

## マントル物質の浮上に伴う中・深発地震面の形成モデル

小玉喜三郎\* 鈴木 尉元\*

Formation of the Deep Earthquake Zone  
due to Mantle Diapirism

Kisaburō KODAMA and Yasumoto SUZUKI

## Abstract

The layered earth has been formed from the initially homogeneous earth by the differentiation under gravity field, namely, the lighter matter flowed upward and the denser one sunk down toward the interior of the earth. This process may still be in progress.

A kind of sine shaped deformation might be expected from such process at a certain depth in the upper mantle. The stress and strain distributions in the crust and upper mantle are analyzed under such conditions by the finite element method.

If such deformation occurs at the basement in the upper mantle, an inclined zone of stress increase appears from the shoulder part of the deformation curve toward the outer surface of the earth, and an area of decrease about horizontal stress is formed above the inclined zone. Maximum compression axes within the zone of stress increase are inclined nearly parallel to the zone (Fig. 9).

If such process appears, earthquake would occur and seismic velocity could be faster along the inclined zone than the surrounding areas, as the stresses are concentrated there. On the other hand, the vertical faults and partial melting are expected in the wedge part above the inclined zone where the seismic velocity should be slower than that of the adjacent areas.

These results may be compatible with the facts observed under the island arc areas (Fig. 11), and this process may explain their mechanism more reasonably than the model of plate tectonics.

## 1. ま え が き

地球は球形を呈し、その各部分に中心に向かう重力が働いているために、地球内部の応力は、水平な表面をもつものとは異なった配置をとる。このように、地球が球形であることの効果は、大規模な造構運動をあつかう場合に無視しえなくなる可能性がある。このことは SEZAWA (1937, 1939) の一連の研究によって古くから指摘されているところである。

筆者らは、球状物体としての地球内部に、様々な変形過程がおこったとき、どのような応力場が形成され、地表変形や破壊、圧力変化が進行するかを実験的に検討しようとした。さしあたって問題としてとりあげたのは、中・深発地震面の形成機構の解明である。

中・深発地震面の形成機構に関する検討は、GUTENBERG and RICHTER (1945) や、BENIOFF (1954)、本多 (1954) などによる逆断層とする解釈からはじまり、かんらん石

の結晶配列をとり入れ、逆断層説で説明する SUGIMURA and UYEDA (1967) の解釈などが行われてきた。また、最近では、プレート・テクトニクスによる海洋地殻のしずみ込みモデルによる説明がなされ、そのメカニズムについても実験的ないくつかの検討がなされている (SLEEP, 1975; SMITH and TOKSÖZ 1972)。

ところで、これらのモデルでは、島弧の深部構造に関する地球物理過程のいくつかを、かならずしも満足に説明していない。たとえば、プレート・モデルによるメカニズムの検討においては、プレートと周辺物質との間に、運動や物質の顕著な不連続を前提としていることや、その運動が周囲におよぼす効果、さらに運動の初期条件などの点で不自然な仮定が必要となってくる。これらの運動に伴ってはマントル内部の対流が考えられているが、鈴木 (1975) によれば、中・深発地震の分布や活動と、その上方の地殻中の地震活動とは上下に密接な関連をもっており、従って中間の部分は垂直に運動の連続性 (おそらく深部断裂の発達) があると推定され、対流

\* 燃料部

はおこりえないとしている。また、中・深発地震面自体が斜めに連続した剪断面であるという仮定も、実際の発震機構に示される主圧力軸の方向と必ずしも合っていない。

さて、地球が現在の層状構造をもつまでに行われた分化過程、すなわち、様な球状物体から軽い物質が浮上し、重い物質が沈降するような過程は、現在全く終息してしまっただけでなく、なお進行中であると考えられる。そして、もしそのような分化過程にもづく力学的不安定が深部で生じているとすれば、それは、中・深発地震面の形成など、マントル上部の運動と密接に関連し、それを規制しているはずである。その場合、中・深発地震面の形成は、地球内部における第 1 義的な垂直方向の物質の運動、すなわち上下方向の差別的変形に伴って形成されるとみなされる。

筆者らは上記のような観点から、地球内部の一定深度において、それより下位の物質の分化作用に起因する上下方向のわん曲変形が生じたとしたとき、上方の地殻やマントル上部層中に、変位や応力がどのように発生し、破壊のポテンシャルが分布するかを実験的に検討した。このとき、連続的な球形地球に重力が中心方向へ作用する効果を初期条件として考慮した。なお、ある深度における変形には、さまざまな曲率の sine 状変形を与えてその効果を検討した。これらの解析結果を以下にのべ、実際の中・深発地震について観察されている機構と比較・検討し、中・深発地震面の形成機構に関する試案を提出する。

### 謝辞

本論文作製に際して、地質調査所燃料部三梨昂技官、同所環境地質部垣見俊弘技官には、いろいろ御援助をいただき、また結果について御討論いただいた。新潟大学藤田至則教授、ならびに東京大学地震研究所南雲昭三郎教授には、解析結果についての御検討と御批判をいただいた。これらの方々へ感謝申し上げる。早稲田大学工学部の村田広司氏には本研究の中の特に数値実験について、多大の協力をしていただいた。またこの過程で同大学橋本文作教授には暖いお言葉をいただき御指導をいただいた。記して感謝申し上げます。

## 2. 球体地球内部の初期応力

### 2.1 造構力としての重力

種々の地質現象の中には、造構力として重力を考慮しないで説明される場合が多い。たとえば、重力による物体力が均一に分布するような限られた大きさのシステムを検討する場合や、水で飽和された堆積岩系のように、

自荷重による応力が、静水圧状態に達している場合がそれである。

しかし、造山帯のように十分大きな変形システムを検討する場合や、圧力勾配自体が造構の原因となる様々のダイアピール現象などに対しては、物体力としての重力の作用を、造構力の一部として考慮することが必要である。

ところで、上のように重力を造構力として考慮する場合でも、その作用方向についてはシステムに見合った検討をする必要がある。多くの場合、造山帯や海嶺のような大規模のシステムに対しても、地表面を平面とみなして重力がその平面に垂直に、すなわち下向きに平行に作用しているものとして取扱われている (STEPHANSON and BERNER, 1970)。しかし、実際の地球は球体であって、もし地球の曲率が関与してくるほど大規模な (水平距離で数 10 km 以上) システムの変形機構を扱おうとするならば、地球の中心へ向かう、平行でない重力を考慮する必要がある。

妹沢は、その一連の研究で球体としての地球内部の各点における重力を検討した結果、地球の表層には水平方向に卓越した圧縮性造構力が、いかなる条件においても発生することを証明した。

### 2.2 妹沢の理論

いま単純に、地球を連続的な半径  $a$  の均質球体と考える。すると半径  $r$  にある単位質量当たりの重力ポテンシャル  $V$  はつぎのように定義される。

$$V = \frac{2}{3} \pi \gamma \rho (3a^2 - r^2) \quad (1)$$

ここで、 $\gamma$  は万有引力定数、 $\rho$  は地球の平均密度である。これをもとに平衡方程式を立て、半径  $a$  の地表面では上下方向の応力成分が  $\sigma_r = 0$  として解くと、任意の半径  $r$  における応力が次のように求まる。

$$\sigma_r = \frac{-2(5\lambda + 6\mu)}{15(\lambda + 2\mu)} \pi \gamma \rho^2 (a^2 - r^2) \quad (2)^{1)}$$

$$\sigma_\theta = \frac{-2(5\lambda + 6\mu)}{15(\lambda + 2\mu)} \pi \gamma \rho^2 a^2 + \frac{2(5\lambda + 2\mu)}{15(\lambda + 2\mu)} \pi \gamma \rho^2 r^2 \quad (3)^{2)}$$

ただし、 $\lambda, \mu$ : ラメ定数、 $r$ : 地球の中心からの距離。

この式より、水平応力  $\sigma_\theta$  と垂直応力  $\sigma_r$  はつねに圧縮応力であることが示される。そして

$$\sigma_\theta - \sigma_r = \frac{-8\mu \pi \gamma \rho^2 r^2}{15(\lambda + 2\mu)} \quad (4)$$

より、水平応力  $\sigma_\theta$  が垂直応力  $\sigma_r$  よりつねに圧縮において大きいことが示される。この差応力 ( $\sigma_\theta - \sigma_r$ ) は、 $r$  が

