

Modélisation du débit de fuite des enceintes

Ce chapitre présente l'ensemble des éléments nécessaires à la mise en place d'une stratégie de modélisation du débit de fuite des enceintes.

A partir de l'analyse de l'existant du chapitre précédent, l'intensité des couplages thermique-transferts-mécanique dans l'enceinte interne des bâtiments réacteur en conditions d'exploitation est étudiée pour justifier la démarche chainée faiblement couplée retenue.

Les modèles et post-traitements associés sont implémentés dans le formalisme général du Code_Aster. Les choix effectués facilitent leur intégration dans une stratégie globale de calcul de structure complexe.

SOMMAIRE

2.1	Couplage des phénomènes THM	43
2.2	Modèle thermique	44
2.3	Modèle hydrique	44
2.4	Modèle mécanique	46
2.4.1	Câbles de précontrainte	46
2.4.2	Béton	47
2.4.2.1	Dilatation thermique	48
2.4.2.2	Retrait de dessiccation	48
2.4.2.3	Fluage propre	48
2.4.2.4	Fluage de dessiccation	50
2.4.2.5	Endommagement	50
2.4.2.6	Fissuration	53
2.5	Modèle aéraulique	57
2.5.1	Élément fini fissuré pour le calcul de débit de fuite	58
2.5.1.1	Hypothèses et formulation	58
2.5.1.2	Implémentation et validation	60
2.5.2	Généralisation de la formulation proposée	61
2.6	Conclusions du chapitre	63

2.1 Couplage des phénomènes THM

Dans le cadre général fortement contraint présenté dans le chapitre précédent, le but de cette thèse est de mettre en place une approche qui privilégie les phénomènes majeurs et qui s'appuie sur une description simplifiée afin de construire un outil d'aide à l'ingénierie. Ce choix conduit à effectuer un certain nombre d'hypothèses pour rester pragmatique.

Dans le cadre de l'étude du comportement à long terme des enceintes de confinement, la stratégie de modélisation proposée se concentre sur la phase d'exploitation. L'hypothèse majeure qui en découle est alors l'affaiblissement possible des couplages entre phénomènes pour qu'ils soient traités les uns après les autres (Fig. 2.1). Cette hypothèse a déjà été utilisée dans de nombreux travaux ([49], [93], [58], [33], [85], [53]), et ses principales justifications sont fournies dans cette section. Seul le comportement du béton durci est pris en compte dans ce chapitre (sans phase initiale de comportement au jeune âge). De même, les situations accidentelles avec des variations fortes de pression et température et la présence de vapeur d'eau ne sont pas considérées dans ces travaux.

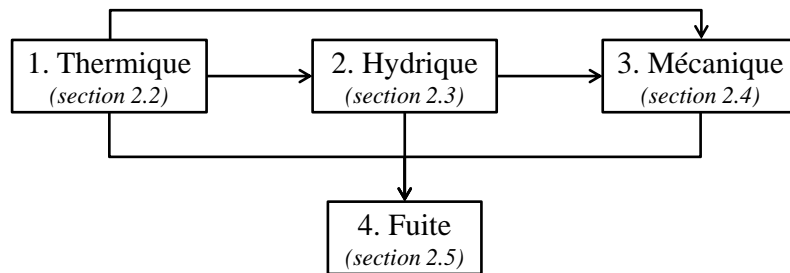


Fig. 2.1 : Chainage faible des phénomènes modélisés

La température est déterminée dans une première étape (section 2.2), indépendamment des autres phénomènes car on néglige les changements d'état ou la circulation forcée de matière dus aux chargements hydriques ou mécaniques (qui restent modérés et dont les vitesses d'évolution sont faibles [33]).

Par ailleurs, Granger [49] a démontré que, dans le cadre du séchage des enceintes de confinement, le niveau de précontrainte biaxiale appliqué (12 MPa horizontalement et 8,5 MPa verticalement) et la fissuration de peau du béton due à la dessiccation ont peu d'influence sur l'ensemble du réseau poral de la structure et donc sur ses capacités globales de transfert. C'est alors le champ de saturation qui est calculé dans une deuxième étape (section 2.3) et qui dépend du champ de température précédent.

Dans une troisième étape, l'état mécanique de la structure est calculé (section 2.4). Les déformations différées du béton sont divisées en plusieurs composantes, identifiées successivement et, en pratique, considérées indépendantes ([12], [109]). Leurs évolutions sont des fonctions de la température et de la saturation pré-calculées afin de suivre les constatations expérimentales du Chapitre 1.

Enfin, une dernière étape de post-traitement, basée sur les champs de température, de saturation et de déformation désormais disponibles, permet d'obtenir le flux d'écoulement d'air au travers d'un béton à la fois insaturé et fissuré (section 2.5).

2.2 Modèle thermique

Le transfert de chaleur se fait principalement par conduction thermique dans le volume de béton. Couplée à la loi de Fourier, l'équation utilisée pour calculer la température T (en K) est alors la suivante :

$$\rho_b C_p \frac{\partial T(\mathbf{x}, t)}{\partial t} + \nabla \cdot [-\lambda \nabla T(\mathbf{x}, t)] = 0 \quad (2.1)$$

Où ρ_b est la masse volumique du béton (en $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$), C_p est sa capacité calorifique massique (en $\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$) et λ est sa conductivité thermique (en $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$). La dépendance de ces paramètres à la température rend l'équation non linéaire.

Au bord du domaine considéré, les échanges thermiques avec le milieu environnant se font par convection.

$$-\lambda \nabla T(\mathbf{x}, t) = h_c (T(\mathbf{x}, t) - T_{ext}) \quad (2.2)$$

Où h_c est le coefficient d'échange convectif (en $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$) et T_{ext} la température ambiante du milieu environnant (en K). Le rayonnement peut être modélisé avec une loi similaire à l'équation (2.2) mais n'a pas été introduit dans les applications numériques de ce manuscrit, l'enceinte externe ayant protégé l'enceinte interne au cours de la construction de la maquette.

L'équation de diffusion (2.1) est résolue après discrétisation EF grâce au module de thermique non-linéaire disponible dans *Code_Aster* [37].

2.3 Modèle hydrique

En phase d'exploitation, les conditions d'humidité sont maintenues au-dessus de 40 % dans le volume interne et l'espace entre enceintes d'un BR. Les hypothèses suivantes peuvent alors être considérées pour le béton des EI [36] :

- le phénomène de dessiccation est principalement dû aux mouvements d'eau liquide au cœur du béton ;

- les cycles d'imbibition/séchage en phase pré-opérationnelle n'affectent que le béton de peau ;
- la pression de l'air est négligeable devant la pression liquide.

Dans ce cas, le système (1.10) se simplifie en une unique équation de diffusion non-linéaire (2.3). Le coefficient de diffusion apparent de l'équation dépend de la température précédemment calculée selon une loi de type Arrhenius, comme proposé par Granger [49].

$$\frac{\partial S_l(\mathbf{x}, t)}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\frac{K_{int}^l k_{rl}(S_l)}{\eta_l \phi} \frac{\partial P_c(S_l)}{\partial S_l} \frac{T(\mathbf{x}, t)}{T^{ref}} e^{\frac{E_a}{R} \left(\frac{1}{T^{ref}} - \frac{1}{T} \right)} \nabla S_l \right] = 0 \quad (2.3)$$

Où S_l est le degré de saturation en eau (valeurs entre 0 et 1), K_{int}^l est la perméabilité intrinsèque à l'eau du béton (en m^2), k_{rl} est la perméabilité relative à l'eau (valeurs entre 0 et 1), η_l est la viscosité dynamique de l'eau liquide (en Pa·s), ϕ est la porosité du béton, P_c est la pression capillaire (en Pa), T^{ref} est la température de référence à laquelle toutes les propriétés hydriques sont définies ou mesurées (en K), E_a est l'énergie d'activation thermique du béton (en $J \cdot mol^{-1}$), R est la constante des gaz parfaits ($8,314 J \cdot mol^{-1} \cdot K^{-1}$).

Le modèle simplifié (2.3) est classiquement utilisé dans la littérature ([49], [117], [58], [33], [36], exprimé aussi en termes de diffusion de l'humidité relative, de la pression capillaire ou de la concentration en eau par exemple) et diffère peu des modèles plus complets tant que les hypothèses initiales sont respectées [36].

