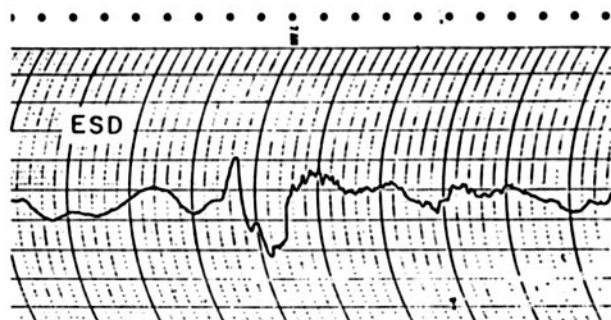
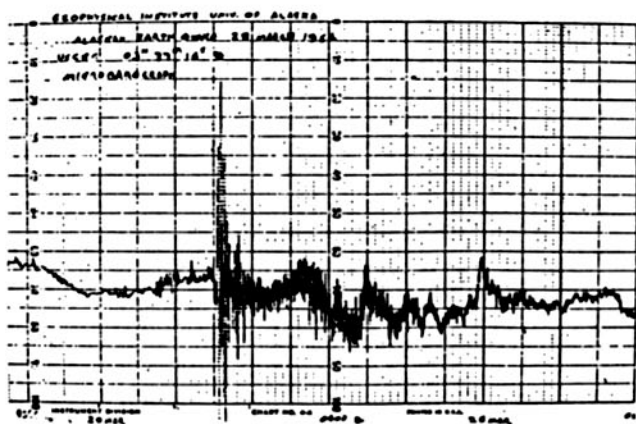


図-8 上から、1964. 3. 28アラスカ地震の際、アラスカ大学、サンディエゴ、パークレイで観測された気圧波。上の2つは、Mikumo<sup>10</sup>から、3つめはBolt<sup>11</sup>に一部加筆してある。

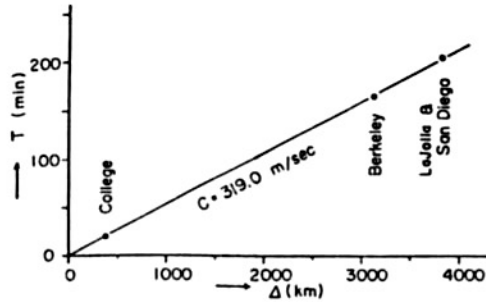


図-9 それぞれの観測点における，圧縮波の最初の山の発震時からの経過時間と震央距離の関係 (Mikumo<sup>10</sup>より)

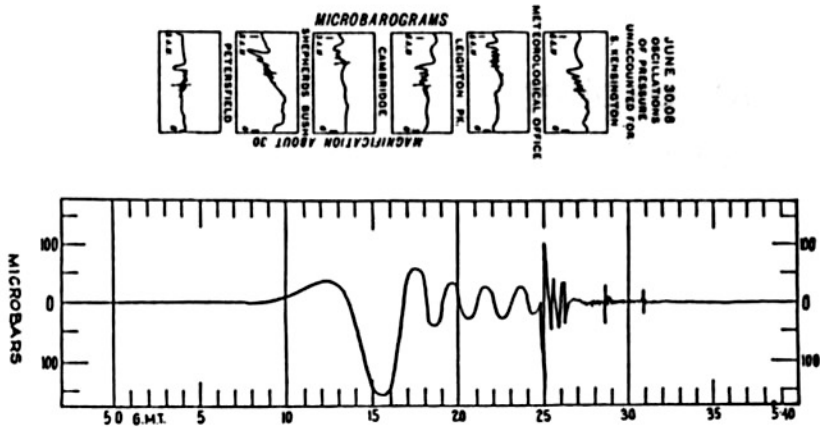


図-10 1908年シベリア隕石落下により各地で観測された気圧変形。(Pekeris<sup>15</sup>より)

