Modèles de Bordet et de Rice et Tracey

Résumé

Les fondements des modèles d'approche locale de la rupture qui permettant de modéliser la rupture fragile (modèle de Bordet) et l'amorçage ductile (modèle de Rice et Tracey) sont rappelés.

Dans le cas du modèle de rupture fragile (Bordet), on décrit comment est calculée la probabilité de rupture d'une structure à partir de la connaissance des champs mécaniques la sollicitant. En se plaçant dans le cas général d'un trajet de chargement thermomécanique non monotone et en supposant que certains paramètres des modèles ne dépendent pas de la température, on établit l'expression générale des probabilités de rupture cumulées.

Puis, on présente le modèle conduisant à la loi de croissance des cavités de Rice et Tracey ainsi que le critère d'amorçage ductile s'y rapportant. Enfin, des indications concernant l'implémentation de ces modèles dans *code_aster* sont résumées.

Table des Matières

1 Introduction

On s'intéresse ici à une structure métallique sollicitée thermomécaniquement. On cherche à déterminer des critères de rupture de cette structure, représentatifs des deux mécanismes rencontrés sur certains aciers :

- à basse température, certains matériaux métalliques (comme l'acier de cuve) peuvent se comporter comme des matériaux fragiles en rompant brutalement par clivage,
- à plus haute température, apparaît la déchirure ductile.

Par opposition à l'approche globale, les modèles de Bordet et de Rice-Tracey présentés ici s'appuient sur la connaissance des champs mécaniques dans les zones les plus sollicitées pour obtenir un critère local de rupture représentatif des mécanismes physiques mis en jeu (instabilité des microfissures de clivage ou accroissement puis coalescence de la porosité).
Les fondements de modèle de Beremin qui également permet de modéliser la rupture fragile sont donnés dans la documentation [R7.02.04].
Des conseils d'utilisation des modèles Beremin et Bordet sont donnés dans la documentation [U2.05.08].

2 Le modèle de Bordet

On présente ici rapidement le modèle de Bordet. Pour plus de détails, on pourra se référer à [3], [4] ou [5].
Le modèle de Bordet se base sur les mêmes fondements que celui de Beremin. Il définit une probabilité de rupture par clivage local. Cependant, dans le modèle de Beremin, on suppose la création de microfissures au moment de l'atteinte du seuil de plasticité, et ces microfissures restent potentiellement actives tout au long du chargement qui s'en suit. Toutefois, dans les aciers, la rupture globale est principalement liées à des microfissures nouvellement créées. Il convient donc de prendre en compte le niveau de déformation plastique atteint à chaque instant. Ceci est déjà possible dans le modèle de Beremin *via* l'option de correction plastique définie dans la doc [U4.81.22].
Dans le modèle de Bordet, ceci est pris en compte en considérant que la probabilité de rupture par clivage est le produit de la probabilité de nucléation et de propagation au même instant.

2.1 Probabilité de rupture locale par clivage du modèle de Bordet

Le critère local est ici défini comme l'événement statistique de remplir simultanément les conditions de nucléation et de propagation des microfissures. Dans le modèle, la nucléation et la propagation des microfissures sont considérées comme des événements indépendants ; la nucléation désigne la rupture d'un carbure conduisant à la formation d'une microfissure, alors que la propagation est définie comme l'instabilité locale de clivage guidée uniquement par les contraintes locales.
La probabilité de rupture locale par clivage s'écrit alors :

$$P_{cliv} = P_{nucl} P_{propa} \quad (1)$$

On entend par déformation plastique ε_p la déformation plastique équivalente définie par :

$$\varepsilon_p = \sqrt{\frac{2}{3} \boldsymbol{\varepsilon}_p : \boldsymbol{\varepsilon}_p} \quad (2)$$

Cette définition est valable uniquement pour les lois de comportement élastoplastiques à critère de von Misès. Dans *code_aster*, seules les lois de comportement de ce type sont donc adaptées à ce modèle.

