LES EQUATIONS DU MOUVEMENT
DANS LES MILIEUX POREUX

par

Wlodzimiers DERSKI*) et Horia I.ENE**)

Février 1978

*) *Pracownia Teorii Konsolidacii i Termodifuzji, Institut Podstawowych Problemow Techniki PAN, Mielzynskiego 27/29, 61725 POZNAN, Poland.*

**) *Department of Mathematics, National Institute for Scientific and Technical Creation, B-dul Pacii 220, 77538 BUCHAREST, Romania.*

LES EQUATIONS DU MOUVEMENT DANS LES MILIEUX POREUX

par

Wlodzimiers Derski et Horia I.Ene

1. Introduction

La théorie de la consolidation ou plus precisément le mouvement d'un fluide dans un milieu poreux déformable, a été formulée pour la première fois par M.A.Biot [1] [2] en combinant la théorie de l'élasticité avec une généralisation de la loi de Darcy. Les hypothéses de la théorie de Biot sont les suivantes :

(i) le squelette se déforme élastiquement

(ii) les déformations sont petites

(iii) le fluide est constitué par un liquide parfait

(iv) le massif est saturé par le fluide

(v) la perméabilité et la porosité du terrain sont considérées indépendantes de l'état de déformation et du gradient hydraulique.

Pendant une long période du temps les équations obtenues en partant de ces hypothèses ont été utilisées dans des nombreuses appliquations. Mais il est assez claire que les hypothèses (iii) et (v) sont assez criticables.

En utilisant des méthodes differentes, le dernier temps ont été obtenues des équations plus générales que celles de Biot [3] [4].

Le but de cet article est de faire une comparaison entre les deux méthodes, qui d'ailleur conduit aux mêmes équations et de donner la signification réelle des diverses termes qui interviennent. En même temps on voit que les équations obtenues contiennent comme cas particulièrs la théorie classique de la filtration (squelette rigide) et le comportement élastique d'un milieu avec les pores vides.

2. La loi de Darcy comme moyen du mouvement de type Poiseuille

Il est connut depuis longtemps l'analogie entre le mouvement dans un milieu poreux, decrit par la loi de Darcy, et le mouvement de Poiseuille. En fait, si on considère un capilaire de rayome δ , on sait que la vitesse au long du tube a l'expression :

$$(2.1) \qquad u = -\frac{\delta^2}{4\mu}\left(1 - \frac{r^2}{\delta^2}\right)\frac{dp}{dx}$$

où $-\frac{dp}{dx}$ est le gradient de la pression (constant) et μ la visquosité du fluide. La valeur moyenne de la vitesse est egale à :

$$(2.2) \qquad u_m = \frac{Q}{\pi\delta^2}$$

où Q est le debit calculé d'après la formule :

$$(2.3) \qquad Q = 2\pi\int_0^\delta r\,u\,dr = -\frac{\pi\delta^4}{8\mu}\frac{dp}{dx}$$

Donc, on a :

$$(2.4) \qquad u_m = -\frac{\delta^2}{8\mu}\frac{dp}{dx} = \frac{u_{max}}{2} .$$

Si on considère maintenant n capilares de même rayome, paralèlles et si on fait une section normale à l'axe des tubes, on est conduit à introduire une porosité de surface, définie par la rélation :

(2.5) $$m_s = n \pi \delta^2$$

Alors, la vitesse de filtration $v = m_s u_m$ est :

(2.6) $$v = - \frac{n \pi \delta^4}{8\mu} \frac{dp}{dx}$$

rélation analogue au vitesse de filtration obtenues par la loi de Darcy :

(2.7) $$v = - \frac{k}{\mu} \frac{dp}{dx} .$$

Il faut remarquer en même temps que la loi de Darcy a été donnée par le debit de fluide qui traverse une section du milieu. Or, d'après (2.3) et (2.6) on voit que :

(2.8) $$Q = \frac{v}{n}$$

L'introduction de la porositée de surface par la formule (2.5) est obligatoire pourvu que nous avons calculé le debit de fluide. En générale on définie la porosité de surface par une rélation :

(2.9) $$m_s = \frac{Sp}{S}$$

où Sp est la surface des pores et S est la surface totale. De même, on peut introduire la porosité volumique, par la rélation :

$$(2.10) \qquad m = \frac{Vp}{V}$$

où Vp est le volume des pores et V le volume total. La théorie classique de la filtration a identifié les deux porositées. En realité, pour des modèles des milieux poreux assez simple, par example le modèle constitué par des tubes capilaires orientés paralellement avec trois directions d'un répère orthogonal, on voit qu'il y a une diférence entre les deux porositées.