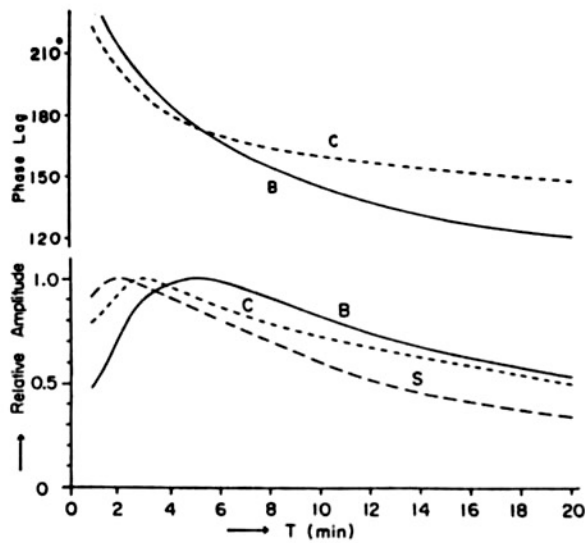


図-11 アラスカ大学 (C)，サンディエゴ (S)，パークレイ (B) に置かれた微気圧計の特性 (Mikumo<sup>10</sup>より)。



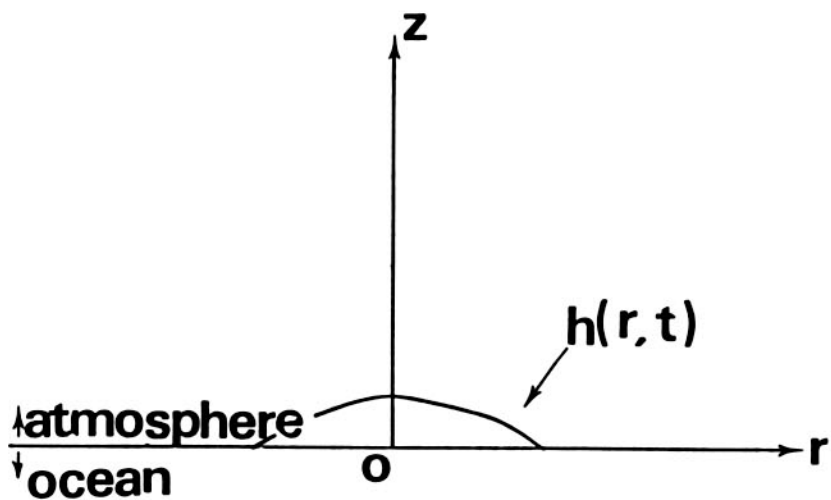


図-12 計算に用いた円筒座標系。地球表面の擾乱源を  $h(r, t)$  で表現した。

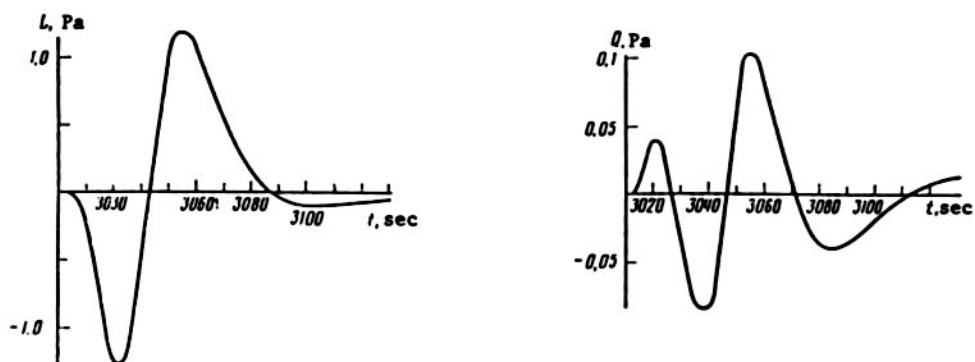


図-13左 Lidorenko 等<sup>13)</sup>によって計算された震央距離1,000kmでのラム波の波形。等温大気モデルを用い、海底地殻変動  $\beta(r, t) = At^2 \exp(-at)$  を考え、発生した津波が気圧波の擾乱源であるとしている。用いたパラメーターは  $A=10m$ 、 $a=0.1 s^{-1}$  である。

図-13右 同様に計算された音波の波形。

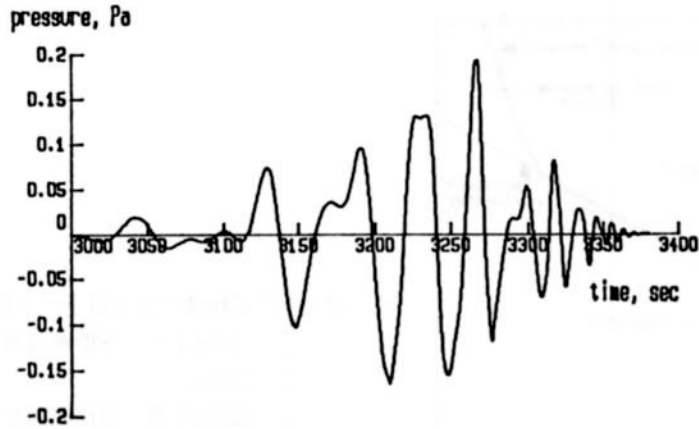


図-14 Il'in等<sup>9)</sup>によって、計算されたやはり震央距離1,000kmでの音波の波形。擾乱源、用いたパラメーターは、Lidorenko等<sup>8)</sup>と同様であるが、大気モデルとして、気温域率を考え音速の高さによる変化を考慮している ((3.9)式参照)。

