

Nouvelle thermodynamique et mécanique des roches

Maurice A. BIOT *

On débute par un exposé de nouveaux concepts fondamentaux, dans le contexte de la mécanique des roches, conduisant aux équations qui gouvernent la déformation et le transport de chaleur et de

fluide dans les pores. Les phénomènes diapiriques et les plissements tectoniques sont ensuite discutés dans le cadre de l'instabilité thermodynamique.

POTENTIELS COLLECTIF, THERMOBARIQUE ET CONVECTIF

Considérons un solide poreux représenté par un cube dont les côtés sont de dimension unité. Ce cube constitue l'état initial du matériau à la température T_0 et à la pression p_0 . Les pores contiennent un fluide visqueux compressible également à la température T_0 et la pression p_0 . A la surface du solide se trouve une fine enveloppe aisément déformable qui a pour but de sceller les pores. Un tube traversant cette enveloppe permet d'injecter, de l'extérieur, du fluide dans les pores.

Considérons maintenant un système thermodynamique composé du solide cubique que nous venons de décrire et que nous appellerons cellule primaire C_p , d'un réservoir rigide contenant le même fluide que les pores, que nous appellerons cellule de stock C_s et d'un "puits thermique" C_T constitué par un très grand réservoir rigide et à température isotherme T_0 . La cellule de stock C_s est également très grande et contient le fluide à la température et la pression T_0, p_0 .

Nous allons maintenant appliquer des forces au solide constitué par la cellule C_p . Nous allons également lui fournir de la chaleur et augmenter la masse de fluide dans les pores. Nous supposons que le nouvel état thermodynamique du solide est complètement défini par les six composantes γ_{ij} de la déformation, la masse m de fluide injecté et la température T . La cellule C_p constitue un système thermodynamique ouvert par le fait qu'on y ajoute de la matière sous forme de fluide dans les pores. On évite les difficultés classiques rencontrées dans le traitement des systèmes ouverts en considérant que la masse de fluide injectée provient uniquement du réservoir de stock C_s et que la chaleur est fournie entièrement par une pompe à chaleur opérant entre la cellule primaire C_p et le puits thermique C_T . Dans ce cas on obtient un système $C_p + C_s + C_T$ fermé et adiabatique, et l'on suppose que la transformation est obtenue entièrement en opérant sur le système un *travail extérieur réversible*. On peut montrer que ce travail dépend unique-

* Avenue Paul-Hymans 117, Bte 34, 1200 Bruxelles (Belgique).

ment des variables d'état γ_{ij} , m et T de la cellule C_p et constitue ce que nous avons appelé le *potentiel collectif* de la cellule.

$$v = v(\gamma_{ij}, m, T) \quad [1]$$

Nous avons introduit d'autres nouveaux concepts en considérant une cellule C_p rigide adiabatique. On transfère alors d'une manière réversible une masse dm de fluide de C_s à C_p , tout en maintenant la cellule C_p rigide ($\gamma_{ij} = 0$) et sans apport direct de chaleur à C_p . Ceci constitue un "transfert thermobarique". Ce transfert étant réversible, la pression et la température du fluide sont augmentées graduellement grâce à une suite continue de compressions et d'injections de chaleur par pompes à chaleur. Lorsque le fluide est en équilibre avec le solide à la pression p et à la température T , on l'injecte d'une manière réversible et adiabatique dans le solide. Le travail total par unité de masse est :

$$\psi = \int_{p_0 T_0}^{p T} \left(\frac{dp}{\rho} + \theta d\bar{s} \right) \quad [2]$$

Ceci définit le *potentiel thermobarique* (M. A. BIOT, 1976a ; M. A. BIOT, 1977). Le trajet d'intégration est arbitraire. Dans l'intégrand et le long du parcours, p et ρ désignent la pression et la masse spécifique ; on a posé $\theta = T - T_0$ et $d\bar{s}$ est l'accroissement d'entropie de l'unité de masse de fluide. Pour la simplicité, on désigne par p et T les valeurs finales et les valeurs variables dans l'intégrale.

