

津波発生による重力音波の発生と津波予知の可能性

泉 宮 尊 司*・長 岡 浩 康**

1. 緒 言

1993年7月12日に、北海道南西沖地震により極めて大きな津波が発生し、奥尻島を中心に大きな被害をもたらした。この地震による津波および被害については、首藤(1993)によりその概略が紹介されているが、その中でも津波の初期波形の推定の難しさが指摘されている。この問題は、日本海中部地震の際にも指摘され、多くの断層モデルが提案されている(首藤, 1986)。近年、長周期地震波や実測された津波波形をもとにインバージョン解析が行われている(例えば, Satake・Kanamori, 1991)が、地震波と津波の逆解析では断層変位量等について異なる結果となることが多いようである。

そこで本研究では、津波発生による大気中の重力音波の発生に着目し、その特性を詳しく調べることによって、津波の発生特性および津波規模の予知の可能性を探る。重力音波とは、大気にかかる重力と圧縮性の両方の影響のもとに伝搬する気圧波であり、核爆発、火山爆発あるいは地震によって発生することが知られている。特に、アラスカ地震の時には、3000 km 以上離れたアメリカ各地で周期が14分程度の気圧波が微気圧計により観測されている(Mikumoto, 1968)。また、ピナツボ火山爆発の時には、日本各地で気圧波が観測され、地球の裏側より伝搬してきた気圧波も観測されている(田平, 1992)。このように、大気中の重力音波は比較的安定した波であり、その伝搬速度もおおよそ300 m/sと速いため、津波の発生を予知できる可能性があると考えられる。本研究では、まず3次元空間の重力音波の基礎式を導き、海面上での鉛直変位を与えることで、どのような重力音波が発生するかを数値計算を用いて検討している。

2. 重力音波の基礎方程式

大気中の重力音波の研究は、おおよそ1世紀前から行われており、Lamb(1932)の本にも特定の条件の下に厳密解が示されている。その後、Pekeris(1948)、Yamamoto(1957)、Press・Harkrinder(1962)およびHarkrinder

(1964)らによって、大気の鉛直構造がより精度よく取り入れられた計算結果が示され、重力音波の伝搬速度や群速度について詳しく調べられてきた。またMikumoto(1968)は、Harkrinder(1964)の計算法を改良して、アラスカ地震の時の重力音波の解析を行っている。しかしながら、これらの研究では、従属変数が $e^{i\omega t}$ の形で変動するとの仮定のもとに変数の消去が行われていることや、水平方向の運動が同心円上に広がるものとして解析を行っているために、かなり制約されたものとなっている。そこで本研究では、大気の運動方程式に立ち戻り、重力音波の基礎方程式を導くことにする。

いま、水平方向の座標を x, y とし、鉛直座標 z を上向きにとり、その原点を地表面(海面)上にとると、大気の連続式および運動方程式は、

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) = 0 \quad \dots\dots\dots(1)$$

$$\frac{Du}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} \quad \dots\dots\dots(2)$$

$$\frac{Dv}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} \quad \dots\dots\dots(3)$$

$$\frac{Dw}{Dt} = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} \quad \dots\dots\dots(4)$$

となる。ここに、 D/Dt はLagrange微分を表し、 ρ は大気の密度、 P は気圧、 g は重力加速度、 u, v および w はそれぞれ x, y および z 方向の速度を表す。ここで、大気の運動が断熱変化に従うとすると、温位を θ とすると、

$$\frac{D\theta}{Dt} = 0 \quad \dots\dots\dots(5)$$

なる保存式が成立する。ここに、

$$\theta = \frac{P}{\rho R} \left(\frac{P_0}{P} \right)^{R/C_p} \quad \dots\dots\dots(6)$$

であり(小倉, 1978)、 R は気体定数、 C_p は定圧比熱、 P_0 は基準大気圧である。

大気の連続式および運動方程式はいずれも非線形方程式であるので、次のように摂動展開を行うことにする。

$$\left. \begin{aligned} u &= \varepsilon u_1 + \varepsilon^2 u_2 + \dots \\ v &= \varepsilon v_1 + \varepsilon^2 v_2 + \dots \\ w &= \varepsilon w_1 + \varepsilon^2 w_2 + \dots \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(7)$$

