プレートの斜め沈み込みによる高圧変成帯の上昇とせん断変形 —準3次元 lubricant モデルによる検討—

大槻 憲 四 郎*

Uplifting and shear deformation of high-P metamorphic belt by oblique subduction of plate :
an investigation by quasi-3-dimensional lubricant model

Kenshiro Otsuki*

Abstract The dynamics of accretionary prism is simulated by the “lubricant model” expanded to quasi-3-dimension. The degree of opening of prism outlet to wedge mantle and the obliquity of plate subduction against trench axis are the two key parameters for the dynamics. A narrow outlet causes a deeply penetrated counter-flow and high pressure in the prism, and tensional stress in the overriding plate. Oblique subduction produces characteristic patterns of vector fields of horizontal velocity and shear strain rate. Their directions are rotated systematically upward. The lubricant model suggests that the uplift of the Sanbagawa high-P metamorphic belt, the orientation and its deviation of stretching lineations and the “top to the west” sense of shear were realized by a very narrow outlet of accretionary prism and the plate subduction about 20° counter-clockwise oblique against the trench axis.

Key words : structural geology, accretionary prism, quasi-3-dimensional lubricant model, Sanbagawa

はじめに

海溝付加プリズムにおける offscraping, accretion, de-watering, underplating, subduction erosion などの基本的過程に関する総括的な考察は, Cloos & Shreve(1988)などにみられる. これに先立って Cloos(1982)は corner-flow に関する流れ関数の重調和方程式の解をもとに付加プリズムの力学を考察した. 彼の研究は付加プリズムの力学に大きな進歩をもたらしたが, 付加プリズムから島弧下のウェッジマントルへの通路が完全に閉じた状況しか計算できないという欠陥も含まれていた.

Sherve & Cloos(1986)はそれまでの lubricant モデルを応用し, プリズム内の流体圧を既知として2次元ナビエ・ストークスの運動方程式を解いた. これをもとに, 彼らは付加プリズム浅部内の力学と地形との対応を議論した.

本論文では lubricant モデルを準3次元に拡張し, それが付加プリズムの力学に対して示唆する事項を総括的に検討する. そして, その結果を基に, 三波川高圧変成帯の上昇とせん断変形を実現させた力学条件を明らかにする.

Lubricant モデルの定式化

海溝付加帯に関する lubricant(潤滑油)モデルとは, 沈み込む下盤プレート・上盤プレート・付加プリズムの3者をそれぞれ機械の回転軸・軸受け・潤滑油にみた

1991年9月2日受付. 1991年12月16日受理.

* 東北大学理学部地質学古生物学教室. Institute of Geology and Paleontology, Faculty of Science, Tohoku University, Aobayama, Sendai 980, Japan.

Fig. 1. Dynamic system of accretory prism modeled from a rolling shaft-lubricant-bearing system. Co-ordinates and geometrical parameters are defined in the figure.

て、付加プリズムの力学を解こうとするものである。

Lubricant 問題は Batchelor(1967)や西山(1971)など流体力学の多くの教科書で扱われている古典的なものである。海溝付加帯を念頭に置きながら、まずその概要を紹介する。Fig. 1 に示したように、上盤プレート(軸受け)と下盤プレート(回転軸)があって、これら2つの平面壁で挟まれた隙間は付加物質(潤滑油)で充たされている。図の手前が海溝側で、奥が付加プリズムの奥部先端を表す。海溝の堆積物は手前側の入口から付加プリズムに入り、付加物質の一部は奥部先端の出口から上盤プレート下のウェッジマントルへ流出して行く。

付加プリズムの形を横倒しにした台形とみなし、入口と出口の高さをそれぞれ h_1 , h_2 とし、両者間の距離を k とする。直交座標系を図のように設定する。 x - z 座標面は下盤プレート上面に一致し、 x 軸は海溝軸に直交し、陸側を正とする。各座標軸方向の速度を u , v , w とする。上盤プレートが固定されているのに対し、下盤プレートの運動は x 方向と z 方向の速度成分として U と W をもっている。

付加プリズムの高さ h と x との間には

$$h = h_1 - \frac{h_1 - h_2}{k} x \quad \dots\dots\dots (1)$$

の関係があり、 h_1 , $h_2 \ll k$ と仮定する。この仮定から $u, w \gg v$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \gg \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}, \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}; \quad \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \gg \frac{\partial^2 w}{\partial x^2}, \frac{\partial^2 w}{\partial z^2}$$

