



HAL
open science

Milieux poreux à deux populations de cavités : bornes non linéaires et estimation.

Pierre-Guy Vincent, Yann Monerie, Pierre Suquet

► **To cite this version:**

Pierre-Guy Vincent, Yann Monerie, Pierre Suquet. Milieux poreux à deux populations de cavités : bornes non linéaires et estimation.. CFM 2007 - 18ème Congrès Français de Mécanique, Aug 2007, Grenoble, France. hal-03361101

HAL Id: hal-03361101

<https://hal.science/hal-03361101>

Submitted on 1 Oct 2021

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Milieux poreux à deux populations de cavités : bornes non linéaires et estimation.

Pierre-Guy Vincent^(a), Yann Monerie^(a) & Pierre Suquet^(b)

^(a)IRSN, ^(b)CNRS

^(a)DPAM, SEMCA ; CE Cadarache, bât. 702, BP3-13115 Saint Paul-lez-Durance, France

^(b)LMA ; 31 Chemin Joseph Aiguier, 13402 Marseille Cedex 20, France
pierre-guy.vincent@irsn.fr

Résumé :

L'objectif de ce travail est de proposer une modélisation multi-échelle de l'endommagement ductile de l'oxyde d'uranium fortement irradié. Ce matériau polycristallin contient deux populations de pores saturés à deux échelles distinctes : bulles intragranulaires sphériques à l'échelle inférieure et bulles intergranulaires ellipsoïdales orientées aléatoirement à l'échelle supérieure. La première population de cavités est prise en compte à l'échelle du grain par l'intermédiaire d'un modèle de Gurson. La deuxième échelle concerne des cavités ellipsoïdales orientées aléatoirement dans une matrice de Gurson. L'effet des pressions internes dans les bulles est pris en compte. La coalescence des bulles intergranulaires est étudiée sur des simulations numériques utilisant zones cohésives et cellules de Voronoï.

Abstract :

The objective of this study is to propose a multiscale modelling of ductile damage in highly irradiated uranium dioxides. Two populations of saturated cavities are present at different scales in these polycrystalline materials. At the smallest scale, the voids are intragranular and spherical. At a larger scale, elongated spheroidal voids are formed at grain boundaries. The first population of cavities is taken into account at the grain level by means of a Gurson-like model. The second scale transition concerns a Gurson matrix with randomly oriented spheroidal cavities. The pore pressures are taken into account. The coalescence of the intergranular voids is studied by way of numerical simulations with cohesive zones and Voronoï cells.

Mots-clefs :

Endommagement Ductile ; Matériaux Poreux ; Homogénéisation

1 Introduction

Dans le cadre de ses programmes de modélisation avancée, l'Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire (IRSN) s'intéresse à la prédiction du comportement mécanique du combustible nucléaire fortement irradié lors de situations accidentelles. Ce combustible irradié est une céramique poreuse (oxyde d'uranium UO_2) qui présente plusieurs populations de bulles contenant des gaz de fission (pores sous pression). La microstructure de ce matériau et les échelles caractéristiques associées sont illustrées sur la figure 1. On distingue, le long des joints de grains, une population de bulles intergranulaires sous la forme de "chapelets" qui sont souvent assimilées à des ellipsoïdes aplatis (oblates), voire à des fissures (dimensions caractéristiques 200 nm à 1 μ m). A une échelle inférieure, on distingue une population de bulles intragranulaires, plutôt sphériques et de l'ordre de la dizaine de nanomètres.