* 正会員 工博 新潟大学助教授 工学部建設学科

** 三井建設

$$\left. \begin{aligned} P &= P_0 + \varepsilon P_1 + \varepsilon^2 P_2 + \dots \\ \rho &= \rho_0 + \varepsilon \rho_1 + \varepsilon^2 \rho_2 + \dots \\ \theta &= \theta_0 + \varepsilon \theta_1 + \varepsilon^2 \theta_2 + \dots \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (8)$$

ここに、 P_0, ρ_0 および θ_0 は静的釣合状態にある時の気圧、密度および温度を表す。式(7)および式(8)を式(1)から式(5)までに代入し、 ε の1次のオーダーまでとり、変動気圧 P および $w^* = \rho_0 w$ に関する方程式に書き直すと、

$$\frac{1}{C_s^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} = - \left(\frac{\partial^2 w^*}{\partial t \partial z} + \frac{N^2}{g} \frac{\partial w^*}{\partial t} \right) \dots\dots\dots (9)$$

$$\frac{\partial^2 P}{\partial t \partial z} + \frac{g}{C_s^2} \frac{\partial P}{\partial t} = - \left(\frac{\partial^2 w^*}{\partial t^2} + N^2 w^* \right) \dots\dots\dots (10)$$

となる。ここに、 C_s は音速を、 N はプラント-バイサラ振動数を示し、それぞれ次式で表される。

$$C_s^2 = \frac{C_p}{C_v} RT, \quad N^2 = g \frac{\partial \ln \theta_0}{\partial z} \dots\dots\dots (11)$$

ここに、 T は大気の大気温度を表し、 C_v は定容比熱を示す。式(9)および(10)が、大気中の重力音波の基礎方程式であり、数値計算においてはこれらの式を用いる。

ここで、この波動方程式の特性を分かりやすく見るために、変動気圧 P および w^* が、

$$P = \bar{P} e^{i\sigma t}, \quad w^* = \bar{w} e^{i\sigma t} \quad (12)$$

と表される場合を考える。これらの関係を式(9)および(10)に代入し、 \bar{w} を消去すると、

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \bar{P}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{P}}{\partial y^2} + \frac{1}{\left(1 - \frac{N^2}{\sigma^2}\right)} \frac{\partial^2 \bar{P}}{\partial z^2} \\ + \left[\frac{\sigma^2}{C_s^2} + \frac{N^2}{C_s^2} \frac{1}{\left(1 - \frac{N^2}{\sigma^2}\right)} \right] \bar{P} \\ + \frac{1}{\left(1 - \frac{N^2}{\sigma^2}\right)} \left[\frac{g}{C_s^2} + \frac{N^2}{g} \right] \frac{\partial \bar{P}}{\partial z} = 0 \dots\dots\dots (13) \end{aligned}$$

を得る。さらに、 \bar{P} を

$$\begin{aligned} \bar{P} = A \exp \left[-\frac{1}{2} \int_0^z \left(\frac{g}{C_s^2} + \frac{N^2}{g} \right) dz \right. \\ \left. + i(k_x x + k_y y + k_z z) \right] \dots\dots\dots (14) \end{aligned}$$

と置くと、

$$k_z^2 = \frac{\sigma^2}{C_s^2} - k^2 + \frac{k^2 N^2}{\sigma^2} - \frac{1}{4} \left(\frac{g}{C_s^2} + \frac{N^2}{g} \right)^2 \dots\dots\dots (15)$$

なる分散関係式が得られる。ここに、 $k^2 = k_x^2 + k_y^2$ である。 k_z^2 の値が正の場合、すなわち鉛直方向に振動する解となるとき、内部重力波と呼ばれ、負の時(上空に向かって指数関数的に振幅が減衰する)が外部重力波と呼ばれている。図-1は、式(15)の分散関係式を用いて計算した波数と周波数との関係を示したものである。この図で、実直線はラム波の分散関係を示しており、2つの実曲線は