とみなせる。また、付加プリズムの形状と U , W が z 方向で変化しないので、圧力 p について

$$\frac{\partial p}{\partial z} = 0$$

が成り立つ。これらの仮定に加えて、付加プリズムの運動が遅い定常流であるとみなせることから非定常項と慣性項を無視でき、ナビエ・ストークスの運動方程式は

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}; \quad \frac{\partial p}{\partial y} = 0; \quad 0 = \mu \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \quad \dots\dots\dots (2)$$

となる。ただし、 μ は付加プリズム内物質の粘性係数である。

式(2)を

$$\text{付加プリズム底面}(y=0) \text{で } u=U, w=W$$

$$\text{付加プリズム上面}(y=h) \text{で } u, v, w=0$$

の境界条件の下に解くと

$$u = \frac{U(h-y)}{h} - \frac{\partial p}{\partial x} \frac{y(h-y)}{2\mu} \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$w = \frac{W(h-y)}{h} \quad \dots\dots\dots (4)$$

となる。

次に、式(3)に含まれている p を y に依存しないものと仮定し、西山(1971)に従って求めよう。まず、 v は u と w に比べて非常に小さいので、連続の方程式は

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad \dots\dots\dots (5)$$

と書ける。ところで、 x , z 方向の流量は

$$Q_x = \int_0^h u dy = \frac{Uh}{2} - \frac{h^3}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$Q_z = \int_0^h w dy = \frac{Wh}{2} \quad \dots\dots\dots (7)$$

となる。式(5)から

$$\frac{\partial Q_x}{\partial x} + \frac{\partial Q_z}{\partial z} = \int_0^h \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) dy = 0 \quad \dots\dots\dots (8)$$

なので、式(6)、(7)、(8)から

$$p = \frac{6\mu U k}{(h_1^2 - h_2^2)} \frac{(h_1 - h)(h - h_2)}{h^2} \quad \dots\dots\dots (9)$$

を得る。ただし、式(9)では $h=h_1$ および $h=h_2$ での境界条件として $p=0$ としたため、 p は静水圧からのずれを表すことになる。

X-Y 断面での水平速度分布

式(3)に式(9)を代入すると

$$u = \frac{U(h-y)}{h} \left[1 - \left\{ \frac{3}{h} - \frac{6h_1 h_2}{h^2(h_1 + h_2)} \right\} y \right] \quad \dots\dots (10)$$

を得る。これは y に関する放物線であり、 h_2/h_1 比が 0, 1/8, 2/8, 3/8 について描いたものが Fig. 2 である。ここで補助変数として $X=x/k$, $Y=y/h_1$, $m=h_2/h_1$ を用いると、式(10)は

$$\frac{u}{U} = \frac{(1-m)X + Y - 1}{(1-m)X - 1} \left[1 - 3 \left\{ \frac{1}{1-(1-m)X} - \frac{2m}{(1+m)(1-(1-m)X)^2} \right\} Y \right] \quad \dots\dots\dots (11)$$

と書き換えられ、速度分布は x, y, k, h_1, h_2 の絶対値には依存しないことが分かる。

付加プリズム内の反流(すなわち $u < 0$)は

$$\frac{(1+m)\{1-(1-m)X\}^2}{3\{1+m-(1-m^2)X\}-6m} < Y < 1-(1-m)X \quad \dots\dots\dots (12)$$

の範囲で発生し、

$$Y = \frac{1-(1-m)X}{3} \left[2 - \frac{m}{1-m-(1-m^2)X} \right] \quad \dots\dots (13)$$

で最大

$$\frac{u_{\max}}{U} = -\frac{\{1-2m-(1-m^2)X\}^2}{3(1-m^2)\{1-2X+(1-m^2)X^2\}} \quad \dots\dots\dots (14)$$

となる。とくに付加プリズム入口では

$$Y = \frac{(2-m)}{3(1-m)} \quad \dots\dots\dots (15)$$

において

$$\frac{u_{\max}}{U} = -\frac{(1-2m)^2}{3(1-m^2)} \quad \dots\dots\dots (16)$$

Fig. 2. Velocity profiles of the horizontal component u on a plane across accretionary prism in the cases of $m=0, 1/8, 2/8$ and $3/8$. Broken lines denote the boundary between down-flow and counterflow.