Le modèle de rétention de Van Genuchten [116] définit l'évolution de la pression capillaire en fonction de la saturation :

$$P_c(S_l) = P_r \left(S_l^{-1/m} - 1 \right)^{1/n} \quad (2.4)$$

Où P_r (en Pa) et n (scalaire supérieur à 1) sont deux paramètres du modèle et $m = 1 - 1/n$. La loi de Mualem [86] décrit ensuite l'évolution de la perméabilité relative à l'eau en fonction de la saturation :

$$k_{rl}(S_l) = \sqrt{S_l} \left[1 - \left(1 - S_l^{1/m} \right)^m \right]^2 \quad (2.5)$$

Les conditions aux parois étant plus naturellement exprimées en humidité relative de l'air ambiant, la loi de Kelvin est utilisée pour y relier la pression capillaire :

$$P_c(h_r, T) = - \frac{\rho_l R T}{M_l} \ln(h_r) \quad (2.6)$$

Où ρ_l est la masse volumique de l'eau liquide (en $kg \cdot m^{-3}$), M_l est la masse molaire de l'eau (en $kg \cdot mol^{-1}$) et h_r est l'humidité relative (valeurs entre 0 et 1). Le

couplage des équations (2.4) et (2.6) permet de retrouver les isothermes de désorption du béton considéré (courbes $h_r = f(S_l)$ à température fixée).

Grâce à l'analogie entre les équations (2.1) et (2.3), le problème hydrique est également résolu avec le module de thermique non-linéaire disponible dans *Code_Aster*.

2.4 Modèle mécanique

Le modèle proposé considère les principaux phénomènes à l'origine des déformations différées observées dans les structures en béton précontraint. Les câbles de précontrainte sont modélisés par des éléments barre (1D) parfaitement adhérents aux mailles de béton environnantes (3D).

2.4.1 Câbles de précontrainte

Les pertes de précontrainte dans les câbles sont calculées selon l'ETC-C [1]. Le cadre théorique à disposition dans *Code_Aster* ([79], [80] et [81]) est utilisé pour modéliser l'évolution de la tension des câbles F (en N) en calculant les pertes de précontrainte par recul d'ancrage ΔF_{anc} , par frottements ΔF_{μ} , dues à la relaxation de l'acier ΔF_r et en ajoutant l'effet des déformations instantanée ΔF_{el} et différée ΔF_{dif} du béton.

$$F(t, s) = F_0 - \Delta F_{el} - \Delta F_{dif} - \Delta F_{\mu} - \Delta F_{anc} - \Delta F_r \quad (2.7)$$

Où t est le temps (en h), s l'abscisse curviligne le long du câble (en m) et F_0 la tension initiale dans le câble (en N).

Les pertes instantanées dues à la déformation élastique du béton sont estimées par :

$$\Delta F_{el}(s) = \frac{A_s E_s \Delta \sigma(s)}{2E} \quad (2.8)$$

Où A_s est la section du câble (en m²), E_s le module d'Young de l'acier (en Pa), E le module d'Young du béton et $\Delta \sigma$ la contrainte induite dans le béton par la précontrainte (en Pa). Cette dernière est obtenue par une projection des efforts nodaux dans les câbles en efforts internes dans les mailles de béton voisines.

Les pertes par frottements sont données par :

$$\Delta F_{\mu}(s) = F_0 [1 - e^{-\mu(\alpha + ks)}] \quad (2.9)$$

Où μ est le coefficient de frottement du câble sur le béton (sans unité), α la déviation angulaire le long du câble (obtenue, comme l'abscisse curviligne, par une

interpolation des coordonnées de la trajectoire du câble) et k le coefficient de pertes linéiques (en m^{-1}).

Le recul d'ancrage Δ modifie le profil de tension $F^*(s)$ le long du câble dans la zone d'ancrage sur une distance d illustrée en Fig. 2.2 et solution du système :

$$\begin{cases} \Delta = \frac{1}{E_s A_s} \int_0^d |F_0 - \Delta F_\mu(s) - F^*(s)| ds \\ |(F_0 - \Delta F_\mu(s)) F^*(s)| = |F(d)|^2 \end{cases} \quad (2.10)$$

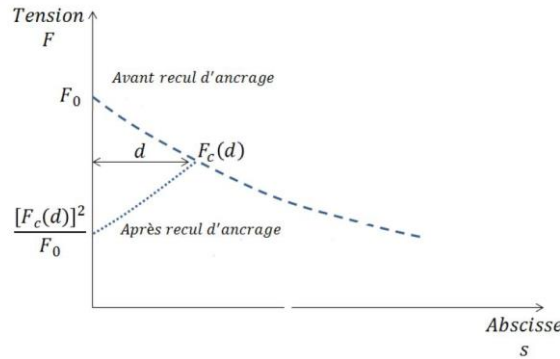


Fig. 2.2 : Profil de tension avec recul d'ancrage et équilibre pour résoudre le système (2.10)

Les pertes dues à la relaxation de l'acier sont calculées par :

$$\Delta F_r(t, s) = \frac{0,8 \cdot 0,66}{10^5} \cdot \rho_{1000} e^{9,1 \frac{\tilde{F}(s)}{A_s f_{pk}}} \left(\frac{t}{1000} \right)^{0,75 \left(1 - \frac{\tilde{F}(s)}{A_s f_{pk}} \right)} \tilde{F}(s) \quad (2.11)$$

Où ρ_{1000} est le coefficient de relaxation à 1000 h de l'acier (en %), f_{pk} la résistance à rupture de l'acier (en MPa) et $\tilde{F}(s)$ le profil de tension après prise en compte des pertes instantanées, par frottements et par recul d'ancrage.

2.4.2 Béton

Le tenseur des déformations totales dans le béton $\boldsymbol{\varepsilon}(\boldsymbol{x}, t)$ est décomposé de la manière suivante :

$$\boldsymbol{\varepsilon}(\boldsymbol{x}, t) = \boldsymbol{\varepsilon}^{el}(\boldsymbol{x}, t) + \boldsymbol{\varepsilon}^{fp}(\boldsymbol{x}, t) + \boldsymbol{\varepsilon}^{fd}(\boldsymbol{x}, t) + \boldsymbol{\varepsilon}^{rd}(\boldsymbol{x}, t) + \boldsymbol{\varepsilon}^{th}(\boldsymbol{x}, t) \quad (2.12)$$

Où $\boldsymbol{\varepsilon}^{el}$ est le tenseur des déformations élasto-endommageables, $\boldsymbol{\varepsilon}^{fp}$ est le tenseur des déformations de fluage propre, $\boldsymbol{\varepsilon}^{fd}$ le tenseur des déformations de fluage de dessiccation, $\boldsymbol{\varepsilon}^{rd}$ le tenseur de retrait de dessiccation et $\boldsymbol{\varepsilon}^{th}$ le tenseur des dilatations thermiques. Le retrait endogène, ayant lieu au jeune âge, n'est pas pris en compte dans la présente modélisation.

La loi de comportement associée à l'équation (2.12) a été développée avec l'outil *TFEL/MFront* [52], compatible avec *Code_Aster* comme loi utilisateur externe. Les équations fournies sont exprimées aux points de Gauss de chaque élément fini.

2.4.2.1 Dilatation thermique

La déformation induite par le chargement thermique du béton est considérée isotrope et proportionnelle à la température :

$$\boldsymbol{\varepsilon}^{\text{th}}(\mathbf{x}, t) = \alpha_{th}(T(\mathbf{x}, t) - T(\mathbf{x}, 0))\mathbf{I}_3 \quad (2.13)$$

Où α_{th} est le coefficient de dilatation thermique du béton (en K^{-1}) et \mathbf{I}_3 est la matrice identité en 3D.

2.4.2.2 Retrait de dessiccation

De la même manière, la déformation de retrait de dessiccation est isotrope et proportionnelle au degré de saturation du béton [114] :

$$\boldsymbol{\varepsilon}^{\text{rd}}(\mathbf{x}, t) = \kappa_{rd}(S_l(\mathbf{x}, 0) - S_l(\mathbf{x}, t))\mathbf{I}_3 \quad (2.14)$$

Où κ_{rd} est le coefficient de retrait de dessiccation (sans unité).

2.4.2.3 Fluage propre

Comme proposé par Hilaire [53] et validé sur de nombreux résultats expérimentaux ([19], [100], [18] et [53]), le fluage propre est décrit par une chaîne rhéologique de Burger avec patin vieillissant (cf. Fig. 2.3).