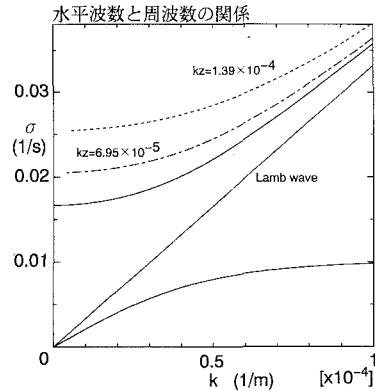


図-1 重力音波の分散関係の例

$k_z = 0$ の時の分散関係を示している。外部重力波はこの2つの曲線に挟まれた領域で存在する。

3. 大気鉛直構造とその特性

地球の大気の大気鉛直構造はよく知られているように、対流圏(0-10 km)、成層圏(10-45 km)、中間圏(45-80 km)および熱圏(80-500 km)から成っている。大気の大気重力音波を計算する際には、大気の大気密度、気圧、温度、音速およびプラント-バイサラ振動数のデータが必要である。そこで、U.S.標準大気の大気データを理科年表より、また輪島上空のデータは輪島測候所の観測値を利用した。

図-2は、大気の大気密度の大気鉛直分布を示したものである。実曲線は、U.S.標準大気を、丸印は輪島上空の1月平均の大気密度を、△印は同じく7月平均の大気密度を示している。大気の大気密度の季節変化は認められるが大気鉛直方向の大気密度の変化ほどではないこと、および上空50 kmでは殆ど大気の大気密度は0に近くなっていることが分かる。

図-3は、大気の大気気圧の大気鉛直分布を示したものである。図-2と同じように大気の大気気圧についても季節変動が若干見られる

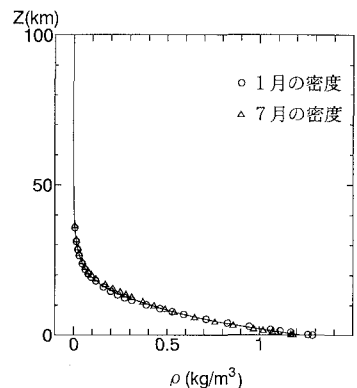


図-2 大気の大気密度の大気鉛直分布

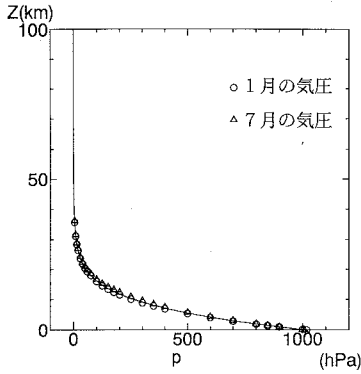


図-3 大気の大気圧の鉛直分布

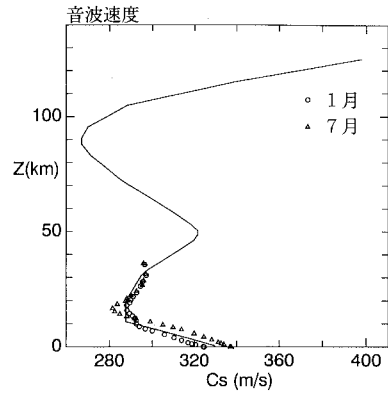


図-5 音速の鉛直分布

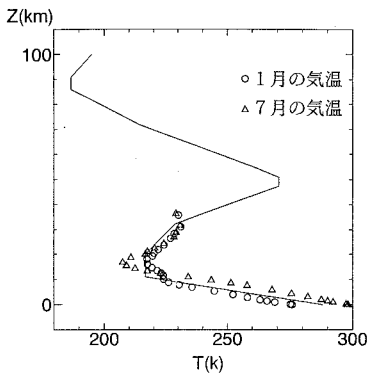


図-4 大気の大気温度の鉛直分布

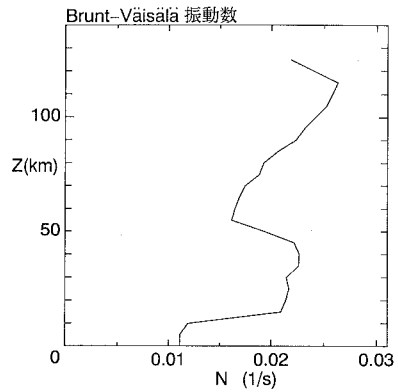


図-6 プラント-バイサラ振動数の鉛直分布

が、鉛直変化よりも小さいこと、および上空 50 km 以上では大気圧は 1 hPa 以下であることが分かる。気温分布は、図-4 に示すように輪島上空では季節変動がやや大きい、U. S.標準大気と平均的には同じような変化をしている。上空 50 km 前後の中間圏で温度が高く、さらにこの図では示されていないが、100 km 以上の熱圏では急激に温度が上昇する特性を持っている。