L'utilisation de m_s ou de m dans les problèmes du mouvement dans les milieux poreux sera justifiée dans chaque cas par la méthode de démonstration.

3. Les équations du mouvement obtenues pour le milieu continu biphasique [3]

Soit D un domaine de l'espace à trois dimensions occupée par un milieu biphasique: le fluide qui remplie les pores et le squelette élastique. On dennote par S une surface de section de D, par $\vec{n}$ le vecteur unitaire de la normale à S dirigée vers l'exterieur, par $\vec{v}_f$ et $\vec{v}_s$ les champs des vitesses absolues respectivement du fluide et du squelette, ρ_f et ρ_s les densités du fluide et du squelette par rapport au volume unitaire total et $\tilde{\rho}_f$ la densité propre du fluide. Alors, en introduisant la porositée de surface (2.9), on voit que la densité du fluide libre peut être définie par la rélation $\bar{\rho} = \tilde{\rho}_f \cdot m_s$.

Le fluide libre peut se deplaser avec la vitesse $\vec{v}_f$ ou avec la vitesse relative $\vec{v}_f - \vec{v}_s$.

L'ensamble formé par le squelètte et le fluide ataché, se déplace avec la vitesse $\vec{v}_s$. Mais il faut remarquer que la densité de l'ensemble est $\rho - \bar{\rho}$ où ρ est la densité totale du milieu biphasique par rapport au volume unitaire total.

3.1. <u>Les équations de la continuitée de la masse</u>

Le flux de la masse totale à travers la surface S est égale à :

$$(3.1) \qquad \int_S \rho v_{si} n_i \, ds + \int_S \bar{\rho} (v_{fi} - v_{si}) n_i \, ds + \int_D \frac{\partial \rho}{\partial t} dv = 0$$

d'où on a l'équation de continuité:

$$(3.2) \qquad \frac{d\rho}{dt} + \rho v_{si,i} = - \left[\bar{\rho} (v_{fi} - v_{si}) \right]_{,i}$$

où $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v_{si} \frac{\partial}{\partial x_i}$

Pour un milieu incompressible :

$$v_{fi,i} - v_{si,i} = 0$$

et l'équation (3.2) s'écrit :

$$(3.2a) \qquad \frac{d\rho}{dt} + \rho v_{si,i} = - \bar{\rho}_{,i} (v_{fi} - v_{si})$$

Le flux du fluide libre à travers la surface S est égal à :

$$(3.3) \qquad \int_S \bar{\rho} v_{si} n_i \, ds + \int_S \bar{\rho} (v_{fi} - v_{si}) n_i \, ds + \int_D \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} dv = 0$$

d'où on a l'équation de continuité:

$$(3.4) \qquad \frac{D\bar{\rho}}{Dt} + \bar{\rho}\,(v_{fi} - v_{si})_{,i} = -\,(\bar{\rho}\, v_{si})_{,i}$$

où $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (v_{fi} - v_{si})\frac{\partial}{\partial x_i}$

Pour un milieu incompressible on voit que :

$$(3.4a) \qquad \frac{D\bar{\rho}}{Dt} = -(\bar{\rho}\, v_{si})_{,i}$$

Si on tient compte de (3.2a) avec (3.4a) on obtient:

$$(3.5) \qquad \frac{\partial(\rho-\bar{\rho})}{\partial t} + [(\rho-\bar{\rho})\, v_{si}]_{,i} = 0$$

