



HAL
open science

Modélisation des maçonneries à joints de mortier par une approche discrète avec des blocs déformables

Paul Taforel, Frédéric Dubois

► **To cite this version:**

Paul Taforel, Frédéric Dubois. Modélisation des maçonneries à joints de mortier par une approche discrète avec des blocs déformables. 11e colloque national en calcul des structures, CSMA, May 2013, Giens, France. <hal-01722075>

HAL Id: hal-01722075

<https://hal.science/hal-01722075v1>

Submitted on 2 Mar 2018

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.



Distributed under a Creative Commons CC0 1.0 - Universal - International License

Modélisation des maçonneries à joints de mortier par une approche discrète avec des blocs déformables

Paul TAFOREL ¹, Frédéric DUBOIS ^{1,2}

¹ Laboratoire de Mécanique et Génie Civil, {paul.taforel, frederic.dubois}@univ-montp2.fr

² Laboratoire MIST, IRSN - CNRS - Université de Montpellier 2

Résumé — Une stratégie de modélisation des maçonneries basée sur une méthode par éléments discrets tenant compte de la déformabilité des éléments est proposée. Il s’agit du développement d’un modèle plus représentatif et qui reste performant en temps de calcul. Celui-ci est basé sur une formulation dynamique en repère flottant. Les résultats obtenus avec ce modèle sont comparés à des approches classiques : rigide, déformable en petite et grande transformation.

Mots clés — maçonneries, éléments discrets, éléments finis, dynamique non régulière, repère flottant

1 Introduction

La prise en compte des phénomènes locaux pour l’étude du comportement des bâtiments maçonnés a motivé le choix de la méthode DEM et plus particulièrement de la méthode NSCD implémenté dans LMGC90. L’enjeu est de proposer une formulation et des choix de modélisation adaptés à la modélisation des maçonneries en trouvant le meilleur compromis possible entre modèles numériques représentatifs et maîtrise des temps de calculs.

Tout d’abord le formalisme mécanique général, intégrant une formulation en repère flottant, est rappelé. Ensuite les limites de la modélisation des structures maçonnées avec des modèles de corps rigides est illustrée. Enfin, les choix de modélisation spécifiques adaptés au calcul des maçonneries sont illustrés.

2 Formulation Mécanique – Formalisme Général

Un solide est supposé se mouvoir et se déformer sous l’action de chargements externes appliqués et des autres corps qui l’entourent. Parmi ces actions, on distingue les forces les forces de volume comme la gravité, les forces de surface ou de contact.

Le solide va subir deux types de transformations : un mouvement de corps rigide — à savoir une translation $\mathbf{u}_c = \mathbf{x}_c - \mathbf{X}_c$ du centre d’inertie (M_c) ou une rotation caractérisée par la matrice d’orientation \mathcal{R}_c — et un mouvement déformant caractérisé par un tenseur de déformation $\underline{\underline{\epsilon}}$ (Fig. 1). A noter que les mouvements de corps rigide (translation et rotation) conservent les angles et les distances entre les points du domaine matériel. Le mouvement déformant est utilisé pour décrire toutes les autres transformations ne pouvant se définir comme des mouvements de corps rigide, il est donc réservé aux transformations qui traduisent des variations de distance et/ou des modifications d’angle entre deux couples de points matériels du solide.

- *décomposition du champs des vitesses :*

L’idée suivie ici est de décomposer la vitesse en vitesse de corps rigide et vitesse de déforma-

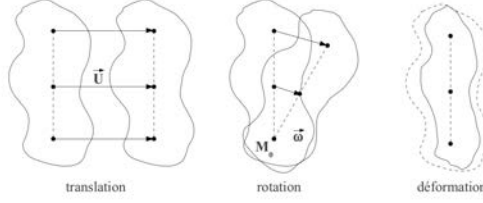


Fig. 1 – Mouvements possibles de transformation

tion. Ainsi la vitesse \mathbf{v} sera définie telle que

$$\mathbf{v}(\mathbf{x}) = \mathbf{v}_c + \boldsymbol{\omega} \times (\mathbf{x} - \mathbf{x}_c) + \mathbf{v}_D(\mathbf{x}) \quad (1)$$

où \mathbf{x}_c est la position du centre d'inertie M_c de l'objet, \mathbf{v}_c la vitesse de translation, $\boldsymbol{\omega}$ la vitesse angulaire de l'objet autour de M_c et \mathbf{v}_D la vitesse de déformation de l'objet.