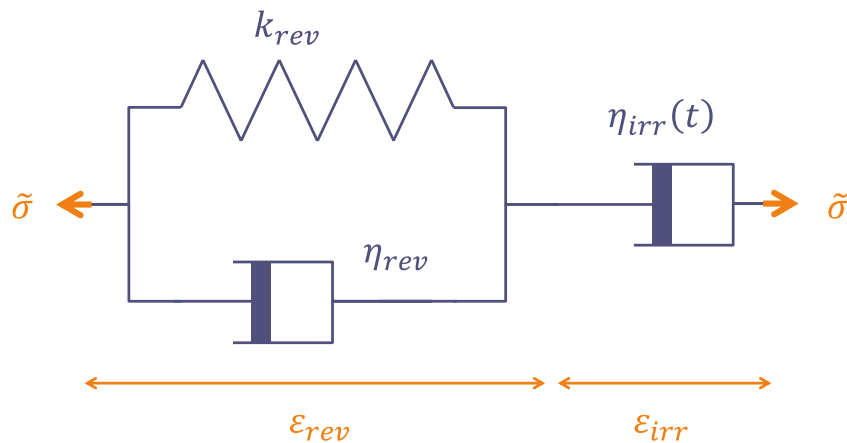


Fig. 2.3 : Modèle de fluage propre (principe 1D)

La déformation de fluage propre se décompose en une part réversible $\boldsymbol{\varepsilon}^{\text{rev}}$ (associée à la chaîne de Kelvin-Voigt, correspondant au fluage primaire à court terme) et une

part irréversible $\boldsymbol{\varepsilon}^{\text{irr}}$ (associée au patin de Maxwell, correspondant au fluage secondaire à long terme) :

$$\boldsymbol{\varepsilon}^{\text{fp}}(\boldsymbol{x}, t) = \boldsymbol{\varepsilon}^{\text{rev}}(\boldsymbol{x}, t) + \boldsymbol{\varepsilon}^{\text{irr}}(\boldsymbol{x}, t) \quad (2.15)$$

La formulation proposée par Hilaire permet de distinguer entre fluage propre en traction et fluage propre en compression :

$$\boldsymbol{\sigma}_\alpha = \alpha_{fp} \langle \tilde{\boldsymbol{\sigma}} \rangle_+ + \langle \tilde{\boldsymbol{\sigma}} \rangle_- \quad (2.16)$$

Où $\boldsymbol{\sigma}_\alpha$ est une contrainte définie dans le repère principal de l'élément et α_{fp} est un coefficient positif permettant d'augmenter (si supérieur à 1) ou diminuer (si inférieur à 1) l'intensité du fluage en traction par rapport au fluage en compression. Le passage en 3D du modèle se fait de manière analogue à la loi de Hooke mais avec un coefficient de Poisson de fluage propre ν_{fp} différent du coefficient de Poisson élastique :

$$\hat{\eta}_{rev} \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^{\text{rev}} + \hat{k}_{rev} \boldsymbol{\varepsilon}^{\text{rev}} = (1 + \nu_{fp}) \tilde{\boldsymbol{\sigma}} - \nu_{fp} \text{tr}(\tilde{\boldsymbol{\sigma}}) \mathbf{I}_3 \quad (2.17)$$

$$\hat{\eta}_{irr}(t) \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^{\text{irr}} = (1 + \nu_{fp}) \boldsymbol{\sigma}_\alpha - \nu_{fp} \text{tr}(\boldsymbol{\sigma}_\alpha) \mathbf{I}_3 \quad (2.18)$$

La température et la saturation calculées précédemment impactent l'évolution des déformations de fluage en modifiant les paramètres de la chaîne de Burger :

$$\hat{\eta}_{rev}(T, S_l) = \frac{\eta_{rev}}{S_l} \exp\left(\frac{E_a^l}{R} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_{ref}}\right)\right) \quad (2.19)$$

$$\hat{k}_{rev}(T, S_l) = \frac{k_{rev}}{S_l} \exp\left(\frac{E_a^l}{R} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_{ref}}\right)\right) \quad (2.20)$$

$$\hat{\eta}_{irr}(t, T, S_l) = \frac{k_{irr} t}{S_l} \exp\left(\frac{E_a}{R} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_{ref}}\right)\right) \quad (2.21)$$

Où η_{rev} est la viscosité associée à la chaîne de Kelvin-Voigt (en Pa·s), k_{rev} sa raideur (en Pa), k_{irr} la raideur associée au patin vieillissant de Maxwell (en Pa) et E_a l'énergie d'activation du béton (en J·mol⁻¹). Ces paramètres matériau sont définis ou mesurés à la température de référence et en milieu saturé ($S_l = 1$). Les activations thermiques des composantes réversible et irréversible peuvent être différentes par l'intermédiaire de l'énergie d'activation E_a^l associée à la viscosité de l'eau.

La dépendance temporelle de la viscosité η_{irr} (2.21) permet de moduler l'amplitude des déformations de fluage propre en fonction de la date de chargement (cf. Fig. 2.4) et d'obtenir une évolution logarithmique de ces déformations à long terme.

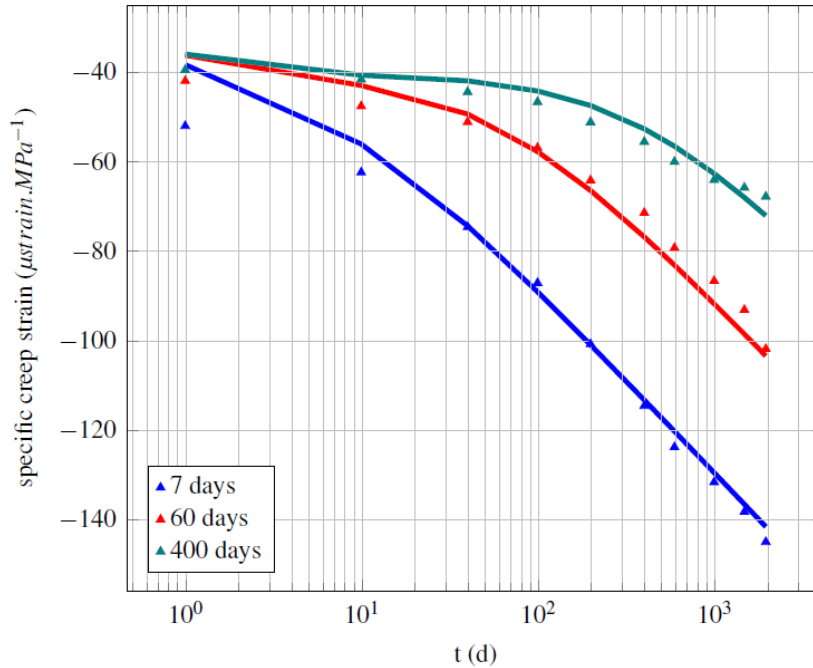


Fig. 2.4 : Impact de la date de chargement sur la déformation de fluage propre, comparaison modèle/expérience (issu de [53])

2.4.2.4 Fluage de dessiccation

Pour modéliser l'effet Pickett, la déformation de fluage de dessiccation est proportionnelle à l'état de contrainte et à l'état hydrique du béton :

$$\dot{\epsilon}^{fd}(\mathbf{x}, t) = \kappa_{fd} |\dot{S}_l(\mathbf{x}, t)| \tilde{\sigma}(\mathbf{x}, t) \quad (2.22)$$

Où κ_{fd} est le coefficient de fluage de dessiccation (en Pa⁻¹) et $\tilde{\sigma}$ est le tenseur des contraintes effectives dans le béton (en Pa) défini en (2.24). Plusieurs constatations expérimentales ([30], [45]) montrent que la relation (2.22) ne permet pas de représenter l'impact de chargements THM complexes. Elle reste toutefois adaptée [53] pour le comportement à long terme des enceintes de confinement, dont la cinétique de dessiccation est lente et les phases de ré-humification négligeables comparées à la durée de vie de ces structures.

2.4.2.5 Endommagement

L'endommagement de la structure associée au comportement adoucissant du béton est décrit grâce au μ -modèle [77]. Il s'agit d'une actualisation du modèle original de Mazars [76] qui prend en compte l'effet unilatéral et permet donc de représenter les effets de l'ouverture et de la refermeture de fissures sur la raideur au cours des chargements cycliques que sont les essais de mise en pression interne (Fig. 2.5). Le

μ -modèle permet en effet au béton de conserver une raideur saine en compression après avoir été endommagé une première fois en traction.