PRINCIPE DE DISSIPATION VIRTUELLE

Une formation rocheuse poreuse peut être considérée comme un milieu continu non homogène où les propriétés locales sont définies par le déplacement $\xi_i - x_i$ du solide, l'accroissement de masse m de fluide dans les pores et l'entropie collective S , les variables m et S étant par unité de volume initial. On peut définir un potentiel collectif du système rocheux en écrivant :

$$V = \int_{\Omega} v d\Omega \quad [8]$$

où $d\Omega = dx_1 dx_2 dx_3$ est l'élément de volume dans l'espace des coordonnées initiales x_i et v est le potentiel collectif local [1]. On peut l'écrire :

$$v = v(\gamma_{ij}, m, S, x_i) \quad [9]$$

où S est l'entropie collective locale, et x_i les coordonnées initiales.

On définit une "entropie relative" du fluide par :

$$\bar{s} = \int_{p_0 T_0}^{p T} d\bar{s} \quad [3]$$

Lors d'un transfert thermobarique suivi d'une injection de chaleur $T ds_T$ dans la cellule C_p par pompe à chaleur "l'entropie collective" du système $C_p + C_s$ augmente d'une quantité :

$$dS = \bar{s} dm + ds_T \quad [4]$$

Si on ajoute une déformation $d\gamma_{ij}$ le travail total est :

$$dv = T_{ij} d\gamma_{ij} + \psi dm + \theta ds_T \quad [5]$$

où $T_{ij} d\gamma_{ij}$ est le travail des forces appliquées au solide, ψdm est le travail dans le transfert thermobarique de dm et θds_T est le travail de la pompe à chaleur nécessaire à l'injection de chaleur $T ds_T$ dans C_p .

L'élimination de ds_T entre les équations [4] et [5] donne :

$$dv = T_{ij} d\gamma_{ij} + \phi dm + \theta dS \quad [6]$$

où

$$\phi = \psi - \theta \bar{s} \quad [7]$$

définit un *potentiel convectif* qui remplace le potentiel chimique de GIBBS. L'expression [6] est une différentielle exacte avec les variables d'état γ_{ij} , m et S de C_p . Que l'entropie collective S soit une fonction d'état de C_p est une conséquence du fait qu'elle est déterminée par γ_{ij} , m et T .

Les variables de champ qui décrivent l'état du système rocheux sont les suivantes. Il y a d'abord le déplacement $\xi_i - x_i$ du solide. Les déformations sont des fonctions

$$\gamma_{ij} = \gamma_{ij}(C_{ik}) \quad [10]$$

où

$$C_{ij} = \frac{\partial \xi_i}{\partial x_j} \quad [11]$$

On définit aussi un *déplacement de masse* M_i . C'est la quantité de fluide qui a traversé une surface déformée du solide poreux, initialement égale à l'unité et initialement perpendiculaire à l'axe x_i . La conservation de masse s'exprime par la relation *holonome* :

$$m = - \frac{\partial M_i}{\partial x_i} \quad [12]$$

Une troisième grandeur nécessaire à la description du système est le *déplacement d'entropie* S_i . Il est défini par la relation :

$$\dot{S}_i = \bar{s} \dot{M}_i + \frac{\dot{H}_i}{T} \quad [13]$$

Le point désigne une dérivée par rapport au temps et \dot{H}_i désigne le flux de chaleur à travers une surface déformée du solide, initialement égale à l'unité et initialement perpendiculaire à l'axe x_i . On peut écrire la *relation holonome* :

$$s = -\frac{\partial S_i}{\partial x_i} \quad [14]$$

où s est l'entropie fournie à l'unité de volume initial par convection et conduction. L'entropie collective locale du même volume est :

$$S = s + s^* \quad [15]$$

où s^* représente l'*entropie produite*.

L'ensemble de la formation rocheuse considérée comme un milieu poreux continu est ainsi complètement décrit par les trois champs vectoriels ξ_i, M_i et S_i et par le champ scalaire s^* .

Lorsqu'on applique des variations virtuelles à ces champs, on peut formuler un principe variationnel qui généralise le principe de d'ALEMBERT (M.A. BIOT 1975 ; M.A. BIOT, 1976b). Dans le cas particulier qui nous occupe, on peut le formuler de la manière suivante. On introduit un *potentiel collectif mixte*

$$P = V + G \quad [16]$$

où V est donné par [8] et

$$G = \int_{\Omega} (m_0 + m) G(\xi_i) d\Omega \quad [17]$$

représente l'énergie potentielle du système dans un champ de force tel que la pesanteur. La masse initiale par unité de volume est m_0 et $G(\xi_i)$ repré-

sente le potentiel du champ par unité de masse au point déplacé ξ_i .