2.1.1 Probabilité locale de nucléation

Avec la définition donnée plus haut, la probabilité de nucléation d'une microfissure durant un incrément de déformation plastique $d\varepsilon_p$ est proportionnelle à la limite élastique $\sigma_{ys}(T, \dot{\varepsilon}_p)$ à la température T et la vitesse de déformation plastique $\dot{\varepsilon}_p$:

$$P_{nucl} \propto N_{unc}(\varepsilon_p) \sigma_{ys}(T, \dot{\varepsilon}_p) d\varepsilon_p \quad (3)$$

Ceci demeure vrai tant que le nombre de carbures microfissurés demeure faible devant le nombre de carbures sains $N_{unc}(\varepsilon_p)$. Le taux de microfissuration des carbures est constant pour une déformation plastique donnée ; le nombre de sites sains varie exponentiellement avec ε_p . En appelant $\sigma_{ys,0}$ la limite élastique à une température et une vitesse de déformation plastique de référence et $\varepsilon_{p,0}$ une déformation plastique de référence, la probabilité P_{nucl} peut s'exprimer ainsi :

$$P_{nucl} \propto \frac{\sigma_{ys}(T, \dot{\varepsilon}_p)}{\sigma_{ys,0}} \exp\left(\frac{-\sigma_{ys}(T, \dot{\varepsilon}_p)}{\sigma_{ys,0}} \frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_{p,0}} \right) \quad (4)$$

Si la déformation plastique est petite, donc si la fissuration de carbures est assez limitée, i.e. $\frac{\sigma_{ys,0}\varepsilon_{p,0}}{\sigma_{ys}(T, \dot{\varepsilon}_p)} \gg \varepsilon_p$, alors la probabilité de nucléation se réduit à $P_{nucl} \propto \frac{\sigma_{ys}(T, \dot{\varepsilon}_p)}{\sigma_{ys,0}}$.

2.1.2 Probabilité locale de propagation

Comme dans le modèle de Beremin [R4.02.04] , la densité de taille des microfissures de carbures est supposée distribuée selon une loi puissance inverse (avec α et β des paramètres matériau indépendants de la température et des vitesses de déformation et l la taille de la microfissure) :

$$f(l)=\frac{\alpha}{l^{\beta}} \tag{5}$$

La fissuration d'un carbure ne va se propager dans la ferrite (du fait de l'inertie seule de propagation, par effet dynamique) qu'à la condition de la présence d'une contrainte locale suffisamment élevée. Une limite supérieure de taille de microfissure ferritique $l_{max}=l(\sigma_{th})$ nucléée est donc introduite ; elle permet de définir le minimum de contrainte locale nécessaire à la propagation de la plus grande microfissure ferritique possible. La probabilité de propagation s'écrit donc:

$$P_{propa}(\sigma_I)=\int_{l_c(\sigma_I)}^{l_{max}} f(l)\,dl \tag{6}$$

A vec σ_I la contrainte principale maximale, σ_{th} le seuil en dessous duquel la propagation ne peut avoir lieu et l_c la taille critique de microfissure ferritique, obéissant à la relation de Griffith pour une microfissure elliptique :

$$l_c(\sigma)=\frac{\pi E \gamma_p}{2(1-\nu^2)\sigma^2} \tag{7}$$

Avec E le module d'Young, ν le coefficient de Poisson et γ_p la densité surfacique d'énergie. On obtient finalement :

$$\begin{cases} P_{propa}(\sigma_I) = 0 & \sigma_I<\sigma_{th} \\ P_{propa}(\sigma_I) = \left(\left(\frac{\sigma_I}{\sigma_u}\right)^m-\left(\frac{\sigma_{th}}{\sigma_u}\right)^m\right) & \sigma_I\geqslant\sigma_{th} \end{cases} \tag{8}$$

Avec m paramètre indépendant de la température, à l'instar de α et β , et σ_u qui peut en dépendre (si le module d'Young en dépend).
Comme pour le modèle de Beremin, les effets de de l'orientation des microfissures par rapport à la direction de la contrainte principale maximale ne sont pris en compte que *via* le paramètre σ_u .