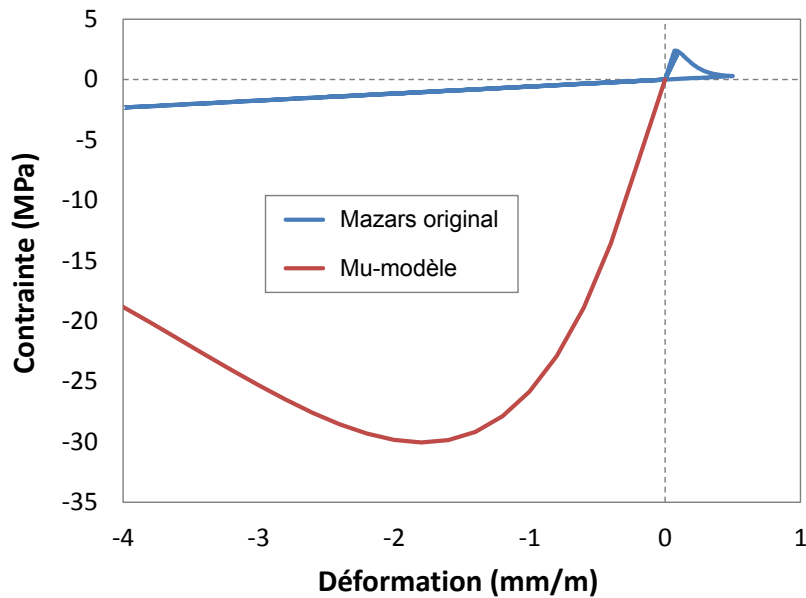


Fig. 2.5 : Comparaison entre modèle de Mazars original et μ -modèle pour un chargement de traction puis compression.

Le comportement du béton est élastique-endommageable :

$$E \boldsymbol{\varepsilon}^{\text{el}}(\boldsymbol{x}, t) = (1 + \nu) \tilde{\boldsymbol{\sigma}} - \nu \text{tr}(\tilde{\boldsymbol{\sigma}}) \mathbf{I}_3 \quad (2.23)$$

$$\boldsymbol{\sigma} = (1 - d) \tilde{\boldsymbol{\sigma}} \quad (2.24)$$

Où E est le module d'Young du béton (en Pa), ν son coefficient de Poisson (sans unité) et $\boldsymbol{\sigma}$ le tenseur des contraintes (en Pa). L'endommagement est isotrope et le scalaire d associé (valeurs entre 0 et 1) représente l'endommagement effectif du matériau : une valeur non nulle signifie qu'une fissure est activée soit en traction soit en compression en fonction de l'historique de chargement. Comme pour le modèle d'origine, le concept de tenseur de déformation équivalente est introduit, toutefois sous sa forme tensorielle $\boldsymbol{\varepsilon}_{\text{eq}}$:

$$\boldsymbol{\varepsilon}_{\text{eq}}(\boldsymbol{x}, t) = \boldsymbol{\varepsilon}^{\text{el}} + \chi(\boldsymbol{\varepsilon}^{\text{fp}} + \boldsymbol{\varepsilon}^{\text{fd}}) \quad (2.25)$$

Où χ est un coefficient (valeur entre 0 et 1) permettant de coupler les déformations de fluage totales aux déformations élastiques afin de modéliser le fluage tertiaire du matériau. Les valeurs propres du tenseur $\boldsymbol{\varepsilon}_{\text{eq}}$ sont notées ε_1 , ε_2 et ε_3 .

La variable d'endommagement dépend de deux variables thermodynamiques Y_t et Y_c gérant respectivement l'évolution de l'endommagement de type « cracking » (traction) et de type « crushing » (compression) du matériau. Ces variables sont comparées à deux déformations scalaires définies à partir de la déformation équivalente $\boldsymbol{\varepsilon}_{\text{eq}}$: ε_t en traction et ε_c en compression.

$$Y_t = \max \left[\varepsilon_{t0}, \max_t(\varepsilon_t(t)) \right], \quad Y_c = \max \left[\varepsilon_{c0}, \max_t(\varepsilon_c(t)) \right] \quad (2.26)$$

$$\varepsilon_t = \frac{I_\varepsilon}{2(1-2\nu)} + \frac{\sqrt{J_\varepsilon}}{2(1+\nu)} \quad (2.27)$$

$$\varepsilon_c = \frac{I_\varepsilon}{5(1-2\nu)} + \frac{6\sqrt{J_\varepsilon}}{5(1+\nu)} \quad (2.28)$$

Où ε_{t0} et ε_{c0} sont les seuils d'activation de l'endommagement (paramètres matériau sans unité), respectivement en traction et en compression, I_ε est le premier invariant du tenseur de déformation équivalent et J_ε est le deuxième invariant du déviateur de ce tenseur.

$$I_\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3 \quad (2.29)$$

$$J_\varepsilon = \frac{(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)^2 + (\varepsilon_1 - \varepsilon_3)^2 + (\varepsilon_2 - \varepsilon_3)^2}{2} \quad (2.30)$$

Afin qu'un seul paramètre d'endommagement puisse gérer tous les états de contrainte possibles, une variable de couplage intermédiaire Y est introduite :

$$Y = rY_t + (1-r)Y_c \quad (2.31)$$

$$r = \frac{\sum_i \langle \tilde{\sigma}_i \rangle_+}{\sum_i |\tilde{\sigma}_i|} \quad (2.32)$$

Où r est le facteur de triaxialité des contraintes effectives (scalaire entre 0 et 1). La loi d'évolution de l'endommagement est alors la même que celle du modèle d'origine :

$$d = 1 - (1-A) \frac{Y_0}{Y} - Ae^{B(Y_0-Y)} \quad (2.33)$$

Où Y_0 est le seuil initial de la variable Y :

$$Y_0 = r\varepsilon_{t0} + (1-r)\varepsilon_{c0} \quad (2.34)$$

Les expressions des coefficients A (2.35) et B (2.36) sont différentes du modèle original pour mieux représenter les surfaces de ruptures (courbes enveloppes des maxima de résistance) obtenues expérimentalement (cf. Fig. 2.6) :

$$A = [2r^2(1 - 2k) - r(1 - 4k)]A_t + [2r^2 - 3r + 1]A_c \quad (2.35)$$

$$B = r^{r^2-2r+2}B_t + (1 - r^{r^2-2r+2})B_c \quad (2.36)$$

Où A_t , B_t , A_c et B_c sont des coefficients matériaux identifiables sur des essais unidirectionnels de traction/compression et décrivant la fragilité/ductilité post-pic du béton et k est un paramètre matériau caractérisant le comportement asymptotique du béton en cisaillement pur.

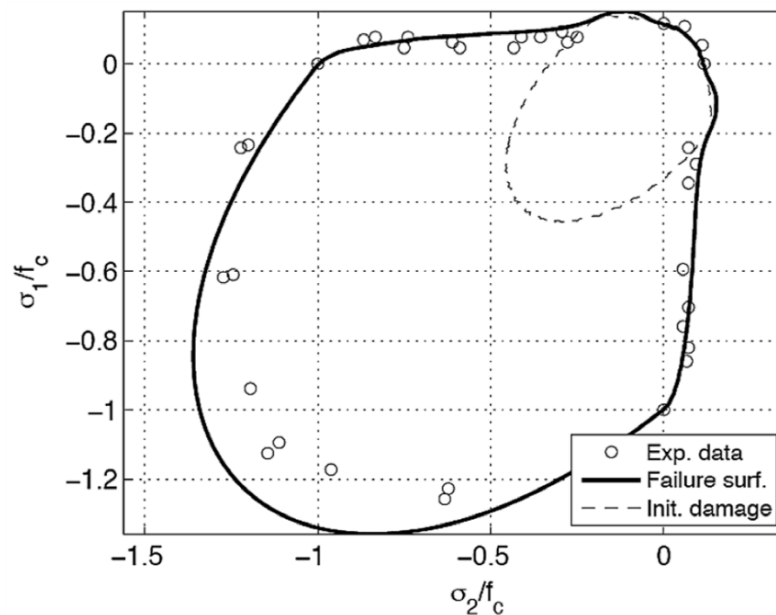


Fig. 2.6 : Surface de rupture d'un béton ordinaire (plan $\sigma_3 = 0$), comparaison modèle/expérience après identification des paramètres du μ -modèle (issu de [77])

2.4.2.6 Fissuration

La méthode continue de représentation de l'endommagement du matériau utilisée permet de représenter les effets de la fissuration sur la réponse mécanique globale de la structure, sans représentation explicite de cette fissuration.

