

Astérisque

RENÉ THOM

Tectonique des plaques et théorie des catastrophes

Astérisque, tome 59-60 (1978), p. 205-231

<http://www.numdam.org/item?id=AST_1978__59-60__205_0>

© Société mathématique de France, 1978, tous droits réservés.

L'accès aux archives de la collection « Astérisque » (<http://smf4.emath.fr/Publications/Asterisque/>) implique l'accord avec les conditions générales d'utilisation (<http://www.numdam.org/conditions>). Toute utilisation commerciale ou impression systématique est constitutive d'une infraction pénale. Toute copie ou impression de ce fichier doit contenir la présente mention de copyright.

NUMDAM

Article numérisé dans le cadre du programme
Numérisation de documents anciens mathématiques
<http://www.numdam.org/>

Tectonique des Plaques et Théorie des Catastrophes

R. THOM

Introduction.

Je voudrais soutenir que, dans l'explication des formes naturelles, on rencontre deux types d'approche : L'approche "réductionniste", et l'approche "platonicienne". Cette distinction est bien connue en Biologie, où une longue tradition remontant à Aristote a proposé d'expliquer les formes vivantes par référence à des "archétypes" de nature abstraite. Lord D'Arcy Thompson a été le dernier, et le plus brillant représentant de ce courant de pensée; les succès fallacieux de la Biologie Moléculaire, depuis une vingtaine d'années, ont conduit à l'éviction de ce courant de pensée par l'approche "réductionniste", qui vise à une explication ultime de la forme comme agrégation d'éléments primitifs aux propriétés supposées connues. En Géophysique, en Tectonique, en Géomorphologie, on retrouve cette opposition fondamentale; on voit des auteurs qui visent à une description globale et exhaustive du globe terrestre, avec une évaluation quantitative précise de paramètres tels que la pression, la température, la composition chimique du magma, sa viscosité,...; ou des Géomorphologues qui expliquent les effets de tel ou tel agent érosif sur tel ou tel minéral par des modèles mathématiques raffinés et complets. Il y a aussi, heureusement des esprits plus humbles, qui s'efforcent de classifier les accidents morphologiques observés en une taxonomie compréhensive, qui ne recule pas devant les phénomènes de convergence: le même accident morphologique peut s'observer sur les substrats les plus différents (par exemple : le point triple entre plaques se voit dans le dallage des sols polygonaux en milieu périglaciaire, comme entre les cellules d'un épithélium en Biologie). Devant ces accidents au caractère ubiquiste, il importe de remonter au type analogique de mécanismes qui les engendrent. Bien entendu, c'est la vision platonicienne que je voudrais défendre ici, et cet article est une tentative d'illustrer cette approche, mathématique, mais qualitative et quantitative. On reproche de plus en plus au mathématicien de s'occuper de disciplines qu'il n'a guère eu le temps d'étudier; tel est sans doute mon cas en Géologie; mais je persiste à croire que la vision abstraite, "platonicienne", mathématique peut apporter des intuitions que le spécialiste rivé à ses microscopes sera bien incapable de trouver. Au lecteur de dire si j'ai raison.

La tectonique des plaques.

La récente théorie de la tectonique des plaques soulève, aux yeux du mathématicien, un certain nombre de problèmes d'un intérêt mathématique indéniable. Dans un premier paragraphe, on montrera comment la théorie orthodoxe des plaques rigides peut conduire, par un argument de Topologie Algébrique, à la définition du géofide, c'est-à-dire du repère "absolu" lié à la surface terrestre. Dans un second paragraphe, on exposera toutes les raisons qui peuvent motiver un certain scepticisme à l'égard du postulat des plaques rigides, et on présentera un modèle plus souple inspiré du schéma général de la théorie des catastrophes élémentaires. On en déduit en particulier la nature générique des singularités "inter" ou intra-plaques, qu'on étudiera brièvement du point de vue de leur stabilité cinématique. Enfin, dans les derniers paragraphes, on fera une classification à l'ordre un des écoulements plans (modulo l'action des changements de repères), et on présentera une hypothèse générale sur les contraintes imposées à la cinématique V de la surface terrestre : cinématique en général conservative, mais où la condition de conservation $\text{div } V = 0$ peut cesser d'être vérifiée au voisinage d'un graphe de points distensifs ou compressifs; il peut y avoir également des singularités isolées où la cinématique est tangente à celle d'une rotation, et où l'on peut voir l'origine du volcanisme "central".

§1. La théorie orthodoxe.A) Un Rappel

Rappelons d'abord un théorème classique : considérons dans l'espace euclidien E un ensemble de points matériels M_i , de masses m_i , se mouvant avec la vitesse V_i , quand ces points sont rapportés à un repère $Oxyz$ considéré comme fixe. L'énergie cinétique du système est alors $T = 1/2 \sum m_i |V_i|^2$. Si l'on change de repère; et si l'on désigne par V_i^r la vitesse relative du point M_i lié à l'ancien repère par rapport au nouveau, alors la nouvelle énergie cinétique est $T = 1/2 \sum m_i (V_i + V_i^r)^2$. Il existe alors un repère (R) et un seul, par rapport auquel l'énergie cinétique T est la plus petite possible. Il suffit d'exprimer qu'une certaine forme quadratique est minimum. Etablissons-le dans le cas général d'un fluide (milieu continu) avec densité $m(x)$ contenu dans un domaine D de l'espace euclidien E . Si au point x on a la vitesse $V(x)$, on peut paramétriser les états cinétiques du fluide par un espace de Hilbert H dont la norme est définie par $\int_D |V(x)|^2 m(x) dx$. Si maintenant on change de repère en composant avec un mouvement instantané de D défini par un déplacement instantané t , où t est un élément de l'algèbre de Lie L du groupe des déplacements correspondants, les états cinétiques définis par le champ des vecteurs vitesse absolu $V(x) = V(x) + t(x)$ forment une variété linéaire affine (T) de (H) issue du champ de vecteurs initial $x \rightarrow V(x)$. Or, de l'origine O de H , il existe une

normale $\vec{Op}(t_0)$ et une seule, qui minimise la norme $|Oq|$ pour q variant dans T . Le déplacement instantané t_0 définit alors le repère absolu lié à notre fluide en mouvement. (Fig.1). L'intérêt de cette construction est qu'elle peut être localisée. Si on fait cette construction pour le fluide contenu dans une boule $B_r(x)$, de centre x , de rayon r , en faisant tendre r vers zéro, on obtient à la limite un élément $t(x)$ de l'algèbre de Lie : le déplacement absolu instantané lié à x . L'application globale $g : D \rightarrow L$ est indépendante du repère initial choisi, en ce sens que changer de repère équivaut à faire une translation constante dans L . En sorte que les éléments définis par la géométrie de l'application g (points critiques..., valeurs critiques...) sont en fait indépendants du repère initialement choisi comme fixe.

Il est vraisemblable qu'en elle-même l'application g n'est astreinte à aucune contrainte, i.e. étant donnée $g : D \rightarrow L$, on peut toujours construire un champ V de vitesses sur D qui l'engendre. Mais il en va différemment si le fluide est astreint à des conditions, par exemple si le mouvement est conservatif, ou encore si la cinématique V est en général proche de celle d'un solide... En ce qui concerne la cinématique de la surface terrestre, on peut raisonnablement penser qu'elle satisfait souvent à l'hypothèse suivante :

Hypothèse Ker . En tout point critique de l'application $g : S^2 \rightarrow L_3$ le noyau de l'application dg (supposé de dimension positive non nulle) est engendré par l'action d'un sous-groupe de L localement constant sur l'ensemble critique.

Il résulte de cette hypothèse qu'il y a deux sortes de points critiques : des points critiques isolés, et des points critiques où $\dim \text{Ker } dg = 1$, et où par suite, il y a un segment de droites constitué de points critiques.

En fait, la cinématique de la croûte terrestre présente aussi des lieux de discontinuité, notamment les "failles transformantes".

B) Le géofde en théorie des plaques rigides : un exercice en Topologie Algébrique.