Le principe de dissipation virtuelle s'écrit :

$$\delta_R P + \int_{\Omega} T \delta s^* d\Omega = 0 \quad [18]$$

La variation δ_R de P indique que dans P on fait varier uniquement ξ_i, M_i et S_i et non s^* . La température locale au point ξ_i est T . Le principe [18] est un cas particulier d'une forme beaucoup plus générale (M.A. BIOT, 1975 ; M.A. BIOT, 1976b) qui inclut le travail virtuel des forces d'inerties inversées.

La dissipation virtuelle peut s'écrire :

$$T \delta s^* = \frac{\partial D}{\partial M_i} \delta M_i + \frac{\partial D}{\partial S_i} \delta S_i \quad [19]$$

où D représente une fonction de dissipation (M.A. BIOT, 1977) :

$$D = \frac{1}{2} C_{ij} \dot{M}_i \dot{M}_j + C_{ij}^M \dot{M}_i \dot{S}_j + \frac{1}{2} T \lambda_{ij} \dot{S}_i \dot{S}_j \quad [20]$$

C'est une forme quadratique en \dot{M}_i et \dot{S}_j dont les coefficients sont fonction de l'état local représenté par les variables γ_{ij}, m, S et x_i .

L'introduction d'une fonction de dissipation revient à incorporer le principe de réciprocité d'ON-SAGER. La puissance dissipée localement est :

$$T \dot{s}^* = 2D \quad [21]$$

où s^* est le taux de production d'entropie. Lorsque le déplacement de masse est nul ($\dot{M}_i = 0$), la dissipation [21] se réduit aux derniers termes. Ceux-ci représentent la dissipation due à la conduction thermique, où λ_{ij} est la résistivité thermique d'un élément déformé, fonction de γ_{ij}, m, S et x_i . Ce n'est pas la définition classique car elle fait intervenir la relation entre \dot{H}_i et $\partial \theta / \partial x_i$. Ce point a été discuté plus longuement ailleurs (M.A. BIOT, 1976b).

ÉQUATIONS DIFFÉRENTIELLES DES CHAMPS OBTENUES A PARTIR DU PRINCIPE VARIATIONNEL

Dans l'équation variationnelle [18] on introduit les valeurs [16] et [19] de P et $T \delta s^*$ et l'on impose des variations arbitraires $\delta \xi_i, \delta M_i$ et δS_i . En tenant compte des relations holonomes [11] [12] et [14] et en intégrant par partie, on obtient une intégrale où les coefficients de $\delta \xi_i, \delta M_i$ et δS_i doivent être nuls. Ceci donne :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial v}{\partial C_{ij}} \right) - (m_0 + m) \frac{\partial G}{\partial \xi_i} &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial v}{\partial m} + G \right) + \frac{\partial D}{\partial M_i} &= 0 \quad \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial v}{\partial S_i} \right) + \frac{\partial D}{\partial S_i} = 0 \quad [22] \end{aligned}$$

Ces neuf équations jointes à l'équation [21] gouvernent le champ des dix variables ξ_i, M_i, S_i et s^* . Elles déterminent complètement l'évolution thermodynamique et mécanique du système. Elles constituent un cas particulier d'équations plus générales, contenant des termes d'inertie et valables pour un mélange de fluide dans les pores (M.A. BIOT, 1977).

On déduit de l'équation [6] les valeurs $\partial v / \partial m = \phi$ et $\partial v / \partial S = \theta$. Les six dernières équations [22] peuvent donc s'écrire :

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\phi + G) + \frac{\partial D}{\partial M_i} = 0 \quad \frac{\partial \theta}{\partial x_i} + \frac{\partial D}{\partial S_i} = 0 \quad [23]$$

Elles constituent une généralisation de la loi de DARCY aux flux couplés thermomoléculaires en mi-

lieu déformable. Si on pose $\dot{S}_i = 0$, les équations ont la forme obtenue par M. KING HUBBERT (1940, 1956) pour l'écoulement de DARCY à l'aide d'un potentiel mixte $\varphi = \phi + G$.

APPLICATIONS A LA GÉOTHERMIE ET LA SISMOLOGIE

Le domaine d'application des équations [22] est très vaste et permet en particulier de traiter d'une manière systématique et rigoureuse les systèmes géothermiques. La forme lagrangienne des équations présentées ci-après ouvre le champ à des méthodes d'analyse puissantes où des systèmes très complexes sont représentés d'une manière simplifiée par des coordonnées généralisées.