音速の鉛直分布については、図-5 に示されているように温度の分布とかなり類似した鉛直分布となっている。これは、式(11)から分かるように、温度の平方根に比例するためである。式(11)によって、U. S.標準大気のプロント-バイサラ振動数を求めたのが、図-6 である。地上付近では $N=0.01(1/s)$ の値であるが、温度の高かったおよそ 50 km の中間圏では極小値を示しており、温度分布とは逆のような分布となっている。

4. 津波発生による重力音波の発生とその解析

重力音波の基礎方程式は、式(9)および式(10)で表されるが、これを差分法で容易に解くために、次のように変数変換して、4 式から成る連立発展方程式に書き換え

て数値計算することにした。

$$\frac{\partial P}{\partial t} = Q, \quad \frac{\partial w}{\partial t} = R \dots\dots\dots(16)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = C_s^2 \left[\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} \right] - C_s^2 \left[\frac{\partial R}{\partial z} + \frac{N^2}{g} R \right] \dots\dots(17)$$

$$\frac{\partial R}{\partial t} = - \left[N^2 w + \frac{\partial Q}{\partial z} + \frac{g}{C_s^2} Q \right] \dots\dots\dots(18)$$

上式の差分化にあたっては、差分時間間隔 Δt に関して 2 次の精度で差分を行った。

海面上の最終鉛直変位に関しては、津波計算によく用いられている Manshinha・Smylie (1971) の解析解を利用して計算を行っているが、鉛直速度の計算は、食い違いの立ち上がり時間 τ_s および断層破壊時間 τ を考慮して、台形波形として計算を行っている。このように台形波形としたのは、鉛直速度の時間波形を矩形とすると短周期の変動が発生しやすいのでそれを避けること、および現実には食い違いの立ち上がり時間が存在し、瞬間的に一定の鉛直速度にはならないことからである。

計算領域の設定は、基礎方程式が 4 次元であること、

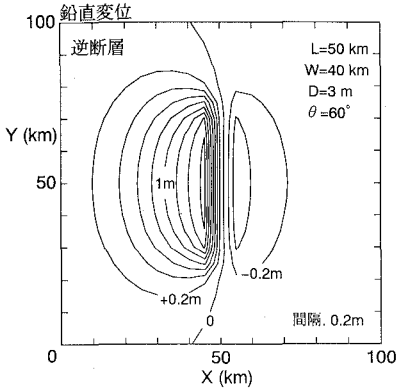


図-7 海底地盤の鉛直変位

および今回の計算では津波発生による重力音波の発生とその初期の特性を調べることに重点を置いているので、水平および鉛直ともに 100 km とし、空間差分間隔を 5 km、時間間隔を 2 s とした。したがって、鉛直方向については海面から熱圏下部までを 21 層に分割して計算していることになる。なお、側面および上面での境界条件は、自由透過境界条件を用いた。

図-7 は、海底地盤の鉛直変位を Manshinha・Smylie (1971) の解析解を用いて、計算した結果である。この断層は逆断層で、長さ 50 km、幅 40 km、傾き角 60°、断層上端深さ 1 km、食い違い量 3 m、食い違い方向 90° の場合の鉛直変位を表している。この図より、左側の領域が隆起しており、隆起量の最大値はおよそ 1.6 m であり、右側が沈下域で大きい所で 0.4 m 以上沈下していることが分かる。