Supposons que la surface de la Terre se compose de plaques rigides P_i , séparées par des arcs g_{ij} aboutissant à des sommets (s_k) . Supposons la Terre sphérique. Alors la vitesse instantanée d'une plaque P_i , rapportée à un repère considéré comme fixe (F) est définie par un vecteur instantané de rotation Ω_i (qu'on peut prendre lié au centre O de la Terre). Il est en général difficile de mesurer directement Ω_i ; les seules données observables (par exemple en évaluant la vitesse de décrochement le long de failles transformantes, et en localisant le pôle relatif de la rotation P_j/P_i comme intersection des grands cercles normaux aux failles) sont les vecteurs de rotation relatifs Ω_{ij} de P_j par rapport à P_i considérée comme fixe. Pour tout trio d'indices i, j, k , on doit alors vérifier la formule

$$\Omega_{ij} + \Omega_{jk} + \Omega_{ki} = 0.$$

En orientant les arêtes g_{ij} , dont le bord consiste de sommets s, s' , on peut définir un cycle Z (au sens de la topologie algébrique, en théorie de l'homologie, de la forme $Z = \sum \omega_{ij} g_{ij}$). Cette 1-chaîne, à coefficients dans $L = \mathbb{R}^3$, espace tridimensionnel des rotations instantanées, a un bord nul. On peut en effet supposer que tous les sommets sont des points triples, et le coefficient qui est attaché à un sommet commun à P_i, P_j, P_k est la somme $\Omega_{ij} + \Omega_{jk} + \Omega_{ki}$ qui est nulle. Comme ce cycle est homologue à zéro (le premier nombre de Betti de la sphère S^2 est nul), ce cycle est le bord d'une 2-chaîne de la forme $\sum a_j P_j$, $a_j \in \mathbb{R}^3$, avec $\Omega_{ij} = a_j - a_i$. Bien entendu cette chaîne n'est pas unique : on peut ajouter aux a_i une constante vectorielle c arbitraire : ce qui s'interprète comme un changement de repère. Si J_i désigne le moment d'inertie de la plaque P_i par rapport à l'axe de la rotation (a_i), on pourra faire choix d'un système (a_i), tel que l'énergie cinétique instantanée $T = \sum J_i |a_i|^2$ soit minimale. Un tel repère existe et est unique, d'après le premier §. Ce repère (G) peut être considéré comme le "géofde", repère absolu lié à la surface terrestre.

On doit s'attendre à ce que ce repère "géofde" varie par rapport à lui-même au cours du temps; il variera de même si l'on prend en considération, non plus la surface, mais le globe terrestre lui-même, ou encore la partie du globe dont la distance au centre de la Terre est supérieure ou égale à un nombre r ; ce qui soulève la question bien intéressante de savoir, s'il n'y a pas une rotation différentielle à l'intérieur du globe, en dessous de la croûte : le fait, maintes fois signalé, que la plupart des zones de subduction sont tournées vers l'Est (du côté convexe) milite en faveur de l'existence d'une telle rotation différentielle (l'asthénosphère, plus fluide, serait plus liée au Soleil que la lithosphère...).

§2. Critiques à l'égard de la rigidité des plaques.

Il m'est difficile d'apprécier si, dans la littérature, une évaluation systématique des vecteurs Ω_{ij} et des a_i qui les intègrent a pu être faite. Le peu que j'ai pu en voir n'entraîne pas la conviction. Rappelons d'abord que le nombre des plaques varie selon les auteurs (de 6 à une trentaine, sinon plus...). La détermination des pôles de rotation relatives se fait par une procédure de "fit" sur les intersections des grands cercles normaux aux lignes de failles transformantes entre P_i et P_j , qui est loin d'être précise. On peut se demander si les différences entre les valeurs des Ω_{ij} trouvées à partir de frontières très éloignées géographiquement n'excèdent pas le seuil au-dessus duquel la théorie cesserait d'avoir un sens. Et je ne sais pas dans quelle mesure la relation $\Omega_{ij} + \Omega_{jk} + \Omega_{ki} = 0$ a été expérimentalement vérifiée, car dans la plupart des modèles, elle est imposée "a priori".

Mais il y a des raisons théoriques plus sérieuses que ces arguments calculatoires pour mettre en doute la théorie. Les voici :

a) Dans le cas d'une frontière rectiligne D entre deux plaques P_1, P_2 (supposées planes, ici, pour la commodité de l'argument), en devrait trouver la configuration générale suivante : si O est le centre de rotation relatif de P_1 par rapport à P_2 , H la projection orthogonale de O sur la frontière D , alors, si le mouvement de rotation de P_1 est direct, on devrait trouver sur D , se succédant de droite à gauche :

- i) à droite de H sur D une zone distensive (rift), puisque là la vitesse d'un point de P_1 va vers le haut (Fig.2)
- ii) dans la zone voisine de H , une faille transformante permettant le glissement de P_1 sur P_2
- iii) à gauche de H sur D , une zone compressive, puisque là la vitesse de P_1 est dirigée vers le bas, donc vers P_2 .

Or s'il existe d'assez nombreux exemples de la séquence i) $\rightarrow$ ii) (The Law of straits, selon Xavier le Pichon, Citation [1]a), il est nettement plus difficile de trouver des exemples complets de la suite i) $\rightarrow$ ii) $\rightarrow$ iii) avec présence d'une zone compressive...

b) Il y a enfin un argument très fort, lié à un schéma de type "catastrophe élémentaire", cf. [5] : supposons qu'en tout point de la surface terrestre, on ait une fonction potentiel $U(x, \xi)$ définie sur l'espace des vecteurs tangents ξ en x et que le choix du vecteur vitesse existant en x soit défini par une convention du type "Maxwell" : le vecteur minimisant ξ de U choisi en x est celui qui donne à $U(x, \xi)$ la valeur minimum absolue. Alors, des considérations de généralité sur U permettent d'affirmer que l'"ensemble de catastrophe" de la cinématique est un graphe qui ne présente que les singularités suivantes (Fig.3)

- a) des arêtes régulières
- b) des points triples, où confluent trois arêtes, et qui sont dans la frontière de trois plaques.
- c) des points d'arrêt d'une arête, qui correspondent à la singularité "fronce" pour $U(\xi)$.

La théorie orthodoxe des plaques rigides connaît bien les points de type a) et b), mais elle ignore superbement les points de type c). Et cependant, les exemples de points d'arrêts de frontière entre deux plaques sont patents. L'exemple le plus typique est celui du rift africain : il s'agit d'une arête issue d'un point triple situé au Nord de l'Afar, en Mer Rouge, qui vient mourir (en une configuration locale fort complexe d'ailleurs) dans la région des grands lacs africains. En face de

Espace de Hilbert (H)

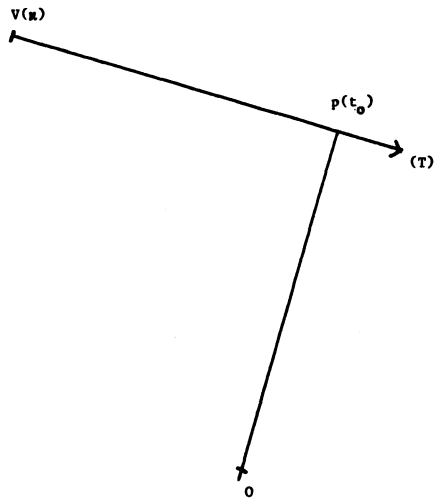


Figure 1

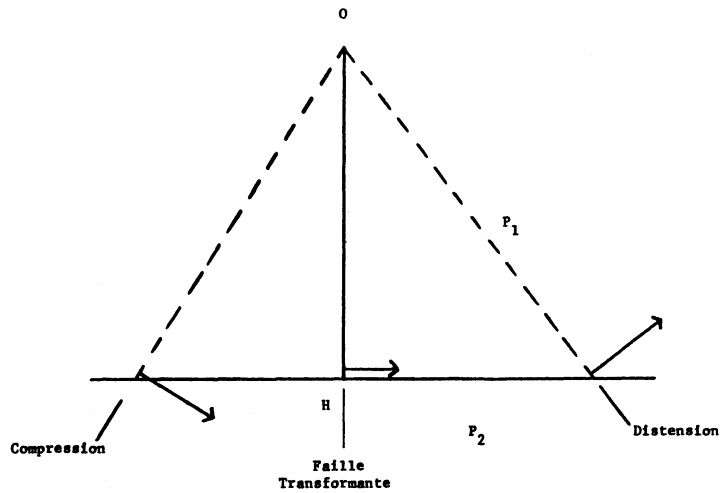


Figure 2

cette situation gênante, les théoriciens orthodoxes prolongent la frontière - en pointillé - au-delà de son point d'arrêt, postulant une jonction hypothétique avec une autre arête frontière. (Avec la frontière Plaque Afrique - Plaque Indienne dans la région Sud du Mozambique, pour le rift africain). L'extrémité Nord de la dorsale médio-atlantique (au Nord du Spitzberg) soulève un problème analogue. On comprend leur embarras : car si une plaque est rigide, en un point ne peut régner qu'une vitesse, et une ligne de discontinuité intra-plaque est impossible.

Renonçant donc au postulat des plaques rigides, on va d'abord faire une étude systématique des singularités de la cinématique dans le schéma précédent de type "catastrophe élémentaire".

§3. Etude des singularités génériques d'une cinématique bidimensionnelle.

a) Les arêtes. Nous supposons l'arête localement rectiligne, et fixe; un repère lié à l'arête est défini par Oxy où $Y > 0$ est la plaque P_1 , $Y < 0$ est la plaque P_2 , l'arête étant portée par Ox .

Soient $V_1(X_1, Y_1)$, $V_2(X_2, Y_2)$ les vecteurs vitesses locaux des plaques P_1 , P_2 respectivement. En déplaçant le repère Oxy parallèlement à Ox , on peut toujours supposer que $X_1 + X_2 = 0$.