1), 2) 式(2), (3)および(4)は SEZAWA (1939) の式(3)および(4)に対応する。

大きいほど、すなわち地表に近づくにしたがって、大きくなる。逆に、地球の中心 ( $r = 0$ ) では、差応力がゼロ、すなわち静水圧になる。

地球の中心を通る断面についてこれを半径  $a$  の厚さのうすい均質な円柱体として扱った場合も同様である。円柱体の場合、その重力ポテンシャル  $V$  は次の式で与えられる。

$$V = \pi\gamma\rho(a^2 - r^2) - 2\pi\gamma\rho a^2 \log a \quad (5)^{3)}$$

これを用い、断面と直角な軸方向 ( $z$ ) にひずみが存在しない場合 ( $\epsilon_z = 0$ )、応力成分は次のようになる。

$$\sigma_r = \frac{-(2\lambda+3\mu)}{2(\lambda+2\mu)} \pi\gamma\rho^2(a^2 - r^2) \quad (6)^{4)}$$

$$\sigma_\theta = \frac{-(2\lambda+3\mu)}{2(\lambda+2\mu)} \pi\gamma\rho^2 a^2 + \frac{(2\lambda+\mu)}{2(\lambda+2\mu)} \pi\gamma\rho^2 r^2 \quad (7)^{5)}$$

すなわち、水平応力  $\sigma_\theta$  と垂直応力  $\sigma_r$  はつねに圧縮応力である。また差応力は

$$\sigma_\theta - \sigma_r = \frac{-\mu\pi\gamma\rho^2 r^2}{(\lambda+2\mu)} \quad (8)^{6)}$$

となり、水平圧縮応力  $\sigma_\theta$  が垂直圧縮応力  $\sigma_r$  よりつねに圧縮において大きいことを示す。ただし、この場合は差応力の値が球体地球のそれ(第4式)より約2倍大きい。

以上のように、どちらの境界条件を用いても、地球内

部の各点には、中心方向に向かう重力の作用によって、水平方向の卓越した圧縮応力場の生ずることが示された。

これらの応力状態は、地球の生成の過程から存在するとみなされるもので、いわば初期応力条件である。造構的現象は、このような初期応力場の中で、原因となる付加的変形が作用した結果生じると考えられる。以下では、有限要素法を用いた実験的手法でまず初期応力条件を再現し、さらにこれに様々な条件の付加変形が加わった場合の応力分布を検討する。

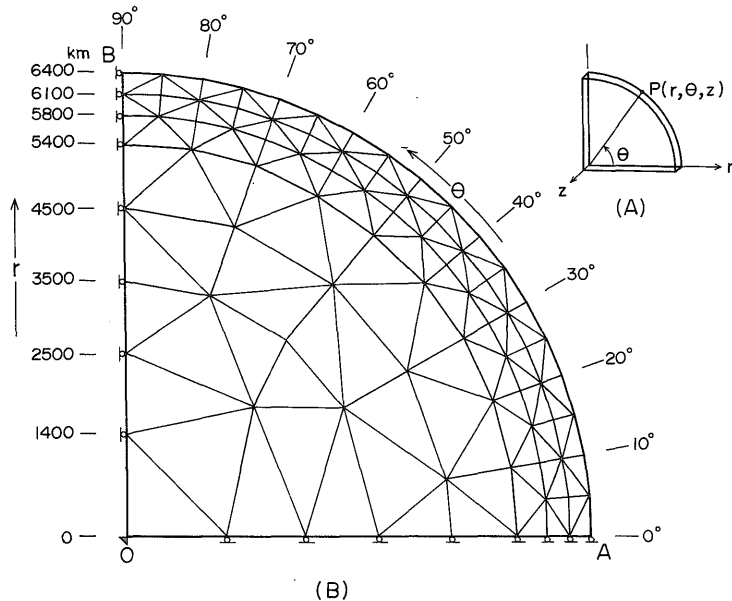
### 3. 実験による初期応力状態の設定

#### 3.1 境界条件

第1図(A)のように、単位奥行 ( $z = 1$ ) の厚さをもつ地球の4分の1断面をとる。これを円筒座標系 ( $0-r\theta z$ ) における平面ひずみ問題 ( $\epsilon_z = 0$ ) として、有限要素法による応力解析を行った。第1図(B)のような三角形要素に分割し、半径  $OA$  と  $OB$  に沿った節点についてのみ、図のような変位拘束条件を与えた。そのほかのすべての点には、中心  $O$  の方向へ向かう節点荷重を与えた。

いま、任意の三角要素について、その重心における重力ポテンシャルが  $g$  であるとき、その要素の3つの節点における中心方向の等価節点力  $F$  は、その要素の体積  $v$  (面積  $\times$  単位奥行) と平均密度  $\rho$  により、次のように求

3)~6) 式(5), (6), (7)および(8)は SEZAWA (1939) の式(7), (14)および(15)に対応する。



第1図 地球の4分の1断面に対して採用した座標系(A)と三角形有限要素への分割及び境界条件(B)

△:  $r, \theta$  変位拘束, ○:  $\theta$  変位拘束

められる。

$$F = \frac{1}{3} \rho g v$$

1つの節点における節点荷重は、その節点を共有する周囲の要素全部について、上と同様にして求めた  $F$  を累積した値として与えられる。

その他計算で用いた均質地球についての諸パラメータは次のとおりである。

平均密度  $\rho = 5.52 \text{ g/cm}^3$

ポアソン比  $\nu = 0.25$

ヤング率  $E = 7.5 \times 10^{14} \text{ c.g.s.}^{8)}$

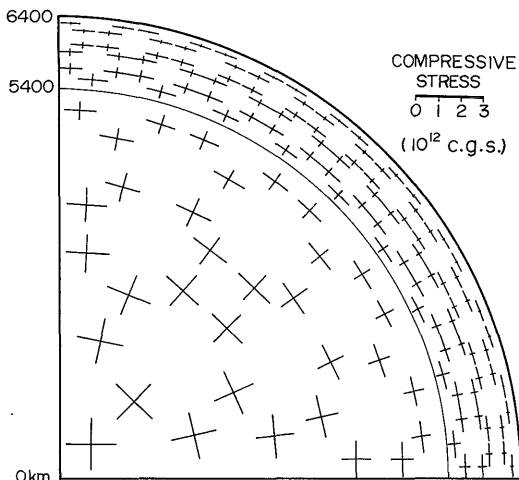
### 3.2 初期応力状態の実験値

第2図には、計算の結果求められた主応力の分布を示した。また第3図A, B, Cには、深さの関数としての応力成分の変化、差応力値の変化、半径方向変位の変化を示し、妹沢による理論解と比較検討した。

まず第2図をみると、均質地球の内部の全ての点において、主応力は圧縮性であること、表層ほど水平方向の圧縮応力 ( $\sigma_\theta$ ) が、垂直方向 (半径方向) の圧縮応力 ( $\sigma_r$ ) より著しく卓越すること、中心ふきんでは両者はほぼ等しくなっている、などが示される。これらはいずれ

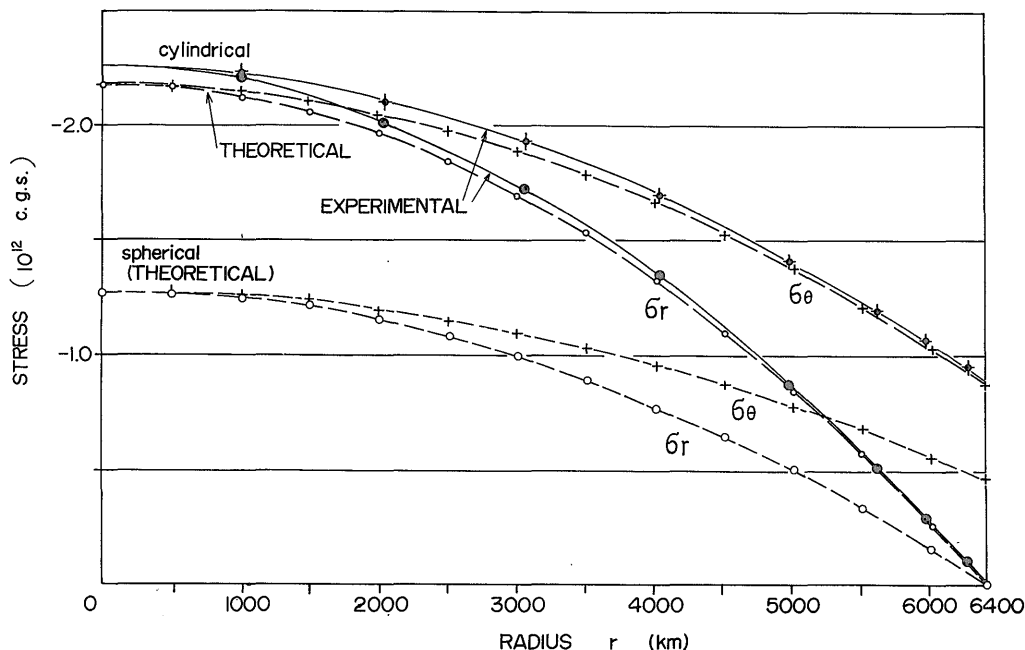
も、妹沢によって示された地球内部応力の特性と一致している。

第3図Aは  $\sigma_r$  および  $\sigma_\theta$  の値を半径に対してプロットしたグラフである。また妹沢の式(6)および(7)によって求められる円筒地球の理論解も示した。両者の値は全半径についてほとんど一致している。さらに球体地球についての理論解を妹沢の式(2)および(3)によって求め、比較の