Les équations [22] complétées par les termes dynamiques (M.A. BIOT, 1977) gouvernent les phénomènes sismiques non linéaires associés au glissement d'une faille dans des roches poreuses.

ÉQUATIONS LAGRANGIENNES

On peut représenter les champs à l'aide de coordonnées généralisées par les relations :

$$\begin{aligned} \xi_i &= \xi_i(q_1, q_2, \dots, q_n, x_i) \\ M_i &= M_i(q_1, q_2, \dots, q_n, x_i) \\ S_i &= S_i(q_1, q_2, \dots, q_n, x_i) \end{aligned} \quad [24]$$

Dans beaucoup de cas pratiques, on peut négliger s^* par rapport à S et dans ces cas P devient une fonction de q_i . On peut généraliser la méthode quand cette approximation n'est pas valable (M.A. BIOT, 1975 ; M.A. BIOT 1977) mais nous n'insisterons pas sur ce point. On introduit une fonction de dissipation totale du système :

$$D = \int_{\Omega} D \, d\Omega = \frac{1}{2} b_{ij} \dot{q}_i \dot{q}_j \quad [25]$$

où b_{ij} sont des fonctions de q_i . L'application du principe variationnel [18] conduit aux équations lagrangiennes :

$$\frac{\partial P}{\partial q_i} + \frac{\partial D}{\partial \dot{q}_i} = Q_i \quad [26]$$

$$\text{où } Q_i = \int_A \left(f_i \frac{\partial \xi_i}{\partial q_i} - \varphi \frac{\partial M_i}{\partial q_i} n_j - \theta \frac{\partial S_i}{\partial q_i} n_j \right) dA \quad [27]$$

est une intégrale à la surface A du domaine Ω . C'est une force généralisée à caractère mixte mécanique et thermodynamique, où f_i sont les forces par unité de surface initiale, φ est le potentiel mixte $\phi + G$. On obtient cette expression par l'adjonction au domaine Ω de cellules motrices à la frontière selon un procédé expliqué précédemment (M.A. BIOT, 1975 ; M.A. BIOT, 1977). Des équations de LAGRANGE contenant des termes dynamiques ont aussi été formulées (M.A. BIOT, 1977).

La forme des équations [26] est la même que celle qui a servi de base à de nombreuses méthodes d'analyse thermique exposées systématiquement dans un ouvrage (M.A. BIOT, 1970) et également applicable au cas plus général des systèmes mécaniques poreux. En particulier, les équations lagrangiennes fournissent la base de nombreuses "méthodes d'éléments finis" où les coordonnées généralisées sont représentées par des valeurs discrètes du champ en des points déterminés et où les autres valeurs sont exprimées par interpolation.

PROBLÈMES D'INSTABILITÉ - STRUCTURES DISSIPATIVES

On peut distinguer deux types d'instabilité. Dans une première catégorie, on trouve les formations diapiriques représentées par les dômes de sel. Le mécanisme généralement accepté et proposé par S. ARRHENIUS (1912) est celui d'une instabilité au voisinage d'un équilibre statique. Le modèle physique est celui de couches solides visqueuses horizontales où il existe une couche profonde moins dense que les couches supérieures. Lorsqu'on se limite à l'étude de la perturbation initiale, les équations de base lagrangiennes sont du type :

$$\frac{\partial P}{\partial q_i} + \frac{\partial D}{\partial \dot{q}_i} = 0 \quad [28]$$

Ce sont des équations linéaires à coefficients constants. L'instabilité est due au fait que la forme quadratique P n'est pas positive définie. La fonc-

tion de dissipation D est une forme quadratique positive en \dot{q}_i et se confond avec la fonction de RAYLEIGH pour un milieu visqueux. On obtient ainsi des solutions caractéristiques des équations linéaires et homogènes [28] dont les amplitudes sont des exponentielles croissantes du temps. Ces solutions sont périodiques dans l'espace. Celle dont la croissance est la plus rapide est dite "dominante" et fait émerger une structure dissipative indépendante des conditions initiales. Une étude détaillée théorique (M.A. BIOT, 1965a ; M.A. BIOT et H. ODE, 1965) de ces structures et de leur évolution dans la phase initiale donne des résultats compatibles avec l'observation et avec l'échelle des temps géologiques. L'analyse tient compte du tassement et de la vitesse de sédimentation des couches supérieures.