Il reste donc finalement trois types d'arêtes :

- 1) L'arête distensive : $Y_1 > 0$, $Y_2 < 0$ (Fig.4a)
- 2) L'arête compressive: $Y_1 < 0$, $Y_2 > 0$ (Fig.4b)
- 3) L'arête "transitionnelle", où Y_1 et Y_2 sont de même signe (Fig.4c)

Les exemples des types distensif et compressif sont bien connus. Par contre, l'arête "transitionnelle" ne figure pas dans le matériel du géotectonicien, sauf dans le cas particulier où $Y_1 = Y_2 = 0$: faille transformante. Nous verrons tout-à-l'heure au §3 pourquoi une arête transitionnelle est instable en général.

b) Considérons maintenant le point triple, commun à trois plaques P_1 , P_2 , P_3 . Soient V_1 , V_2 , V_3 les trois vitesses des plaques dans un repère lié au point triple (et aux arêtes qui en sortent). Si l'on suit la trajectoire formée par un point qui suit successivement les trois vitesses (en supposant les trois arêtes de type transitionnel), on arrivera à la conclusion que le matériel s'accumule en O , ou au contraire s'éloigne de O (Fig.5a, 5b). Il faut donc s'attendre à un point triple à des phénomènes de Volcanisme : ou il y a des arêtes distensives, ou compressives aboutissant au point triple, ou on est dans la situation transitionnelle décrite plus haut, qui conduit elle aussi génériquement à une situation de compression (concentration du matériel vers O) ou de distension. Si on exclut les arêtes transitionnelles pour instabilité, les seuls points triples pouvant être considérés

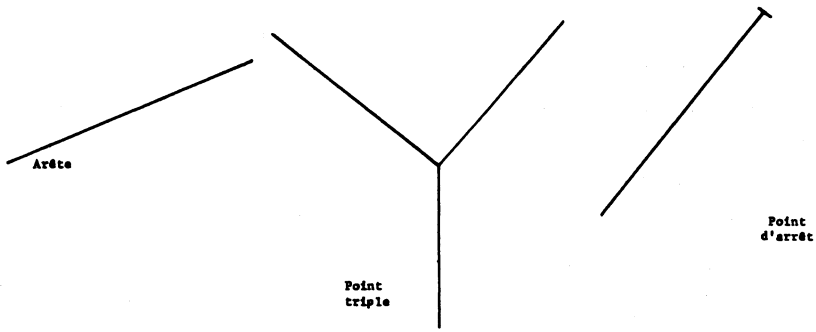


Figure 3

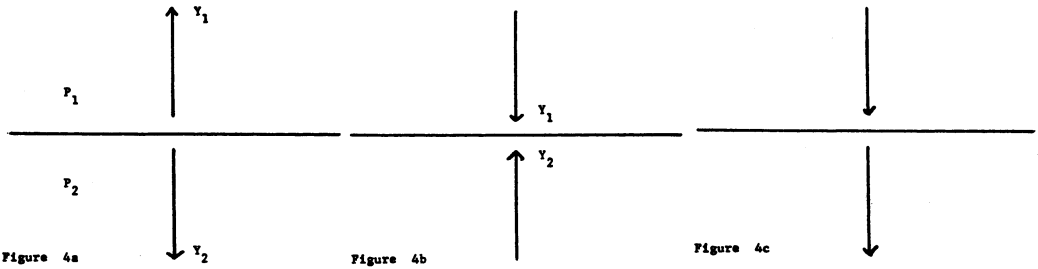


Figure 4a

Figure 4b

Figure 4c

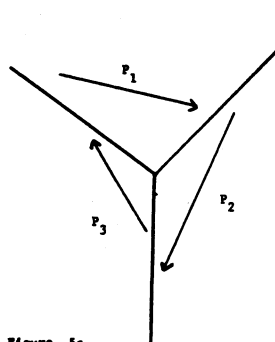


Figure 5a

Point triple
compressif

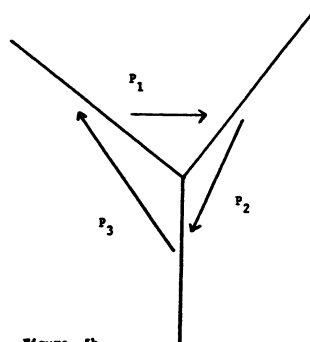


Figure 5b

Point triple
distensif

comme stables cinématiquement sont les points de jonction normaux d'une arête compressive (ou distensive) avec une faille transformante ou inversement (Fig. 6a,b,c). (Le cas où les trois arêtes seraient des failles transformantes est évidemment exclu par la géométrie...).

c) Passons aux points d'arrêt. Là les deux vitesses V_1, V_2 doivent coïncider avec la vitesse V_0 , supposée nulle dans un repère lié au point d'arrêt. D'où deux types de points d'arrêt : l'extrémité d'une arête distensive (rift) (Fig. 7a), ou l'extrémité d'une arête compressive (Fig. 7b).

Dans un repère lié à la Terre, on verra l'arête se raccourcir (8a) ou au contraire s'allonger (8b). En ce second cas, elle donnera naissance à des structures (compressives ou distensives) fossiles, c'est-à-dire non actives.

Mentionnons aussi la possibilité théorique de l'arrêt d'une frontière de type "transitionnel", (qui ne peut être alors qu'une faille transformante), car les racines obtenues par déploiement de la singularité x^4 le long de l'ensemble de Maxwell sont de signes opposés (7c).

Parmi les arguments invoqués en faveur de la Tectonique des Plaques, les plus spectaculaires sont sans doute ceux liés à la "dérive des continents", en particulier au "fit" entre les côtes Ouest de l'Amérique du Sud, et la côte Est de l'Afrique. Indiscutablement renforcé par les données du paléomagnétisme, l'argument a du poids. Mais il faut prendre conscience de sa valeur "locale". Comme on le verra au dernier §, il est permis de penser que la rigidité ainsi vérifiée est un phénomène associé à la solidité de la croûte océanique fraîchement issue de la dorsale médiane. Autrement dit, la rigidité serait plus, - à nos yeux - un phénomène lié à la périphérie océanique des plaques qu'une propriété intraplaque, où au contraire la plasticité des milieux sédimentaires permet d'importantes déformations tectoniques.

§4. Analyse plus fine des singularités.

L'analyse des courbes de discontinuité cinématique par la convention de Maxwell appliquée à un potentiel $U(x; \xi)$ est très grossière. Il faut en effet tenir compte de la compatibilité de la singularité avec les cinématiques en conflit.

Il est intéressant, de ce point de vue, de reprendre la notion de repère local associé à une masse en mouvement (repère qui minimise l'énergie cinétique); en tout point x de la surface terrestre on peut considérer un tel repère lorsqu'on tient compte, en plus, d'un voisinage de x en profondeur. Autrement dit, il faut remplacer le repère local associé à la cinématique superficielle de la croûte par un repère tenant compte de la cinématique sous-jacente, mais sous forme infinitésimale seulement. Il y a, bien entendu, de sérieuses objections à expliquer les phénomènes superficiels par des structures profondes sous-jacentes du manteau (comme dans la

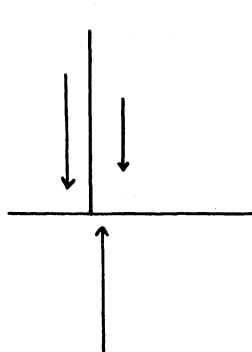


Figure 6a

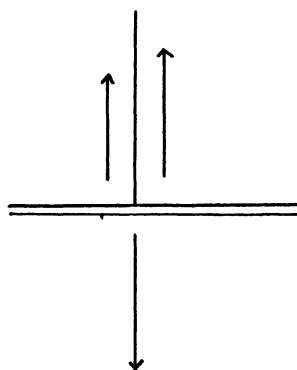


Figure 6b

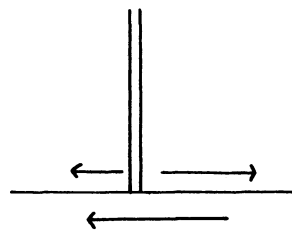
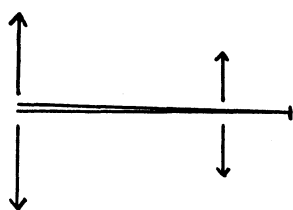


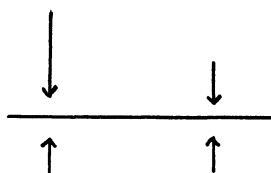
Figure 6c

Points triples stables.



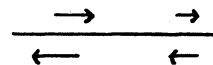
Rift

Figure 7a



Arête compressive

Figure 7b



Arrêt d'une faille transformante

Figure 7c

Points d'arrêts.

Mouvements des points d'arrêt.