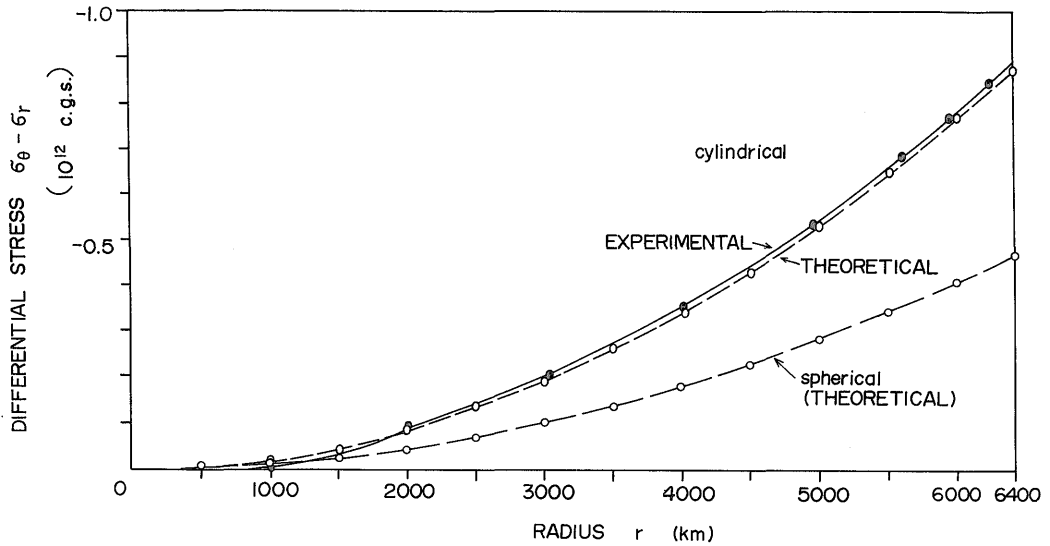


第2図 平均応力状態

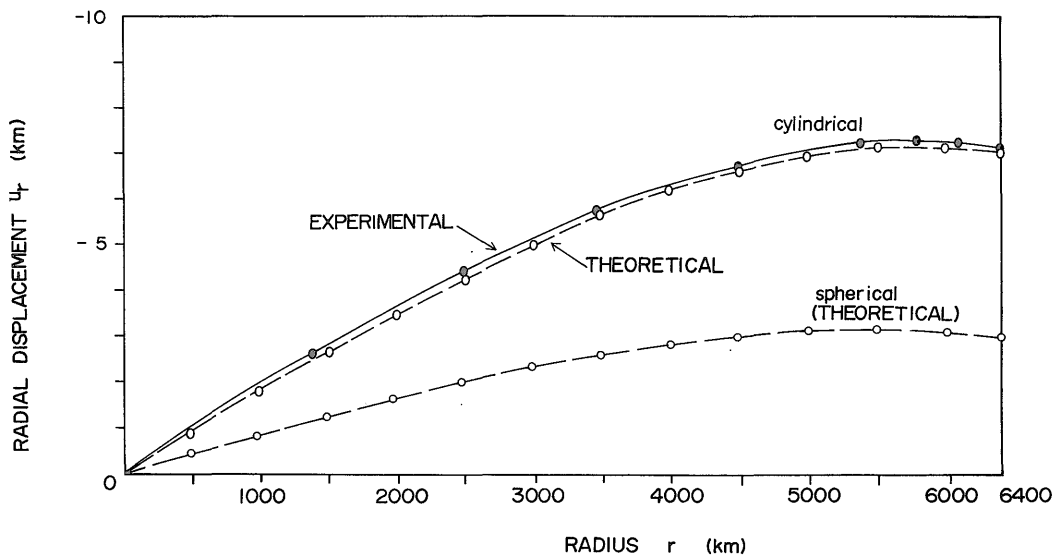
7) 実験で用いた  $g$  の値は第5式より各要素ごとに求めた。  
8)  $E$  の値として  $10^{14} \text{ c.g.s.}$  のオーダを採用した理由については次節を参照。



第3図(A) 垂直応力 ( $\sigma_r$ ) と水平応力 ( $\sigma_\theta$ ) の地球の半径方向に対する変化。円柱体平面歪問題として扱ったときの実験値と妹沢 (1937) による理論値、及び球体問題として扱ったときの妹沢による理論値を示す。



第3図(B) 差応力 ( $\sigma_r - \sigma_\theta$ ) の半径方向に対する分布



第3図(C) 半径方向変位  $U_r$  の分布. ただし  $E = 7.5 \times 10^{14}$  c.g.s.,  $\nu = 0.25$

ため示した。この場合はいずれの半径においても、円筒地球の応力値の約2分の1の値を示している(第1表)。座標系のとり方に伴う境界条件の差異によるこのような違いを考慮に入れた上で、以下の実験では円筒状断面地球についての解析を進めていく。

第3図Aおよび第1表に示すように、円筒地球の場合、地球の中心ちかくでは  $\sigma_r$  と  $\sigma_\theta$  がほぼ等しい値 ( $-2.3 \times 10^{12}$  c.g.s.) を示す。地表に近づくにつれこれらの絶対値は減少してゆき、 $r = 6,400$  km の地表面で垂直応力  $\sigma_r$  はゼロになる。このとき水平応力  $\sigma_\theta$  は依然圧

縮の値を示し、実験値で約  $-8.8 \times 10^{11}$  c.g.s. である。

現在知られているような実際の層状地球モデルの圧力分布は、中心ふきんで  $3.3 \times 10^{12}$  c. g. s. であり、地表面ではゼロとされている (BULLEN, 1963)。ここで求めた実験値は中心ふきんでは小さすぎ、逆に地表ふきんでは大きすぎる。この違いはもちろん、地球を均質体とみなしているからで、より詳細な検討が今後層状モデルを扱うなかで必要なことは明らかである。本論では、第1次オーダーで近似しているとして以下の解析を進めていくことにした。

第3図Bは差応力の分布を示したグラフで、地表ふきんで約 $8.8 \times 10^{11}$  c.g.s. (球体地球の場合は約 $4.7 \times 10^{11}$  c.g.s.) だが、中心へ近づくにつれゼロになっていく。

第3図Cは半径方向の弾性変位  $U_r$  の分布を示した図

第1表 垂直応力 ( $\sigma_r$ ), 水平応力 ( $\sigma_\theta$ ) と差応力 ( $\sigma_r - \sigma_\theta$ ) の分布. 上段は実験値, 下段 (\*印) は妹沢の式による理論値

radius (km)	stress ( $10^{12}$ c.g.s.)		
	$\sigma_r$	$\sigma_\theta$	$\sigma_r - \sigma_\theta$
6251.8	-0.10	-0.94	0.84
*6250.0	-0.10	-0.93	0.83
5951.9	-0.29	-1.06	0.76
*5950.0	-0.30	-1.05	0.75
5603.6	-0.51	-1.19	0.68
*5600.0	-0.51	-1.18	0.67
4970.4	-0.87	-1.41	0.53
*4950.0	-0.88	-1.40	0.52
4031.1	-1.33	-1.69	0.35
*4050.0	-1.31	-1.66	0.35
3041.4	-1.72	-1.93	0.20
*3050.0	-1.68	-1.88	0.20
2026.1	-2.02	-2.11	0.09
*2050.0	-1.96	-2.05	0.09
990.0	-2.22	-2.23	0.01
*1000.0	-2.13	-2.15	0.02

\*; equation (6), (7) and (8)

第2表 垂直変位 ( $U_r$ ) の分布

地球の中心からの距離 $r$ [km]	変位 $U_r$ [km]	
	実験値	理論値
6400	-7.04	-6.97
6100	-7.12	-7.05
5800	-7.14	-7.07
5400	-7.10	-7.01
4500	-6.66	-6.56
3500	-5.70	-5.60
2500	-4.39	-4.26
1400	-2.60	-2.49

第3表 モデル I, II, III の境界条件

MODEL	material		dimension (km)				
	$E$ ( $10^{14}$ c.g.s.)	$\nu$	d	$l_1$	$l_2$	b	h
I	7.5	0.25	300	2234.0	2129.3	532.33	0.5, 1.0
II	"	"	"	"	"	798.49	0.5, 1.0
III	"	"	"	"	"	1064.70	0.5, 1.0

である。ヤング率を $7.5 \times 10^{14}$  c.g.s. とした場合、地表における  $U_r$  は約-7 km である (球体の場合は約-3 km, 第2表参照)。これにより、地表ふきんの弾性ひずみは $10^{-3}$  のオーダーになっている。