La décomposition du champs de vitesse [1] est basée sur la construction de deux opérateurs : un opérateur de relèvement G fournissant à partir d'une vitesse rigide $\mathbf{v}^R = \{\mathbf{v}_c, \boldsymbol{\omega}\}^T$ la vitesse en chaque point du solide et un opérateur de projection L tel que $L G$ soit l'application identité sur l'image de l'application G , notée \mathcal{V}_R . Le choix de ces opérateurs permet de décomposer l'espace vectoriel des vitesses \mathcal{V} en une somme directe d'espaces relatifs aux vitesses purement déformables \mathcal{V}_D et aux vitesses de corps rigide \mathcal{V}_R . En s'appuyant sur une écriture de la puissance on peut de manière similaire décomposer l'espace des efforts \mathcal{F} en deux espaces supplémentaires \mathcal{F}_R et \mathcal{F}_D

$$\mathcal{V} = \mathcal{V}_R \oplus \mathcal{V}_D \quad \langle, \rangle \quad \mathcal{F} = \mathcal{F}_R \oplus \mathcal{F}_D \quad (2)$$

$$\begin{aligned} L \downarrow \uparrow G & & G^T \downarrow \uparrow L^T \\ \mathcal{V}^R & \langle . \rangle & \mathcal{F}^R \end{aligned} \quad (3)$$

Il est possible de construire G et L de la façon suivante [5] :

$$G(\mathbf{v}^R) = \mathbf{v}_R = \mathbf{v}_c + \boldsymbol{\omega} \times (\mathbf{x} - \mathbf{x}_c) \quad (4)$$

$$L(\mathbf{v}) = \begin{pmatrix} \mathbf{v}_c = m^{-1} \int_{\Omega} \rho \mathbf{v} d\Omega \\ \boldsymbol{\omega} = \mathbb{J}^{-1} \int_{\Omega} \rho (\mathbf{x} - \mathbf{x}_c) \times \mathbf{v} d\Omega \end{pmatrix} \quad (5)$$

où $\mathbf{v} \in \mathcal{V}$, $\mathbf{v}^R = \{\mathbf{v}_c, \boldsymbol{\omega}\}^T \in \mathcal{V}^R$, $m = \int_{\Omega} \rho(\mathbf{x}) d\Omega$ la masse et $\mathbb{J} = \int_{\Omega} (\mathbf{x} - \mathbf{x}_c) \cdot (\mathbf{x} - \mathbf{x}_c) \mathbb{I} - (\mathbf{x} - \mathbf{x}_c) \otimes (\mathbf{x} - \mathbf{x}_c) \rho(\mathbf{x}) d\Omega$ la matrice d'inertie de l'objet.

Ainsi définis, on constate bien que $G(L(\mathbf{v}_R)) = \mathbf{v}_R$, $L(\mathbf{v}_D) = 0$ et $\mathbf{v} - G(L(\mathbf{x}_c, \mathbf{v})) = \mathbf{v}_D$.

- *formulation faible et découplage des phénoménologies rigide et déformable :*

Le point de départ est l'expression locale de la conservation de la quantité de mouvement :

$$\text{div}(\underline{\underline{\sigma}}(\mathbf{x}, t)) + \rho(\mathbf{x}, t) \mathbf{f}_v(t) = \rho(\mathbf{x}, t) \dot{\mathbf{v}}(\mathbf{x}, t), \forall \mathbf{x} \in \Omega(t), \quad (6)$$

où ρ dénote la masse volumique du solide, \mathbf{f}_v les forces de volume, $\dot{\mathbf{v}}$ l'accélération et $\underline{\underline{\sigma}}$ le tenseur des contraintes. Les forces de surface \mathbf{t} sont imposées sur Γ_f de normale \mathbf{n} ($\mathbf{t} = \underline{\underline{\sigma}} \cdot \mathbf{n}$). Les vitesses sont imposées sur Γ_v .