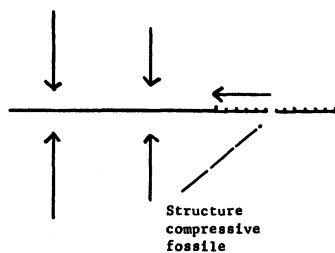
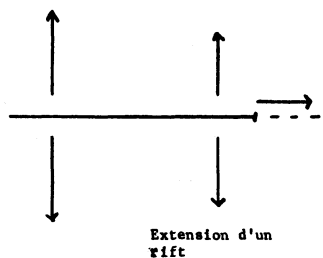


Figure 8a



Extension d'un rift

Figure 8b

théorie des "hot spots", des panaches, de Morgan, pour engendrer le volcanisme central). Car nul ne peut aller voir ce qui se passe dans le manteau... Une saine méthodologie consiste à exploiter toutes les données de la cinématique superficielle, complétée éventuellement par des hypothèses vraisemblables sur la dérivée normale de cette cinématique le long de la verticale.

Soit une arête (D) frontière commune entre deux plaques P_1, P_2 porteuses des cinématiques définies par les vecteurs V_1, V_2 respectivement. On désignera par u un vecteur unitaire normal à (D).

En un point x de (D), on peut définir deux repères : l'un lié à (D) en tant que droite géométrique du plan, soit T_D (prolongé par l'hypothèse Ker) (Cf. Note [0]); l'autre est le repère local minimisant l'énergie cinétique du §1 ; désignons-le par $T^m(x)$. L'arête (D) n'est stable en x (au sens strict) que si T^D et $T^m(x)$ coïncident modulo une translation parallèle à (D). Pour qu'il en soit ainsi, il faut et il suffit qu'on ait

$$V_1 \cos(u, V_1) + V_2 \cos(u, V_2) = 0$$

ce qui exprime que le flux (algébrique) total des cinématiques à travers (D) est nul. C'est la condition d'égalité des flux; ici, on a supposé, pour simplifier, les plaques P_1 et P_2 d'égale densité. (Fig.9a,b,c).

La direction de la discontinuité (D) va être régie par deux principes qui peuvent entrer en conflit : l'hypothèse Ker, d'une part, qui tend à favoriser la propagation rectiligne de l'arête (D). Le principe de l'égalité des flux, qui, lui, tend à perturber la constance de cette direction. Dans le cas des arêtes distensives, on peut poser en principe que tant que la vitesse de T^m par rapport à T^D n'excède pas un certain seuil (s), l'arête peut subsister; mais, une fois ce seuil (s) atteint, tout se passe comme si la cinématique T^m se mettait à agir sur (D), de manière à réaliser de nouveau l'égalité des flux.

Par exemple, pour une arête transitionnelle (D), l'égalité des flux ne peut jamais être réalisée. Si la somme $Y_1 + Y_2$ des composantes normales excède le seuil (s), alors cette translation va agir sur (D) et la déplacer parallèlement à elle-même. Les segments (D) et (D_1) ainsi définis sont en général joints par une faille transformante dont la direction est celle de la translation instantanée T^m/T^D . (Cette direction est proche de la normale (u) pour les arêtes à expansion rapide (fast spreading ridges), parce qu'alors $X_1 + X_2$ est petit devant $Y_1 + Y_2 = s$, le seuil (s) étant plus grand pour les arêtes distensives rapides que pour les lentes, dont l'inertie cinétique est plus faible, cf. [2] (Fig.9c,d).

Arêtes compressives. Pour les arêtes compressives, la valeur du seuil (s) peut être considérée comme nulle : l'hypothèse (Ker) ne joue pratiquement pas pour

Egalité des flux.

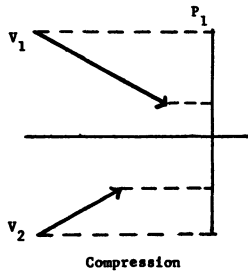


Figure 9a

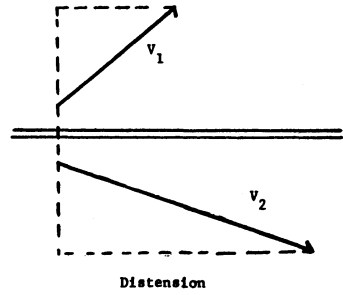


Figure 9b

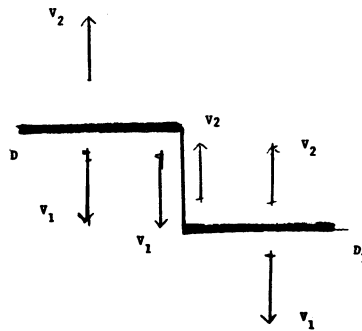


Figure 9c

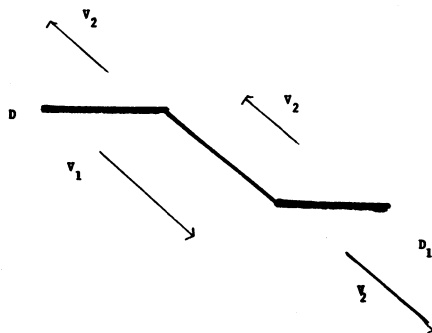


Figure 9d

elles. (Ceci est à rapprocher du fait que les axes des chaînes de montagne ne sont pas rectilignes en général, et peuvent présenter des courbures...). En fait, il est assez facile de se convaincre que la situation symétrique pour une arête compressive (D), où V_1 et V_2 sont normaux à (D) et égaux en norme, est instable. En O, point de $D = Ox$, la condition d'égalité de flux est vérifiée pour une droite quelconque (d) issue de (O). Perturbons légèrement l'arête en créant en O un angle DOL, petit, de valeur $\widehat{OD, OL} = a$. Le matériel venant de P_1 ($Y_1 < 0$) en O aura tendance à partiellement bifurquer le long de la nouvelle arête OL de O vers L, créant ainsi un courant superficiel w_1 ; de même le flot V_2 venu de P_2 va créer un courant w_2 , opposé à w_1 , le long de LO. De ce fait, les éléments matériels incorporés dans (w_1) et (w_2) subissent tous deux une déflexion d'angle $\frac{\pi}{2} - (a)$ dans leur moment cinétique. De là résulte que le repère minimisant $T^m(q)$, en un point q voisin de O sur OL, présente par rapport à T_D une vitesse angulaire non nulle (et de sens négatif dans le cas de la figure 10). Si le seuil (s) de stabilité est faible pour les rotations, cette rotation va agir sur le segment OL et tendra par suite à augmenter la valeur de l'angle (a).

On peut voir dans cette instabilité des arêtes compressives l'origine des phénomènes de "digitation": les plaques émettent des "doigts" qui glissent les uns contre les autres le long de failles transformantes normales à l'arête (D) primitive. (Fig.11). Ce phénomène a été observé dans la collision des grandes plaques de la banquise polaire (d'après John Nye). Mais ce phénomène exige que les deux plaques en collision aient des propriétés physiques (densités, en particulier) sensiblement identiques.

§5. Théorie des arcs insulaires (ou Guirlandes d'îles).

Dans le cas des arcs insulaires (island arcs) les deux plaques en collision P_1, P_2 sont de densités inégales; la plaque océanique P_1 , $Y < 0$, est plus dense que la plaque "continentale" P_2 . De ce fait, au moins dans le stade initial de la collision, la plaque P_1 est subductée: elle glisse en-dessous de la plaque P_2 , qui est "obductée". Il y aura, comme dans le schéma précédent, formation d'un "flux latéral", défini par le nombre w compris entre 0 et 1 donnant le rapport de la masse prise dans le flux latéral par rapport à la masse totale du flux issu de P_2 par unité de temps. On admettra qu'au moins initialement la plaque P_1 se trouve complètement subductée (ce qui est conforme avec la tectonique extrêmement paisible des avant-fosses océaniques). L'arête (D) de contact va du fait de l'existence du flux latéral w courbée vers les y négatifs, l'angle θ de la tangente Ox croissant avec l'abscisse x (Fig.12a). Donnons ici un modèle quantitatif du phénomène - étant entendu que ce modèle doit être entendu qualitativement.

Désignons par (F) la courbe frontière obtenue, $m(x,y)$, un point de (F),

θ l'angle (aigu) de la tangente en m à (F) avec l'axe Ox . On suppose que l'accroissement en x du flux latéral issu de P_2 ne dépend que de θ , et est proportionnel à $d\theta/dx$. Soit

$$dw(x)/dx = k(\theta) d\theta/dx.$$

Il est raisonnable de prendre pour la fonction $k(\theta)$ la fonction $\cos \theta$, maximum pour $\theta = 0$ (grande sensibilité aux variations angulaires de D dans la situation normale au flux), nulle pour $\theta = \pi/2$. De là on déduit, en un point $m_0(x_0, y_0)$ où la tangente fait l'angle θ_0 avec Ox

$$w(m_0) = \left| + \sin \theta \right|_0^{\theta_0} = \sin \theta_0$$

w est bien maximum pour $\theta = \pi/2$, $w = 1$, ce qui signifie que tout le flux issu de P_2 est latéralisé : (F) se transforme, pour $\theta = \pi/2$ en une faille transformante.