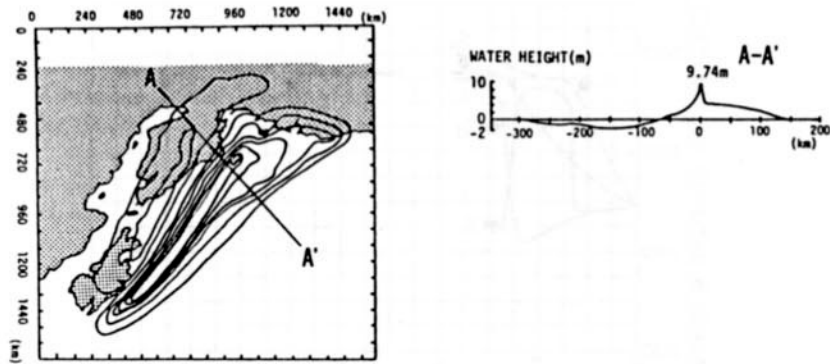


図-15 Plafker<sup>11)</sup>によって推定されたアラスカ地震の際の地殻変動。

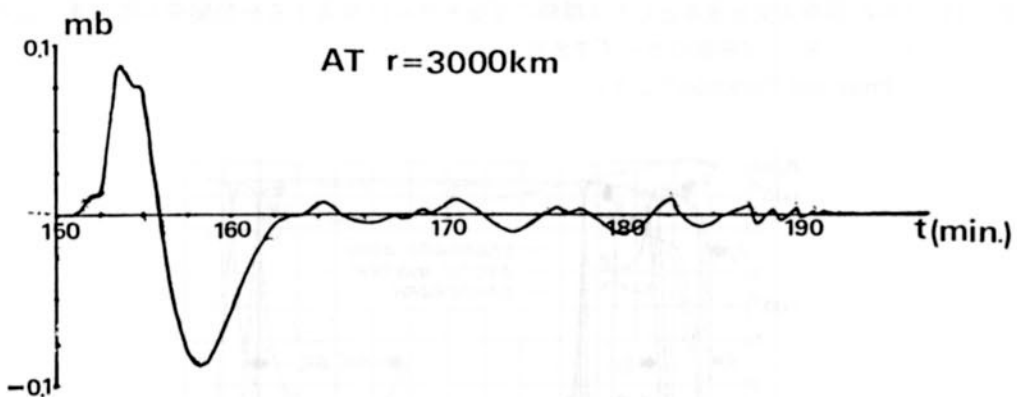


図-16 音速の高さによる変化を、(3.10)式で表したときの、震央距離3,000kmとして計算された気圧波形。微気圧計の特性を考慮し、ラム波の解と音波の解を重ねて示してある。擾乱源の形として、(3.11)式を用いた。パラメーターは、 $A=10\text{m}$ 、 $\tau=10\text{秒}$ 、 $R=240\text{km}$ である。

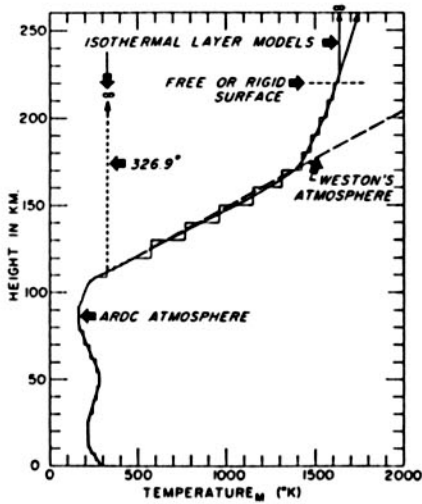


図-17 ARDC標準大気と以下の4種類の近似モデル。

1. 108kmより上方を等温層で置き換えた。
  2. 220km " " " "
  3. 220kmの所に自由表面をおいた。
  4. " " 固体壁 " "
- (Press and Harkrider<sup>12)</sup>より)

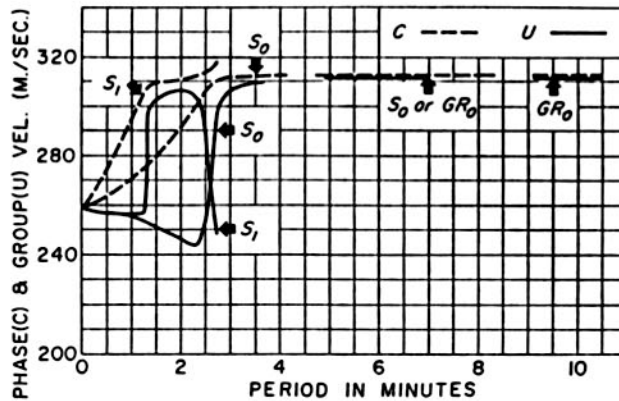


図-18 ARDC標準大気を基本とした4種類の近似モデルに共通する分散関係  $GR_0$  は重力波のモード、 $S_0, S_1$  は音波のモードである。

(Press and Harkrider<sup>12)</sup>より)