となる。

以上のように、付加プリズム内の流速はプレートの沈み込み速度に比例して増加するものの、流れのパターンは不変である。他方、 m は流速のみならず流れのパターンをも変化させ、その減少(プリズムの出口が狭くなる)とともに反流の領域が拡大し、強まる。とくに出口が完全に閉じた場合($m=0$)には、入口での反流はプレートの沈み込み速度の 1/3 にまで達する。

式(14)から、

反流の最大到達距離は $X=(1-2m)/(1-m^2)$

Fig. 3. Pressure variation along a line across accretionary prism in the cases of $n=1/20$ and $m=(1, 2, 3, 4, 5)/10$.

反流が生じる条件は $m < 1/2$

である。すなわち、高压変成岩が付加プリズム奥部から上昇する条件は、プリズムの出口が著しく狭くなることである。

付加プリズム内の圧力

先の補助変数の他に $n=h_1/k$ と置くと、式(9)は

$$\frac{p}{\mu U/k} = \frac{6(1-m)(1-X)X}{(1+m)n^2\{1-(1-m)X\}^2} \quad \text{..... (17)}$$

と書き換えられ、 $X=1/(1+m)$ のとき最大

$$\frac{p_{\max}}{\mu U/k} = \frac{3(1-m)}{2m(1+m)n^2} \quad \text{..... (18)}$$

となる。

Fig. 3 には $n=1/20$ で、 $m=1/10 \sim 1/2$ のときの式(17)を図化してある。式(17)と Fig. 3 から分かるように、付加プリズム内の圧力は出口に近い所で最大となり、出口が狭いほど、またプリズムが薄いほど大きくなる。 m, n, U が変化すれば圧力分布が変わり、それに相当する上盤プレートの上下運動が期待される。

実際の付加プリズムの形態として、 $k=100$ km, $h_1=5$ km, $h_2=0.5$ km, $U=5$ cm/y, $\mu=10^{18}$ pa·s 程度を仮定すると、 $p_{\max}$ は 82 MPa 程度になり、 h_2 だけを 0.1 km に減少させると、 $p_{\max}$ は 480 MPa に急増する。すなわち、付加プリズムの出口が極端に狭いときのプリズム奥部に発生する高い圧力は、変成作用の圧力として無視できない。すでに述べたように、このような条件は反流が著しく発達し、高压変成岩が上昇する条件であることに注目すべきである。

上盤プレートに発生する引張力

付加プリズム内では y 方向に速度勾配が存在するた

Fig. 4. Shear force on a unit area of the bottom surface of overriding plate induced by the counter-flow in accretionary prism in the cases of $n=1/20$ and $m=(0, 1, 2, 3, 4, 5)/10$.

め、水平せん断応力が存在する。 u によるせん断応力は $\tau_x = \mu \cdot \partial u / \partial y$ であり、

$$\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{2U}{h^3} \left\{ \left(3h - \frac{6h_1 h_2}{h_1 + h_2} \right) y - \left(2h - \frac{3h_1 h_2}{h_1 + h_2} \right) h \right\} \quad \text{..... (19)}$$

である。先の補助変数 m, n, X を使って $y=h$ (上盤プレート底面)でのせん断応力を表すと

$$\frac{\tau_x}{\mu U/k} = \frac{2\{(1-2m)-(1-m^2)X\}}{n(1+m)\{1-(1-m)X\}^2} \quad \text{..... (20)}$$

となる。

ここで応力テンソルにおけるせん断応力の正・負の定義を思い出し、水平せん断応力によって上盤プレート底面の単位面積当りに作用するせん断力 τ_x^* の正・負を x 軸の正・負と一致させて定義するなら、 $\tau_x^* = -\tau_x$ となることが分かるであろう。Fig. 4 には $n=1/20$ で $m=0 \sim 1/2$ の場合での τ_x^* を示した。 τ_x^* はこれが 0 となる $X=(1-2m)/(1-m^2)$ を境に海溝側では負(海溝向き)、陸側では正(陸向き)となり、互いに遠ざかる向きである。海溝に向かうせん断力は反流によるもので、その絶対値は m が小さいほど大きい。また、 $\tau_x^*=0$ の地点は m が小さいほど陸寄りになる。 τ_x^* はこの地点を境に互いに遠ざかる向きであるため、上盤プレートの $y-z$ 面には引張力が作用することになる。任意の地点の

引張力は τ_x^* を $x=0$ から積分して得られるが、その最大値は $\tau_x^*=0$ の地点までの積分

$$T_{\max} = \frac{2\mu U}{(1-m)n} \left[\frac{1-2m}{1+m} + \log \left(\frac{3m}{1+m} \right) \right] \dots (21)$$