ところで、この実験で用いた $10^{14}$  c.g.s. のオーダーのヤング率はよく知られている地震波の観測に基づく値 (BULLEN, 1963) より約2オーダー大きい。しかし本実験のように全く均一なより成るシステムの弾性応力解析で、しかも重力にもとづく外力が独立に規定されている場合は、ヤング率の値にかかわらず内部の応力値 (または圧力) は一定の値を示す。したがって、本研究のように、内部応力値およびその分布パターンを主として解析の対象とする場合は、ヤング率としては任意の値を用いてよいことになる。ただしその場合、弾性ひずみや変位  $U_r$  はヤング率に比例して変化するから、ここでは地表ふきんのひずみができるだけ弾性変形の領域に収まるように $10^{14}$  c.g.s. オーダを採用した。

### 3.3 地下 300 km までの初期応力状態

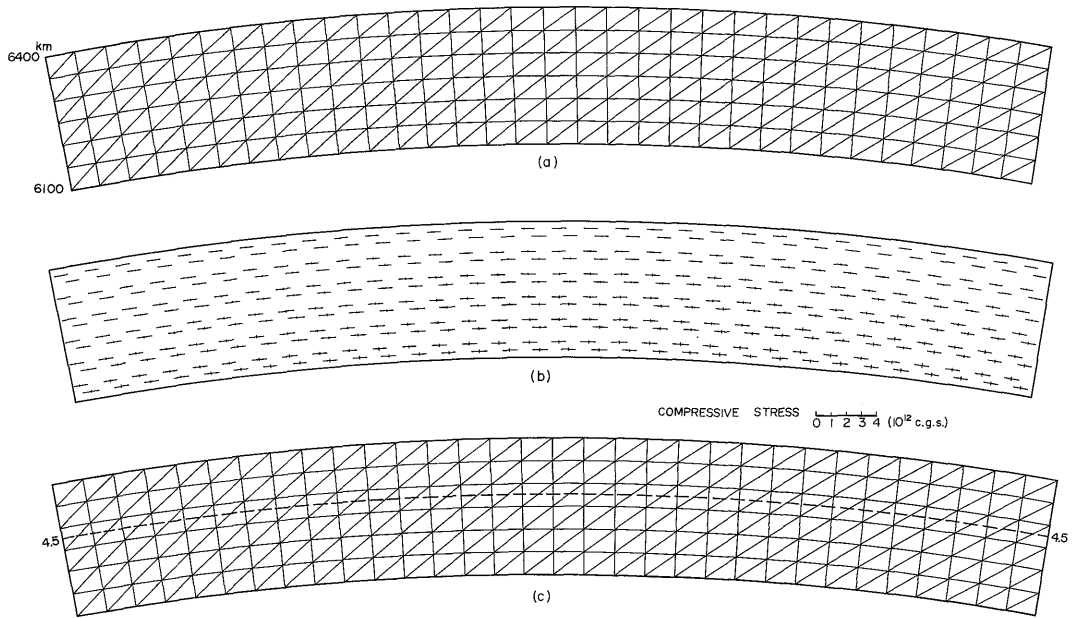
第4図には、第1図の一部分に相当する、地表下300 km, 水平方向の角距離 $20^\circ$  (地表面距離2234 km) における標準応力分布をさらに細かいメッシュで解析して示した。この場合、周辺の境界変位条件は理論解より求めて与え、また、内部の各節点における重力は4分の1地球断面における場合と同様にして与えた。

実験で求められた内部応力の大きさや分布は、4分の1地球断面における地表ふきんの結果と全く同じである。

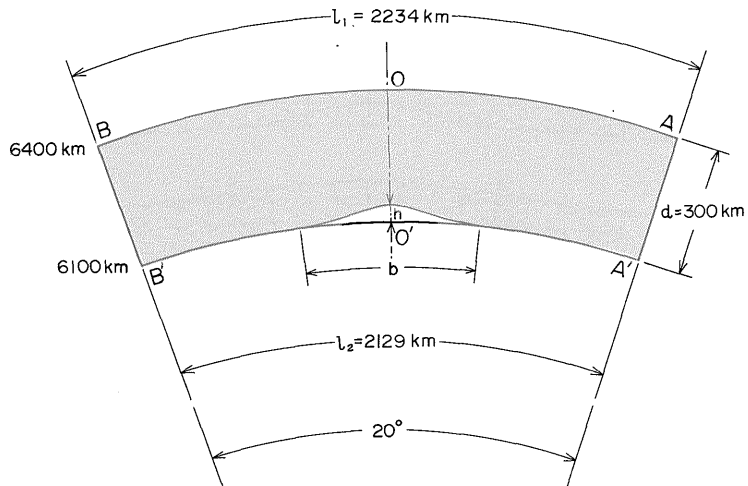
## 4. マントルの浮上に伴う造構応力分布

### 4.1 実験条件

地下300 km以深において、たとえばマントル・ダイアピルなどに原因する造構変位が生じた場合、以上で求めてきたような初期応力分布に付加して、どのような応力変化が生じるであろうか。ここでは、地下300 kmの基底に上のような変形を幅  $b$  km, 振幅  $h$  km の正弦関数状隆起として与え、上部層中の応力を解析した (第5図)。  $b$  および  $h$  の様々な条件に対し第3表のような3種類の



第4図 地下300 km, 角距離20°の地表部分についての応力解析, (a) 要素分割, (b) 主応力分布, (c) 最大剪断応力分布. 破線以浅は $0.45 \times 10^{12}$  c.g.s., 以深は $0.40 \times 10^{12}$  c.g.s.



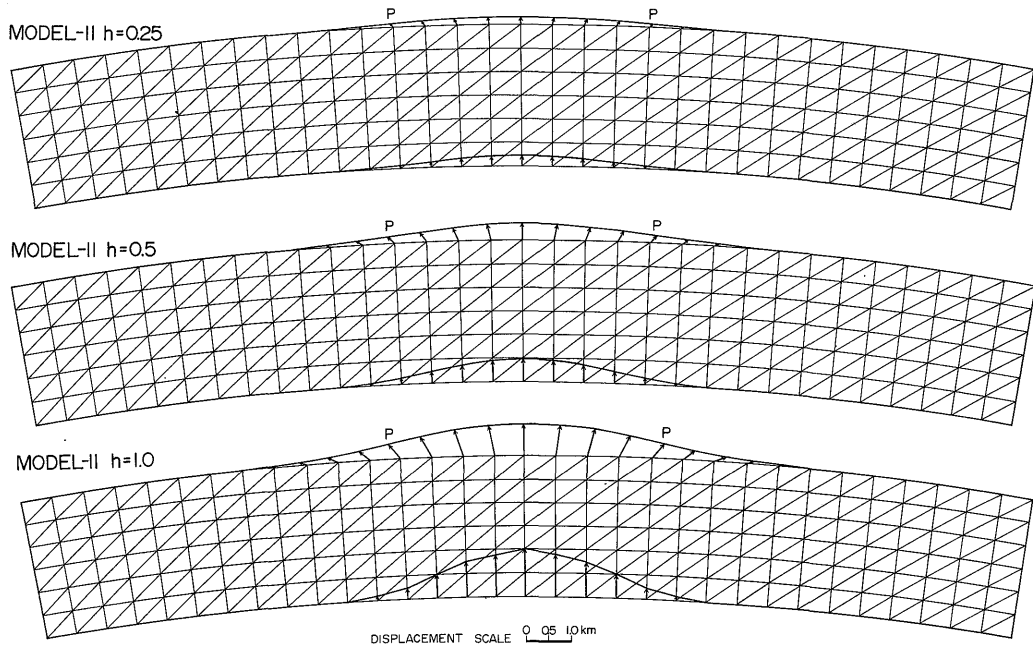
第5図 地下300 kmの基底にさまざまな正弦波形状のマントル・ダイアピル変位を与えるモデルの構成. 第3表参照

モデルを設定した. 要素分割に関する条件や, 弾性パラメータ, 質量などの条件は第6図までに示した初期条件と同じである.