Pour obtenir l'équation de la courbe convexe (F) : $y = f(x)$ on balaye tout le demi plan $x \geq \theta$ par les ordonnées $x = \text{cste}$. Sur chacune de ces droites $x = c$, on a un conflit de régimes cinétiques séparés par le point $m(c, f(c))$. Pour (P_1) le flux est de norme 1, dirigé vers les y négatifs; pour P_2 , il vaut $1-w$, dirigé vers les y positifs (seul compte le flux non latéralisé qui est subducté); il n'y a donc pas égalité de flux en m , et, lorsque x croît, la dérivée $u = df/dx$ a tendance à croître. Ecrivons que la dérivée du/dx est proportionnelle à la différence des flux :

$$du/dx = kw = k \sin \theta$$

Or $u = \tan \theta$, et $du = d\theta / \cos^2 \theta$; de là on déduit

$$k dx = d\theta / \sin \theta \cos^2 \theta$$

ce qui permet la détermination de x , puis y en fonction de θ . On observera que pour θ tendant vers zéro, x tend vers moins l'infini, ce qui est un caractère peut-être irréaliste du modèle; pour θ tendant vers $\pi/2$, le point $m(x, y)$ tend vers l'infini, ce qui donne pour (F) une branche parabolique d'équation $y = Cx^2$ où se localise la faille transformante en laquelle (F) se termine (Fig.12b).

Il résulte de ce modèle que la variation angulaire totale d'un arc (sa "courbure totale") ne saurait excéder 90° . Le modèle est donc compatible avec une situation telle que celle de l'arc Kermadec-Tonga, sensiblement rectiligne sauf à son extrémité Nord; les arcs classiques (Aléoutiennes, Kouriles, Japon...) n'excèdent guère 90° en courbure totale; mais les arcs caribbéen, indonésien et des Antilles australes forment contre-exemples, car ils présentent une courbure totale voisine de 180° : il resterait à savoir s'ils sont "actifs" sur toute leur longueur, ce qui

semble douteux...

Remarque en liaison avec le schème de la théorie des catastrophes.

On pourra s'étonner de nous voir proposer ici un pur effet de seuil - sans son habillage catastrophique. Dans la théorie des arcs insulaires ci-dessus, on pourrait revenir à la fonction $U(x, \xi)$ générale, dont les minima en ξ seraient les deux régimes cinématiques P_1 et P_2 ; on pourrait alors interpréter l'arc insulaire comme une courbe de transition entre une frontière définie par la convention de délai parfait : le régime P_2 de la plaque obductée l'emportant sur le régime P_1 de la plaque P_1 (ce qui correspond à l'arc asymptotique $\theta = 0$) , et un régime lié à la convention de Maxwell pour $\theta = \pi/2$, pour la faille transformante asymptote de (F) . On a donc là une situation où la convention qui détermine l'ensemble de catastrophe dépend de l'angle polaire de la droite (D) , lieu de catastrophe : quand (D) est parallèle à la vitesse P_2/P_1 , c'est une convention de retard parfait (perfect delay); quand (D) est normale à cette vitesse, c'est une convention type Maxwell (Fig.13).

Ceci termine l'étude "fine" des arêtes. Nous allons maintenant étudier la cinématique de la croûte terrestre du point de vue de la classification en type des points d'un écoulement plan.

§6. Etude des écoulements plans.

On considère un champ de vecteurs (X, Y) dans le plan Oxy . On va étudier comment se comporte le développement de Taylor du champ, à l'ordre un, sous l'effet d'un changement de repères. En se bornant à l'effet des rotations centrées au point O considéré, et négligeant les translations (composantes d'ordre zéro), on voit que les termes d'ordre un du développement de Taylor $X = ax + by$, $Y = cx + dy$ sont définis par la matrice carrée $\begin{vmatrix} a & b \\ c & d \end{vmatrix}$. Si maintenant on exprime les vitesses par rapport à un nouveau repère R' qui tourne autour de O avec la vitesse angulaire q , dans ce nouveau repère la vitesse à l'ordre un sera exprimée par

$$X' = X - qy \quad Y' = Y + qx$$

d'où la nouvelle matrice $\begin{vmatrix} a & b-q \\ c+q & d \end{vmatrix}$

Les quantités a , d , et $w = b+c$ sont donc des invariants par rapport au changement de repère. Etant donné un écoulement plan défini par le champ de vecteurs V de composantes (X, Y) , on associera à tout point (x, y) du plan le vecteur $j_1(V)$ (x, y) de composantes (a, d, w) dans un espace tridimensionnel auxiliaire J . L'intérêt de cette construction est d'être intrinsèque, parfaitement indépendante du repère considéré comme fixe.

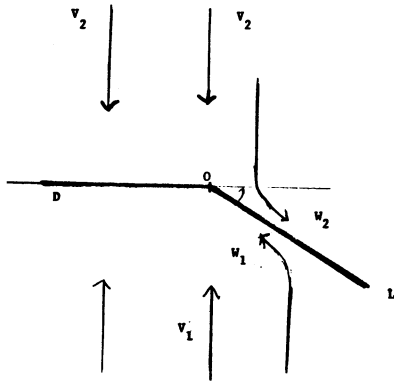
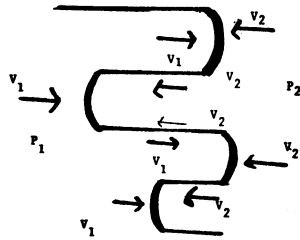


Figure 10



Digitation de deux plaques

Figure 11

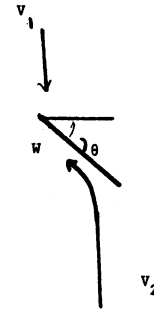


Figure 12 a

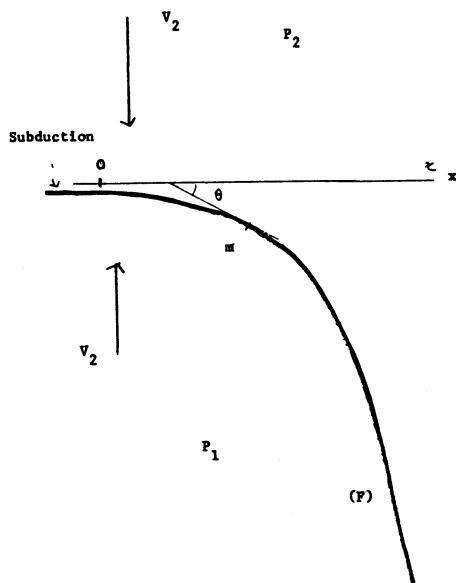


Figure 12b

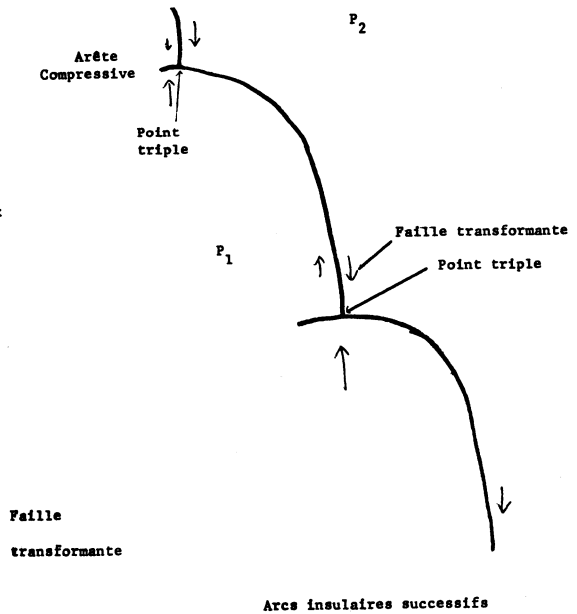


Figure 13

Classification en types.

Dans l'espace J , le plan H d'équation $a+d (= \text{div } V) = 0$ définit les points où le champ est conservatif (conserve les aires) au moins à l'ordre un... Le demi-espace $u = a+d > 0$ caractérise les points distensifs, le demi-espace $u < 0$ les points compressifs.