で得られる。 $k=100$ km, $h_1=5$ km, $h_2=0.5$ km, $U=5$ cm/y, $\mu=10^{18}$ Pa·s のとき、最大引張力は 4.2×10^{10} N 程度となり、 $h_2=0.1$ km なら 1.3×10^{11} N となる。仮に上盤プレートの厚さを 10 km とすると、 y - z 面での引張応力はそれぞれ 4.2 MPa, 13 MPa となり、上盤プレートを破壊させるには必ずしも十分とはいえないが、正断層をともなう前弧海盆の引張テクトニクスを説明する有力な機構であろう。

なお、 w によるせん断応力は $\tau_z = \mu \cdot \partial w / \partial y$ であるが、

$$\frac{\partial w}{\partial y} = -\frac{W}{h} \dots (22)$$

となり、 y に依存しない。前と同様にせん断応力とせん断力の正・負の符号が反対になることを考慮して τ_z を $x=0$ から k まで積分すると、付加プリズム出口付近の上盤プレートに作用する z 方向のせん断力

$$S = -\mu W \frac{\log m}{(1-m)n} \dots (23)$$

が得られる。 $k=100$ km, $h_1=5$ km, $h_2=0.5$ km, $W=5$ cm/y, $\mu=10^{18}$ Pa·s とするとせん断力は 8.5×10^{10} N であり、 $h_2=0.1$ km なら 1.3×10^{11} N となる。仮に上盤プレートの厚さを 10 km とすると、 y - z 面でのせん断応力はそれぞれ 8.5 MPa, 13 MPa となり、横ずれ断層を形成するには必ずしも十分とはいえない。

斜め沈み込みでの水平速度分布

x と z 方向の速度 u と w は、式(10)と(4)で与えられる。沈み込みプレートの速度は等しいが、その方向 θ_s が海溝軸(z 軸)に対して反時計回りに 18° , 36° , 54° , 72° 斜交し、 m が 0 , $1/8$, $2/8$, $3/8$ の場合について、 $X=0.1$, 0.3 , 0.5 , 0.7 , 0.9 の地点での u と w の合ベクトルを描いたのが Fig. 5 である。横軸左端が付加プリズムの入口($X=0$)、右端が出口($X=1$)であり、図の下方が z の正の向きである。速度ベクトルは $y/h=(0, 1, 2, \dots, 6, 7)/8$ のものであり、それらは扇形をしている。扇形の端の太い実線のベクトルは沈み込むプレートの運動を表す。右下に向いたベクトルは下降流で、左下に向いたものは反流を表している。速度はプリズムの上方に向かって減少し、その方向は、一部の $X=0.9$ の地点を除き、 y/h が大きくなるにつれて時計回りに回転する。

反流は m が小さいほど強くなる。これは第2節で述べたことから当然である。また、 θ_s が増加するにつれて相対的に U が増大するため、反流が顕著になる。そのような場合(例えば $\theta_s=72^\circ$ で $m=0$ の場合)には、プリズム上方に向かって速度が増加するところが現れる。一地点で見たとき、 θ_s が大きく m が小さいほど、 y 方向に関する速度ベクトルの方向変化が著しい。

先に述べたように、このモデルでは $v=0$ と近似しているため、流線方程式を求めることはできない。しかし、図の速度ベクトル分布を見ると、下降流によって付加プリズムの奥に沈み込んで行った物質の一部は、螺旋状に方向を変えながら、反流によって再び上昇して来ることが理解されよう。いわゆる“helical flow”が実現するのである。

水平速度ベクトルが z 軸の正の向きと成す角度は $\theta = \tan^{-1}(u/w)$ であり、プリズム入口での最大反流に関しては、式(4), (15), (16)から

$$\tan \theta = \frac{u_{\max}}{w} = \frac{U(2m-1)}{W(1+m)} \dots (24)$$

となる。とくに付加プリズムの出口が閉じた場合($m=0$)、 $\tan \theta = -U/W$ となり、プレートの沈み込み方向(すなわち $\tan \theta_s = U/W$)と最大反流の方向との間には「入射角=反射角」の関係が成り立つことが分かる。そして、 m の増加とともに反射角が減少し、この比が $1/2$ のときには $\tan \theta = 0$ 、すなわち z 軸と平行になり、もはや上昇成分をもった流れは存在しなくなる。