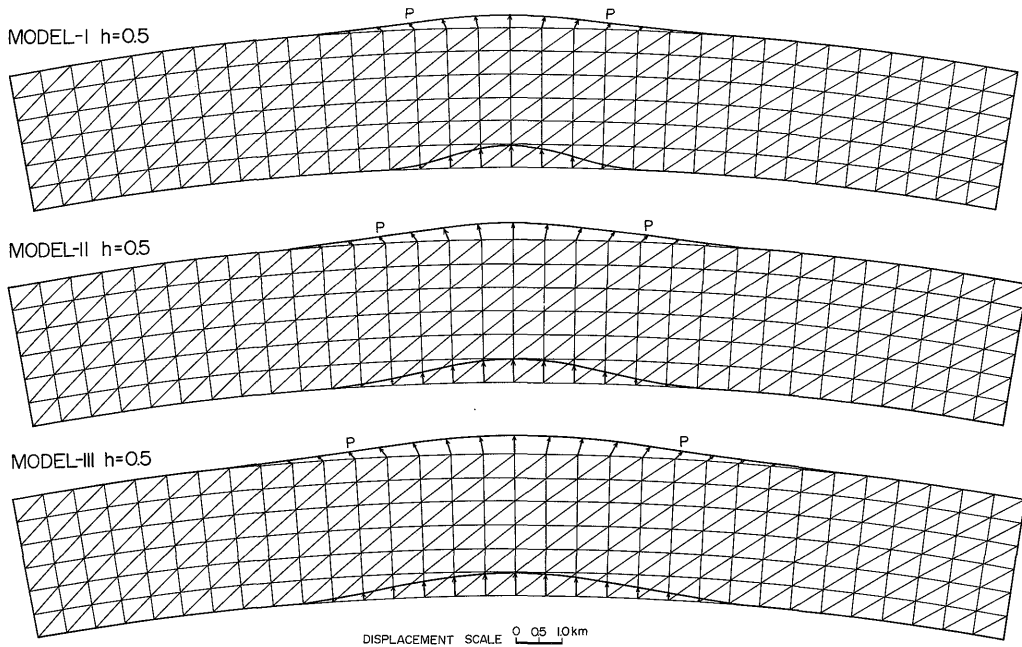
#### 4.2 実験結果の検討

##### 4.2.1 地表部における上昇変位

モデルの基底に,  $O'$ を中心とした振幅 $h$ , 波長 $b$ の正弦関数分布をする垂直変位を与えると, 地表面では, 水平および垂直方向の変位があらわれる. これらの成分を合成した地表における変位ベクトル図を拡大して第6図に示した.



(A)



(B)

第6図 地下300 kmに正弦曲線状の隆起変位を与えたときの地表付近の変位。(A)は基底変位の振幅が変化するときの効果を示す。波長は一定。(B)は基底変位の波長が変化するときの効果。振幅は一定。



まず垂直方向の変位についてみると、その最大値は常に中央O'にあり、それから離れるにつれ減少していく。モデルIIの場合、基底の中央O'における上昇hが0.25 kmのとき、地表面Oでの変位は0.184 kmである。hが0.5 kmおよび1.0 kmになると、地表面の上昇量はh=0.25 kmのときのちょうど2倍および4倍となる(第6図A)。この傾向は他のモデルI、およびIIIの場合でも全く同じで、基底における上昇と地表面の上昇とは正比例する。

しかしbの異なる3つのモデルについて同一の基底上昇hに対して地表面の上昇変形量を比較すればその値はそれぞれ異なっている。第6図BはO'においてh=0.5 kmの場合の3つのモデルを比較した例で、モデルIでは地表面のOにおける上昇変位が0.297 kmだが、モデルII、IIIでは、それぞれ0.369 km、0.410 kmとなっている。これから、基底の上昇量に対する地表面の上昇変形の率は波長bが大きいくほど、大きくなるといえる。

地表面にそった上昇変位の分布は、モデルIからII、IIIと基底における波長bが大きくなるのに対応して拡がっていく(第6図B)。一方、この拡がりにはbが一定であるなら、hが上昇しても変化することがない(第6図A)。すなわち、地表面で観察される上昇変位の分布域は、地下における上昇域の拡がりの大きさと一定の割合で対応し、地下における上昇域が変化しない限り、地表のそれも変化しないといえる。

#### 4.2.2 地表部における水平変位

つぎに地表面にそった水平変位成分の分布について検討してみよう。いずれのモデルにおいても、中央O'における水平変位はゼロで、O'より離れるにつれその方向への水平変位の値が増加していく。しかしO'より一定の距離以上はなれると再び水平変位の値は減少してゆき、十分遠方ではゼロとなる。いま水平変位成分の絶対値が上のように極大となる点をPとすると、中央からの距離OPは、第6図Bに示すようにbの大きさに対応して変化する。しかし第6図Aで示すようにhの大きさによっては変化しない。

OからPに至る区域は、水平方向のひずみ成分が引張を示す領域であり、その外側は、圧縮を示す領域である。したがって、地表部における水平引張ひずみの領域は、直接地下における上昇域の拡がりとのみ対応していて、上昇の過程(hの増大)で変化しないということができよう。なおOPの大きさと、ある深さにおけるbの大きさとの関係は第6図Bに示すようにほぼ正比例している。この場合では、bの大きさの65-75%の拡がりを示している。

#### 4.3 主応力分布

ドーム状隆起が生じる前の初期状態における応力分布は第4図に示したとおりである。すなわち、 $\sigma_r$  および  $\sigma_\theta$  が全ての深さにおいて圧縮性であり、地表ふきんほど両者の差が大きくなっている。

第7図AおよびBは、これらの初期応力の上に基底のドーム状変形に伴う応力を重ねた結果で、様々の基底変形条件に対して示した図である。まず、これらの全ての条件に共通して、つぎのような特徴があらわれる。

- ① 基底隆起部の翼部から地表に向かって、主応力軸が45°以上傾斜する領域が形成される。
- ② 基底部の中央(O')ふきんは、主圧力軸が垂直方向へ変化する。
- ③ 地表部の中央(O)ふきんでは、はじめ水平だった主圧力の大きさ(絶対値)が減少し、主圧力と主張力が入れかわって、水平の主張力が発達する場合がある。
- ④ 地表の隆起域(POP)の側方には水平な主圧力が初期状態より増加する領域が形成される。

以上のような主応力分布の傾向は各モデルについて共通だが、基底の上昇量hが大きくなるほど、より顕著にあらわれてくる(第7図A)。一方、基底上昇量hが一定で隆起域の幅bが異なるモデルを比較してみると、bの値が小さい場合ほど、主応力分布の変化が顕著である(第7図B)。結局、基底の隆起を反映する主応力分布の変化はh/b値が大きいくほど、すなわち基底変形の勾配が鋭いくほど顕著にあらわれることが示される。

#### 4.4 剪断応力値の分布

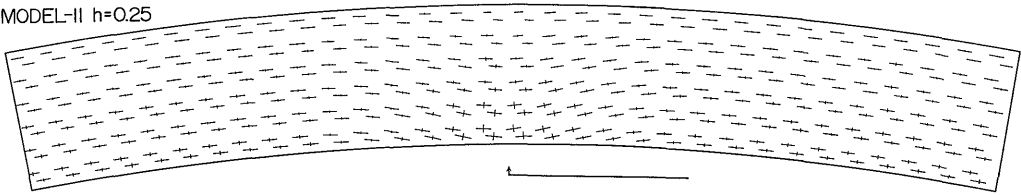
初期応力条件下で存在する最大剪断応力の分布はさきに第4図で示した。この図で深さ300 kmまでの下半部では $0.4 \times 10^{12}$  c.g.s.の最大剪断応力を示し、上半部では $0.5 \times 10^{12}$  c.g.s.とわずかに大きくなっている。

上記の条件に基底の付加変位を与えたとき、第8図AおよびBのような最大剪断応力の分布が得られた。これらの図より、最大剪断応力の最大値を示す領域が、いずれのモデルにおいても、基底隆起変形の翼部に存在する。地表へ向かって深度が浅くなるにつれ、この領域は斜めに開くような帯状部にそって分布し、いずれも初期応力状態下における最大剪断応力値より大きい値を示す。地表部では、前節でのべた水平主圧力の増大する部分において最大剪断応力値が最大となる。

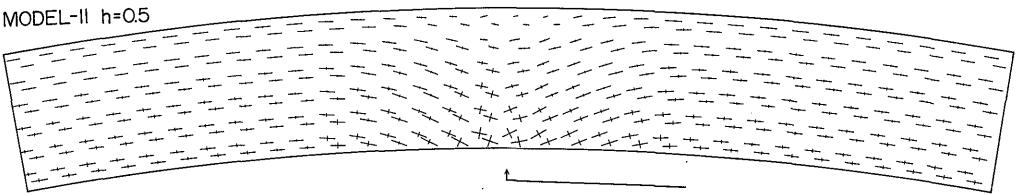
一方、基底の中央部(O')から垂直上方の領域、すなわちシステムの中心軸にそっては、最大剪断応力値が初期応力条件下のそれより著しく減少している。