Durant un accident de réactivité, la pression augmente fortement dans les bulles intergranulaires et dans les bulles intragranulaires. Les bulles intergranulaires percolent le long des joints de grains et des trajets de fissuration apparaissent. On s'intéresse dans ce travail à la modélisation de l'endommagement du combustible (milieu M_2 , figure 1), via une approche multi-échelle

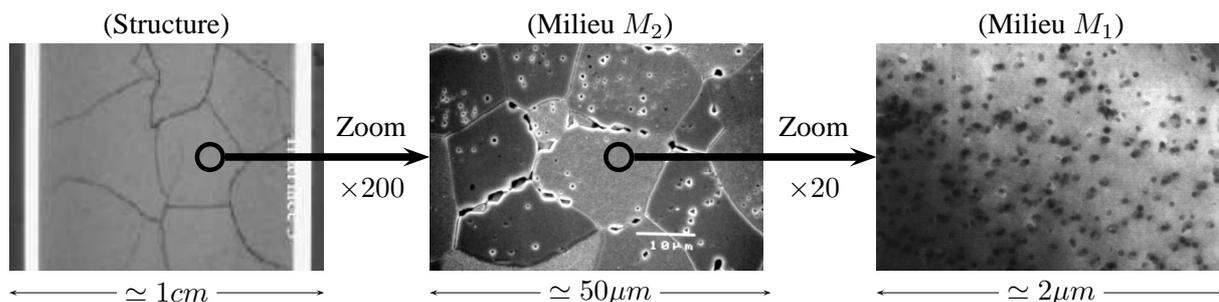


FIG. 1 – Microstructure d’un combustible UO_2 irradié : à l’échelle de la structure (pastille, à gauche), d’une collection de grains (au centre, d’après Dherbey *et al.* (2002)), d’un grain (à droite).

(section 2). Cette modélisation passe, d’une part, par la détermination des propriétés élastiques (section 3) et plastiques (section 4) et, d’autre part, par l’obtention des lois d’évolution des différentes populations de cavités du milieu (sections 5 et 6).

2 Modélisation : approche multi-échelle

Afin de tenir compte des deux populations de bulles (inter/intragranulaires), on s’intéresse à un Volume Élémentaire Représentatif (VER) Ω et à deux changements d’échelles :

- un milieu homogène équivalent, noté M_1 , représentant un milieu avec une matrice d’ UO_2 (milieu continu M_0) et avec des bulles intragranulaires (sphériques, occupant un volume $|B|$) de fraction volumique f_b pressurisées à une pression p_b uniforme (f_b étant une fraction volumique *locale* au sens du milieu M_1),
- un milieu homogène équivalent, noté M_2 , représentant un milieu avec comme matrice le milieu M_1 précédent et avec des bulles intergranulaires (ellipsoïdes oblates de facteur d’aspect w , distribuées aléatoirement dans l’espace et en orientation et occupant un volume $|\omega|$) de fraction volumique f_e pressurisées à une pression p_e uniforme.

Les coefficients relatifs aux milieux M_0 , M_1 et M_2 sont respectivement indicés 0, 1 et 2.

3 Élasticité : borne supérieure

Pour le milieu M_1 , la borne supérieure de Hashin et Shtrikman (1963) est utilisée (forme sphérique des bulles intragranulaires). Pour le milieu M_2 , la borne supérieure de Ponte Castañeda et Willis (1995) est utilisée (forme ellipsoïdale des bulles intergranulaires). Les effets des pressions dans les bulles intragranulaires et intergranulaires sont prises en compte par l’intermédiaire de tenseurs de Biot \mathbf{B}_1 et \mathbf{B}_2 (Dormieux *et al.* (2002)). En notant \mathbb{C}_i les tenseurs d’élasticité des différents milieux isotropes M_i (μ_i et k_i étant respectivement leur coefficient de cisaillement et de compressibilité), Σ et \mathbf{E}^{el} la contrainte et la déformation élastique macroscopiques, \mathbf{I} le tenseur identité d’ordre 2, le comportement élastique macroscopique s’écrit :

$$\Sigma = \mathbb{C}_2 : \mathbf{E}^{el} - p_e \mathbf{B}_2 + p_b (\mathbf{B}_2 - \mathbf{I}) \cdot \mathbf{B}_1, \quad \text{avec} \quad \mathbf{B}_1 = \left(1 - \frac{k_1}{k_0}\right) \mathbf{I} \quad \text{et} \quad \mathbf{B}_2 = \left(1 - \frac{k_2}{k_1}\right) \mathbf{I}. \quad (1)$$