付加プリズム内の水平せん断のセンス

せん断変形の方法は stretching lineation に一致し、そのセンスはさまざまな非対称構造から決定されることが多い。ここで扱っているモデルでの水平(x - z 面に平行)せん断歪速度の x と z 成分はそれぞれ $\partial u / \partial y$ と $\partial w / \partial y$ であり、これらは式(19)と式(22)ですでに与えられている。

Fig. 6 には Fig. 5 と同じ表示法でせん断歪速度ベクトルを示した。ただし、 $y/h=(1, 2, \dots, 6)/7$ である。扇形のベクトルの中、扇の左端から右端に向かって y が増加しているが、 $X=0.9$ の地点のみはその逆である。下降流は細い実線、反流は太い実線で図示し、両者の境界を矢印で示した。ベクトルの大きさは

$$\left\{ \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \right\}^{1/2} \text{ であり、}$$

z 軸の正の向きとなす角 θ は

$$\theta = \tan^{-1} \left(\frac{\partial u / \partial y}{\partial w / \partial y} \right)$$

Fig. 5. Vectors of horizontal component of velocity of flow in accretionary prism in the cases of $\theta_s = 18^\circ, 36^\circ, 54^\circ$ and 72° and $m = (0, 1, 2, 3)/8$ at $X = 0.1, 0.3, 0.5, 0.7$ and 0.9 and $y/h = (1, 2, \dots, 7)/8$. The vectors of thick line denote the velocity of subducting plate.

$$= \tan^{-1} \left[\frac{-2U}{Wh^2} \left\{ 3 \left(h - \frac{2h_1h_2}{h_1+h_2} \right) y - \left(2h - \frac{3h_1h_2}{h_1+h_2} \right) h \right\} \right] \dots\dots\dots (25)$$

である。

せん断のセンス(任意の y 地点の直下に対する直上の相対的な速度ベクトルの向き)は $\partial u/\partial y$ と $\partial w/\partial y$ の正・負で決まる。下降流と反流下半部を含む $y=0$ から式(13)で与えられる最大反流の y 地点までの範囲では、 $\partial u/\partial y$ と $\partial w/\partial y$ がともに負であるため、ベクトルは図で左上を向く。最大反流部では $\partial u/\partial y=0$ なので、 z 軸と平行になる。その上位は反流上半部に相当し、そこでは $\partial u/\partial y$ が正で $\partial w/\partial y$ が負であるため、ベクトルは右上を向く。すなわち、せん断歪速度ベクトルは常に z の負の方向の成分をもち、上方に向かって時計回りに回転する。ベクトルの回転角は、 θ_s が大きいほど、また m が小さいほど大きくなる。

式(25)に式(12)の反流の下限と上限の y の値を代入すると、それらの地点でのせん断の方向 θ_b と θ_t が求ま

る。それらは

$$\tan \theta_b = \frac{2U}{W} \left[1 - \frac{3m}{1+m-(1-m^2)X} \right] = -\tan \theta_t \dots\dots\dots (26)$$

となる。Fig. 6 の座標系に即して述べれば、反流のせん断歪速度ベクトルの向きは $180^\circ - \theta_b < \theta < 180^\circ + \theta_b$ の範囲で変化することになる。すなわち、反流中の stretching lineation の方向変化幅は $2\theta_b$ であり、それは m , X および U/W (すなわち $\tan \theta_s$) に依存して変化する。

プレートの斜め沈み込み角 $\theta_s = 18^\circ, 36^\circ, 54^\circ, 72^\circ$ の場合について、 $X = 0.2, 0.4, 0.6, 0.8$ 地点での θ_b と m との関係を表したのが Fig. 7 である。この図は、stretching lineation の方向のパラッキ幅から、 m または θ_s を推定するのに役立つ。

三波川変成帯の上昇とせん断変形

三波川変成帯の大局的構造は衝上断層をともなった横臥褶曲またはパイルナップであり、最高変成度部を中心

Fig. 6. Vectors of horizontal shear strain rate in accretionary prism in the cases of $\theta_s = 18^\circ, 36^\circ, 54^\circ$ and 72° and $m = (0, 1, 2, 3)/8$ at $X = 0.1, 0.3, 0.5, 0.7$ and 0.9 and $y/h = (1, 2, \dots, 6)/7$. Thin and thick lines and arrow-head marks denote the vectors of down-flow and counter-flow and the boundary between them.