2.1.3 Probabilité locale de clivage

Comme précisé précédemment, la probabilité locale de clivage est supposée être le produit de la probabilité de nucléation et de la probabilité de propagation ; pour cela on considère que durant un incrément de déformation plastique infinitésimal, la contrainte active est constante. D'où, si $\sigma_I\geqslant\sigma_{th}$:

$$\begin{aligned} P_{cliv}(\sigma_I, d\varepsilon_p) &\propto P_{nucl}(d\varepsilon_p).P_{propa}(\sigma_I) \\ &\propto \frac{\sigma_{ys}(T,\dot{\varepsilon}_p)}{\sigma_{ys,0}}\exp\left(\frac{-\sigma_{ys}(T,\dot{\varepsilon}_p)}{\sigma_{ys,0}}\frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_{p,0}}\right)\left(\left(\frac{\sigma_I(\varepsilon_p)}{\sigma_u}\right)^m-\left(\frac{\sigma_{th}}{\sigma_u}\right)^m\right)d\varepsilon_p \end{aligned} \tag{9}$$

Cette équation n'indique pas que les microfissures nuclées demeurent actives durant l'incrément de déformation plastique, mais bien que la condition de propagation pour chacune de ces microfissures est déterminée par la valeur du champ de contrainte local au moment de la création.
La probabilité qu'une microfissure ferritique soit créée et se propage sur un intervalle de déformation plastique $[0,\varepsilon_{p,u}]$ est alors :

$$P_{cliv}(\sigma_I,\varepsilon_{p,u})\propto\int_0^{\varepsilon_{p,u}}\frac{\sigma_{ys}(T,\dot{\varepsilon}_p)}{\sigma_{ys,0}}\exp\left(\frac{-\sigma_{ys}(T,\dot{\varepsilon}_p)}{\sigma_{ys,0}}\frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_{p,0}}\right)\left(\left(\frac{\sigma_I(\varepsilon_p)}{\sigma_u}\right)^m-\left(\frac{\sigma_{th}}{\sigma_u}\right)^m\right)d\varepsilon_p \tag{10}$$

Cette probabilité se réduit bien à 0 si la contrainte demeure inférieure à σ_{th} durant tout le trajet de chargement.

2.2 Probabilité globale de rupture par clivage de Bordet

Le paragraphe précédent a permis de déterminer la probabilité locale de rupture par clivage. En suivant le principe de maillon faible, la probabilité globale de rupture par clivage sur n_c sites potentiels d'initiation s'écrit :

$$P_{Bordet}=1-\exp\left(-\sum_{i=1}^{n_c} P_{cliv}\left(\sigma_{I,i},\varepsilon_{p,u,i}\right)\right) \quad (11)$$

Cette équation peut être exprimée en fonction du volume de la process zone en introduisant un volume infinitésimal dV sur lequel les déformations et les contraintes sont constantes (dans le cas numérique, le point de Gauss). Afin de comparer simplement les probabilités de Beremin et de Bordet sur un exemple donné, on peut définir une contrainte de Bordet du même type que celle de Weibull :

$$\sigma_{Bordet}=\left\{\int_{V_p}\left(\int_0^{\varepsilon_{p,u}}\frac{\sigma_{ys}\left(T,\dot{\varepsilon}_p\right)}{\sigma_{ys,0}}\left(\left(\sigma_I\left(\varepsilon_p,dV\right)\right)^m-\left(\sigma_{th}\right)^m\right)\exp\left(\frac{-\sigma_{ys}\left(T,\dot{\varepsilon}_p\right)}{\sigma_{ys,0}}\frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_{p,0}}\right)d\,\varepsilon_p\right)\frac{dv}{V_0}\right\}^{\frac{1}{m}} \quad (12)$$

et la probabilité de rupture globale par clivage s'écrit avec une répartition de Weibull :

$$P_{Bordet}=1-\exp\left(-\left(\frac{\sigma_{Bordet}}{\sigma_u}\right)^m\right) \quad (13)$$

Si le nombre de carbures microfissurés est faible devant le nombre de carbures sains, le terme en exponentiel est proche de 1 et la contrainte de Bordet s'en trouve simplifiée.