Afin de construire la forme variationnelle du problème on définit la vitesse virtuelle $\hat{\mathbf{v}}(\mathbf{x})$ comme appartenant à $\delta\mathcal{V}^0$, c'est à dire :

$$\delta\mathcal{V}^0 = \{\hat{\mathbf{v}}(\mathbf{x}) = \hat{\mathbf{v}}_c + \hat{\boldsymbol{\omega}} \times (\mathbf{x} - \mathbf{x}_c) + \hat{\mathbf{v}}_D(\mathbf{x}), \forall \mathbf{x} \in \Omega(t) \text{ homogènes pour les ddl bloqués}\}, \quad (7)$$

En particulierisant la forme de la vitesse virtuelle ($\hat{\mathbf{v}}(\mathbf{x}) = \hat{\mathbf{v}}_c$ puis $\hat{\mathbf{v}}(\mathbf{x}) = \hat{\boldsymbol{\omega}} \times (\mathbf{x} - \mathbf{x}_c)$ et enfin $\hat{\mathbf{v}}(\mathbf{x}) = \hat{\mathbf{v}}_D(\mathbf{x})$, $\forall x \in \Omega(t)$), on obtient les expressions suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \int_{\Omega(t)} \rho(\mathbf{x}) \dot{\mathbf{v}}(\mathbf{x}, t) \cdot \hat{\mathbf{v}}_c d\Omega = \int_{\Omega(t)} \rho(\mathbf{x}) \mathbf{f}_v(t) \cdot \hat{\mathbf{v}}_c d\Omega + \int_{\Gamma_f(t)} \mathbf{t}(\mathbf{x}, t) \cdot \hat{\mathbf{v}}_c d\Gamma, \\ \int_{\Omega(t)} \rho(\mathbf{x}) (\mathbf{x} - \mathbf{x}_c) \times \dot{\mathbf{v}}(\mathbf{x}, t) \cdot \hat{\boldsymbol{\omega}} d\Omega = \\ \quad \int_{\Omega(t)} (\mathbf{x} - \mathbf{x}_c) \times \mathbf{f}_v(t) \cdot \hat{\boldsymbol{\omega}} d\Omega \\ \quad + \int_{\Gamma_f(t)} (\mathbf{x} - \mathbf{x}_c) \times \mathbf{t}(\mathbf{x}, t) \cdot \hat{\boldsymbol{\omega}} d\Gamma. \\ \int_{\Omega(t)} \rho(\mathbf{x}) (\dot{\mathbf{v}}(\mathbf{x}, t) - \mathbf{f}_v(t)) \cdot \hat{\mathbf{v}}_D(\mathbf{x}) d\Omega = \\ \quad - \int_{\Omega(t)} \underline{\underline{\boldsymbol{\sigma}}}(\mathbf{x}, t) : \nabla \hat{\mathbf{v}}_D(\mathbf{x}) d\Omega \\ \quad + \int_{\Gamma_f(t)} \mathbf{t}(\mathbf{x}, t) \cdot \hat{\mathbf{v}}_D(\mathbf{x}, t) d\Gamma \end{array} \right. \quad (8)$$

Si maintenant on introduit l'expression de l'accélération en repère entraîné $\dot{\mathbf{v}}$ donnée par

$$\dot{\mathbf{v}} = \dot{\mathbf{v}}_c + \dot{\boldsymbol{\omega}} \times (\mathbf{x} - \mathbf{x}_c) + \boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times (\mathbf{x} - \mathbf{x}_c)) + 2\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}_D + \dot{\mathbf{v}}_D \quad (9)$$

on obtient les trois équations suivantes :

– équation de Newton

$$m\dot{\mathbf{v}}_c + \int_{\Omega(t)} \rho(\mathbf{x}) \dot{\mathbf{v}}_D d\Omega = \int_{\Omega(t)} \rho(\mathbf{x}) \mathbf{f}_v(t) d\Omega + \int_{\Gamma(t)} \mathbf{t}(\mathbf{x}, t) d\Gamma \quad (10)$$

Expression très similiaire à l'équation de Newton pour un solide rigide au terme de couplage $\int_{\Omega(t)} \rho(\mathbf{x}) \dot{\mathbf{v}}_D d\Omega$ près.