4 Plasticité : bornes supérieures et estimation

4.1 Première échelle : critère de type Gurson

Le critère de plasticité utilisé est celui de Gurson (1977), dans sa version dite GTN (Gurson, Tvergaard, Needleman), avec prise en compte de la pression p_b (incompressibilité de M_0) :

$$q_3 \left(\frac{\sigma_{eq}}{\sigma_o} \right)^2 + 2q_1 f_b \cosh \left(\frac{3}{2} \frac{\sigma_m + p_b}{\sigma_o} \right) - 1 - (q_1 f_b)^2 = 0. \quad (2)$$

Le potentiel en taux de déformation associé s'écrit $\sigma_o \int_{q_1 f_b}^1 \sqrt{\frac{4\dot{\epsilon}_m^2}{y^2} + \frac{\dot{\epsilon}_{eq}^2}{q_3}} dy$. Dans ce document, σ_{eq} , ϵ_{eq} , σ_m , ϵ_m , désignent respectivement la contrainte et la déformation de von Mises, ainsi que la contrainte et la déformation hydrostatiques.

4.2 Deuxième échelle : bornes supérieures et estimation

Cette section présente pour la surface de plasticité deux bornes supérieures et une estimation. Chacune des deux bornes (Gurson deux échelles et méthode sécante modifiée) s'avère respectivement plus pertinente à fort et à faible taux de triaxialité.

4.2.1 Nouvelle approche de type Gurson deux échelles : borne supérieure

Le potentiel effectif en $\dot{\mathbf{E}}^p$ est recherché sur une cellule unitaire Ω^U représentée sur la figure 3 (a) avec matrice de Gurson et composée d'une cavité ellipsoïdale oblate ω^U contenue dans un volume ellipsoïdal oblate confocal (c demi distance focale). Le champ de vitesse dans la matrice est pris sous la forme :

$$v = Ax + v^G \quad \text{avec} \quad v^G = v^{Go} + \mathbf{D}^{NA} \cdot x. \quad (3)$$

Le champ Ax permet d'introduire une composante compressible au champ v . Le champ v^G est le champ utilisé par Gologanu *et al.* (1994) et est pris cinématiquement admissible avec la partie axisymétrique de $\mathbf{D} = \dot{\mathbf{E}}^p - A\mathbf{I}$ notée \mathbf{D}^A (décomposition de $\mathbf{D} = \mathbf{D}^A + \mathbf{D}^{NA}$). Sur cette cellule unitaire, le potentiel effectif en $\dot{\mathbf{E}}^p$ est majoré par (inégalité de Cauchy Schwarz) :

$$\begin{aligned} \Phi^{UG}(\dot{\mathbf{E}}^p) &\leq \inf_A \frac{1}{|\Omega^U|} \int_{\Omega^U - \omega^U} \sigma_o \int_{q_1 f_b}^1 \sqrt{\frac{4A^2}{y^2} + \frac{\dot{\epsilon}_{eq}^2(v)}{q_3}} dy dx \\ &\leq \inf_A \frac{\sigma_o}{|\Omega^U|} \int_{q_1 f_b}^1 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \sqrt{S^2(\lambda) \frac{4A^2}{y^2} + S(\lambda) \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\beta=0}^{\pi} \frac{\dot{\epsilon}_{eq}^2(v)}{q_3} dS d\lambda} = \Phi^{UG+}(\dot{\mathbf{E}}^p). \end{aligned}$$

Les coordonnées elliptiques (λ, β, ϕ) sont utilisées. Les surfaces à λ constant sont des ellipsoïdes oblates confocaux (λ_1 et λ_2 désignent les parois intérieures et extérieures). Le terme $S(\lambda)$ vaut $4\pi b \left(\frac{2}{3}a^2 + \frac{b^2}{3} \right)$.