2.3 Discussion

2.3.1 Bordet ou Beremin ?

Le modèle de Bordet est légèrement plus complexe et fin que le modèle de Beremin.
L'un de ses avantages est de considérer la contrainte principale maximale à chaque instant, et pas la contrainte principale maximale durant le chargement ; par conséquent rien n'empêche la probabilité de Bordet de diminuer, contrairement à celle de Beremin.

De plus, le modèle de Bordet rend compte du fait qu'une région avec une contrainte plus faible mais une déformation plastique plus importante peut être plus critique qu'une zone dans laquelle les contraintes sont plus élevées mais le niveau de déformation plastique plus faible.

Cependant, le modèle de Bordet nécessite la connaissance de paramètres matériau supplémentaires, comme on va le décrire dans le paragraphe ci-après.

2.3.2 Paramètres matériau

Le modèle de Beremin usuel nécessite la connaissance de trois paramètres matériaux : les deux paramètres de forme de la loi de Weibull, m et σ_u , ainsi que le volume élémentaire de la zone plastique V_0 ; seul le paramètre σ_u dépend de la température. A ces trois paramètres, il est possible d'ajouter la déformation plastique seuil permettant de définir la zone plastique sur laquelle l'intégration est réalisée.

Les trois premiers paramètres sont formellement conservés par le modèle de Bordet.

Remarque : ils ne sont que ***formellement*** conservés, ils peuvent être différents et nécessiter un calibrage du même type que celui fait pour Beremin et présenté en [R7.02.09].

S'y ajoutent d'autres paramètres.

Le seuil de plasticité $\sigma_{ys}(T,\dot{\varepsilon}_p)$ est une fonction *a minima* de la température et potentiellement de la vitesse de déformation plastique et sa valeur de référence $\sigma_{ys,0}$.
La contrainte critique en dessous de laquelle la propagation des microfissures ferritiques ne peut avoir lieu, σ_{th} , indépendante des conditions de chargement.
Dans la version complète uniquement (avec le terme exponentiel pris en compte), une déformation plastique de référence $\varepsilon_{p,0}$ dont la méthode d'identification n'est pas donnée et qui semble assez délicate. On notera que l'auteur lui même (cf. [8], [9]) semble utiliser pour certaines études et validation la version du modèle dans laquelle ce paramètre n'intervient pas (pour l'utilisateur de code_aster, il suffit de spécifier `PROBA_NUCL='NON'`)

2.4 Mise en œuvre dans *code_aster*

Le calcul de la probabilité et de la contrainte de Bordet est effectué par l'opérateur `POST_BORDET`. Il nécessite d'avoir réalisé un calcul thermomécanique élastoplastique *via* l'opérateur `STAT_NON_LINE`. Des conseils d'utilisation de ce modèle sont donnés dans la documentation [U2.05.08].
Dans la version actuellement implantée, la température du milieu sur lequel le calcul est effectué doit être uniforme (mais peut évoluer au cours du temps) ; cette limitation ne semble pas rédhibitoire dans la mesure où la zone plastique en pointe de fissure est en règle générale assez petite.
Il est possible de réaliser le calcul avec ou sans le terme en exponentiel ; si ce terme est demandé, le paramètre matériau $\varepsilon_{p,0}$ doit être renseigné.
Dans tous les cas, on calcule à chaque instant les grandeurs telles que la contrainte principale maximale et la déformation plastique équivalente. On détermine la valeur des paramètres $\sigma_u(T)$ et $\sigma_{ys}(T,\dot{\varepsilon}_p)$ en fonction des données matériau fournies par l'utilisateur, puis on calcule la contrainte de Bordet globale par sommation sur les points de gauss des éléments du groupe de mailles indiqué par l'utilisateur, puis enfin la probabilité globale de rupture de Bordet sur tous les instants jusqu'à celui demandé. Le calcul effectué s'écrit au final comme suit :