3.2. La conservation de la quantité du mouvement

La quantité du mouvement du squelette et du fluide attaché est donnée par la formule :

$$(3.6) \qquad P_i = \int_D (\rho - \bar{\rho})\, v_{si}\, dv$$

La derivée matérielle de la quantité du mouvement est:

$$(3.7) \qquad \frac{dP_i}{dt} = \int_D (\rho - \bar{\rho})\, \frac{dv_{si}}{dt}\, dv$$

Le principe de la conservation de la quantité du mouvement a la forme :

$$(3.8) \qquad \int_S \sigma_{ij}\, n_j\, ds + \int_D b\,(v_{fi} - v_{si})\, dv + \int_D \rho X_i\, dv = \frac{dP_i}{dt}$$

où $\sigma_{ij} n_j$ est la force de surface, $F_{fsi} = b(v_{fi} - v_{si})$ est la force de frottement qui résulte de l'action du fluide sur le squelette et X_i les forces extérieures qui dans la plus part des cas se réduisent á la pesanteur. Les forces X_i sont prises par rapport à la masse totale.

Avec (3.7), (3.8) nous donne l'équation du mouvement du squelette et du fluide attaché :

$$\sigma_{ij,j} + \rho X_i = (\rho - \bar{\rho}) \frac{d v_{si}}{dt} - b(v_{fi} - v_{si}) \tag{3.9}$$

Pour le fluide libre la quantité du mouvement est :

$$\bar{P}_i = \int_D \bar{\rho}\, v_{fi}\, dv \tag{3.10}$$

Donc la derivée matérielle a l'expression :

$$\frac{d\bar{P}_i}{dt} = \int_D \bar{\rho} \frac{d v_{fi}}{dt} dv \tag{3.11}$$

est le principe de la conservation de la quantité du mouvement s'écrit :

$$\int_S \sigma n_i\, ds + \int_D b(v_{si} - v_{fi})\, dv + \int_D \bar{\rho} X_i\, dv = \frac{d\bar{P}_i}{dt} \tag{3.12}$$

Ici nous avons utilisé la force $F_{sfi} = b(v_{si} - v_{fi})$. On voit que nous avons:

$$F_{fsi} + F_{sfi} = 0 \tag{3.13}$$

De (3.12) et de (3.11) on deduit :

$$\sigma_{,i} + \bar{\rho} X_i = \bar{\rho} \frac{d v_{fi}}{dt} - b(v_{si} - v_{fi}) \tag{3.14}$$

Le terme $\sigma_{,i}$ represente en fait le gradient de la pression, parce que $\sigma = - p m_s$

Dans le cas quasi-statique $(\rho - \bar{\rho})\frac{dv_{si}}{dt} \simeq 0$ et $\bar{\rho}\cdot\frac{dv_{fi}}{dt} \simeq 0$ la rélation (3.14) prend la forme :

$$\sigma_{,i} + \bar{\rho} X_i = b(v_{fi} - v_{si}) \tag{3.15}$$

qui est la loi de Darcy.

Si les forces extérieures sont négligeables ($X_i \simeq 0$) les équations (3.9) et (3.15) nous donnent :

$$\sigma_{ij,j} + \sigma_{,i} = 0 \tag{3.16}$$

4. Les équations du mouvement obtenues comme moyenne des équations de l'élasticité et de Navier - Stokes [4]

On considère un milieu poreux déformable, saturé par un fluide visqueux. Au niveau microscopique on a les équations de l'élasticité et les équations de Navier - Stokes et on prend les valeurs moyennes definies pour un volume D du milieu.

4.1. Les valeurs moyennes des grandeurs microscopiques

Soit $\alpha(x,t)$ une fonction intégrable, avec :

$$\int \alpha(x,t)\, dx\, dt = 1$$

L'integrale est étendue à tout l'espace, mais si le milieu est borné, alors $\alpha(x,t)$ est identiquement nul en dehors de ce domaine, et les integrales sont en fait étendues au volume effectivement occupé par le milieu.