Cherchons, si au point O , il existe des vecteurs T qui, entraînés par l'écoulement, ont une norme stationnaire. Les composantes x, y de ces vecteurs invariants en norme sont solutions de l'équation quadratique :

$$ax^2 + (b+c)xy + dy^2 = 0$$

Ces vecteurs sont réels si $(b+c)^2 - 4ad > 0$, distincts si l'inégalité est stricte. En ce dernier cas, ils définissent en chaque point du plan un couple de directions T_1, T_2 . Par intégration ces directions définissent des courbes (non invariantes en général!) le long desquels le matériel sous-jacent est conservé en longueur (donc n'a aucune raison de déchirer ou de rompre). Par contre les bissectrices de T_1, T_2 définissent les directions le long desquelles la variation en norme du vecteur est la plus considérable (dans le sens compressif ou distensif). Ce sont donc ces directions (et leurs courbes intégrales) qui sont les premières à donner naissance à des failles (discontinuités) au cours des déformations tectoniques. (Fig.14)

Si l'on pose $u = a+d$, $v = a-d$, $w = b+c$, l'équation quadratique des vecteurs norme-invariants T a pour discriminant :

$$(b+c)^2 - 4ad = w^2 + v^2 - u^2 = 0$$

Elle définit donc un cône de révolution C d'axe Ou (Fig.15). A l'intérieur de ce cône, aucun vecteur n'est invariant en norme, il y a soit compression, soit distension en toute direction. On parlera alors de distension, ou compression quasi-homogène. A la surface du cône T , la direction racine double définit une direction conservée en norme, alors que les autres directions sont toutes distensives ($u > 0$) ou compressives ($u < 0$). La surface du cône C rencontre le plan H des points conservatifs en un seul point : l'origine, O de J , qui définit les points du plan où la cinématique est tangente à une rotation. (Car, à l'origine, tout vecteur est norme-invariant).

On observera qu'en tout point du plan H des points conservatifs les directions (T) sont réelles, et distinctes si on est en-dehors de l'origine O_1 de J . En un tel point p du plan, rapportons les vitesses à un repère lié local (minimisant l'énergie cinétique); ceci revient à imposer $b = c = w/2$; alors les vecteurs propres de la matrice $\begin{vmatrix} a & b \\ +b & -a \end{vmatrix}$, solutions de $\lambda^2 - a^2 - b^2 = 0$ sont réelles et distinctes, ce qui prouve que la cinématique en p , rapportée à ce repère minimisant, c'est une cinématique de type "col". (La distension opérée le long

d'un vecteur propre est compensée par la compression opérée le long de l'autre vecteur propre...). Si la cinématique est tangente à une rotation ($j_1(V)$ en O_1), rapportée au repère minimisant local, cette cinématique est nulle (à l'ordre un, bien entendu).

Cela étant, la théorie orthodoxe prétend que sauf sur les frontières inter-plaques, la cinématique de la surface terrestre est une rotation. On pourrait postuler un affaiblissement de cette exigence en demandant à cette cinématique d'être seulement conservative. C'est en effet une observation banale que la surface terrestre est, sinon solide, du moins parfaitement continue (zones volcaniques exceptées); et si l'on rejette les hypothèses expansionnistes (ou contractionnistes) de la Terre, on sera amené à demander que la cinématique de la surface conserve les aires (à la surface, le matériau subit des variations négligeables en température et en pression). Mais on ne peut avoir partout une situation de flot conservatif en col, loin de O_1 dans H . En effet, la topologie nous apprend, que sur une 2-sphère comme la Terre, il n'y a pas de champ continu de directions, donc il y a certainement des points où la cinématique $j_1(V)$ est en O_1 , donc tangente à une rotation. Si $j_1(V)$ était complètement contenu dans le plan H , et "générique" sur O_1 , il y aurait seulement des points isolés où la cinématique $j_1(V)$ est une rotation. Par un paradoxe apparent, nous voyons en ces points de bons candidats pour engendrer le volcanisme central (intra-plaque dans la terminologie standard). Là où la croûte terrestre est "cinématiquement" la plus semblable au solide, elle a de meilleures chances de céder...

Cela étant, nous pouvons maintenant exprimer les conditions imposées à la cinématique de la surface terrestre. On peut la formuler ainsi :

Le "jet" $j_1(V)$ de la cinématique superficielle terrestre a son image dans J contenue, dans la réunion du plan H des points conservatifs, et dans la surface du cône C .

Autrement dit, la cinématique terrestre évite l'intérieur du cône C , c'est-à-dire les points distensifs et compressifs quasi-homogènes. Ceci revient à limiter à la surface terrestre l'ampleur des phénomènes distensifs (ou compressifs). On peut se demander, à la vue des grands épanchements laviques comme ceux des plateaux de Columbia ou du Dekkan, si au cours de la préhistoire, il en a toujours été ainsi. Peut-être que non, et que le volcanisme actuel, relativement discret, doit être considéré comme un phénomène "fossile" en voie d'extinction, une séquelle attardée d'une ancienne cinématique beaucoup plus violente.

La partie de la surface terrestre où $j_1(V)$ est dans le bord du cône C peut être considérée comme le voisinage tubulaire d'un graphe : à savoir celui formé par les arêtes compressives et distensives; au moins en ce dernier cas, l'arête d'accrétion est en général invariante par une translation locale, ce qui signifie que

l'image par j^1 dans J d'un voisinage de cette arête est un segment de génératrice rectiligne du bord ∂C aboutissant en O_1 (Hypothèse Ker). De même une faille transformante, quand on lisse la cinématique, s'envoie sur un segment rectiligne γ' de H , d'origine O_1 . Comme l'application j^1 sur ces segments est de corang un (en raison de l'invariance par translation), les contre-images des extrémités de ces segments définissent (Hypothèse Ker) un graphe qui va constituer les frontières entre plaques (Fig.15b).

La transition d'une arête distensive envoyée dans ∂C , le long d'un segment (aller et retour) $O_1 \subset O_1$ vers une zone conservative envoyée dans H nécessite autour de O_1 un certain lissage.

Où ce lissage se fait directement, dans un voisinage de O_1 , mais en évitant O_1 (Fig.16a); ceci correspond aux arêtes d'accrétion dites à expansion rapide (fast spreading ridges); il y a alors peu de volcanisme proprement dit; ou le lissage se fait en passant d'abord sur la nappe compressive du bord ∂C , puis revenant dans H . Ceci correspond aux arêtes à expansion lente (slow spreading ridges) comme la dorsale médio-atlantique; il y a alors un volcanisme périphérique, à la bordure de la zone compressive qui freine l'expansion. (Fig.16b,c), cf. Le Pichon, citation [17]b.

En ce qui concerne les arêtes compressives de type arc insulaire, qui se terminent en faille transformantes, on pourra les interpréter comme constitué d'un arc sur le bord ∂C aboutissant en O_1 avec une tangente τ et la faille transformante asymptotique γ' définie par un arc H issu de O avec une tangente τ' ; alors le plan engendré par τ, τ' est tangent à C en O_1 (Fig.16d).

§7. Théorie du volcanisme.

Rappelons que si un champ de vecteurs Z est de la forme $Z_0 + W$, où W est petit devant Z_0 , on peut parfois remplacer W par sa moyenne $\bar{W}$ le long des trajectoires du champ Z_0 ; c'est le cas si toutes les orbites de Z_0 sont fermées (cycles); on peut alors remplacer W par un champ $\bar{W}$ invariant selon la rotation définie par les orbites fermées de Z_0 . Pour un champ local V en x , rapporté à son repère minimisant local, pris sur une certaine épaisseur verticale h , on obtient une composante de correction profonde w peut parfois jouer ce rôle. Si l'on est dans un point de H différent de O_1 , le champ local est de type col, et n'a aucune orbite compacte; la procédure d'intégration de w le long de ces orbites non compactes n'a pas de sens. Par contre, si l'on en est en O_1 , le champ par rapport à un repère minimisant est nul; par rapport à un repère minimisant profond, on aura dans le plan Oxy une rotation (Γ) donc pour orbites des cercles concentriques (ceci tout au moins en négligeant la composante de translation profonde); mais, en profondeur, la condition de conservation cesse d'être imposée. On