– équation d'Euler

$$\mathbb{J}\dot{\boldsymbol{\omega}} + \boldsymbol{\omega} \times \mathbb{J}\boldsymbol{\omega} + \int_{\Omega(t)} \rho(\mathbf{x}) (\mathbf{x} - \mathbf{x}_c) \times \dot{\mathbf{v}}_D(\mathbf{x}, t) d\Omega = \int_{\Omega(t)} \rho(\mathbf{x}) (\mathbf{x} - \mathbf{x}_c) \times \mathbf{f}_v(t) d\Omega + \int_{\Gamma(t)} (\mathbf{x} - \mathbf{x}_c) \times \mathbf{t}(\mathbf{x}, t) d\Gamma \quad (11)$$

On reconnaît une expression similiaire à l'équation d'Euler décrivant les rotations d'un solide rigide encore une fois au terme de couplage $\int_{\Omega(t)} \rho(\mathbf{x}) (\mathbf{x} - \mathbf{x}_c) \times \dot{\mathbf{v}}_D(\mathbf{x}, t) d\Omega$ près.

– équation de Lagrange en repère flottant

$$\int_{\Omega(t)} \rho(\mathbf{x}) \dot{\mathbf{v}}_D \cdot \hat{\mathbf{v}}_D d\Omega + 2\boldsymbol{\omega} \times \int_{\Omega(t)} \rho(\mathbf{x}) \mathbf{v}_D(\mathbf{x}, t) \cdot \hat{\mathbf{v}}_D d\Omega = \\ - \int_{\Omega(t)} \underline{\underline{\boldsymbol{\sigma}}}(\mathbf{x}, t) : \nabla \hat{\mathbf{v}}_D(\mathbf{x}, t) d\Omega(\mathbf{x}, t) + \int_{\Omega(t)} \rho(\mathbf{x}) \mathbf{f}_v(t) \cdot \hat{\mathbf{v}}_D d\Omega + \int_{\Gamma_f(t)} \mathbf{t}(\mathbf{x}, t) \cdot \hat{\mathbf{v}}_D d\Gamma \quad (12)$$

Cette dernière équation sera par exemple discrétisée par une méthode des éléments finis.

Pour des questions pratiques les relations obtenues précédemment sont toutes réécrites dans le repère principal d'inertie (quantités notées avec un '). En effet dans ce cas la matrice d'inertie \mathbb{J}' sera diagonale et constante, mais surtout la décomposition de la vitesse avec les opérateurs G' et L' sera définie une fois pour toute. Finalement on retrouve bien que la non linéarité du problème est contenue dans la connaissance de la matrice d'orientation \mathcal{R}_c dont dépendent implicitement toutes les équations, comme le montre la réécriture des EQUATIONS 10, 11 et 12 dans le repère entraîné :