Par définition [5] la grandeur macroscopique $a_m(x,t)$, rélative à la grandeur microscopique $a(x,t)$ sera le produit de convolution :

$$(4.1) \qquad a_m(x,t) = (a * \bar{\alpha})(x,t)$$

où $\bar{\alpha}(x,t) = \alpha(-x,-t)$. On a aussi les formules de dérivation des grandeurs macroscopiques par rapport aux variables d'espace et au temps:

$$(4.2) \qquad a_{m,i} = \left(\{ a_{,i} \} + [a]\, \vec{n}\, \delta_{fs} \right) * \bar{\alpha}$$

$$(4.3) \qquad \frac{\partial a_m}{\partial t} = \left(\left\{ \frac{\partial a}{\partial t} \right\} - [a]\, \vec{n}\, \vec{V}\, \delta_{fs} \right) * \bar{\alpha}$$

où $[a]$ est la discontinuité de a sur l'interface Σ_{fs}, traversée dans le sens du vecteur normale unitaire $\vec{n}$, δ_{fs} est la distribution de Dirac dans l'espace-temps (x,t) sur l'hypersurface Σ_{fs} (l'interface fluide-solide) et $\vec{V}$ est le vecteur vitesse de l'interface.

4.2. Les équations au niveau microscopique

Dans le fluide on a les équations :

(4.4) $$\rho_f \frac{\partial v_i}{\partial t} + (\rho_f v_i v_j + p\delta_{ij} - \tau_{ij})_{,j} = \rho_f X_i$$

(4.5) $$v_{i,i} = 0$$

(4.6) $$\tau_{ij} = \mu(v_{i,j} + v_{j,i})$$

où v_i sont les composantes du vecteur de la vitesse relative $\vec{v} = \dot{\vec{u}}_f - \dot{\vec{u}}_s$, $\vec{u}_f$ et $\vec{u}_s$ les vecteurs déplacement du fluide et du squelette, p la pression et τ_{ij} les contraintes visqueuses.

L'équation du mouvement dans le squelette est :

(4.7) $$\sigma_{ij,j} + \rho_s X_i = \rho_s \frac{\partial \dot{u}_{si}}{\partial t}$$

à laquelle il faut ajouter la loi constitutive et l'expression du tenseur de déformation :

(4.8) $$\sigma_{ij} = c_{ijhk}\,\varepsilon_{hk}$$

(4.9) $$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2}(u_{si,j} + u_{sj,i})$$

Sur l'interface Σ_{fs} il faut imposer les conditions aux limites :

(4.10) $$\sigma_{ij} n_j = -(p\delta_{ij} - \tau_{ij}) n_j \qquad \text{sur } \Sigma_{fs}$$

(4.11) $$\dot{u}_{si} = \dot{u}_{fi} = V_i \qquad \text{sur } \Sigma_{fs}$$

4.3. Les équations au niveau macroscopique

Les équations (4.4) et (4.5), si on utilise la définition (4.1) et les formules (4.2) et (4.3), deviennent :

$$(4.12)\qquad \rho_{fm}\frac{\partial v_{mi}}{\partial t} + \rho_{fm}(v_i \vec{n}\vec{V}\delta_{fs})*\bar{\alpha} + (\rho_{fm}v_{mi}v_{mj} + p_m\delta_{ij} - M_{ij} - \tau_{mij})_{,j} = \rho_{fm}X_i + F_{vi}$$

$$(4.13)\qquad F_{vi} = [(p\delta_{ij} - \tau_{ij})n_j\delta_{fs}]*\bar{\alpha}$$

$$(4.14)\qquad v_{mi,i} = 0$$

En supposant que le mouvement macroscopique est lent et que les déformations sont petites, on observe que les termes $(v_i \vec{n}\vec{V}\delta_{fs})*\bar{\alpha}$, $M_{ij,j}$, $v_{mi}v_{mj}$ et $\tau_{mij,j}$,sont négligeables [5].