$$\sigma_{Bordet}=\left(\sum_{o=1}^{n_{inst}}\sum_{el=1}^{n_{elem}}\sum_{pg=1}^{n_{pg}}\left(\begin{array}{c}\dfrac{\sigma_{ys}\left(T(o),\dot{\bar{\varepsilon}}_{p,el,pg}(o)\right)}{\sigma_{ys,0}}\\ Max\left(\bar{\sigma}_{1,el,pg}^{m}(o)-\sigma_{th}^{m},0\right)\\ \exp\left(\dfrac{-\sigma_{ys}\left(T(o),\dot{\bar{\varepsilon}}_{p,el,pg}(o)\right)}{\sigma_{ys,0}}\dfrac{\bar{\varepsilon}_{p,el,pg}(o)}{\varepsilon_{p,0}}\right)\\ \Delta\varepsilon_{p,el,pg}(o)\dfrac{V_{el,pg}}{V_0}\end{array}\right)\right)^{1/m} \quad (14)$$

Avec n_{inst} le nombre d'instants sur lequel le calcul est fait, n_{elem} le nombre d'éléments contenus dans le groupe de mailles demandé par l'utilisateur et n_{pg} le nombre de points de gauss de chacun de ces éléments. De plus, pour tout scalaire a , $\bar{a}(o)=\dfrac{a(o)+a(o-1)}{2}$, $\dot{a}(o)=\dfrac{a(o)-a(o-1)}{t(o)-t(o-1)}$ et $\Delta a(o)=a(o)-a(o-1)$.

Le résultat est une table contenant les valeurs globales de la contrainte de Bordet et de la probabilité de rupture de Bordet.

Pour que le calcul soit correct, il faut que l'utilisateur renseigne le mot clé `COEF_MULT` comme préconisé dans la documentation utilisateur de `POST_BORDET`.

3 Le modèle de Rice et Tracey

On s'intéresse à présent au cas de l'amorçage ductile. En considérant un élément de volume initialement sain, la déchire ductile de cet élément résulte des mécanismes élémentaires suivants :

- nucléation de cavités provoquées par la décohésion d'inclusions présentes dans le matériau,
- croissance puis coalescence de ces cavités.

3.1 Cavité isolée dans une matrice rigide plastique infinie

Dans une démarche de compréhension analytique, Rice et Tracey ont étudié le comportement d'une cavité, initialement sphérique (surface S_v), isolée dans un milieu isotrope infini (volume V), de comportement de von Mises rigide plastique (limite d'élasticité σ_0), incompressible, soumis à l'infini à une vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}^{\infty}$ quelconque (contrainte notée σ^{∞} à l'infini). Ils montrent que le champ de vitesse de déplacement, solution du problème mécanique posé, minimise la fonctionnelle :

$$Q(\dot{u})=\int_V \left[s_{ij}(\dot{\varepsilon})-s_{ij}^{\infty}\right]\dot{\varepsilon}_{ij}\,dV-\sigma_{ij}^{\infty}\int_{S_v} n_i\dot{u}_j\,dS \qquad (15)$$

3.2 Loi approchée de la croissance des cavités

En parvenant à minimiser cette fonctionnelle dans différentes situations, Rice et Tracey ont alors montré l'influence prépondérante du taux de triaxialité $\frac{\sigma_m^{\infty}}{\sigma_{eq}^{\infty}}$ (avec σ_m^{∞} la trace et σ_{eq}^{∞} l'équivalent de von Mises de la contrainte imposée à l'élément de volume considéré) sur le taux de croissance des cavités.