に、その構造的上位と下位に向かって変成度が低下する。三波川変成帯の最高圧力は 1.2 GPa に達し (Banno & Sakai, 1989), 一部にエクロジイト相に達する岩石がテクトニックブロックとして含まれている (Takasu, 1989)。これらの変成圧力を単純に地下深度に換算した場合、約 40 km あるいは約 70 km であり、三波川変成岩類は付加プリズムのかなり奥部から上昇してきたことになる。上に検討した lubricant モデルを基に、三波川変成帯の上昇とせん断変形について以下に考察する。

1) 高压変成帯の上昇はこのモデルの反流に相当する。反流の存在条件は、第 3 節で述べたように、 $m < 1/2$ である。しかし、 m が $1/2$ より少々小さいだけでは反流が付加プリズムの出口付近に限定されるため、低変成度岩しか上昇してこない。三波川変成帯の最高圧相の岩石が上昇してくるには反流がプリズム奥部にまで達していた必要があり、Fig. 2 から、その条件は $0 < m < 1/8$ 程度と見当がつく。すなわち、プリズムの出口が著しく狭くなっていたか、閉じていた必要がある。

2) エクロジイト相の岩石がテクトニックブロックと

して混入していることも、付加プリズムの出口が突然狭くなったことで説明できる。すなわち、Fig. 2 の $m = 2/8$ や $m = 3/8$ のような状態から $m = 0$ や $m = 1/8$ の状態への変化を想定すればよい。反流が付加プリズム奥部にまで到達するようになり、それまで上昇できなかった奥部のより高压相の岩石が反流によって上昇を開始するであろう。最大反流部を上昇する過程で、より低压相の岩石と混合されるものと考えられる。

3) 一般に、高压変成帯の上昇は非定常的に起こるようである。これをプレートの沈み込み速度そのものの増加や斜め沈み込み角度の増加に求めることはできない。なぜなら、第 3 節で述べたように、それらによって反流の速度は増加するものの、 x - y 断面での反流のパターンやその到達深度は変わらないからである。しかし、これらのことが m を減少させ、間接的に変成帯の上昇を促進する可能性はある。プレート収れん速度の法則 (Otsuki, 1989) によれば、収れん速度が大きいときには島弧地殻は圧縮される。これは上盤プレートと下盤プレートとの摩擦力が大きいこと、すなわち両プレートの

Fig. 7. Relation between θ_b and m at $X=0.2, 0.4, 0.6$ and 0.8 (four line sets from the right to the left) in the cases of $\theta_s = 18^\circ, 36^\circ, 54^\circ$ and 72° (four lines in a line set from the bottom to the top). This figure is utilized to estimate the value of m or θ_s from the data of directional variation of stretching lineations.

境界面に作用する法線応力が大きいことを意味し、収れん速度の増加は h_2 の減少をもたらすと予想されるからである。

4) m を減少させるより直接的な原因として、陸塊、非地震性海嶺や活動的海嶺の沈み込みは有力な候補である。これらの浮力、上に凸の形態、およびこれらの一部が付加プリズム奥部で underplate することは、 h_2 を減少させるのに有効と思われるからである。浮力と形態の点では、陸塊の沈み込みが最も効果的である。

問題は最も効果的に underplate するのはどれかということである。付加プリズムの出口は上に凸な部分によってせき止められ、凸部は破壊によって剥ぎ取られて underplate し、破壊面が上盤プレートと下盤プレートとの新たな境界となろう。この点では、活動的海嶺は上盤プレートを暖めて流動化を促進するので、 h_2 を減少させることには効果的でない。事実、ウッドラーク海盆の拡大軸が沈み込んでいるソロモン群島のニュージーア島付近では、周辺と比較して深発地震帯上部での地震が明らかに少ない(Pascal, 1979)。

陸塊と非地震性海嶺のうち、いずれがより有効かは判断し難い。三波川変成帯周辺の地質状況を考慮したとき、黒瀬川構造帯中に痕跡をとどめている陸塊の沈み込みが変成帯上昇のもっともらしい原因のひとつである。

また、秩父帯と四万十帯の付加帯の時代ギャップを非地震性海嶺の沈み込みによる構造的削剥の結果と考え、その underplating に三波川帯上昇の原因を求めることもできよう。

5) Lubricant モデルから言及できるもうひとつの重要な問題は、せん断変形についてである。現在地表で観察されている三波川変成帯の stretching lineation は反流中のもののはずで、その方向は三波川帯の一般方向を中心にはらついている。Toriumi & Noda(1986)によると、stretching lineation にほぼ一致と思われる変形した放散虫化石の長軸方向のバラツキは、パンペリー石・アクチノ閃石帯から緑簾石・藍閃石帯のいずれでも $50^\circ \sim 70^\circ$ である。次に述べる Wallis(1990)と Hara *et al.*(1990)が緑泥石帯から灰曹長石帯にかけて測定した 21 個の“top to the west”を示す stretching lineation の方向のバラツキも約 60° である。