PLISSEMENTS TECTONIQUES

Dans une seconde catégorie de phénomènes d'instabilité qui engendrent des structures dissipatives, on peut classer les plissements tectoniques. Le modèle simplifié est celui d'une couche horizontale très visqueuse enrobée dans un milieu théoriquement infini et de viscosité beaucoup moindre, tout l'ensemble étant soumis à une compression uniforme horizontale. Une instabilité apparaît sous forme de plissement de la couche. Ce type d'instabilité se différencie du précédent par le fait qu'il se manifeste non pas au voisinage d'un équilibre statique mais au voisinage d'un régime d'écoulement. Les équations de LAGRANGE de base se réduisent à :

$$\frac{\partial D}{\partial \dot{q}_i} = 0 \quad [29]$$

Toutefois, la fonction de dissipation dans ce cas s'écrit :

$$D = \frac{1}{2} b_{ij}(q_k) \dot{q}_i \dot{q}_j \quad [30]$$

c'est-à-dire que les coefficients ne sont pas des constantes. Une autre différence provient du fait que l'une des coordonnées qui représente la compression uniforme horizontale est une fonction donnée du temps. Par exemple, on peut poser $\dot{q}_i = \text{Const}$. Ceci représente une contrainte imposée au système et les autres coordonnées décrivent la perturbation, c'est-à-dire le plissement de la couche.

En linéarisant l'équation [29], on obtient des solutions sinusoïdales (M.A. BIOT, 1976b) avec une longueur d'onde dominante de la couche égale à :

$$L = 2\pi h \sqrt[3]{\frac{\eta}{6\eta_1}} \quad [31]$$

où h est l'épaisseur de la couche, η sa viscosité et η_1 celle du milieu environnant. La valeur [31] coïncide avec celle que nous avons obtenue en 1957 (M.A. BIOT, 1957) par une méthode basée sur la thermodynamique irréversible de la viscoélasticité. Cette seconde catégorie d'instabilité conduit donc également à une structure dissipative.

La formule [31] a été vérifiée expérimentalement (M.A. BIOT, H. ODE, W.L. ROEVER, 1961) et nous avons montré qu'elle est également compatible avec les structures observées et l'échelle des temps géologiques.

A noter que l'équation [29] n'est que l'expression d'une propriété générale de la thermodynamique irréversible qui correspond à une condition de production minimum d'entropie (M.A. BIOT, 1976b).

Une analyse du plissement d'une couche visqueuse basée sur une évaluation de la puissance dissipée avait déjà été amorcée par J. GOGUEL en 1943.

En première approximation, l'hypothèse d'un comportement purement visqueux des roches dans le modèle considéré n'est pas nécessairement éloignée de la réalité si l'on considère une perturbation au voisinage d'un état d'écoulement donné. Dans ce cas, le coefficient de viscosité est le rapport de l'accroissement de tension à l'accroissement de la vitesse de déformation.

Les ordres de grandeur de la viscosité utilisés dans les travaux précités ont été confirmés dans un récent travail de R.O. MEISSNER et U.R. VETTER (1976).

Le cas de plissement dans les couches multiples peut également se traiter par l'équation [29] à partir d'une fonction de dissipation et doit également conduire au résultat déjà obtenu précédemment

(M.A. BIOT, 1965b). La longueur d'onde des plissements est :

$$L = 1,90 \sqrt{h_1 H} \left(1 + 3,63 \frac{\eta_1 \alpha_2^3}{\eta_2 n} \right)^{\frac{1}{6}} \quad [32]$$