$$\left\{ \begin{array}{l} m\dot{\mathbf{v}}_c + \mathcal{R}_c \int_{\Omega(t)} \rho(\mathbf{x}') \dot{\mathbf{v}}'_D d\Omega = \int_{\Omega(t)} \rho(x) \mathbf{f}_v(t) d\Omega + \int_{\Gamma(t)} \mathbf{t}(x, t) d\Gamma \\ \mathbb{J}' \dot{\boldsymbol{\omega}}' + \boldsymbol{\omega}' \times \mathbb{J}' \boldsymbol{\omega}' + \int_{\Omega(t)} \rho(\mathbf{x}') \mathbf{x}' \times \dot{\mathbf{v}}'_D d\Omega = \\ \int_{\Omega(t)} \rho(\mathbf{x}') \mathbf{x}' \times \mathcal{R}_c^T \mathbf{f}_v(t) d\Omega + \int_{\Gamma(t)} \mathbf{x}' \times \mathcal{R}_c^T \mathbf{t}(\mathbf{x}, t) d\Gamma \\ \int_{\Omega(t)} \rho(\mathbf{x}') \dot{\mathbf{v}}'_D \cdot \hat{\mathbf{v}}'_D d\Omega + 2\boldsymbol{\omega}' \times \int_{\Omega(t)} \rho(x') \mathbf{v}'_D \cdot \hat{\mathbf{v}}'_D d\Omega + \int_{\Omega(t)} \underline{\underline{\sigma}}' : \nabla \hat{\mathbf{v}}'_D d\Omega = \\ \int_{\Omega(t)} \rho(\mathbf{x}) \mathcal{R}_c^T \mathbf{f}_v(t) \cdot \hat{\mathbf{v}}'_D d\Omega + \int_{\Gamma(t)} \mathcal{R}_c^T \mathbf{t}(\mathbf{x}, t) \cdot \hat{\mathbf{v}}'_D d\Gamma \end{array} \right. \quad (13)$$

où $\boldsymbol{\omega}'$ la vitesse de rotation ($\boldsymbol{\omega} = \mathcal{R}_c \boldsymbol{\omega}'$), \mathbf{v}'_D la vitesse déformable et \mathbf{x}' la position des points sont des grandeurs exprimées dans le repère entraîné.

Il est important de noter que suivant la forme de la vitesse et de la vitesse virtuelle on retrouve la formulation de corps rigide, de corps déformable ou en repère flottant.

3 Modélisation «solide rigide»

La modélisation de type corps rigides des blocs de maçonnerie ne permet pas de reproduire fidèlement l'ensemble des mécanismes qui peuvent siéger dans une structure maçonnée.

Elle permet de reproduire convenablement les phénomènes de tassement ou de *rocking* dans les cas simples (Fig. 2).

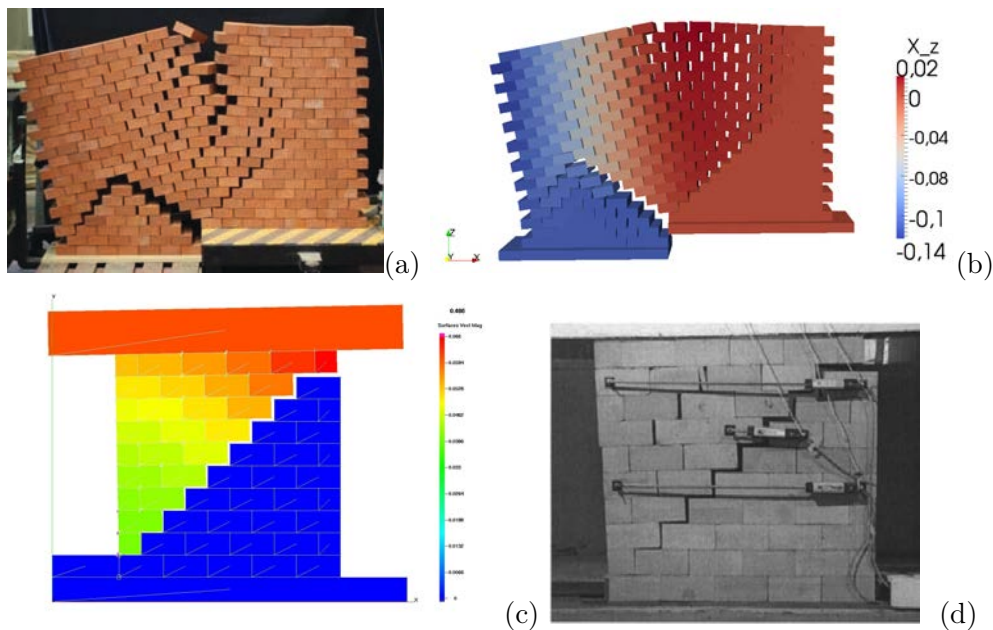


Fig. 2 – Comportement dans le plan de sollicitation de maçonneries non contraintes (modélisation en corps rigides) : tassement différentiel sur un panneau en maçonnerie sèche : résultats expérimentaux (a) et numériques obtenus avec LMGC90 (b) – Essai de compression-cisaillement sur un panneau de maçonnerie (rotations libres) : calcul 2D avec LMGC90 (c) et faciès de rupture obtenu expérimentalement (d)