Cette section propose alors une méthode, basée sur [60] et [75], permettant de passer d'un état d'endommagement diffus régularisé dans l'élément fini à une fissure localisée « équivalente » au sens mécanique du terme et dont les caractéristiques (ouverture, orientation) sont nécessaires pour estimer le débit de fuite.

L'évolution de la variable d'endommagement d du μ -modèle pouvant être discontinue lors de chargement cycliques (Fig. 2.7), les caractéristiques de la fissure effective sont préférentiellement reliées à l'état de déformation calculé précédemment.

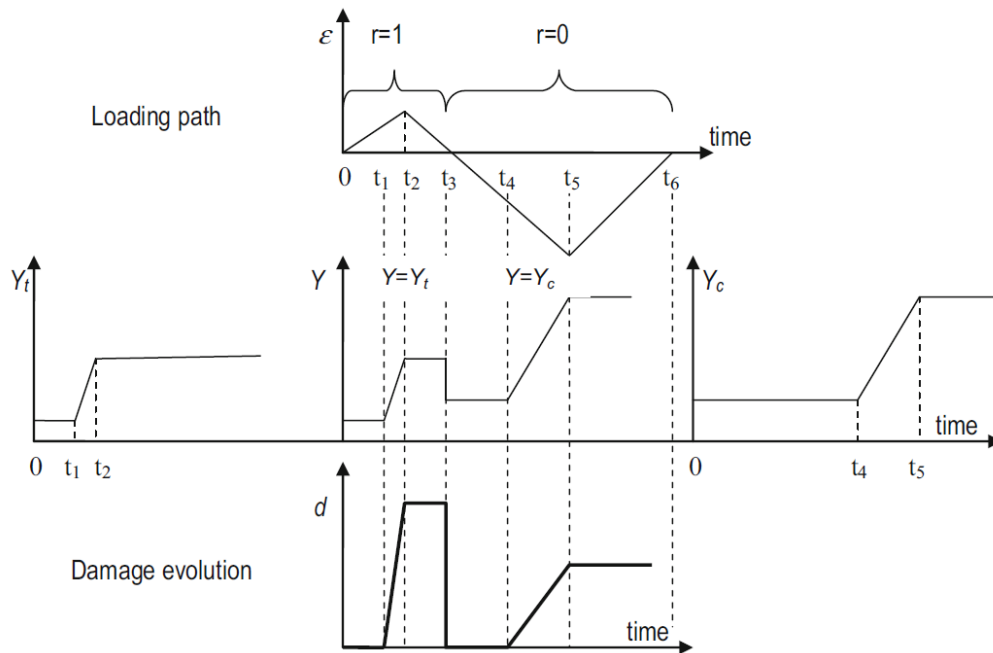


Fig. 2.7 : Evolution des variables du μ -modèle en fonction du temps au cours d'un chargement alterné traction-compression (issu de [77])

Régularisation du modèle d'endommagement

Pour limiter la dépendance des résultats mécaniques au maillage, due au comportement adoucissant du béton, les paramètres B_t et B_c sont ajustés en fonction de l'énergie de fissuration du béton et de la taille de maille comme proposé par Hillerborg [54]. Localement, l'évolution de l'endommagement s'effectue alors dans une bande de localisation de taille h ([10], [74]) traduisant un saut de déplacement global u^{ouf} qui peut être assimilé à une ouverture de fissure dite « effective ». Ce principe est illustré dans le cas de la traction unidirectionnelle en Fig. 2.8.

L'énergie de fissuration G_f (en $\text{N}\cdot\text{m}^{-1}$) se définit comme l'aire sous la courbe contrainte-saut de déplacement de la Fig. 2.8 :

$$G_f = \int_0^{+\infty} \sigma du^{ouf} \quad (2.37)$$

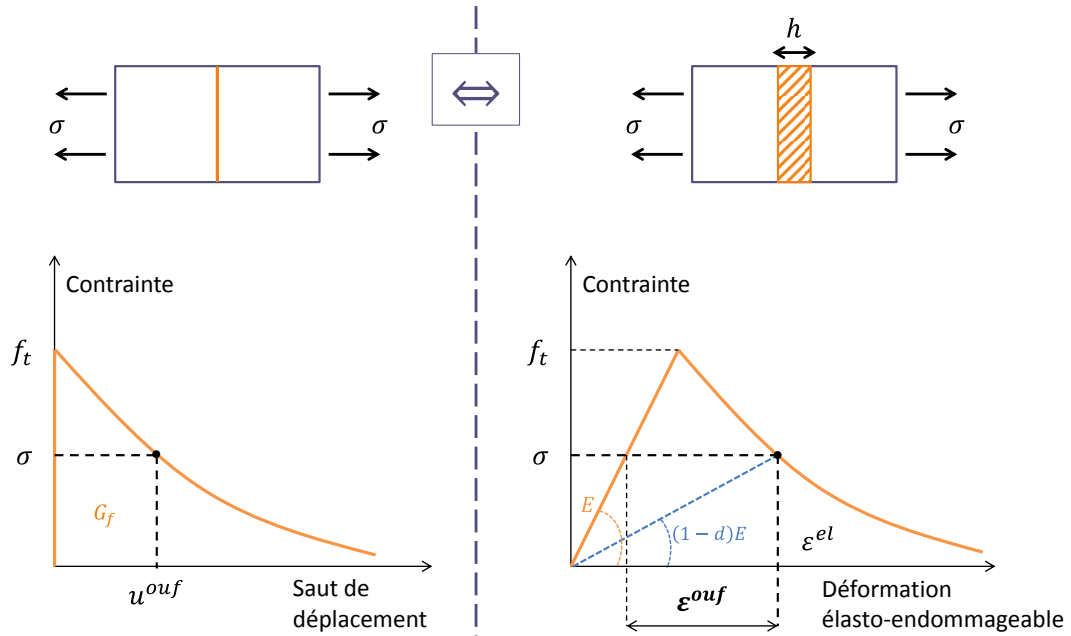


Fig. 2.8 : Principe 1D de définition de la déformation de fissuration effective ([60], [74])

Une fois le problème discrétisé, u^{ouf} est associée à une déformation de fissuration effective ε^{ouf} dans un élément fini de taille h :

$$u^{ouf} = h\varepsilon^{ouf} \quad (2.38)$$

D'après l'équivalence de la Fig. 2.8 :

$$\varepsilon^{ouf} = \varepsilon^{el} - \frac{\sigma}{E} \quad (2.39)$$

Par définition, lorsque ε^{ouf} croît de zéro à l'infini, il parcourt l'ensemble de la courbe contrainte-déformation. Ainsi :

$$G_f = h \int_0^{+\infty} \sigma d\varepsilon^{ouf} = h \int_0^{+\infty} \sigma d\varepsilon^{el} \quad (2.40)$$

En distinguant entre comportement élastique-linéaire jusqu'au seuil $\varepsilon_{t0} = f_t/E$ et comportement élastique-endommageable à partir de ce seuil :

$$\frac{G_f}{h} = \int_0^{\varepsilon_{t0}} \sigma d\varepsilon^{el} + \int_{\varepsilon_{t0}}^{+\infty} \sigma d\varepsilon^{el} \quad (2.41)$$

Pour la partie linéaire de la courbe :

$$\int_0^{\varepsilon_{t0}} \sigma d\varepsilon^{el} = E \int_0^{\varepsilon_{t0}} \varepsilon^{el} d\varepsilon^{el} = E \frac{\varepsilon_{t0}^2}{2} \quad (2.42)$$

Pour la partie adoucissante de la courbe, on réinjecte les équations d'évolution du μ -modèle (2.27) à (2.36) :

$$\int_{\varepsilon_{t0}}^{+\infty} \sigma d\varepsilon^{el} = E \int_{\varepsilon_{t0}}^{+\infty} (1-d)\varepsilon^{el} d\varepsilon^{el} \quad (2.43)$$