Ils exhibent même une loi de croissance des cavités, certes approchée, mais très proche des résultats du modèle précédent. Ainsi, dans chacune des directions principales (K) associées à la vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}^{\infty}$, le taux d'élongation d'une cavité s'élève à :

$$\dot{R}_K=\left\{\chi\,\dot{\varepsilon}_K^{\infty}+\dot{\varepsilon}_{eq}^{\infty}D\right\}R_K \qquad (16)$$

Pour une direction principale K , le paramètre R_K est la rayon de la cavité, $\dot{\varepsilon}_K^{\infty}$ la valeur principale de la vitesse de déformation imposée à l'infini et $\dot{\varepsilon}_{eq}^{\infty}$ la valeur équivalente de von Mises de la vitesse de déformation imposée à l'infini. Cette relation dans laquelle les coefficients χ et D dépendent de la situation envisagée :

- $\chi=\frac{5}{3}$ pour une matrice d'écrouissage linéaire ou une matrice parfaitement plastique à faible taux de triaxialité ou $\chi=2$ dans le cas d'une matrice parfaitement plastique à fort taux de triaxialité,
- $D=\alpha\exp\left(\frac{3\,\sigma_m^{\infty}}{2\,\sigma_0}\right)$ pour une matrice parfaitement plastique ou $D=\frac{\sigma_m^{\infty}}{4\sigma_{eq}^{\infty}}$ pour une matrice d'écrouissage linéaire.

  $\alpha=0,283$ est la valeur donnée par Rice et Tracey alors que des calculs plus précis (cf. [bib4]) ont montré que ce coefficient est plus élevé ($\alpha=1,28$).

Mudry a alors proposé d'appliquer ces résultats théoriques au cas de l'acier de cuve, *i.e.* :

- comportement intermédiaire entre les cas de comportement extrêmes étudiés par Rice et Tracey avec un écrouissage non nul mais raisonnable,
- structures fissurées (taux de triaxialité élevé).

Il en a déduit la loi approchée suivante, valable pour des taux de triaxialité suffisamment élevés (supérieurs à 0,5) :

$$\dot{R}=\alpha\,\dot{\varepsilon}_{eq}^{p^{\infty}}\exp\left(\frac{3\,\sigma_m^{\infty}}{2\,\sigma_{eq}^{\infty}}\right)R \qquad (17)$$

Dans laquelle :

- $\dot{\varepsilon}_{eq}^{\infty}$ a été substituée par $\dot{\varepsilon}_{eq}^{p^{\infty}}$ (équivalent (von Mises) de la partie plastique de la vitesse de déformation) afin d'étendre la loi de Rice et Tracey au cas élastoplastique,
- la limite d'élasticité σ_0 a été substituée par σ_{eq}^{∞} afin de tenir compte du durcissement de la matrice autour de la cavité.

Des mesures expérimentales de croissance de porosité pour différents taux de triaxialité ont permis de valider cette expression . Ces résultats montrent que, lorsque le taux de porosité initial reste faible, le caractère exponentiel de la relation entre le rayon des cavités et le taux de triaxialité est bien confirmé. En revanche, le coefficient α dépend du matériau considéré ainsi que de la fraction initiale de porosité.

3.3 Critère d'amorçage ductile

R_0 et $R(t)$ désignant le rayon des cavités initial et à l'instant t considéré, le critère d'amorçage ductile adopté ici est :

$$\frac{R(t)}{R_0}=\left(\frac{R}{R_0}\right)_c \qquad (18)$$

Le premier membre de cette expression résulte de l'intégration de la loi de croissance, conformément aux indications du paragraphe précédent.

On peut objecter plusieurs arguments de principe contre l'utilisation directe de cette loi de croissance des cavités de Rice et Tracey comme critère d'amorçage ductile. Ainsi :

- les inclusions, et donc les cavités, ne sont pas en réalité isolées. Pire, elles sont souvent regroupées en amas,
- la coalescence des cavités résulte sans doute d'interactions qui, elles aussi, ne sont pas décrites dans le modèle établi,
- dans une structure fissurée, la présence de gradients en fond de fissure rend moins directement applicable l'analyse précédente qui concerne un milieu infini soumis à des conditions aux limites homogènes.