La deuxième étape consiste à supposer que chaque point du milieu Ω est constitué d'une cellule unitaire avec une orientation aléatoire et à utiliser l'hypothèse de Voigt. Le potentiel effectif en $\dot{\mathbf{E}}^p$ sur Ω est majoré par : $\frac{1}{X} \int_X \Phi^{UG+} dX$, où $\frac{1}{X} \int_X dX$ désigne la moyenne sur toutes les orientations. L'utilisation d'un résultat de Gatt *et al.* (2005) sur la moyenne sur les orientations d'un tenseur d'ordre 4, et la réécriture de $\int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\beta=0}^{\pi} \dot{\epsilon}_{eq}^2(v) dS = \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\beta=0}^{\pi} \dot{\epsilon}_{eq}^2(v^G) dS$ sous la forme $\mathbf{D} : \mathbb{Q}(\lambda) : \mathbf{D}$. (avec $\mathbb{Q}(\lambda)$ un tenseur d'ordre 4) conduisent à la majoration Φ^+ suivante :

$$\Phi(\dot{\mathbf{E}}^p) \leq \inf_A \int_{q_1 f_b}^1 \frac{\sigma_o}{|\Omega^U|} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \sqrt{S^2(\lambda) \frac{4A^2}{y^2} + \frac{S(\lambda)}{q_3} [3Q_J (\dot{\mathbf{E}}_m^p - A)^2 + \frac{3}{2} \frac{Q_K}{5} \dot{\mathbf{E}}_{eq}^{p2}]} d\lambda dy \quad (4)$$

- ▷ $Q_J = \frac{4}{9} b\pi (b^2(-1 + 6R\alpha + 3Z_2\alpha)^2 + 2a^2(1 - 6Z_2\alpha + 12R^2\alpha^2 + 12Z_2^2\alpha^2 + 9Z_2^2\alpha^2 + 6Z\alpha(1 + 2R\alpha - 3Z_2\alpha)))$ et $Q_K = \frac{10}{3} S(\lambda)$,
- ▷ $a = c \sinh(\lambda)$ et $b = c \cosh(\lambda)$ (épaisseur et longueur de l'ellipsoïde à λ constant),
- ▷ $R(\lambda) = -\frac{ac}{b^2} + \arcsin(\frac{c}{b})$ et $Z(\lambda) = \frac{2c}{a} - 2 \arcsin(\frac{c}{b})$,
- ▷ $\alpha = 1/(2R_2 + Z_2)$, $R_2 = R(\lambda_2)$ et $Z_2 = Z(\lambda_2)$.

Les pressions sont prises en compte en remarquant que dans la matrice $\dot{\epsilon}_m = A$, et donc en ajoutant $3(p_b - p_e)(\dot{\mathbf{E}}_m^p - (1 - f_e)A)$ dans (4). L'infimum sur A est recherché numériquement, puis : $\Sigma_m + p_b = \frac{1}{3} \frac{\partial \Phi^+}{\partial \dot{\mathbf{E}}_m^p}$ et $\Sigma_{eq} = \frac{\partial \Phi^+}{\partial \dot{\mathbf{E}}_{eq}^p}$. Le résultat obtenu est une borne supérieure.

4.2.2 Méthode sécante modifiée sur matrice de Gurson : borne supérieure

La méthode sécante modifiée de Suquet (1995) (équivalente au principe variationnel de Ponte Castañeda (1991)) est mise en œuvre en prenant en compte les termes additionnels dûs aux pressions dans les pores. Dans cette section, le composite linéaire de comparaison (CLC) est choisi de même géométrie que le matériau M_2 et possède une phase de pore (porosité f_e) et une phase de matrice (de coefficients k_o^i et μ_o^i). La méthode aboutit au problème de point fixe suivant (f_i est la fraction volumique de la phase i , l'indice $i = 2$ correspond à la matrice du CLC, $p = p_b - p_e$) avec i fixé à 2 dans cette section :