A contrario ce type de modèle semble inadéquat pour la modélisation de systèmes «confinés» tels que des panneaux de maçonneries en cisaillement pur pour lesquels la déformabilité des corps devient une composante essentielle. Le manque de déformabilité des blocs rigides ne permet donc pas de reproduire fidèlement les comportements mécaniques (cisaillement confiné) et conduit à une surestimation de la stabilité des édifices en général.

Quoi qu'il en soit ce type de réponse apparaît dans toutes les structures réelles même si la phénoménologie en question n'affecte que localement la structure. C'est le cas notamment pour la structure présentée Fig. 3 où un mur qui comporte deux ouvertures et qui est contreventé par deux murs latéraux est placé sur une table à inclinaison. La table est inclinée jusqu'au basculement de la structure et l'angle critique d'instabilité monitoré. Le basculement de la structure est obtenu pour une valeur 25% fois plus élevée de l'angle expérimental avec le modèle rigide ; ceci s'explique par la sous estimation des phénomènes de cisaillement dans les murs de refend.

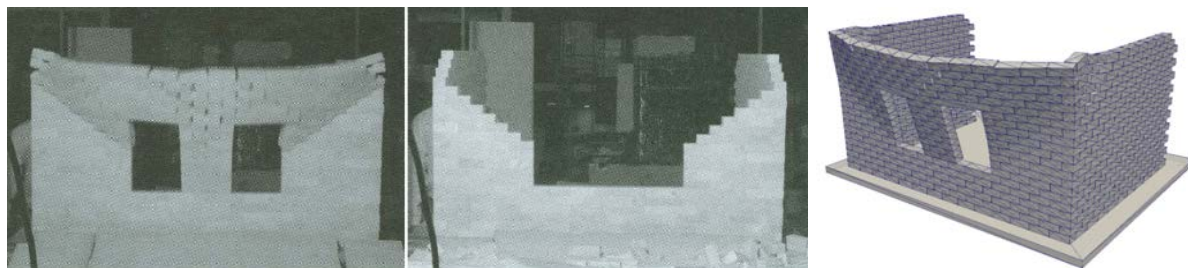


Fig. 3 – Photographies du spécimen en basculement – Simulation 3D du basculement avec LMGC90

La mise en rotation de la structure conduit à une réorganisation du réseau de contact : progressivement le réseau s'oriente pour s'opposer au basculement du mur principal, mettant en lumière différents mécanismes opérants dans la structure dont le cisaillement présent dans les murs de refend comme le suggère l'inclinaison du réseau de contact Fig. 4. Ces panneaux prennent activement part, dans le cas de maçonneries harpées, à la stabilité de la structure en prévenant le déversement des murs contreventés. La mauvaise description de la phénoménologie conduit donc à la surestimation de la stabilité de la structure.