図-8 は、食い違いの立ち上がり時間を 5 s、断層破壊時間を 20 s とした場合の重力音波の計算結果を示したものである。これらの図において、等圧線は 2 Pa ごとに示している。図-8 の (a) は地震発生より 30 s 後の重力音波の発生状況を示している。この図より、海底地盤の隆起域には正の気圧変化が、沈下域には負の気圧変化が生じていること、および最大気圧変動がおよそ 20 Pa であることが分かる。また、最大の気圧変化を示している所が、図-7 の最大の隆起を示している場所よりも、少し右側へ移動している様子が伺われる。60 s 後および 120 s 後にはこれが顕著に現れ、正の気圧波は広がりながらも、右側方向への指向性が強いことを示している。

これらの計算結果より、重力音波の伝搬速度を求めてみると、地表の音速に近く 316 m/s であった。この値は、アラスカ地震の時に観測された (Mikumo, 1968) 値の 319 m/s にほぼ等しい。

図-9 は、食い違いの立ち上がり時間を 2.5 s、断層破壊時間を 15 s とした場合の重力音波の計算結果を示し

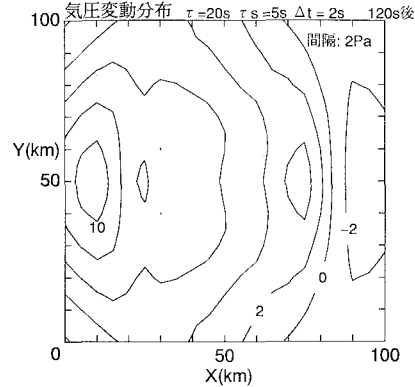
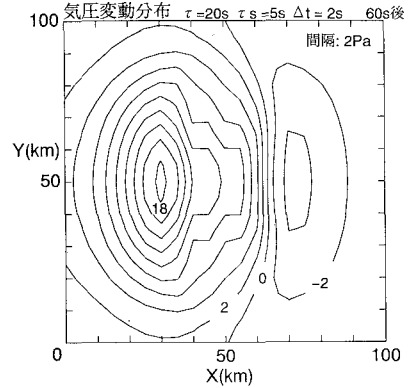
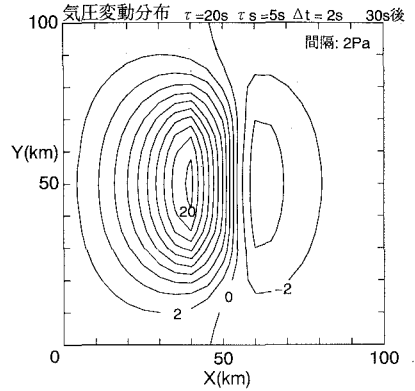


図-8 重力音波の発生 ($\tau=20$ s, $\tau_s=5$ s, (上) 30 s 後, (中) 60 s 後, (下) 120 s)

たものである。断層破壊時間を 15 s と短くした場合には、鉛直速度および加速度が大きくなるために、発生する気圧波の強さも大きくなっていることが分かる。いずれのケースにおいても、重力音波の強さは数 Pa 以上あり、現在の微気圧計によれば十分に測定可能であり、津波発生予知に役立てることが可能であると考えられる。