▷ Entrée : \dot{E}_m^p et \dot{E}_{eq}^p . Initialisation : $\langle \dot{\epsilon}_m^2 \rangle_i = \dot{E}_m^{p2}$ et $\langle \dot{\epsilon}_{eq}^2 \rangle_i = \dot{E}_{eq}^{p2}$. Boucle :

$$\blacktriangleright k_o^i = \frac{2}{9} \frac{\sigma_o}{\sqrt{\langle \dot{\epsilon}_m^2 \rangle_i}} \left[-\text{Arcsinh} \left[2 \sqrt{\frac{\langle \dot{\epsilon}_m^2 \rangle_i}{\langle \dot{\epsilon}_{eq}^2 \rangle_i}} q_3 \right] + \text{Arcsinh} \left[\frac{2}{q_1 f_b} \sqrt{\frac{\langle \dot{\epsilon}_m^2 \rangle_i}{\langle \dot{\epsilon}_{eq}^2 \rangle_i}} q_3 \right] \right],$$

$$\blacktriangleright \mu_o^i = \frac{1}{3} \frac{\sigma_o}{\sqrt{\langle \dot{\epsilon}_{eq}^2 \rangle_i}} \left[\sqrt{4 \langle \dot{\epsilon}_m^2 \rangle_i + \frac{\langle \dot{\epsilon}_{eq}^2 \rangle_i}{q_3}} - q_1 f_b \sqrt{\frac{4 \langle \dot{\epsilon}_m^2 \rangle_i}{(q_1 f_b)^2} + \frac{\langle \dot{\epsilon}_{eq}^2 \rangle_i}{q_3}} \right],$$

$$\blacktriangleright \langle \dot{\epsilon}_m^2 \rangle_i = \frac{1}{f_i} \frac{\partial \bar{k}_o}{\partial k_o^i} \dot{E}_m^{p2} + \frac{1}{3 f_i} \frac{\partial \bar{\mu}_o}{\partial \mu_o^i} \dot{E}_{eq}^{p2} + \frac{2p}{3 f_i} \dot{E}_m^p \frac{\partial b}{\partial k_o^i} - \frac{p^2}{9 f_i} \frac{\partial \frac{1}{M}}{\partial k_o^i},$$

$$\blacktriangleright \langle \dot{\epsilon}_{eq}^2 \rangle_i = \frac{3}{f_i} \frac{\partial \bar{k}_o}{\partial \mu_o^i} \dot{E}_m^{p2} + \frac{1}{f_i} \frac{\partial \bar{\mu}_o}{\partial \mu_o^i} \dot{E}_{eq}^{p2} + \frac{2p}{f_i} \dot{E}_m^p \frac{\partial b}{\partial \mu_o^i} - \frac{p^2}{3 f_i} \frac{\partial \frac{1}{M}}{\partial \mu_o^i}.$$

▷ Sortie : $\Sigma_m = 3 \bar{k}_o \dot{E}_m^p + p(b - 1) - p_e$ et $\Sigma_{eq} = 3 \bar{\mu}_o \dot{E}_{eq}^p$.

Les coefficients \bar{k}_o et $\bar{\mu}_o$ sont ceux donnés par la borne supérieure de Ponte Castañeda et Willis (1995). Le terme b vaut $(1 - \bar{k}_o/k_o^i)\mathbf{I}$ et le terme $1/M$ (module de Biot) vaut $(b - f_e)/k_o^i$. Le résultat obtenu est une borne supérieure.

Dans le cas du chargement purement hydrostatique et d'une porosité intragranulaire f_b faible, la borne supérieure précédente ne constitue pas une estimation pertinente. En effet, la méthode sécante modifiée suppose que $\dot{\epsilon}_m^2$ et $\dot{\epsilon}_{eq}^2$ sont uniformes dans chaque phase du CLC. Ainsi, $\dot{\epsilon}_m^2$ est supposé uniforme dans toute la matrice.