Le modèle correspond à une alternance de couches dures d'épaisseur h_1 et de viscosité η_1 avec des couches d'épaisseur h_2 et de viscosité η_2 beaucoup moindre. Le nombre total des couches est égal à n et elles occupent l'épaisseur totale H . On a posé $\alpha_2 = h_2 / (h_1 + h_2)$. Les plissements sont "internes" à la formation, c'est-à-dire qu'ils apparaissent entre deux plans rigides distants de H . A cause de l'exposant $1/6$, la parenthèse est en général proche de l'unité et sa valeur est très peu sensible aux paramètres physiques et à la structure détaillée. En conséquence, les paramètres significatifs sont h_1 et H . Ceci explique une caractéristique très générale des plissements tectoniques.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- ARRHENIUS S. (1912). — Zur Physik der Salzlagertstätten. *Medd. Vetenskaps akad. Nobel-inst.*, 2, pp. 1-25.
- BIOT M.A. (1957). — Folding instability of a layered viscoelastic medium under compression. *Proc. r. Soc., A, G.B.*, **242**, pp. 444-454.
- BIOT M.A. (1965a). — Mechanics of incremental deformations. John Wiley & Sons Inc., New York.
- BIOT M.A. (1965b). — Further development of the theory of internal buckling of multilayers. *Geol. Soc. Amer. Bull.*, **75**, pp. 833-840.
- BIOT M.A. (1970). — Variational principles in heat transfer. Oxford Univ. Press.
- BIOT M.A. (1975). — A virtual dissipation principle and Lagrangian equations in nonlinear irreversible thermodynamics. *Bull. Acad. r. Belg. (classe des Sciences)*, **61**, pp. 6-30.
- BIOT M.A. (1976a). — New chemical thermodynamics of open systems. Thermobaric potential a new concept. *Bull. Acad. r. Belg. (classe des Sciences)*, **62**, pp. 239-258.
- BIOT M.A. (1976b). — Variational-Lagrangian irreversible thermodynamics of nonlinear thermorheology. *Quart. appl. Math.*, U.S.A., **34**, pp. 213-248.
- BIOT M.A. (1977). — Variational-Lagrangian thermodynamics of nonisothermal finite strain mechanics of porous solids and thermomolecular diffusion. *Int. J. Solids Structures*, **13**, pp. 579-587.
- BIOT M.A., ODE H. (1965). — Theory of gravity instability with variable overburden and compaction. *Geophysics, U.S.A.*, **30**, pp. 213-227.
- BIOT M.A., ODE H., ROEVER W.L. (1961). — Experimental verification of the theory of folding of stratified viscoelastic media. *Geol. Soc. Amer. Bull.*, **72**, pp. 1621-1631.
- GOGUEL J. (1943). — Introduction à l'étude mécanique des déformations de l'écorce terrestre (Mémoire du Ministère de la Prod. Ind.) Paris. Imprimerie Nationale.
- KING HUBBERT M. (1940). — The theory of groundwater motion. *J. Geol., U.S.A.*, **48**, pp. 785-944.
- KING HUBBERT M. (1956). — DARCY's law and the field equations of the flow of underground fluids. *Trans. metallurg. Soc. A.I.M.E., U.S.A.*, **207**, pp. 222-239.
- MEISSNER R.O., VETTER U.R. (1976). — Isostatic and dynamic processes and their relation to viscosity. *Tectonophysics*, **35**, pp. 137-148.

Discussion

Monsieur J. GOGUEL :

Je crois que la communication de Monsieur BIOT est tellement riche qu'elle demanderait une réflexion approfondie sur son contenu, et il me paraît difficile de poser dès maintenant des questions. C'est une communication qui invite à une réflexion et à une étude ultérieures.

L'exposé de Monsieur BIOT était d'ailleurs trop clair pour qu'on puisse lui demander des précisions, sans l'obliger à en tripler la longueur.

Monsieur A. CAILLEUX :

Je m'excuse auprès de Monsieur GOGUEL. Je voudrais signaler à l'assemblée qu'actuellement deux physiciens au moins proposent des vues extrêmement originales, conduisant à un renouvellement de toute une branche de la physique, voire même de la physique dans son ensemble. L'un, que vous venez d'entendre, est Monsieur BIOT ; l'autre est Monsieur ROMANI, directeur du Laboratoire EIFFEL, à Paris, et spécialiste de mécanique des fluides, auteur d'un récent ouvrage (1) dans lequel il propose une théorie de la physique qui paraît être une révolution complète : elle ne peut être que fausse ou bien d'une importance première. Je voudrais demander à Monsieur BIOT s'il connaît le travail de Monsieur ROMANI et quelle est son opinion à ce sujet.

Monsieur P. SANGNIER :

Je crois qu'il faut regretter l'absence de Monsieur ROMANI aujourd'hui ; nous aurions peut-être pu discuter sur ces communications... Monsieur BIOT veut-il répondre ?

Monsieur M.A. BIOT :

Je n'ai pas eu connaissance du récent travail que vous mentionnez. Je voudrais toutefois signaler que, par contre, mes propres travaux sur une nouvelle thermodynamique irréversible variationnelle et lagrangienne ne sont pas récents, et que j'en ai développé les bases graduellement dans de nombreuses publications — parues au cours des vingt dernières années, et dont la première date de 1954 — pour aboutir finalement à la forme définitive et complètement générale que je viens d'exposer.

(1) Théorie générale de l'Univers physique, BLANCHARD ed., Paris.