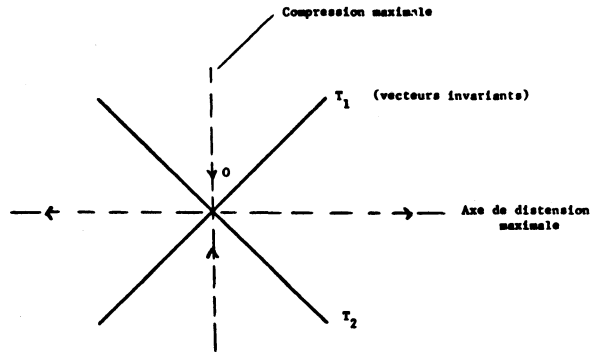


Figure 14

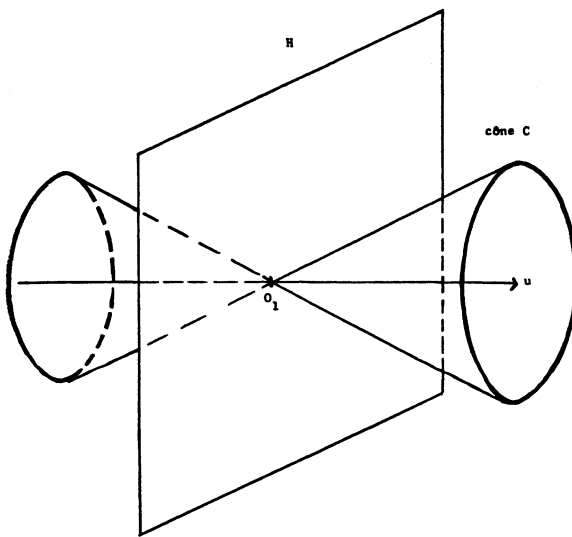


Figure 15a

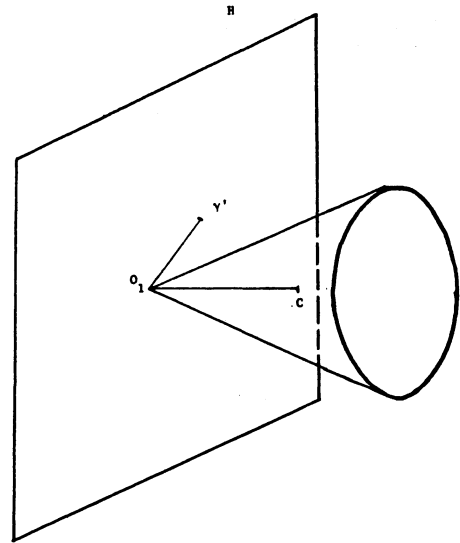


Figure 15b

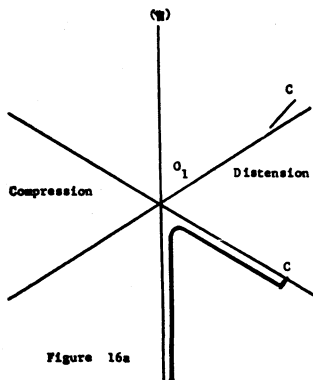


Figure 16a

Liasage :
dorsale à extension rapide
"Fast spreading ridge"

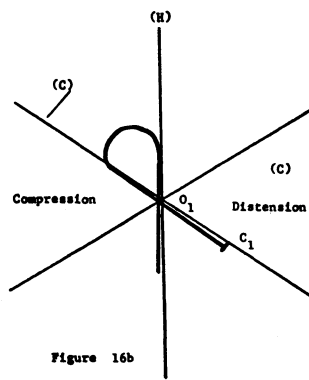


Figure 16b

Liasage :
dorsales à extension lente
"Slow spreading ridge"

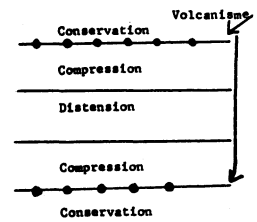


Figure 16c

Section de la
dorsale

pourra donc obtenir une composante de correction profonde w , qu'on pourra supposer - selon l'argument énoncé plus haut, invariante par la rotation r . Si le vecteur w ainsi défini entre dans les cercles il y aura dans la dynamique sous-jacente accumulation de matériel, focalisation de ce matériel au centre. Situation explosive qui doit normalement aboutir à la formation d'une bouche volcanique au centre O qui va dégorger l'excédent de matériel concentré dans les couches sous-jacentes en dessous de O (Fig.17a). Ce modèle fait du volcanisme "central" le débouché externe d'une sorte de cyclone de magma. Il soulève une évidente objection. Qu'arrive-t-il si au lieu d'avoir un $\bar{w}$ entrant dans les cercles, on a un vecteur $\bar{w}$ sortant ? (Fig.17b). On devrait en ce cas avoir un vide se formant sous O , d'où effondrement à bord circulaire de type "caldera".

Il est difficile de fournir à cette objection une réponse satisfaisante; on peut en envisager deux (ce qui démontre leur faiblesse) : ou bien la dynamique sous-jacente est telle qu'elle favorise les cyclones, au détriment des anticyclones; c'est le cas pour la dynamique de l'atmosphère, où les cyclones sont souvent très forts et très bien formés, alors que les anticyclones apparaissent le plus souvent comme des "dorsales" anticycloniques à vorticité faible. (En hydrodynamique, dans le phénomène de Bénard, on a une dissymétrie analogue.). Ou il existe effectivement des anticyclones sous les points à rotation pure, mais le matériel centrifugé est compensé par un apport venant verticalement d'en-dessous. En cas d'absence d'équilibre entre ces deux débits, on pourrait avoir, soit éruption à l'extérieur, soit effondrement en caldera. Sp culativement on pourrait voir dans le premier type un volcanisme de type "compressif" (  laves andésitiques), et pour le second un volcanisme distensif (  laves basaltiques). Peut-être l'archipel de Hawaï serait le cas le plus typique à envisager pour ce modèle...

Dans le cas d'une arête compressive (de type arc insulaire) on pourra donner du volcanisme "linéaire" associé à l'interprétation suivante. Si la cinématique V est conservative, elle est aussi, en dimension deux, hamiltonienne. On pourra donc construire sur chaque plaque un hamiltonien H dont les lignes de niveau définiront les trajectoires de la cinématique. Supposons que deux plaques P_1, P_2 se rencontrent selon une arête D compressive; on peut épaissir D en une bande limitée par les horizontales D_1, D_2 ; et on raccordera le hamiltonien H_1 sur P_1 au hamiltonien H_2 sur P_2 . Pour cela, on découpera la bande $D_1 D_2$ en cellules carrées, et dans chaque cellule on b tira un hamiltonien local de raccordement ayant une singularité centrale, comme $H = \text{Arc tg } y/x$; en une singularité de ce type, la vitesse devient infinie au centre, d'où le caractère explosif de ce volcanisme... La présence de plusieurs bandes obliques de ce type se chevauchant dans l'axe de la frontière pourrait expliquer la formation "en échelon" des massifs volcaniques. (Note : la singularité ponctuelle ainsi définie est évidemment de même nature que la singularité

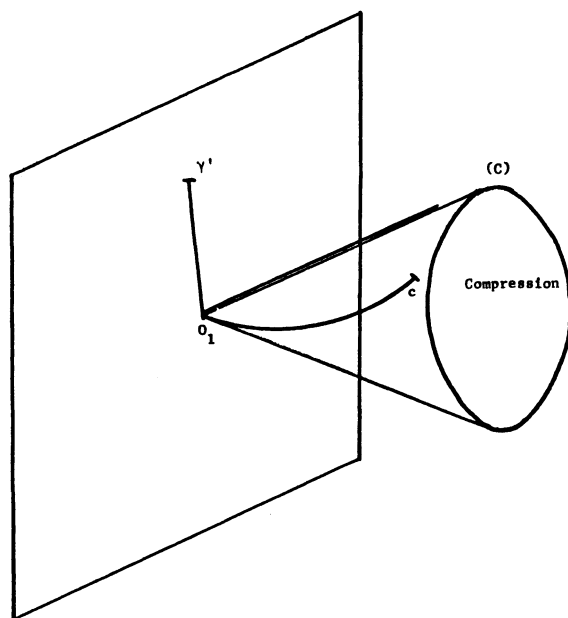
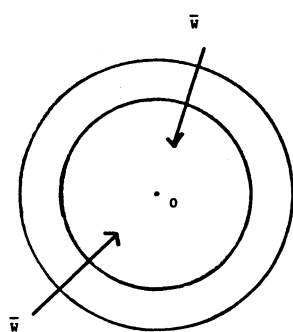
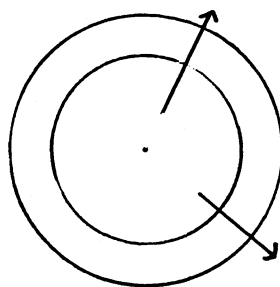


Figure 16d



Cyclone
compressif

Figure 17a



Cyclone
distensif

Figure 17b

té "cyclonique" ponctuelle décrite ci-dessus). (Fig.18).

On est ainsi conduit à concevoir trois types possibles de volcanisme - du point de vue de son origine cinématique :

- a) un volcanisme central, associé à un point singulier de type tangent à une rotation (Hawai ?)
- b) un volcanisme linéaire, soit distensif, associé aux arêtes distensives (médianes océaniques, rifts continentaux), soit compressifs (arcs insulaires)
- c) un volcanisme local associé aux points triples et à leur instabilité (Açores, Etna ?)

Il n'est d'ailleurs pas impossible qu'une singularité de type a) puisse se former en une singularité du bord et migrer vers l'intérieur d'une plaque; c'est ce que suggère la chaîne Emperor-Hawai. (On comparera avec l'origine subtropicale des cyclones en dynamique atmosphérique. Ces cyclones sont formés, en effet, par déferlement d'un front chaud).

Ce modèle "souple" de la dynamique superficielle permet également une interprétation des séismes (peu profonds) : il est possible que la frontière entre deux plaques subisse une variation, brutale, "catastrophique". Donnons-en une illustration (Fig.19); supposons qu'on ait une arête D entre P_1 et P_2 de type transitionnel (le flux allant de P_1 vers P_2) mais localement distensive. Il se peut que la frontière D s'exfolie en créant deux points triples a,b où aboutissent des arcs as, tb de type rift, il est possible que brutalement ces arcs se rejoignent en une nouvelle frontière a x b, cependant que l'ancienne frontière acb distensive se comble et devienne inactive. Le bloc B compris entre les arcs axb et acb passe brutalement de P_1 à P_2 , d'où la discontinuité cinétique produisant le séisme. Bien entendu, ce schéma superficiel ne saurait s'appliquer aux séismes profonds. Les plaques froides immergées dans le manteau qui en sont responsables ont très probablement leur origine dans la cinématique superficielle; mais il y faudrait une théorie tri-dimensionnelle capable de tenir compte des changements de phase (solidus-liquidus).