4.2.3 Méthode sécante modifiée sur matrice de Gurson : estimation N phases

En adaptant au cas présent la démarche de Bilger *et al.* (2002), on utilise un CLC à N phases avec $N \geq 3$ (une phase de cavité de même géométrie que le milieu M_2 et un découpage de la matrice en $N - 1$ phases différentes).

Dans le cas limite où les pores intergranulaires sont sphériques, l'estimation élastique linéaire de Hervé et Zaoui (1993) est utilisée pour le comportement effectif du CLC (CLC à N phases concentriques). L'algorithme est le même que celui présenté en 4.2.2 (avec i variant de 2 à N). Les termes b et $1/M$ (non donnés dans ce document) sont analogues à des termes de Biot. Ils sont relatifs à un matériau à plus de 2 phases et sont déterminés par une approche similaire à celle de Hervé et Zaoui (1993) pour les coefficients élastiques.

Dans le cas où les pores intergranulaires sont ellipsoïdaux oblates, la notion de "porosités équivalentes", notées f_e^k et f_e^μ , est introduite. L'idée est d'assimiler le milieu contenant des cavités ellipsoïdales avec porosité f_e à un milieu ayant même module de compressibilité (respectivement de cisaillement) et contenant des pores sphériques avec porosité f_e^k (respectivement f_e^μ). Ceci conduit aux relations suivantes (les indices HS et PCW désignent les bornes de Hashin et Shtrikman (1963) et Ponte Castañeda et Willis (1995)) :

$$\frac{1}{1 - f_e} k^{PCW}(f_e, w) = \frac{1}{1 - f_e^k} k^{HS}(f_e^k), \quad \frac{1}{1 - f_e} \mu^{PCW}(f_e, w) = \frac{1}{1 - f_e^\mu} \mu^{HS}(f_e^\mu).$$

L'algorithme donné en 4.2.2 est utilisé avec i variant de 2 à N : les termes comprenant \bar{k}_o , b et $\frac{1}{M}$ sont exprimés en f_e^k ; les termes comprenant $\bar{\mu}_o$ sont exprimés en f_e^μ ; et en sortie :

$$\Sigma_m = 3 \bar{k}_o (f_e^k) \frac{1 - f_e}{1 - f_e^k} \dot{E}_m^p + p(b(f_e^k) - 1) \frac{1 - f_e}{1 - f_e^k} - p_e \text{ et } \Sigma_{eq} = 3 \bar{\mu}_o (f_e^\mu) \frac{1 - f_e}{1 - f_e^\mu} \dot{E}_{eq}^p.$$

4.2.4 Résultats

Les surfaces de plasticité obtenues avec les bornes supérieures des sections 4.2.1 et 4.2.2 et avec l'estimation de la section 4.2.3 sont comparées sur la figure 2 (a). L'estimation respecte les deux bornes. L'effet des pressions est mis en évidence sur la figure 2 (b) : la surface de plasticité est translatée et réduite par rapport au cas drainé. Il est à noter que c'est la différence des pressions $|p_b - p_e|$ qui pilote la réduction du domaine élastique.