第8図Aは、モデルIIの場合を例として、基底上昇の大きさhが異なる各ケースについての最大剪断応力値の

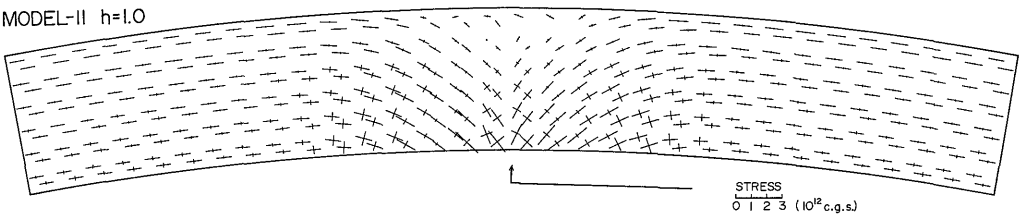
MODEL-II h=0.25



MODEL-II h=0.5

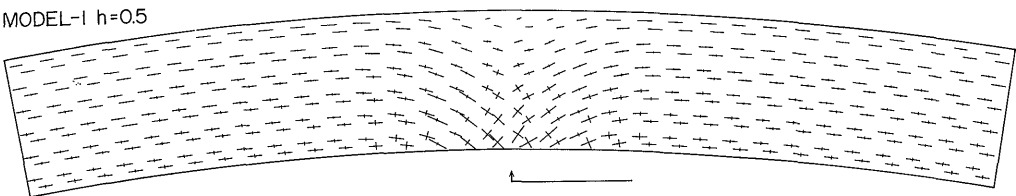


MODEL-II h=1.0

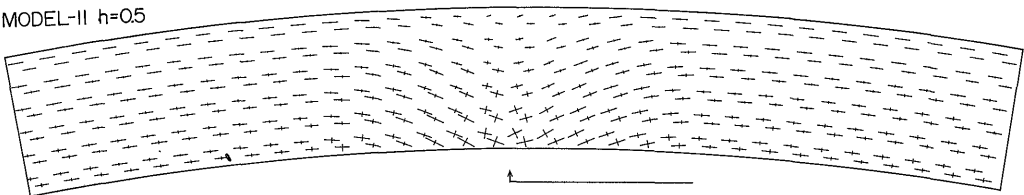


(A)

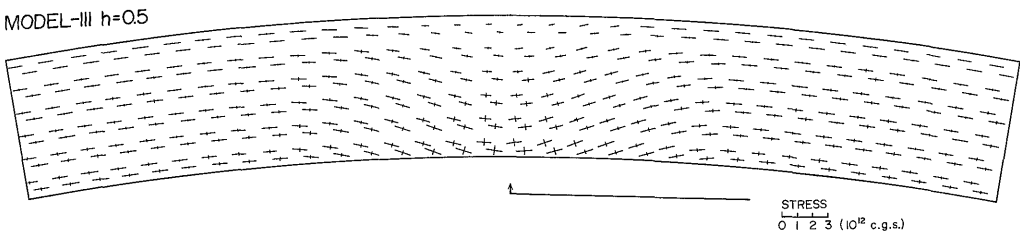
MODEL-I h=0.5



MODEL-II h=0.5

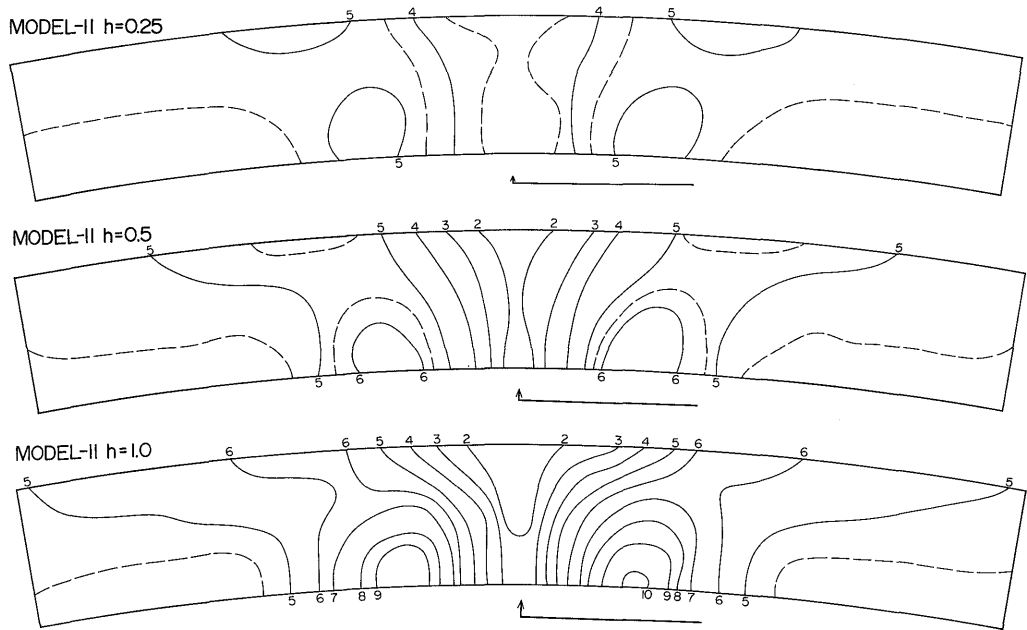


MODEL-III h=0.5

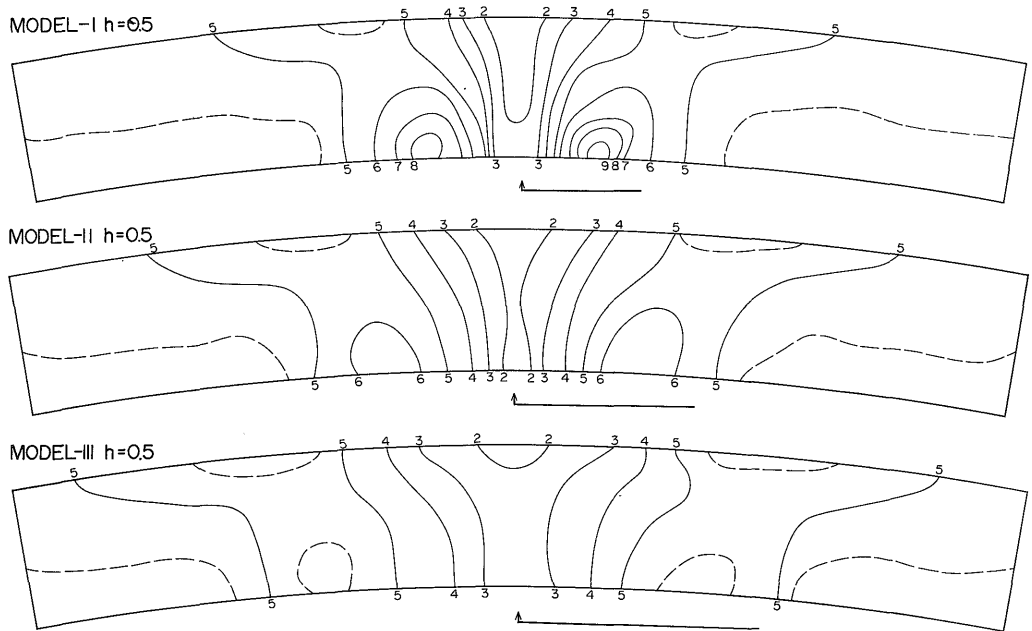


(B)

第 7 図 地下 300 km の基底に正弦曲線状の隆起変位を与えたときの主応力分布。(A)は基底変位の振幅が変化するときの効果。波長は一定。(B)は基底変位の波長が変化するときの変化。振幅は一定。振幅と半波長の長さは各図の下に示してある。要素分割の非対称性(第 4 図(a))のため応力分布もわずかに左右で非対称な分布をする。



(A)



(B)

第 8 図 地下 300 km の基底に正弦曲線状の隆起変位を与えたときの最大剪断応力分布。(A)は基底変位の振幅が変化するときの効果で波長は一定。(B)は基底変位の波長が変化するときの効果で振幅は一定。

分布を示したものである。これによれば最大剪断応力値自体は $h$ の大きさに比例して変化するが、最大値や最小値の分布に関する傾向はほとんど変わらない。

第8図Bは一定の基底上昇量 $h$ に対して、波長 $b$ の異なる3つのモデルの最大剪断応力分布を示したものである。この場合は $b$ の値の小さいモデルほど剪断応力の増加が著しくなる。

## 5. 実験結果の考察

### 5.1 中・深発地震の発震機構との対比

地殻およびマントル上部における地震を伴う破壊条件を以上で求めた応力解析の結果と比較して検討してみる。

地震は地殻およびマントルの弾性的な剪断破壊の過程で発生するとみなされる。したがって地震発生条件は地殻やマントル物質の破壊に関する物性条件と、特定の場不均質な剪断応力を分布させる変形条件の両者で規定されている。前者の物性条件自体もその場の応力条件に依存するが、とりわけ封圧条件によって大きく変化する。すなわち深度の関数とみなすことができる。

このように物性条件は深度によって異なるが同一深度条件下ではほぼ一定とみなせるので、破壊は後者の変形条件、すなわち最大剪断応力の最大な部分で最も発生しやすいといえる。第9図は、このような観点から、深度別に最大剪断応力値の極大となる部分を○印で示した図である。

第9図AおよびBをみると、上記の意味での破壊ポテンシャルの高い領域がまず地表ふきんに比較的広く存在する。この領域の主圧力軸は水平方向を示す。そして、この部分から斜め下方に向かって、下方ほど傾斜が急となるように同領域がのびている。この領域中の主圧力軸は、傾斜する同ゾーンの勾配とほぼ平行に、あるいはそれより緩やかに傾いている。

第9図Aは、モデルIIの場合について、 $h$ の変化につれて上記の“破壊領域”がどのように分布するかを示したものである。図のように $h$ が小さい場合には、初期応力条件下より最大剪断応力の値が増加しているのは地表ふきんと、基底隆起の翼部ふきんに分かれて存在する。 $h$ が増加するにつれて両者の破壊領域は連続し、さらに $h$ が高くなるとこのゾーンは幅せまくするどくなる。