変成度が異なるということは、それらの岩石が Fig. 7 の異なった X の位置から上昇してきたことを意味する。それにもかかわらず、stretching lineation の方向のバラツキ幅がほぼ等しく 60° (すなわち $\theta_b = 30^\circ$) である。Fig. 7 から、このような状況が実現されるのは、 θ_s が 20° 前後で m が 0 にごく近い場合に限られることが分かる。すなわち、この問題に関しては付加プリズムの出口が著しく狭かったことに加えて、斜め沈み込みの角度が小さかったことが必要である。なお上記の stretching lineation の方向のバラツキには後生的な変形も大いに寄与していると思われるので、より詳細な検討が必要であることは言うまでもない。

6) 斜め沈み込みの方向が海溝軸に対して時計回りに斜交していたのか反時計回りであったのかは、次に述べるせん断のセンスから決定できる。三波川変成帯の stretching lineation に沿うせん断のセンスについては、Faure(1983, 1985)が“eastward ductile shear”説を、Wallis(1990)や Hara *et al.*(1990)は“top to the west”説を唱えた。両者ともほぼ同様な地域でかつ同様な非対称微小構造や石英の c -軸ファブリックを使用しているにもかかわらず、まったく逆の結果となったわけだが、その理由は不明である。

この問題について lubricant モデルが示唆することは、すでに第 7 節で検討したことから明らかである。すなわち、“eastward ductile shear”が正しいなら斜め沈み込みの方向が海溝軸に対して時計回りに斜交していたはずだが、“top to the west”なら反時計回りに斜交していなければならない。

Engelbrecht *et al.*(1985)によれば、135～85 Ma の

期間に日本の下に沈み込んでいたプレートの運動は北～北北西方向で、85～53 Ma の間は西北西方向であったという。日本海拡大以前の海溝は北北東方向であり、前者の時期には海溝軸に対して反時計回りに 20° ～ 30° 斜交した斜め沈み込み、後者の時期にはほぼ直交の沈み込みであったことになる。Otsuki (1985) が復元したユーラシア大陸東縁の応力場もこれを支持する。したがって、“top to the west” 説の方が正しいことは明らかで、三波川変成帯の stretching lineation の形成とそれをとともなった上昇は 135～85 Ma の時期に起こったことになる。

結 論

付加プリズムの力学を lubricant 問題として近似すると、以下のことが結論される。

1) 付加プリズムの直交断面での水平速度分布は放物線となり、プリズムの出口と入口の高さの比が $1/2$ 以下のときに反流が生じる。この比が小さいほど反流は強まり、プリズムのより奥部にまで到達するようになる。

2) 付加プリズム内の流れによる圧力はプリズムの出口に近い所で最大となり、出口と入口の高さの比が小さいほど大きくなる。この比が著しく小さいときには、変成作用の圧力として無視できないほどになる。

3) 付加プリズム内の反流によって、上盤プレート底面には海溝向きのせん断力が発生する。これによって上盤プレートは引張応力場となる。

4) プレートが海溝軸に対して斜めに沈み込んだ場合、付加プリズム内の任意の地点での水平速度ベクトルは沈み込みと同じ向きの成分をもち、その方向は上方に向かって系統的に変化する。この方向変化は斜め沈み込みの角度が大きいほど、またプリズムの出口が狭いほど大きくなる。出口が閉じた場合、斜め沈み込みの角度と入口における最大反流の方向は「入射角＝反射角」の関係になり、出口が開くにつれて海溝に平行に近づく。

5) 斜め沈み込みの場合、付加プリズム内の任意の地点での水平せん断歪ベクトルは沈み込み方向と反対向きの成分をもち、これも上方に向かって系統的に変化する。この方向変化は斜め沈み込みの角度が大きいほど、またプリズムの出口が狭いほど大きくなる。

6) 三波川変成帯の上昇、stretching lineation の方向、および“top to the west” センスのせん断変形を lubricant モデルに基づいて検討した結果、プレートの沈み込みの方向が海溝軸に対して反時計回りに 20° ほど斜交していたこと、および付加プリズムの出口が著しく狭かったことの 2 つの条件が必要であると結論された。