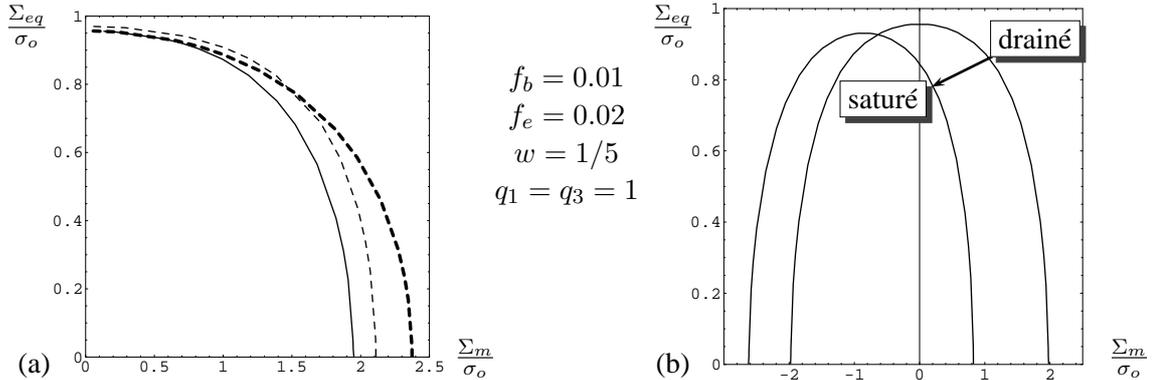


FIG. 2 – Surfaces de plasticité : (a) Cas drainé - Trait discontinu épais : borne supérieure de 4.2.2, Trait plein : estimation de 4.2.3 ($N = 21$), Trait discontinu fin : borne supérieure de 4.2.1 ; (b) Cas drainé vers cas avec $p_b = 2 \sigma_o$ et $p_e = 0.5 \sigma_o$ - estimation de 4.2.3 ($N = 6$).

5 Lois d'évolution des variables internes

On suppose que les pores ellipsoïdaux (porosité f_e) restent ellipsoïdaux et restent tous de même rapport de forme w . On suppose aussi que les pores intragranulaires (porosité f_b) restent sphériques. L'incompressibilité du milieu M_0 et le tenseur de localisation du CLC après convergence permettent de déterminer les lois d'évolution suivantes :

- ▷ $\dot{f}_b(1 - f_e) = (1 - f_e - f_b(1 - f_e)) \text{tr}(\dot{\mathbf{E}}^p) - \dot{f}_e + f_b \dot{f}_e$ et $\dot{f}_e = 3f_e[\langle \dot{\epsilon}_m \rangle_\omega - \dot{E}_m^p]$,
- ▷ $\dot{w} = -w \frac{3}{2} \langle \dot{\epsilon}_{eq} \rangle_\omega$, (\dot{w} pris négatif)
- ▷ $\langle \dot{\epsilon}_m \rangle_\omega = \frac{\dot{E}_m^p}{f_e} - \frac{1}{f_e} (1 - b) \frac{1 - f_e}{1 - f_e^k} \dot{E}_m^p - p \frac{1}{3f_e} \frac{1}{M} \frac{1 - f_e}{1 - f_e^k}$,
- ▷ $\langle \dot{\epsilon}_{eq} \rangle_\omega = \frac{1}{f_e} \dot{E}_{eq}^p - \frac{1}{f_e} (1 - f_e^\mu \mathcal{A}) \frac{1 - f_e}{1 - f_e^\mu} \dot{E}_{eq}^p$, $\mathcal{A} = \langle \dot{\epsilon}_{eq} \rangle_\omega / \dot{E}_{eq}^p$ (rapport \mathcal{A} donné par Hervé et Zaoui (1993)).

6 Perspectives : Simulations numériques pour la coalescence et la rupture

Il est observé expérimentalement que les pores intergranulaires coalescent préférentiellement le long des joints de grains. Des simulations numériques sont en cours de réalisation afin d'étudier cette *coalescence*.

Les simulations sont réalisées en deux dimensions (déformations planes, logiciel Xper, Perales *et al.* (2006)) sur des cellules unitaires périodiques partitionnées en cellules de Voronoï (les grains, voir figure 3 (b)). Ces grains sont discrétisés et des modèles de zones cohésives (lois de traction-séparation) sont introduits aux joints de grains (fissure intergranulaire et non transgranulaire).