第9図Bは一定の上昇量 $h$ に対し、幅 $b$ の異なる3つのモデルについて破壊領域を比較して示した。この場合には、隆起の幅 $b$ がせまいほど、すなわち基底の変形勾配が急なほど“破壊領域”が幅せまく分布している。近年地震観測の精度が向上するにつれ中・深発地震面の“厚

さ”がかなり限られた範囲(厚さ50-100 km, ところによっては20 km)にあることが明らかにされているが、これらは基底変形の鋭さに関連があるかも知れない。

以上でのべた“破壊領域”は第1次近似的な表現にすぎないが、地震が弾性的な破壊過程であるとみなした場合の地震面の形状を示しているものと解釈することができよう。

第10図は、日本列島を胴切りにする様々な断面における中・深発地震面を示したものである(ICHIKAWA, 1971)。これらの断面図(とくに断面A-F)と第9図などの実験結果はよく類似している。たとえば地表ふきんの隆起域の側方には主圧力が水平の発震機構を示す震源が広く分布する。また、中・深発地震面の傾斜が、ある深さ以上になると、折れ曲るように急になること、条件によっては地表付近と深部に震源域が分断されるなどである。

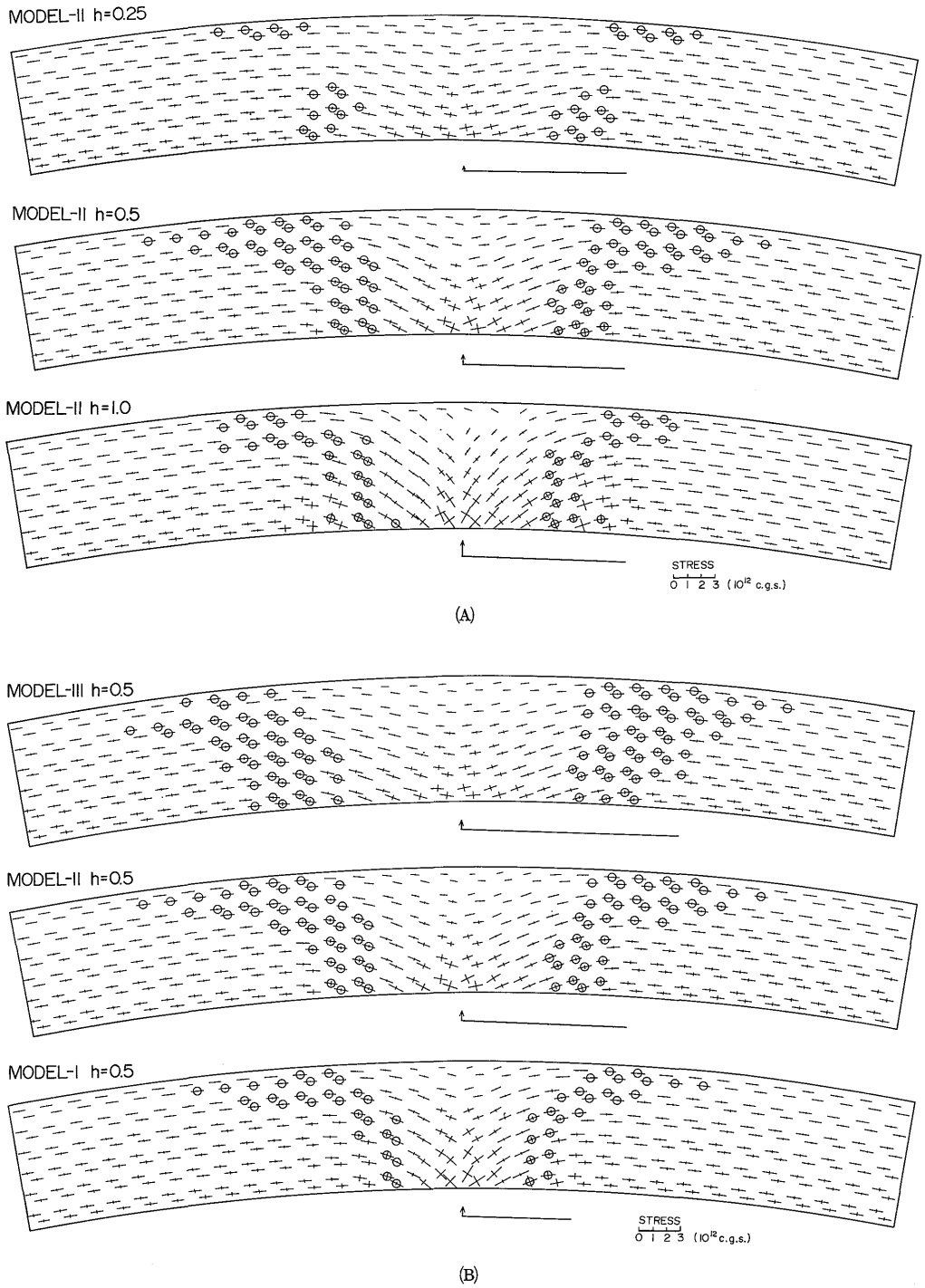
以上のような実験や観測結果が示す中・深発地震面中の震源の主圧力軸の方向は、おおむねこの面に平行していて水平より約 $45^\circ$ 以上傾斜している。したがってこれらに伴って発生する剪断面は、一方が鉛直で他方が水平にちかいかい傾斜をもつだろう。このことから、中・深発地震面中の地震に伴う剪断面は、中・深発地震面自体の方向とは平行せず、雁行するような関係にある。この性質は、中・深発地震面が連続した一枚の逆断層面、あるいはプレートの滑り面とするモデルと矛盾するところであり、本論のような“剪断応力集中帯”とする方が妥当であることを示している。

### 5.2 島弧下部の応力分布

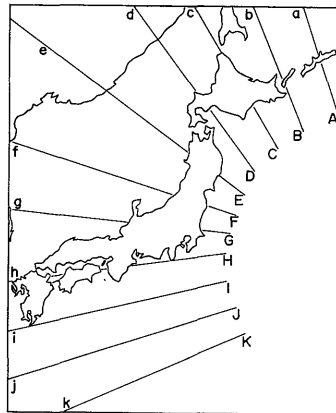
つぎに、剪断応力集中帯の上の部分、いわゆる“wedge”の内部の応力状態を検討してみる。

隆起部上方の応力減少域では、初期応力条件下で作用していた水平方向の主圧力は減少し(絶対値において)、場合によっては水平主張力の卓越する場が形成される。このような引張応力の条件下では“中・深発地震面”中における最大剪断応力による破壊とは異なる破壊条件が成立しよう。すなわち、深部から地表へ垂直に発達する破断性の断裂が形成されるだろう。また島弧表層部における浅発地震は水平な主圧力の卓越した四象限型発震機構を示すが、本論によれば、これらは重力による水平主圧力減少の過程で生じると解釈される。

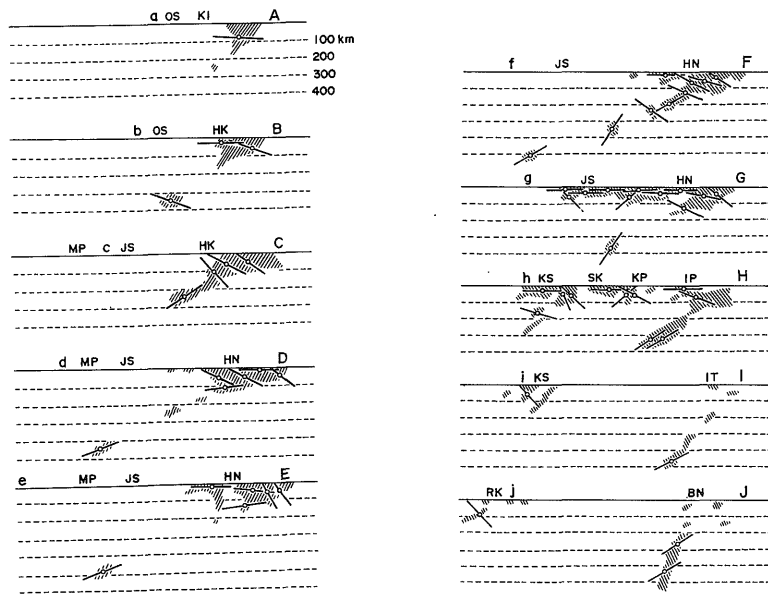
島弧下部における全体的な圧力減少は、融点に近い状態にある物質が様々な深度で部分熔融する条件を生じるだろう。このような比較的浅所に原因をもつマグマ性の物質の発生は、様々な規模の上昇・沈降運動の原因となり、地表付近に局部的な隆起や陥没を生じると考えられる。垂直な断裂でブロック化された基盤が相互に差別運



第9図 地下300 kmの基底に正弦曲線状の隆起変位を与えたときの破壊ポテンシャルの高い領域(○印, 本文参照)。(A)は基底変位の振幅が変化するときの分布。波長は一定。(B)は基底変位の波長が変化するときの分布で振幅は一定。



(a)



(b)

第10図 日本列島付近の震源と起震歪力の分布 (ICHIKAWA, 1971 による).  
(a)断面位置, (b)震源の分布域 (斜線部) と主圧力軸の分布.