Néanmoins, en utilisant le critère précédent, on espère que cette loi reste réaliste, en moyenne, même dans des amas ou dans des zones de forts gradients (moyenne sur un élément de dimensions comparables à celle du modèle de Beremin). Par ailleurs, on fait l'hypothèse que la taille critique retenue, en général recalée sur des géométries données (éprouvette CT, par exemple), traduit la coalescence, ce qui revient à supposer que la coalescence ne dépend pas trop de la nature des sollicitations mécaniques imposées à l'élément de volume (triaxialité, cisaillement, ...).

Remarquons pour finir que le modèle de Rice et Tracey n'est qu'une loi approchée, valable pour des taux de triaxialité importants (*i.e.* supérieurs à 0,5).

3.4 Implantation dans *code_aster*

Considérons un domaine Ω_c de la structure étudiée qui peut être l'ensemble du maillage étudié, un groupe de mailles ou une maille. Suite à un calcul thermomécanique élastoplastique, on connaît l'évolution des champs de contrainte, de déformation et de déformation plastique dans ce domaine et on souhaite déterminer les variations spatiales et temporelles du taux de croissance des cavités dans ce domaine.

Pour ce faire, on utilise le mot-clé `RICE_TRACEY` de la commande `POST_ELEM`.

En chaque point de Gauss du domaine Ω_c , on assimile les contraintes et vitesses de déformation calculées à chaque instant aux quantités appliquées au milieu infini considéré précédemment. La loi de croissance de Rice et Tracey est ainsi intégrée pas à pas à l'aide de la formule approchée suivante :

$$Log\left(\frac{R(t_n)}{R_0}\right)=Log\left(\frac{R(t_{n-1})}{R_0}\right)+0,283\,signe\left(\frac{\sigma_m(t_n)}{\sigma_{eq}(t_n)}\right)Exp\left(1,5.\left|\frac{\sigma_m(t_n)}{\sigma_{eq}(t_n)}\right|\right)\left(\varepsilon_{eq}^p(t_n)-\varepsilon_{eq}^p(t_{n-1})\right) \quad (19)$$

On obtient ainsi à chaque instant les valeurs du rapport $\frac{R}{R_0}$ en chaque point de Gauss du domaine Ω_c , le signe du taux de triaxialité permettant la prise en compte d'évolutions aussi bien en traction qu'en compression. Deux fonctionnalités sont alors offertes dans *code_aster* : la valeur maximale et la valeur moyenne du taux de croissance.

3.4.1 Recherche de la valeur maximale du taux de croissance

A chaque instant, on cherche sur l'ensemble du domaine Ω_c le point de Gauss (et le volume de la sous-maille associée) maximisant $\frac{R}{R_0}$.

3.4.2 Calcul de la valeur moyenne du taux de croissance

Par quadrature sur chaque maille puis moyennation sur le domaine Ω_c visé, on déduit à chaque instant la valeur moyenne de $\frac{R}{R_0}$ sur Ω_c .

Comme dans le cas du modèle de Weibull, une variante est introduite : l'intégration temporelle précédente est alors réalisée à partir de la contrainte et de la déformation plastique moyenne par maille.

4 Bibliographie

1) S.R BORDET, A.D. KARSTENSEN, .D.M. KNOWLES, C.S. WIESNER : «A new statistical local criterion for cleavage fracture in steel. Part I: model presentation », Eng. Frac. Mech., Vol. 72, pp.435-452, 2005.

2) S.R BORDET, A.D. KARSTENSEN, .D.M. KNOWLES, C.S. WIESNER : «A new statistical local criterion for cleavage fracture in steel. Part II: application to an offshore structural steel », Eng. Frac. Mech., Vol. 72, pp.453-474, 2005.

3) B. TANGUY, C. BOUCHET, S.R. BORDET, J. BESSON, A. PINEAU:«Toward a better understanding of the cleavage in RPV steels: Local mechanical conditions and evaluation of a nucleation enriched Weibull model and of the Beremin model over a large temperature range », 9 th European Mechanics of Materials Conference, Local approach to fracture, pp 129-134, Moret sur Loing, 2006.