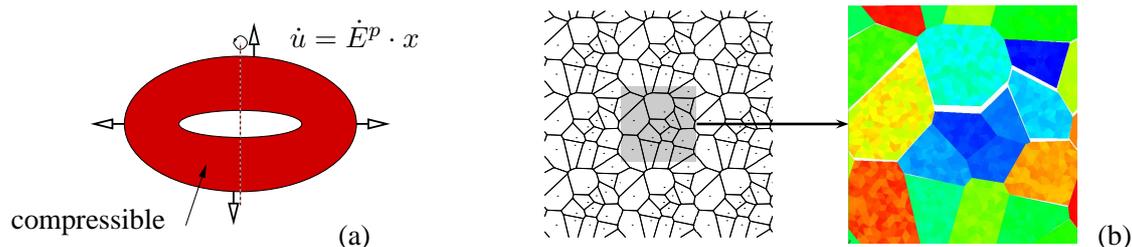


FIG. 3 – (a) Cellule unitaire de 4.2.1 ; (b) Cellules de Voronoï périodiques. Traction selon l'axe vertical.

7 Conclusion

Un modèle d'endommagement couplé est proposé pour un matériau contenant une population de pores sphériques saturés et une population de pores ellipsoïdaux saturés. La partie élastique est obtenue en utilisant aux deux échelles des bornes supérieures. La détermination de la surface de plasticité utilise la méthode sécante modifiée avec un CLC à N phases. Les lois d'évolution des variables internes sont dérivées sous réserve d'hypothèses de conservation relative de formes pour les porosités. Des simulations numériques avec cellules de Voronoï périodiques et cohésives sont proposées pour simuler la coalescence et la rupture de l' UO_2 .

Références

- Bilger, N., Auslender, F., Bornert, M., Masson, R. 2002 New bounds and estimates for porous media with rigid perfectly plastic matrix. *C. R. Mécanique* **330** pp. 127-132.
- Dherbey, F., Louchet, F., Mocellin, A., Leclercq, S. 2002 Elevated temperature creep of polycrystalline uranium dioxide : from microscopic mechanisms to macroscopic behaviour. *Acta Materialia* **50** pp. 1495-1505.
- Dormieux, L., Molinari, A., Kondo, C. 2002 Micromechanical approach to the behavior of poroelastic materials. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* **50** pp. 2203-2231.
- Gatt, J.-M., Monerie, Y., Laux, D., Baron, D. 2005 Elastic behavior of porous ceramics : application to nuclear fuel materials. *Journal of Nuclear Materials* **336** pp. 145-155.
- Gologanu, M., Leblond, J.-B., Devaux, J. 1994 Approximate models for ductile metals containing non-spherical voids - case of axisymmetric oblate ellipsoidal cavities. *ASME J. Engr. Mater. Technol.* **116** pp. 290-297.
- Gurson, A. L. 1977 Continuum theory of ductile rupture by void nucleation and growth : Part I - Yield criteria and flow rules for porous ductile media. *Journal of Engineering Materials and Technology* **99** pp. 2-15.
- Hashin, Z., Shtrikman, S. 1963 A variational approach to the theory of the elastic behaviour of multiphase materials. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* **11** pp. 127-140.
- Hervé, E., Zaoui, A. 1993 n-Layered inclusions-based micromechanical modelling. *Int. J. Engng Sci.* **31** num. 1 pp. 1-10.
- Perales, F., Monerie, Y., Chrysochoos, A. 2006 Nonsmooth fracture dynamics of functionally graded materials. *Journal de Physique IV (Proceedings)* **134** pp. 367-372.
- Ponte Castañeda, P. 1991 The effective mechanical properties of nonlinear isotropic composites. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* **39** pp. 45-71.
- Ponte Castañeda, P., Willis, J. R. 1995 The effect of spatial distribution on the effective behavior of composite materials and cracked media. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* **43** pp. 1919-1951.
- Suquet, P. 1995 Overall properties of nonlinear composites : A modified secant moduli theory and its link with Ponte Castañeda's nonlinear variational procedure. *C. R. Acad. Sci., Paris, Série II* **320** pp. 563-571.