Conclusion.

Ce qui fait l'intérêt épistémologique exceptionnel de la Tectonique des Plaques, c'est qu'on y retrouve, sous une forme typique, le grand dilemme de toute théorie morphologique : à savoir le problème de la causalité. Les accidents morphologiques observés ont-ils un rôle causal dans l'évolution globale du processus, ou au contraire ne sont-ils que des symptômes, des singularités passives imposées par les contraintes de la situation globale ? Ce dilemme, on le trouve en Physique, dans l'in-

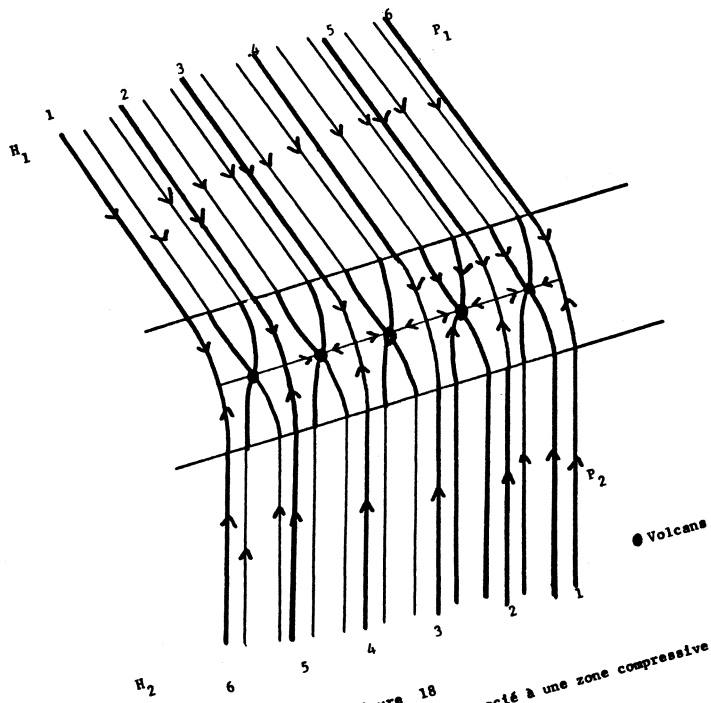
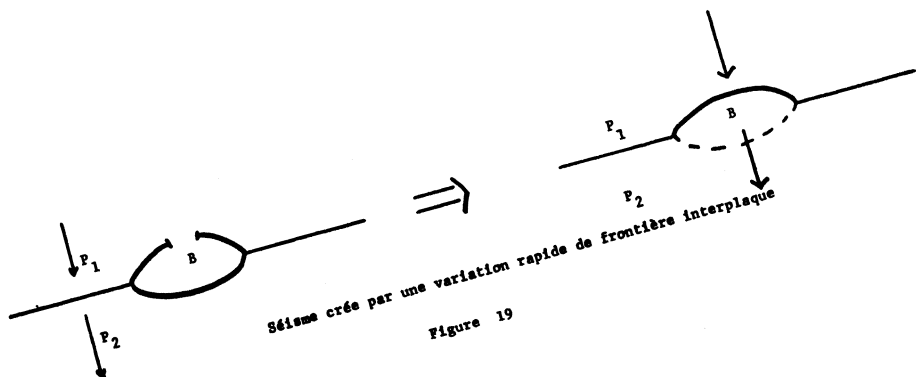


Figure 18
Volcanisme linéaire associé à une zone compressive



Système créé par une variation rapide de frontière interplaque
Figure 19

interprétation de la matière et du rayonnement par rapport à l'espace. On le trouve en Biologie, où fréquemment les organes sont créés par une situation locale comme dans les phénomènes de régénération, alors qu'en d'autres circonstances l'intégrité fonctionnelle des organes est indispensable au maintien de l'équilibre organique. Les "réductionnistes" sont des gens pressés; ils veulent immédiatement pouvoir prévoir, donc localiser la "cause" pour agir sur elle; les "platoniciens", avec plus de recul, mettent la causalité entre parenthèse; ils proposent une analyse locale avant de s'attaquer à des schémas globaux. La causalité est un concept trompeur, parce qu'intuitivement clair, alors que la réalité est toujours faite d'un réseau subtil d'interactions.

On reprochera aux idées ici présentées de miner le pouvoir prédictif de la théorie orthodoxe des plaques rigides sans rien mettre à la place. J'accepte cette objection, tout en répondant qu'il vaut mieux une vision correcte à l'échelle locale qu'une extrapolation globale inconsistante.

L'hypothèse de la rigidité des plaques n'a pas été acceptée sans réserves par tous les géologues; parmi les sceptiques, je citerai Paul J. Roper [37]; et l'hypothèse de l'essentielle plasticité des zones continentales semble présentement gagner du terrain (M. Mattauer [47]). L'avenir appartiendra, probablement, à un modèle hiérarchique de singularités, prenant comme éléments de base les grandes dorsales océaniques (la dorsale atlantique, par exemple); on définira une cinématique distensive associée, proche du mouvement rigide; les contraintes au bord de cette cinématique créent alors, à bonne distance de la dorsale, des zones de conflit, qui elles-mêmes peuvent créer de nouvelles singularités (arêtes distensives ou compressives) subordonnées aux premières; lesquelles, à une échelle plus petite pourront créer elles aussi des singularités de second ordre... pour finir à l'échelle de la tectonique usuelle et de ses accidents (failles, montagnes, grabens... etc). Mais beaucoup de temps sera nécessaire avant qu'on puisse préciser ces interactions, et en tirer un schéma prédictif valable sur le plan quantitatif.

Note [0] : L'emploi de l'hypothèse (Ker) est ici justifié par l'argument suivant : si on lisse la discontinuité de la vitesse le long de l'arête (D) par une petite bande de raccordement dans un voisinage $[-c < y < c]$ de (D) , alors, sur l'axe même ($y = 0$) de la bande, le champ V aura pour forme locale

$$Y = ay \quad X = 0 \quad (\text{arête distensive si } a > 0, \text{ compressive si } a < 0)$$

$$Y = 0, \quad X = by \quad (\text{faille transformante})$$

et ceci par rapport à un repère minimisant l'énergie cinétique locale. Or les matrices

$$\begin{vmatrix} 0 & 0 \\ 0 & a \end{vmatrix} \quad \text{ou} \quad \begin{vmatrix} 0 & b \\ 0 & 0 \end{vmatrix} \quad \text{sont singulières, et le noyau de l'application li-}$$

néaire associée est le vecteur $(1,0)$ porté par $(D) = Ox$, par suite l'origine O est un point critique de l'application $j^1 g : R^2 \rightarrow L$. L'hypothèse (Ker) implique que la même situation prévaut sur un voisinage de O le long de $Ox = (D)$ $(-\epsilon < x < \epsilon, y = 0)$.

Références

- [1] Citations de "Plate Tectonics" par X. Le Pichon, J. Francheteau, J. Bonnin, Elsevier 1976.
- a) In the Bay of Biscay the oblique opening changed to pure strike slip along the North Pyrenean fault. Similarly, the oblique opening of the Alboreau sea progressively changed to pure strike slip across the straits of Gibraltar. Apparently, in general, triangular opening are not "scissor"-like openings resulting in compression on the other side, but are oblique openings ending in strike-slip faulting at the summit of the triangle. This could be called the "law of Straits" ! (p.102).
- b) It is well known, too, that volcanic activity may occur well away from the plate margin. However, the main problem is to explain why some activity persists typically to 30 km or more away from the plate boundary in slow-spreading ridges to produce the topography of the rift valley and its adjacent rift mountains, whereas little tectonic activity exists away from the boundary on fast-spreading ridges. (Ibid, p.193).
- [2] T. Atwater; Ken. C. Mac Donald. Are spreading centers perpendicular to their transform faults ? Nature 270, 22-9 Dec, 1977, pp.717-9.
- [3] Paul J. Roper. Plate Tectonics : A Plastic as Opposed to a Rigid Body Model, Geology, May 1974, 2 (5), pp.247-50.
- [4] M. Mattauer. Pourquoi les continents se déforment : le cas de l'Asie. La Recherche, 1977, 67, p.471.
- [5] R. Thom. Stabilité structurelle et Morphogénèse. Interéditions Paris 1973.
- Cet article doit également être publié en anglais dans "Catastrophist Geology".
Editeur J.B. Kloostermann, Rio de Janeiro, Brésil.

THOM René
Institut des Hautes Etudes Scientifiques
35, route de Chartres
91440 Bures-sur-Yvette