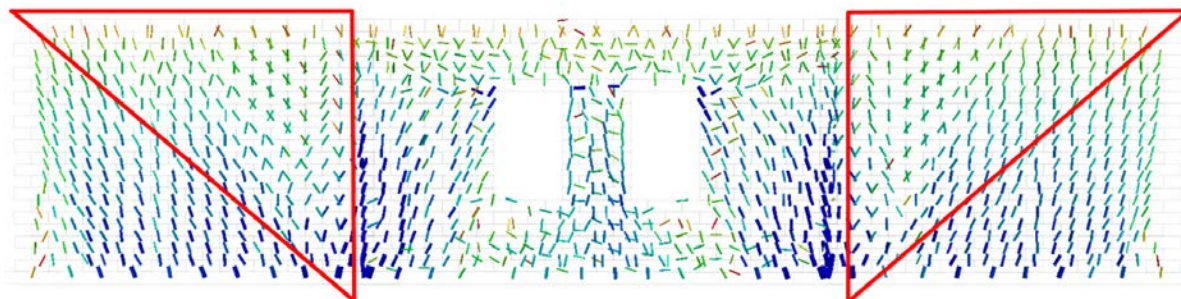


Fig. 4 – Réseau de contact – identification des zones de cisaillement

4 Formulation déformable adaptée à la DEM

L'exemple précédent est traité en utilisant successivement l'approche en repère flottant et une approche HPP classique. Il ne s'agit pas ici de chercher à définir l'angle critique d'instabilité mais de montrer, sur un calcul, l'instabilité de la structure pour un angle de basculement test donné inférieur aux angles critiques déterminés précédemment avec le modèle de corps rigide. Nous cherchons donc à montrer que le choix de modélisation au travers de la prise en compte de la déformabilité des blocs permet d'obtenir des réponses de structures plus proches de la réalité.

Le basculement intervient pour un angle inférieur à l'angle de basculement défini expérimentalement. Le rôle de la prise en compte de la déformabilité sur le déclenchement du basculement semble donc avéré conformément à ce qui avait pu être déduit précédemment. Par ailleurs, différentes hypothèses peuvent expliquer le déclenchement pour une telle valeur de l'angle test. Deux

aspects de la modélisation sont plus particulièrement à considérer : le choix des caractéristiques mécaniques du matériau mais également la gestion du positionnement des points de contact. Pour mieux gérer la détection du contact entre objets, les points de contact sont positionnés au niveau de la projection des points de Gauss sur les surfaces de contact du maillage. Un tel choix de position conduit à favoriser l’instabilité des blocs au phénomène de *rocking* ; le bras de levier entre les points de contact et la projection sur la face en contact du centre d’inertie du bloc étant plus petite dans cette configuration.

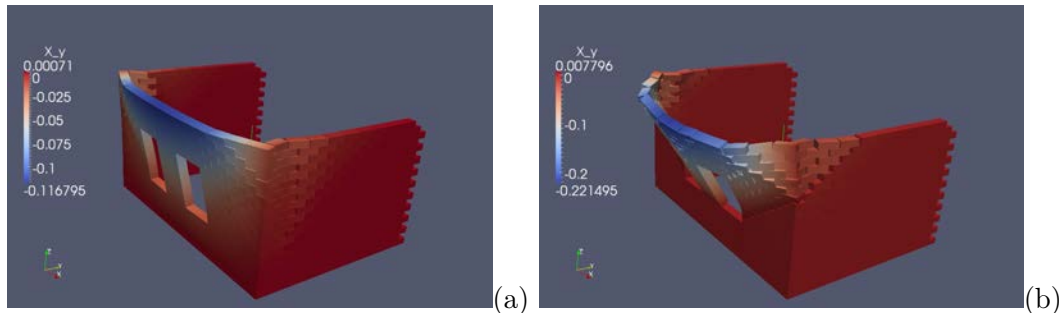


Fig. 5 – Structure en basculement – influence de l’approche sur la réponse de la structure : approche HPP (a) et «corotationnelle» (b)

Pour ce qui est des faciès de rupture observés avec les trois approches, il apparaît très clairement que l’approche HPP atteint ses limites. La localisation de la zone de la maçonnerie sujette au déversement n’est pas conforme aux résultats observés expérimentalement ou avec les autres approches numériques déformables voire rigides. La ligne de basculement se situe en pied de structure alors qu’avec les autres approches, le basculement est initié au niveau de la partie basse de la fenêtre au centre du mur de façade. Cette différence significative sur le faciès de rupture peut s’expliquer en regard du non respect de l’hypothèse des petites perturbations dans laquelle est faite le calcul. L’approximation des petites déformations revient à dire que la dilatation volumique est approximée à 1. L’utilisation de cette approche dans un contexte ne respectant pas ces hypothèses conduit à une dilatation volumique non physique pouvant amener un entraînement inertiel de la structure comme cela semble être le cas ici. En ce qui concerne les calculs en grandes déformations ou avec l’approche en repère flottant, les faciès de rupture observés sont fidèles à ceux obtenus expérimentalement. La différence majeure concerne les temps de calculs considérablement diminués avec l’approche en dynamique en repère flottant.