L'expression (2.43) n'est intégrable que si le coefficient A_t de l'équation (2.35) vaut 1 (contrainte résiduelle nulle à rupture). Dans ce cas :

$$\int_{\varepsilon_{t0}}^{+\infty} \sigma d\varepsilon^{el} = E \int_{\varepsilon_{t0}}^{+\infty} e^{B_t(Y_0-Y)} \varepsilon^{el} d\varepsilon^{el} \quad (2.44)$$

En traction unidirectionnelle :

$$\begin{aligned} r &= 1, & Y_0 &= \varepsilon_{t0}, & \varepsilon_1 &= \varepsilon, & \varepsilon_2 &= \varepsilon_3 = -\nu\varepsilon \\ I_\varepsilon &= \varepsilon(1-2\nu), & J_\varepsilon &= \varepsilon^2(1+\nu)^2, & Y &= Y_t = \varepsilon \end{aligned} \quad (2.45)$$

En injectant les valeurs (2.45) dans l'expression (2.44) et en intégrant, on obtient :

$$\int_{\varepsilon_{t0}}^{+\infty} \sigma d\varepsilon^{el} = E \frac{B_t \varepsilon_{t0} + 1}{B_t^2} \quad (2.46)$$

Au final, on aboutit à :

$$\frac{G_f}{Eh} = \frac{\varepsilon_{t0}^2}{2} + \frac{B_t \varepsilon_{t0} + 1}{B_t^2} \quad (2.47)$$

La valeur régularisée de B_t est alors solution de l'équation du second degré :

$$\left(\frac{G_f}{Eh} - \frac{\varepsilon_{t0}^2}{2} \right) B_t^2 - \varepsilon_{t0} B_t - 1 = 0 \quad (2.48)$$

Qui n'admet qu'une seule solution positive :

$$B_t(h) = \frac{\varepsilon_{t0} + \sqrt{\frac{4G_f}{Eh} - \varepsilon_{t0}^2}}{\frac{2G_f}{Eh} - \varepsilon_{t0}^2} \quad (2.49)$$

Dans la pratique, le paramètre A_t est strictement inférieur à 1 pour aider à la convergence du μ -modèle aux très hautes valeurs d'endommagement, sans pour autant modifier l'expression (2.49).

Caractéristiques 3D de la fissure

En généralisant l'expression (2.39), il est possible de définir un tenseur de fissuration effective en trois dimensions :

$$\boldsymbol{\varepsilon}^{\text{ouf}}(\boldsymbol{x}, t) = \boldsymbol{\varepsilon}^{\text{el}} - \frac{1}{E} [(1 + \nu)\boldsymbol{\sigma} - \nu \text{tr}(\boldsymbol{\sigma})\mathbf{I}_3] \quad (2.50)$$

Les composantes principales de ce tenseur $\boldsymbol{\varepsilon}^{\text{ouf}}$ définissent une fissure plane équivalente par élément fini de béton. La direction principale de traction maximale (mode I) donne la normale \mathbf{n} au plan de fissuration et la valeur propre associée permet de définir l'ouverture de fissure effective w (en m, Fig. 2.9) :

$$w = h \max \left[\max \left(\text{Sp}(\boldsymbol{\varepsilon}^{\text{ouf}}) \right), 0 \right] \quad (2.51)$$

Où $\text{Sp}(\boldsymbol{\varepsilon}^{\text{ouf}})$ est le spectre du tenseur $\boldsymbol{\varepsilon}^{\text{ouf}}$.

Pour assurer une équivalence analytique entre béton endommagé et béton fissuré, le seuil utilisé dans l'équation (2.51) et dans ces travaux de thèse est défini à zéro : toutes les fissures, quelle que soit leur ouverture, sont conservées. Dans la pratique, seules les fissures suffisamment ouvertes contribuent au débit de fuite de la structure (cf. Fig. 2.10) et un seuil minimal plus élevé (de quelques micromètres par exemple) pourrait être introduit.

2.5 Modèle aéraulique

Les fissures dans le béton représentent un chemin privilégié de fuite. Toutefois, la stratégie proposée souhaite se baser sur des maillages relativement grossiers, une description fine de ces défauts n'est pas envisagée (pour un éventuel post-traitement du débit dans un code dédié à la mécanique des fluides par exemple).

Lors de ces travaux de thèse, un élément fini a donc été spécialement développé dans *Code_Aster* pour prendre en compte l'influence de la fissure effective déterminée précédemment sur les propriétés de transfert à l'air du béton, sans maillage explicite de cette fissure.

2.5.1 Élément fini fissuré pour le calcul de débit de fuite

2.5.1.1 Hypothèses et formulation

On considère ici que l'air est le seul composant qui s'écoule au travers d'un matériau poreux fissuré. Pour simplifier les équations de cette section, l'écoulement est considéré laminaire, stationnaire et incompressible, mais des cas plus représentatifs sont présentés en section 2.5.2.

Sous l'hypothèse des petits déplacements, les déformations dues à la fissure sont considérées comme faibles devant les dimensions du système étudié : toutes les quantités sont exprimées dans la configuration initiale du système et la fissure d'ouverture w_e (en m) peut être vue comme une surface plane S_e^f (en m^2) dans une matrice poreuse 3D de volume $\Omega_e = L_x L_y L_z$ (en m^3 , cf. Fig. 2.9).

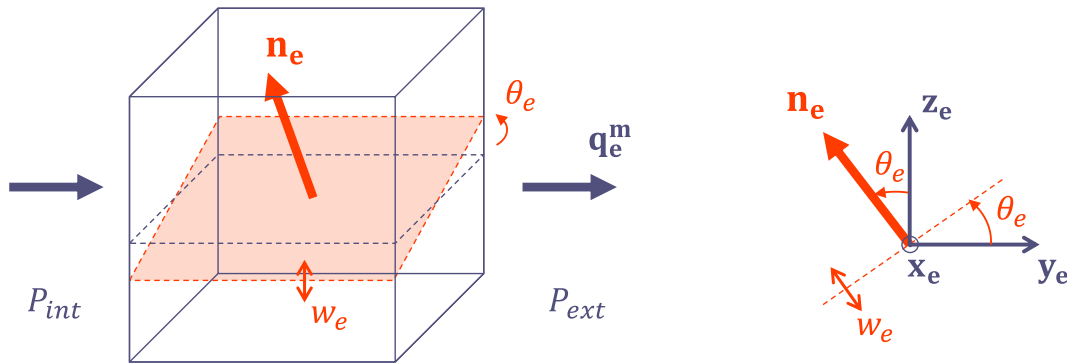


Fig. 2.9 : Principe de l'élément fini fissuré pour le calcul de débit de fuite, dans le cas particulier où la fissure est inclinée autour de la direction de l'écoulement

Formulation forte

La formulation de l'élément fini fissuré repose sur le principe de superposition d'un écoulement de Darcy au sein de la matrice poreuse insaturée (2.52) et d'un écoulement de Poiseuille dans la fissure (2.53).

$$\mathbf{q}_e^D(\mathbf{x}, t) = -\frac{\rho_a}{\eta_a} K_{int}^a k_{ra}(S_l) \nabla P_a(\mathbf{x}, t) \quad (2.52)$$

$$\mathbf{q}_e^P(\mathbf{x}, t) = -\frac{\rho_a w_e^2}{\eta_a 12} (\mathbf{I}_3 - \mathbf{n}_e \otimes \mathbf{n}_e) \nabla P_a(\mathbf{x}, t) \quad (2.53)$$

Où ρ_a est la masse volumique de l'air (en $kg \cdot m^{-3}$), η_a est la viscosité dynamique de l'air (en $Pa \cdot s$), K_{int}^a est la perméabilité intrinsèque à l'air du béton (en m^2), k_{ra} est

sa perméabilité relative à l'air (valeurs entre 0 et 1), P_a est la pression de l'air (en Pa) et \mathbf{q}_e le flux massique surfacique d'air (en $\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{m}^{-2}$).