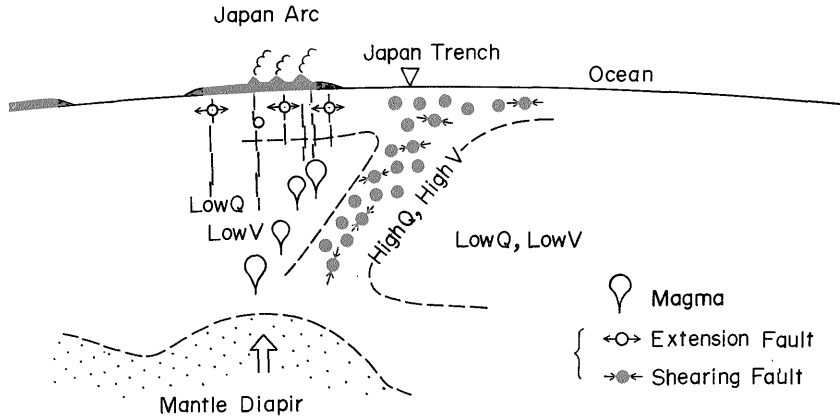
動をしたり, またブロックの運動が上昇から沈降へ反転する可能性もこのような条件下で容易に説明されるだろう.

部分熔融を引きおこすような圧力減少の場は, 隆起の中心ほどより深部におよんでいる. このような条件は KUNO(1966) が示した玄武岩マグマの組成変化と, 中・深発地震面の傾斜方向との対応性を説明する一つの根拠を与えるだろう. さらに wedge 域における圧力減少や部分熔融の状態がこの部分を通る地震波速度をおくらせ, またエネルギーを吸収する効果を生じる可能性を

説明することができる (第11図).

#### 4.3 様々な中・深発地震面のタイプ

環太平洋地域では, 一般に太平洋側から大陸側へ向かって, 中・深発地震面が傾いている. 同地域では全体として周辺の大陸が隆起し, 太平洋地域が沈降する運動を現在も継続していると考えられる. したがって, この地域では実験で示したような左右対称なシステムではなく, その片方のみが発達しているとみなされよう. このような条件は基底変形の撓曲部と対称軸とが十分遠方にはなれているような, すなわち台地状変形を与えることによ



第11図 マントル・ダイアピルによる島弧形成モデルの概念図

り、単独な中・深発地震面として作り出すことは容易である。

一方、フィリピン北部やニューゼーランド北部およびソールト・レンジなどでは、中・深発地震面が上方に開いたジョーゴのような対称分布を示している。そして、この震源分布の中心部が周辺地域に対して隆起していることが現在の地形から示される。したがって、これらの場合は実験で示したような左右対称なモデルがそのままではまるだろう。

## 6. まとめと今後の課題

以上のように、筆者らは“中・深発地震面”の形成機構について、これをマントル以下に原因をもつドーム状隆起の結果として説明した。しかしはじめにもふれたようにこのメカニズムを、密度の高いプレートの沈み込みに伴うものとして検討している例も多い。そこで以下に、両者を比較したときに筆者らの示したモデルの方が合理的である点や不合理となる点を列挙し、これを今後の課題とした。

筆者らのモデルは以下のような点で、プレートモデルによる説明より合理的であると考えられる。

- ① 造構運動の原動力が明確であり、物質の最少限の移動によって説明している。これは変形に関する最小エネルギーの原理にかなっている。
- ② 地表で確認される第1級の地殻変動、たとえば大洋の沈降や大陸の隆起と造構運動の原因とを直接対応させて説明し、これを仮定に基づく水平変形の二次的結果としていない点でより自然である。
- ③ 中・深発地震面の形成やその内部の地震の発震機構、中・深発地震面にそう high Q・high V の条件、

wedge の部分における low Q, low V の条件、島弧の火山分布と火山岩組成分布の条件、深部断裂の形成、地殻のブロック化とその昇降運動の条件などを統一的にかつ連続的な変形場の中で説明できる。これらの過程およびその初期条件は明確である。

④ 中・深発地震面がくさび状(ソールト・レンジなど)またはすりばち状(日本ふきん)になったり、島弧の両側に対称的に発達(フィリピン北部)する事実など、さらに、中・深発地震面が島弧にそって交叉したり、直角に折れ曲がるなどの現象は、深部のドーム状隆起の形態や分布によって簡単にかつ合理的に説明される。これらの現象は地表部に水平にあった剛性のプレートがしずみこむメカニズムや、水平な圧縮力にもとづく巨大な衝上断層面を組み合わせることによっては著しく説明が困難となる。

一方、ここで示したようなモデルでは現在のところまだ十分説明しきれないようないくつかの問題点を今後の課題をふくめて以下に示す。

- ① 日本列島周辺や南米大陸にそう中・深発地震面は、大陸の上昇と海洋の沈降に対応した深部の上下運動によってここで示したモデルで説明できるが、日本列島の中軸やアンデス山脈などの隆起帯は、中・深発地震面の最深部の直上にはない。中部・近畿地方などの例をみても、最大隆起部は中部山地にあるのに対し、最も深い地震はそれより西方の地域に生じている。これらの事実は深部変形と地表変形をこまかく対応させることができない例である。深部から浅部にむかっていくにつれ、第2次的変形の原因を設定するなどの検討が必要であろう。
- ② 上記と対照的に、深発地震の上部において現在沈降している縁海の発達を隆起運動と関連させてどのように

説明するかも今後の課題であろう。

③ 隆起側方に発達する海溝の形成機構や著しい低重力帯の存在するメカニズムについての説明も今後の課題である。

以上の問題はいずれも弧状列島周辺における最も基本的な現象である。これらの形成過程やメカニズムについて本論では十分説明を行うにいたっていない。しかし、これらの現象は、いずれも発震機構や地震波速度のような短周期の微小変形の問題とは著しく性質の異なるものであり、長い地質学的な歴史過程で形成されたものである。したがって、ここで示したような弾性変形の問題とは直接対応しないのがむしろ当然ともいえる。これらの問題については塑性的変形を含めた大変形モデル実験や、火成作用などの条件を含めた複合モデル実験を行うことが必要となるであろう。なお、重力の作用に起因する初期応力条件についても、現在成層状地球の弾塑性モデルによる検討を進めている。これらをもとに、地殻やマントル中の圧力条件など、より定量的な検討を進めることが今後の課題と考えている。

#### 参考文献

- BENIOFF, H. (1954) Orogenesis and deep crustal structure—additional evidence from seismology. *Bull. Geol. Soc. Amer.*, vol. 65, p. 385–400.
- BULLEN, K. E. (1963) *An introduction to the theory of seismology* (second ed.). Cambridge Univ. Press, Cambridge, 381p.
- GUTENBERG, B. and C. F. RICHTER (1954) *Seismicity of the earth*. Princeton Univ. Press, Princeton, 310 p.
- 本多弘吉 (1954) 地震波動. 230p. 岩波書店, 東京.
- ICHIKAWA, M. (1971) Reanalysis of mechanism of

earthquakes which occurred in and near Japan, and statistical studies on the nodal plane solutions obtained 1926–1968. *Geophys. Mag.*, vol. 35, p. 207–274.

- KUNO, H. (1966) Lateral variation of basalt magma type across continental margins and island arcs. *Bull. Volc.*, vol. 29, p. 195–222.
- RAMBERG, H. (1967) *Gravity, deformation and the earth's crust*. Academic Press, London, 214p.
- SEZAWA, K. (1937) The plastic state of the earth under gravitational forces. *Bull. Earthq. Res. Inst.*, vol. 15, p. 878–887.
- (1939) The plasticity conditions requisite for the formation of normal and reverse faults. *Bull. Earthq. Res. Inst.*, vol. 17, p. 661–674.
- SLEEP, N. H. (1975) Stress and flow beneath island arcs. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, vol. 42, p. 827–857.
- SMITH, A. T. and M. N. TOKSÖZ (1972) Stress distribution beneath island arcs. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, vol. 29, p. 289–318.
- STEPHANSSON, O. and H. BERNER (1971) The finite element method in tectonic process. *Phys. Earth Planet Interiors*, vol. 4, p. 301–321.
- SUGIMURA, A. and S. UYEDA (1967) A possible anisotropy of the upper mantle accounting for deep earthquake faulting. *Tectonophysics*, vol. 5, p. 25–33.
- 鈴木尉元 (1975) 日本の地震. 157 p., 築地書館, 東京.

(受付: 1977年1月18日; 受理: 1977年3月1日)