5. 結 論

本研究では、重力音波の基礎方程式を導き、津波発生

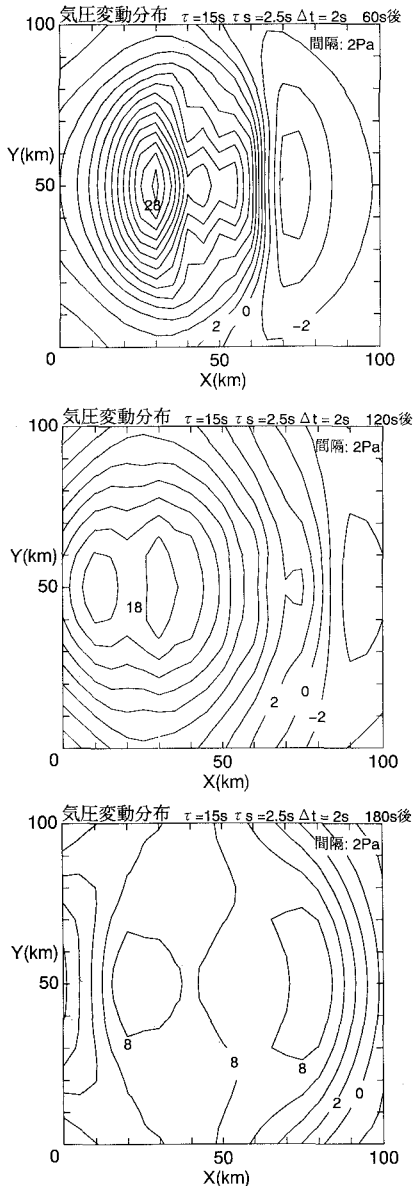


図-9 重力音波の発生 ($\tau=15\text{s}$, $\tau_s=2.5\text{s}$, (上) 60s後, (中) 120s後, (下) 180s)

による重力音波の発生過程を数値計算により確認し、以下の事柄が明かとなった。

(1) 重力音波の地表における水平方向の伝搬速度は、地表付近の音速にほぼ等しく約 316 m/s であった。この値はアラスカ地震時に観測された値の 319 m/s にほぼ一致していることが確認された。また、重力音波の

伝搬特性には、指向性があることも確認された。

(2) 断層の破壊時間が 20 s で、食い違い量が 3 m の時、最大で 20 Pa 以上の重力音波が発生し、50 km 伝搬しても数 Pa の気圧変動があることが分かった。現在の微気圧計の分解能は 1 Pa 以上あるので、このような重力音波は計測可能であり、伝搬速度も音速に近いので津波発生の予知が可能であると考えられる。

(3) 重力音波は、断層の鉛直変位が同じであっても、断層破壊時間および食い違いの立ち上がり時間に依存し、これらの時間が短いほど強い重力音波が発生することが明かとなった。

なお、今回の計算では計算機の容量および計算時間の制約もあり、比較的粗いメッシュで計算を行っているが、今後は、計算の高精度化と高速化を図るとともに、重力音波の強さと津波の規模との関係を定量的に明らかにしたいと考えている。

参考文献

- 小倉義光 (1978): 気象物理学通論, 東京大学出版会, p. 249.
 国立天文台編 (1992): 理科年表, 気象部, 超高層大気, 丸善, pp. 376-377.
 首藤伸夫 (1986): 津波と防災, 研究展望, 土木学会論文集, 第 369 号, II-5, pp. 1-11.
 首藤伸夫 (1993): 北海道南西沖地震に伴う津波とその教訓, 土木学会誌, 1993-8, Vol. 78, pp. 2-17.
 田平 誠 (1992): 火山噴火によって発生するインフラサウンドについて, 日本音響学会誌, 第 48 巻, 10 号, pp. 742-748.
 Harkrider, D. G. (1964): Theoretical and observed acoustic-gravity waves from explosive sources in the atmosphere, J. of Geophys. Res., Vol. 69, No. 24, pp. 5295-5321.
 Lamb, H. (1932): Hydrodynamics, Cambridge Univ. Press, pp. 541-561.
 Mansinha, L. and D. E. Smylie (1971): The displacement fields of inclined faults, Bull. Seismological Soc. America, Vol. 61, No. 5, pp. 1433-1440.
 Mikumo, T. (1968): Atmospheric pressure waves and tectonic deformation associated with the Alaskan Earthquake of March 28, 1964, J. of Geophys. Res., Vol. 73, No. 6, pp. 2009-2025.
 Pekeris, C. L. (1948): The propagation of a pulse in the atmosphere Part II, Phys. Rev., Vol. 73, pp. 145-154.
 Press, F. and D. Harkrider (1962): Propagation of acoustic-gravity waves in the atmosphere, J. Geophys. Res., Vol. 67, No. 10, pp. 3889-3908.
 Satake, K. and H. Kanamori (1991): Use of tsunami waveforms for earthquake source study, In Tsunami Hazard, Ed. by E. N. Bernard, pp. 193-208.
 Yamamoto, R. (1957): A dynamical theory of the microbarographic oscillations produced by the explosions of hydrogen bombs, J. Meteorol. Soc. Japan, Vol. 35, No. 5, pp. 32-40.