Dans ces conditions l'équation (4.12) prend la forme :

$$(4.15)\qquad \rho_{fm}\frac{\partial v_{mi}}{\partial t} + p_{m,i} = \rho_{fm}X_i + F_{vi}$$

ou:

$$(4.15a)\qquad \rho_{fm}\frac{\partial v_{mi}}{\partial t} + \bar{p}_{m,i} = F_{vi}$$

où nous avons introduit la pression effective :

$$\bar{p} = p - \rho_f X_i x_i$$

On peut demonstrer, comme dans le cas du milieu rigide, que :

$$F_{vi} = m\widetilde{P}_i$$

où $\widetilde{P}_i$ est la valeur macroscopique du gradient de la pression effective et m est la porosité volumique :

$$m = \omega * \bar{\alpha} \qquad ; \qquad \omega(x) = \begin{cases} 1 & x \in A \\ 0 & x \notin A \end{cases}$$

où A est l'ensemble des pores.

En introduisant le tenseur symetrique de permeabilité k_{ij} et la vitesse de filtration :

$$(4.16) \qquad U_i = m\, v_{mi}$$

nous avons la loi de Darcy :

$$(4.17) \qquad U_i = - \frac{k_{ij}}{\mu} \tilde{p}_{,j}$$

ou plus généralement :

$$(4.18) \qquad \frac{1}{m}\frac{\partial U_i}{\partial t} = - \frac{1}{\tilde{\rho}_{fm}} \left(p_{m,i} - \tilde{\rho}_{fm} X_i \right) - \frac{\mu}{\tilde{\rho}_{fm} k_{ij}} U_j$$

Dans l'équation (4.18) nous avons introduit la densité macroscopique du fluide :

$$(4.19) \qquad \rho_{fm} = m\, \tilde{\rho}_{fm}$$

Si on applique le même procédé au équation (4.7) nous avons :

$$(4.20) \qquad \sigma_{mij,j} + (\sigma_{ij} n_j \delta_{fs}) * \bar{\alpha} + (\rho_s X_i) * \bar{\alpha} = \rho_{sm} \frac{\partial \dot{u}_{msi}}{\partial t} - \\ - \rho_{sm} (\dot{u}_{si} \vec{n} \vec{\nabla} \delta_{fs}) * \bar{\alpha}$$

Dans les hypothèses déjà faites, et en tenant compte des conditions aux limites (4.10) , (4.11), l'équation (4.20) prend la forme :

(4.21) $$\sigma_{mij,j} - m\tilde{P}_i + (1-m)\tilde{\rho}_{sm} X_i = (1-m)\tilde{\rho}_{sm}\frac{\partial \dot{u}_{msi}}{\partial t}$$

avec la densité macroscopique du squelette :

(4.22) $$\rho_{sm} = (1-m)\tilde{\rho}_{sm}$$

D'autres parts on a :

$$m\tilde{P}_i = (\bar{p} * \bar{\alpha})_{,i} = p_{m,i} - m\tilde{\rho}_{fm} X_i$$

On peut aussi introduire la densité totale :

(4.23) $$\rho = m\tilde{\rho}_{fm} + (1-m)\tilde{\rho}_{sm}$$

Donc, finalement, l'équation (4.22) devient :

(4.24) $$\sigma_{mij,j} + \rho X_i = (1-m)\tilde{\rho}_{sm}\frac{\partial \dot{u}_{msi}}{\partial t} + p_{m,i}$$

En ce qui concernne la loi constitutive et l'expression du tenseur de déformation, il faut remarquer que dans l'hypothèse déjà faite des petites déformations, on peut considérer succesivement :

(4.25) $$\varepsilon_{ij} * \bar{\alpha} = \varepsilon_{mij}$$

(4.26) $$\sigma_{mij} = (c_{ijhk}\,\varepsilon_{hk}) * \bar{\alpha} =$$

$$= [c_{ijhk}(\varepsilon_{hk} - \varepsilon_{mhk})] * \bar{\alpha} + c_{mijhk}\,\varepsilon_{mhk} =$$

$$= c_{mijhk}\, \varepsilon_{mhk} + \alpha_{ij}\, p_m$$

(4.27) $$c_{mijhk} = c_{ijhk} * \bar{\alpha} = (1-m)\, c_{ijhk}$$

où nous avons introduit la valeur moyenne d'un tenseur qui est proportionelle à la pression macroscopique:

(4.29) $$\alpha_{ij}\, p_m = \left[c_{ijhk} \left(\varepsilon_{hk} - \varepsilon_{mhk} \right) \right] * \bar{\alpha}$$

5. Comparaison des méthodes utilisées et la signification des diverses termes

Finalement les deux méthodes utilisées ont conduites aux équations du mouvement (3.9), (3.14) et (4.18), (4.24). Entre l'équation (3.9) et (4.24) il n'y a aucune difference. Le terme $p_{m,i}$ dans (4.24) n'est rien d'autre que :

$$p_{m,i} = -\frac{\mu}{k_{ij}}\, U_j - \tilde{\rho}_{fm}\, X_i .$$

comme on peut le voir de (4.18), dans le cas stationnaire, et qui coincide avec la rélation (3.15).

Le principe de réciprocité (3.13) est en fait la symetrie du tenseur de pérmeabilité k_{ij} .

Avec ces observations on constate assez facile que les équations (3.14) et (4.18) sont identiques.

Les deux méthodes utilisées permet l'une de preciser les équations de la continuité de la masse, et l'autre la loi constitutive. On voit donc, que les résultats qu'on obtient se complètent l'un par l'autre.

En même temps il est utile d'observer que les équations du mouvement obtenues contiennent deux cas particuliers très importants :

- si le squelette est rigide, alors la vitesse relative $v_{fi} - v_{si}$ ou v_i, se reduisse à la vitesse du fluide, et les équations (3.14) ou (4.18) sont en fait la loi de Darcy classique;

- si le milieu est vide, les équations (3.9) ou (4.24) decrivent le comportement élastique du milieu en absence d'une pression interstielle.

On observe que les équations obtenues, sont les équations générales du mouvement dans un milieu poreux.

Bibliographie

1. M.A.Biot - " General theory of three - dimensional consolidation " J.Appl.Phys (1941) p.155-164

2. M.A.Biot - " Theory of elasticity and consolidation for a porous anisotropic solid " (1955) J.Appl.Phys. 26, p.182-185.

3. W.Derski - " Equations of motions in porous media " - Bull. de l'Acad. Pol. de Sci. classe 4e (1978) (sous presse).

4. H.I.Ene - " Sur les équations du mouvement dans les milieux poreux déformables ". Rev.Roum. Math.Pures et Appl. (1978) tome XXIII, nr.3, p.405-410.