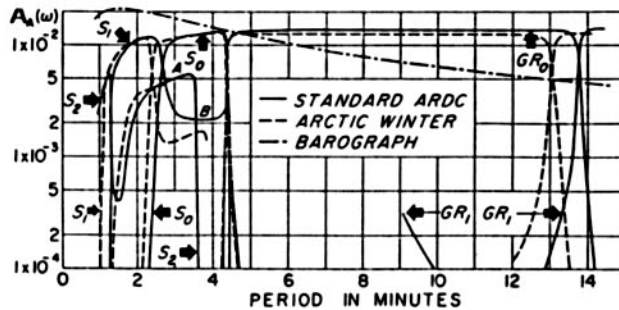


図-19 擾乱源と微気圧計が共に地球表面にあるときの、ARDC標準大気の応答関数。

(Harkrider<sup>13)</sup>)

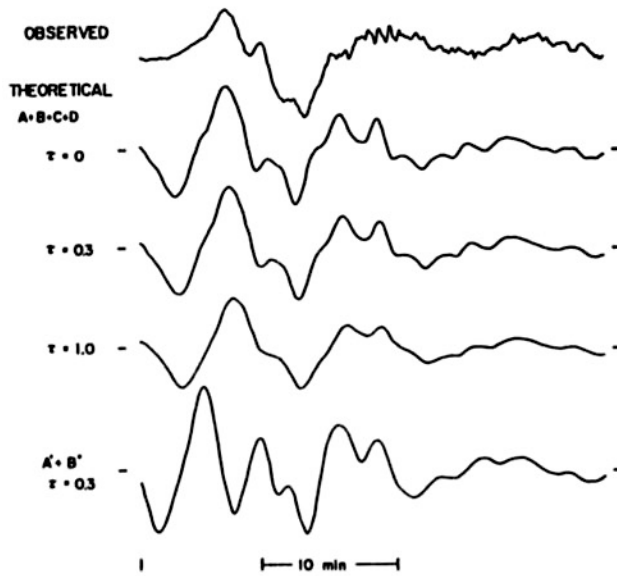


図-20 Mikumo<sup>10)</sup>によって計算された、アラスカ地震の際のパークレイでの気圧波形上から、パークレイでの観測波形、地殻変動が全ての領域で同時起こったとしたときの合成波形、上から時定数が、0, 0.3, 1分, 最下部は、一部の領域しか動かなかったとしたときの合成波形。時定数0.3分である。

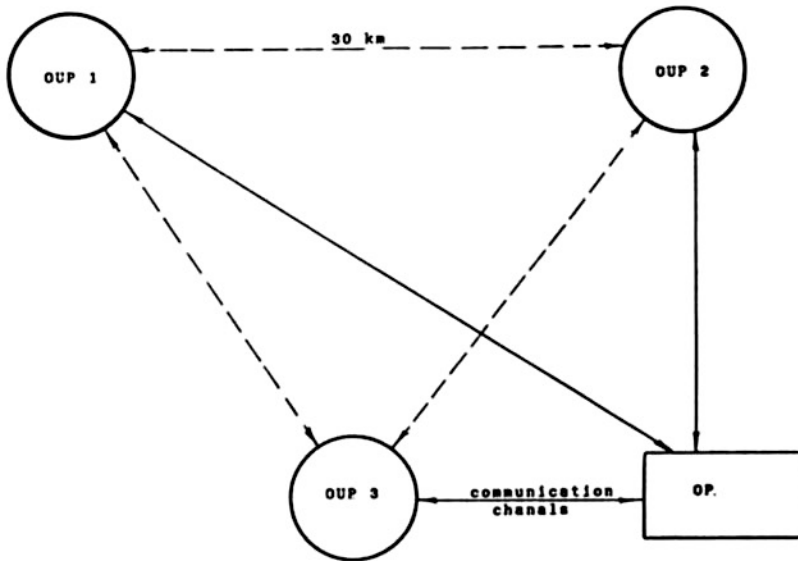


図-21 CIS（ロシア共和国）の研究者から旧ソビエト政府に出された、気圧波観測による総合的地震津波予測システムに関する要望書にある、微気圧計のネットワーク図。