文 献

- Banno, S. and Sakai, C., 1989, Geology and metamorphic evolution of the Sanbagawa metamorphic belt, Japan. In Daly, J. S., Cliff, R. A. and Yardley, B. W. D., eds., *Evolution of Metamorphic Belts*, Geol. Soc. Spec. Pub., no. 47, 519-532.
- Batchelor, G. K., 1967, *An introduction to fluid dynamics*. Cambridge University Press, New York, 615 p.
- Cloos, M., 1982, Flow melanges: Numerical modeling and geologic constraints on their origin in Franciscan subduction complex, California. *Bull. Geol. Soc. Amer.*, **93**, 330-345.
- and Shreve, R., 1988, Subduction-channel model of prism accretion, melange formation, sediment subduction, and subduction erosion at convergent plate margins: 2. implications and discussion. *Pure and Applied Geophys.*, **128**, 501-545.
- Engelbreedson, D. C., Cox, A. and Gordon, R. G., 1985, Relative motions between oceanic and continental plates in the Pacific basin. *Geol. Soc. Am. Spec. Paper*, no. 206, 1-59.
- Faure, M., 1983, Eastward ductile shear during the early tectonic phase in the Sanbagawa belt. *Jour. Geol. Soc. Japan*, **89**, 319-329.
- , 1985, Microtectonic evidence for eastward ductile shear in the Jurassic orogen of SW Japan. *Jour. Struct. Geol.*, **7**, 175-186.
- Hara, I., Shiota, T., Takeda, K., Okamoto, K. and Hide, K., 1990, Sambagawa terrane. In Ichikawa, K., Mizutani, S., Hara, I., Hada, S. and Yao, A., eds., *Pre-Cretaceous Terranes of Japan*, Publication of IGCP Project, no. 224, 137-163.
- 西山哲男, 1971, 流体力学 II. 日刊工業新聞社, 193 p.
- Otsuki, K., 1985, Plate tectonics of eastern Eurasia in the light of fault system. *Tohoku Univ. Sci. Rep., Ser. 2*, **55**, 141-251.
- , 1989, Empirical relations among convergence rate of plates, rollback rate of trench axis and island arc tectonics: “laws of convergence rate of plates”. *Tectonophysics*, **159**, 73-94.
- Pascal, G., 1979, Seismotectonics of the Papua New Guinea-Solomon Islands region. *Tectonophysics*, **57**, 7-34.
- Shreve, R. and Cloos, M., 1986, Dynamics of sediment subduction, melange formation, and prism accretion. *Jour. Geophys. Res.*, **91**, 10229-10245.
- Takasu, A., 1989, P-T histories of peridotite and amphibolite tectonic blocks in the Sanbagawa metamorphic belt, Japan. In Daly, J. S., Cliff, R. A. and Yardley, B. W. D., eds., *Evolution of Metamorphic Belts*, Geol. Soc., Spec. Pub., no. 47, 533-538.
- Toriumi, M. and Noda, H., 1986, The origin of strain patterns resulting from contemporaneous deformation and metamorphism in the Sambagawa metamorphic belt. *Jour. Metamorphic Geol.*, **4**, 409-420.
- Wallis, S. R., 1990, The timing of folding and stretching in the Sanbagawa belt, the Asemigawa region, central Shikoku. *Jour. Geol. Soc. Japan*, **96**, 345-352.

(要 旨)

大槻憲四郎, 1992, プレーートの斜め沈みによる高圧変成帯の上昇とせん断変形—準 3 次元 lubricant モデルによる検討—. 地質雑, 98, 435-444. (Otsuki, K., 1992, Uplifting and shear deformation of high-P metamorphic belt by oblique subduction of plate: an investigation by quasi-3-dimensional lubricant model. *Jour. Geol. Soc. Japan*, 98, 435-444.)

準 3 次元に拡張した“lubricant model”で付加プリズムの力学を計算した。付加プリズムのウェッジマントルへの出口の開閉度, および海溝軸に対するプレート沈み込みの斜交度がその力学の鍵となる 2 つのパラメータである。出口が狭いと反流がプリズム奥部にまで及び, 高い圧力が発生し, 上盤プレートが引張応力場となる。プレートの斜め沈み込みの場合, 水平速度と水平せん断歪速度ベクトルは上下方向で規則的に回転する。三波川変成帯の上昇, stretching lineation の方向とそのバラツキ, および“top to the west”を示すせん断センスは, プリズムの出口が著しく狭く, プレーートの沈み込み方向が海溝軸に対して反時計回りに 20°ほど斜交した場合に実現されることが lubricant モデルから示唆される。