5. H.I.Ene, S.Gogonea - " Probleme în teoria filtrației " (1973) Ed.Acad.R.S.R., Bucarest (en roumaine).

INSTITUTUL
DE MATEMATICĂ

INSTITUTUL NAȚIONAL
PENTRU CREAȚIE
ȘTIINȚIFICĂ ȘI TEHNICĂ

PREPRINT SERIES IN MATHEMATICS
1977 ISSUES

1. H.Bercovici and D.Voiculescu : *TENSOR OPERATIONS ON CHARACTERISTIC FUNCTIONS OF C_0 CONTRACTIONS.*
2. C.Vârsan : *OPTIMAL BANG-BANG FEEDBACK CONTROL FOR LINEAR STOCHASTIC SYSTEMS.*
3. N.Popa : *SUR LES APPLICATIONS DU TYPE $\leqslant p$ et $\geqslant p$.*
4. H.I.Ene and Elena Ungureanu–David : *ON THE ELECTROHYDRODYNAMIC EQUATIONS OF THE PERMEABLE MEDIA.*
5. Gr.Arsene and S.Strătilă : *A BIBLIOGRAPHY ON OPERATOR ALGEBRAS AND RELATED TOPICS. SUPPLEMENT NO. 2.*
6. H.Moscovici and A.Verona : *COCYCLE REPRESENTATIONS OF SOLVABLE LIE GROUPS.*
7. D.Burghelea and R.Lashof : *THE HOMOTOPY STRUCTURE OF THE GROUPS OF AUTOMORPHISMS IN STABLE RANGES AND NEW HOMOTOPY FUNCTORS.*
8. S.Teleman : *ON THE IRREDUCIBLE DISINTEGRATION OF THE REPRESENTATIONS OF C* - ALGEBRAS.*
9. M.Pimsner and S.Popa : *ON THE EXT-GROUPS OF AN AF-ALGEBRA.*
10. Ioana Ciorănescu : *ABSTRACT BEURLING SPACES OF CLASS (M_p) AND ULTRA-DISTRIBUTION SEMI-GROUPS.*
11. F.-H.Vasilescu : *A UNIQUENESS RESULT IN OPERATOR THEORY.*
12. C.Bănică and V.Brînzănescu : *HILBERT-SAMUEL POLYNOMIALS OF PROPER MORPHISM.*
13. M.Pimsner and S.Popa : *EXT-GROUPS OF SOME NON-COMMUTATIVE C* - ALGEBRAS.*
14. N.Boboc, Gh.Bucur, A.Cornea : *HILBERTIAN AND LATTICE THEORETICAL METHODS IN POTENTIAL THEORY.*
15. C.Peligrad : *ON TRANSITIVE AND REDUCTIVE ALGEBRAS.*
16. H.Moscovici and A.Verona : *COHERENT STATES AND SQUARE INTEGRABLE REPRESENTATIONS.*
17. Ioana Ciorănescu et L.Zsido : *LA THEORIE DES ω - ULTRADISTRIBUTIONS.*
18. R.Iordănescu and I.Popovici : *SOME BASIC PROPERTIES OF ROTATION AND LORENTZ GROUPS.*
19. C.Vârsan : *DEGENERATE STOCHASTIC CONTROL SYSTEMS ; OPTIMAL FEEDBACK LAWS.*
20. S.Teleman : *ON THE CHOQUET AND BISHOP - DE LEEUW THEOREMS.*
21. L.Zsido : *ON THE EQUALITY OF TWO WEIGHTS.*
22. F.-H.Vasilescu : *A MARTINELLI TYPE FORMULA FOR THE ANALYTIC FUNCTIONAL CALCULUS.*
23. S.Strătilă and D.Voiculescu : *ON A CLASS OF KMS STATES FOR THE UNITARY GROUP - $U(\infty)$.*
24. Gr.Arsene and S.Strătilă : *A BIBLIOGRAPHY ON OPERATOR ALGEBRAS AND RELATED TOPICS.*
25. Horia I.Ene : *SUR LES EQUATIONS DU MOUVEMENT DANS LES MILIEUX POREUX DEFORMABLES.*
26. Nicolae Popa : *SOME IDEALS OF OPERATORS ON l_p.*
27. Ion Suciu and Ilie Valușescu : *FATOU AND SZEGÖ THEOREMS FOR OPERATOR VALUED FUNCTIONS.*
28. Zoia Ceaușescu and Ciprian Foiaș : *ON INTERTWINING DILATIONS. V.*
29. M.Pimsner, S.Popa and D.Voiculescu : *HOMOGENEOUS C* - EXTENSIONS OF $C(X) \otimes K(H)$. PART I.*
30. Ion Suciu and Ilie Valușescu : *LINEAR PREDICTOR FOR STATIONARY PROCESSES IN COMPLETE CORRELATED ACTIONS.*
31. Zoia Ceaușescu and Ciprian Foiaș : *ON INTERTWINING DILATIONS. VI.*
32. Constantin Niculescu : *ABSOLUTE CONTINUITY IN BANACH SPACE THEORY.*
33. S.Strătilă and D.Voiculescu : *A SURVEY ON REPRESENTATIONS OF THE UNITARY GROUP $U(\infty)$.*
34. Valeriu St.Udrescu : *A STRONGER BERTRAND'S POSTULATE.*
35. Adelina Georgescu : *VARIATIONAL FORMULATION OF SOME NON-SELFADJOINT PROBLEMS OCCURING IN BENARD INSTABILITY THEORY.I.*