L'addition de ces deux contributions donne la formulation forte du problème :

$$\forall \mathbf{x} \in \Omega_e, \quad \nabla \cdot \mathbf{q}_e^D + \nabla \cdot \mathbf{q}_e^P = 0 \quad (2.54)$$

La loi de Mualem modifiée par Verdier [117] est utilisée pour l'évolution de la perméabilité relative à l'air du béton en fonction de la saturation :

$$k_{ra}(S_l) = \sqrt{1 - S_l}(1 - S_l^m)^{m/2} \quad (2.55)$$

Formulation faible

La formulation (2.54) est ensuite affaiblie en multipliant par un champ de pression test P^* puis en intégrant sur l'ensemble du domaine :

$$\int_{\Omega_e} P^*(\nabla \cdot \mathbf{q}_e^D + \nabla \cdot \mathbf{q}_e^P) d\Omega = 0 \quad (2.56)$$

L'écoulement de Poiseuille n'est vrai que dans la fissure de volume $V_e^f = w_e S_e^f$:

$$\int_{\Omega_e} P^* \nabla \cdot \mathbf{q}_e^D d\Omega + \int_{V_e^f} P^* \nabla \cdot \mathbf{q}_e^P d\Omega = 0 \quad (2.57)$$

$$\int_{\Omega_e} P^* \nabla \cdot \mathbf{q}_e^D d\Omega + \int_{S_e^f} P^* w_e \nabla \cdot \mathbf{q}_e^P d\Sigma = 0 \quad (2.58)$$

L'équation (2.58) est intégrée par parties :

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega_e} \nabla \cdot (P^* \mathbf{q}_e^D) d\Omega - \int_{\Omega_e} \nabla P^* \cdot \mathbf{q}_e^D d\Omega + \\ & \int_{S_e^f} w_e \nabla \cdot (P^* \mathbf{q}_e^P) d\Sigma - \int_{S_e^f} w_e \nabla P^* \cdot \mathbf{q}_e^P d\Sigma = 0 \end{aligned} \quad (2.59)$$

Ensuite le théorème de la divergence est utilisé :

$$\begin{aligned} & \int_{\partial\Omega_e} P^* \mathbf{q}_e^D \cdot \mathbf{d}\partial\Omega - \int_{\Omega_e} \nabla P^* \cdot \mathbf{q}_e^D d\Omega + \\ & \int_{\partial S_e^f} w_e P^* \mathbf{q}_e^P \cdot \mathbf{d}\partial\Sigma - \int_{S_e^f} w_e \nabla P^* \cdot \mathbf{q}_e^P d\Sigma = 0 \end{aligned} \quad (2.60)$$

En considérant qu'il n'y a pas de condition limite en flux imposée aux bords de l'élément, on obtient la formulation faible du problème :

$$\int_{\Omega_e} \nabla P^* \cdot \frac{\rho_a}{\eta_a} k_a \nabla P_a d\Omega + \int_{S_e^f} \nabla P^* \cdot \frac{\rho_a}{\eta_a} \frac{w_e^3}{12} (\mathbf{I}_3 - \mathbf{n}_e \otimes \mathbf{n}_e) \nabla P_a d\Sigma = 0 \quad (2.61)$$

Où $k_a = K_{int}^a k_{ra}(S_l)$.

Discrétisation par éléments finis

Les champs et gradients de pression sont discrétisés linéairement selon la méthode des éléments finis [120] :

$$P(\mathbf{x}) \simeq {}^T \mathbf{N}_e(\mathbf{x}) \cdot \mathbf{P}_e = {}^T \mathbf{P}_e \cdot \mathbf{N}_e(\mathbf{x}), \quad \nabla P(\mathbf{x}) \simeq \mathbf{B}_e(\mathbf{x}) \cdot \mathbf{P}_e \quad (2.62)$$

Où \mathbf{N}_e est le vecteur des fonctions de formes élémentaires (sans unité), \mathbf{P}_e est le vecteur des pressions nodales et \mathbf{B}_e la matrice des dérivées des fonctions de formes (en m^{-1}). L'assemblage de toutes les composantes élémentaires discrétisées, après simplification par \mathbf{P}^* , aboutit à la formulation EF suivante :

$$\sum_e \left\{ \int_{\Omega_e} {}^T \mathbf{B}_e \frac{\rho_a}{\eta_a} k_a \mathbf{B}_e d\Omega + \int_{S_e^f} {}^T \mathbf{B}_e \frac{\rho_a}{\eta_a} \frac{w_e^3}{12} (\mathbf{I}_3 - \mathbf{n}_e \otimes \mathbf{n}_e) \mathbf{B}_e d\Sigma \right\} \cdot \mathbf{P}_e = 0 \quad (2.63)$$

L'intégrande de l'intégrale surfacique étant constante :

$$\sum_e \left\{ \int_{\Omega_e} {}^T \mathbf{B}_e \frac{\rho_a}{\eta_a} k_a \mathbf{B}_e d\Omega + {}^T \mathbf{B}_e S_e^f \frac{\rho_a}{\eta_a} \frac{w_e^3}{12} (\mathbf{I}_3 - \mathbf{n}_e \otimes \mathbf{n}_e) \mathbf{B}_e \right\} \cdot \mathbf{P}_e = 0 \quad (2.64)$$

2.5.1.2 Implémentation et validation

L'équation de conservation de la masse et l'équation de la chaleur étant analogues, la formulation EF (2.64) est implantée comme une nouvelle modélisation thermique non-linéaire de *Code_Aster*.

L'intégrale volumique de la formulation (2.64) étant déjà disponible dans le code, les routines de calcul de la matrice de rigidité, du vecteur flux, du vecteur résidu et du vecteur chargement extérieur ont été modifiées pour prendre en compte la composante anisotrope due à la fissure pour les éléments hexaédriques à 8 nœuds (HEXA8).

Dans le cas particulier présenté en Fig. 2.9, où la fissure est inclinée autour de l'axe de l'écoulement :

$$\sum_e \left\{ \int_{\Omega_e} {}^T \mathbf{B}_e \frac{\rho_a}{\eta_a} \left[k_a \mathbf{I}_3 + \frac{w_e^3}{12 L_x \cos \theta_e} (\mathbf{I}_3 - \mathbf{n}_e \otimes \mathbf{n}_e) \right] \mathbf{B}_e d\Omega \right\} \cdot \mathbf{P}_e = 0 \quad (2.65)$$

L'implémentation effectuée est vérifiée sur un cas test élémentaire où un différentiel de pression de 0,4 MPa est imposé dans la direction \mathbf{x}_e à une maille HEXA8 de taille $1 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ avec les valeurs : $\rho_a = 1,2 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$, $\eta_a = 1,8 \cdot 10^{-5} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ et $k_a = 1 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2$. La norme du flux d'air massique surfacique \mathbf{q}_e^m calculée par *Code_Aster* est comparée à son expression analytique dans deux cas, lorsque :

- la fissure est de normale \mathbf{z}_e ($\theta_e = 0$) et d'ouverture variable (Fig. 2.10) ;
- l'ouverture de fissure w_e est fixée à $50 \text{ }\mu\text{m}$ et que l'orientation θ_e varie autour de l'axe \mathbf{x}_e (Fig. 2.11).

Sur la Fig. 2.10, lorsque la fissure est fermée ou très faible, on retrouve uniquement la valeur du flux dans la matrice saine ($2,67 \cdot 10^{-7} \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{m}^{-2}$). Il existe ensuite une zone de transition (3-7 μm) où les flux de Darcy et de Poiseuille sont d'un ordre de grandeur équivalent, avant de ne retrouver que le flux dû à la fissure. L'évolution cubique en fonction de l'ouverture implique une pente constante (égale à 3) sur le graphique présenté en échelle log-log.

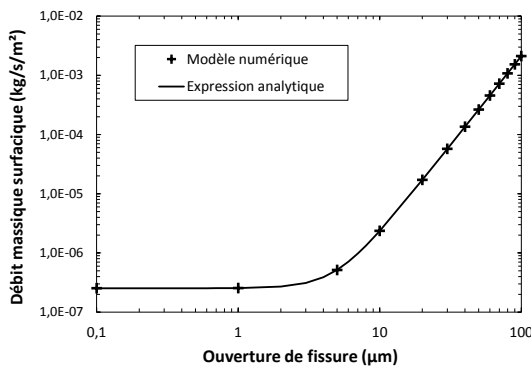


Fig. 2.10 : Evolution du flux surfacique en fonction de l'ouverture de fissure

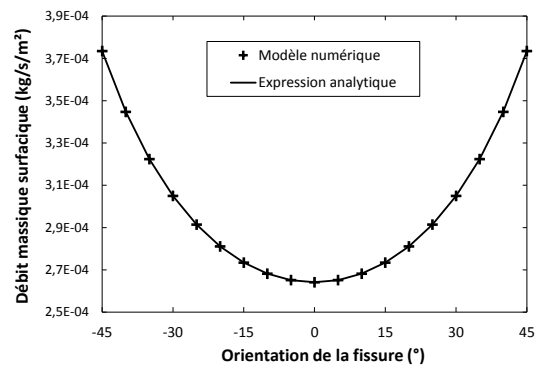


Fig. 2.11 : Evolution du flux surfacique en fonction de l'orientation de la fissure

Sur la Fig. 2.11, la dépendance linéaire du flux à la longueur de fissure dans l'expression (2.65) aboutit à une évolution inverse au cosinus de l'orientation de la fissure.

2.5.2 Généralisation de la formulation proposée

Dans un souci de concision et de clarté des équations de la section 2.5.1, la formulation EF (2.64) est écrite dans un cas particulier. Toutefois, le principe de cette formulation est suffisamment générique pour être utilisé dans un plus grand nombre de situations.

D'autres éléments finis volumiques, indépendamment de leur ordre d'intégration, peuvent être pris en compte sous réserve de savoir définir les propriétés de la

fissure. Il s'agira de déterminer géométriquement l'intersection du plan de fissure avec le volume de l'EF considéré (passant par le centre de gravité par exemple) ou bien d'effectuer une approximation sur la longueur utile de fissure et de définir un matériau isotrope transverse comme suggéré par l'équation (2.65). Rien n'empêche non plus d'utiliser un matériau initialement anisotrope (tenseur de perméabilité $\mathbf{k}_a \neq k_a \mathbf{I}_3$), auquel on ajouterait une deuxième composante isotrope transverse due à la fissure.

En considérant l'air comme un gaz parfait, il est tout à fait possible de généraliser la formulation EF proposée à des écoulements transitoires et compressibles. Dans ce cas, la formulation forte du problème s'écrit :

$$\frac{(1 - S_l)\phi M_a}{2RT\sqrt{P_a^2}} \frac{\partial P_a^2(\mathbf{x}, t)}{\partial t} + \nabla \cdot \left[-\frac{M_a}{2RT\eta_a} \mathbf{K}_{\text{ani}} \cdot \nabla P_a^2(\mathbf{x}, t) \right] = 0 \quad (2.66)$$

Où M_a est la masse molaire de l'air (en $\text{kg}\cdot\text{mol}^{-1}$) et \mathbf{K}_{ani} la perméabilité anisotrope élémentaire (en m^2) :

$$\mathbf{K}_{\text{ani}} = K_{\text{int}}^a k_{ra}(S_l) \mathbf{I}_3 + \frac{S_e^f w_e^3}{\Omega_e} \frac{1}{12} (\mathbf{I}_3 - \mathbf{n}_e \otimes \mathbf{n}_e) \quad (2.67)$$

L'équation (2.66) étant toujours analogue à (2.1), il est possible d'établir une équivalence entre grandeurs thermiques et grandeurs associées aux transferts d'air (cf. Tab. 2.1) pour utiliser le module de thermique non-linéaire de *Code_Aster*.

Transferts thermiques	Ecoulement incompressible		Ecoulement compressible	
	Permanent	Transitoire	Permanent	Transitoire
$\rho_b C_p(T)$	0	$(1 - S_l)\phi\rho_a$	0	$\frac{(1 - S_l)\phi M_a}{2RT\sqrt{P_a^2}}$
T		P_a		P_a^2
λ		$\frac{\rho_a}{\eta_a} \mathbf{K}_{\text{ani}}$		$\frac{M_a}{2RT\eta_a} \mathbf{K}_{\text{ani}}$
\mathbf{q}^{th}		$-\frac{\rho_a}{\eta_a} \mathbf{K}_{\text{ani}} \cdot \nabla P_a$		$-\frac{M_a}{2RT\eta_a} \mathbf{K}_{\text{ani}} \cdot \nabla P_a^2$

Tab. 2.1 : Analogie entre transferts thermiques et aérauliques

L'écoulement laminaire de Poiseuille considéré entre deux plans parfaitement parallèles et lisses de l'équation (2.53) constitue également une approximation de l'écoulement, en particulier si utilisé dans des éléments de grande taille. En effet, la rugosité des lèvres de la fissure, la tortuosité le long du chemin parcouru ou les phénomènes de turbulences sont autant de sources possibles de réduction du débit réellement mesuré. Une solution partielle pourrait être de mailler très finement la zone considérée afin que le chemin réel de fissuration soit reproduit de manière la plus fidèle possible (effet de tortuosité), ce qui n'est pas souhaité dans la stratégie globale proposée. Une autre solution classiquement adoptée dans la littérature ([29], [85], [59]) est d'introduire un coefficient de réduction de débit ζ à identifier (valeurs entre 0 et 1) et qui prend en compte tous ces effets. La perméabilité élémentaire anisotrope devient alors :

$$\mathbf{K}_{\text{ani}} = K_{\text{int}}^a k_{ra}(S_l) \mathbf{I}_3 + \zeta \frac{S_e^f w_e^3}{\Omega_e 12} (\mathbf{I}_3 - \mathbf{n}_e \otimes \mathbf{n}_e) \quad (2.68)$$

Une dernière possibilité de la formulation (2.64) est de pouvoir superposer plusieurs fissures indépendantes dans un même élément fini (non connectées entre elles, ce qui ne modifie pas les écoulements). En effet, les inspections visuelles effectuées à l'extrados au cours des essais en air peuvent mettre en évidence des zones de fuite non nécessairement liées à l'état mécanique du béton (normalement en compression en zones courantes), comme au niveau des reprises de bétonnage ou dues à des défauts initiaux de mise en place. Dans la pratique, il est donc possible d'ajouter manuellement une fissure dont les caractéristiques correspondent aux résultats d'inspection. Dans ce cas, la perméabilité élémentaire considérée est :

$$\mathbf{K}_{\text{ani}} = K_{\text{int}}^a k_{ra}(S_l) \mathbf{I}_3 + \sum_{f=1}^{N_f} \zeta^f \frac{S_e^f w_e^{f3}}{\Omega_e 12} (\mathbf{I}_3 - \mathbf{n}_e^f \otimes \mathbf{n}_e^f) \quad (2.69)$$

Où N_f est le nombre de fissures dans l'élément et w_e^f , S_e^f , \mathbf{n}_e^f et ζ^f sont respectivement l'ouverture, la surface, la normale et la tortuosité de chaque fissure.

2.6 Conclusions du chapitre

Ce chapitre présente l'ensemble des modèles thermique, hydrique, mécanique et aéraulique utilisés dans la stratégie chaînée faiblement couplée développée pour calculer le débit de fuite des enceintes internes de bâtiments réacteurs.

La motivation principale est d'obtenir une stratégie robuste, dont les hypothèses sous-jacentes sont justifiées dans un domaine de validité maîtrisé, qui soit la plus simple possible à mettre en œuvre d'un point de vue pratique mais sans devenir simpliste. Elle conserve donc un maximum de représentativité phénoménologique.

Ainsi, les modèles thermique, hydrique et aéraulique sont basés sur une seule équation de diffusion non-linéaire dont la résolution est classique dans les codes EF. Le modèle mécanique ne retient que les phénomènes principaux et minimise la complexité des équations et le nombre de paramètres matériaux à identifier tout en visant une représentativité suffisante.

Les choix technologiques effectués reflètent également cette volonté d'optimisation entre temps de développement et facilité d'utilisation de la stratégie. L'implémentation est faite dans le cadre général du *Code_Aster* et évite les couplages et interfaçages entre différents codes spécialisés.

Pour le modèle aéraulique, une nouvelle modélisation thermique est introduite. Elle se base sur des routines déjà disponibles qui ont été adaptées aux besoins de l'élément fini fissuré implémenté.

Pour le modèle mécanique, l'introduction d'une loi de comportement dédiée dans *Code_Aster* aurait été possible mais fastidieuse. La compatibilité et le formalisme de *MFront*, proche de l'écriture des équations constitutives, ont permis une implémentation et une validation très efficaces.

La stratégie présentée dans ce chapitre va maintenant être appliquée à la maquette d'enceinte VeRCoRs et ses résultats comparés aux données expérimentales disponibles afin d'en valider les principes.