5 Proposition d’un modèle numérique adapté à la modélisation des panneaux de maçonnerie

Pour que la description du comportement d’une structure maçonnée soit réaliste, il est nécessaire de représenter des phénomènes locaux siégeant dans les joints — rupture des interfaces en traction (a), glissement au niveau des lits de joint (b) —, dans les blocs de la maçonnerie — fissuration des blocs en traction (c) — voire dans ces deux entités — rupture diagonale des blocs (compression/cisaillement) (d), *crushing* (e) — Fig. 6. La difficulté consiste bien évidemment à proposer des modèles permettant de décrire l’ensemble de ces comportements. Le recours à des approches trop simplistes ne permet de décrire que partiellement ces mécanismes de ruine élémentaires, ce qui peut se traduire par une influence plus ou moins marquée sur la réponse globale de l’ouvrage en termes de faciès de rupture final et d’évolution de la fissuration notamment. Ces effets sont d’autant plus importants pour les maçonneries confinées.

L’enjeu de cette sous-section est de dégager une stratégie de modélisation adaptée au calcul des maçonneries avec LMGC90. Pour se faire, le cas d’un panneau de maçonnerie en cisaillement pur est étudié. La structure est modélisée en première approche par des blocs déformables, dis-

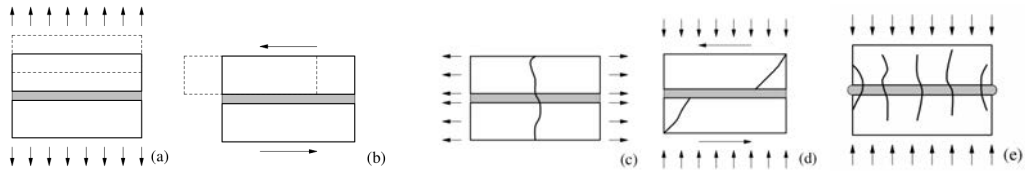


Fig. 6 – Mécanismes élémentaires de rupture dans les maçonneries (d’après Lourenço [4])

créés *a minima* — 1 élément hexaédrique par demi bloc —, un modèle élastique linéaire étant utilisé pour décrire le comportement volumique des corps. Un modèle d’interface (loi de contact type RCC caractérisée par les rigidités normale et tangentielle du joint, et les coefficients de frottement statique et dynamique) permet de prendre en compte le comportement du mortier. L’introduction d’une stratégie de rupture des blocs et la gestion de leur désagrégation par dépassement d’une contrainte critique en compression sont ensuite testées. Le modèle complet proposé ici reprend donc quatre des cinq mécanismes décrits par Lourenço (a,b,c et e) [4]; la rupture diagonale des blocs n’étant pas prise en charge pour réduire autant que possible la complexité du modèle de bloc et de fait les temps de calcul.

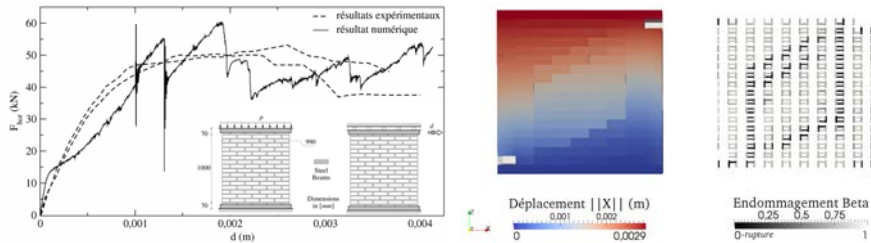


Fig. 7 – Réponse du panneau de maçonnerie en cisaillement (modèle complet)

De grosses différences apparaissent entre les modèles ; la forme générale de la rupture (évolution de la fissuration, faciès de rupture) étant fortement influencée par les mécanismes liés à la rupture des blocs et au phénomène de *crushing*. Si la gestion en corps déformables des blocs semble indispensable pour obtenir une rigidité apparente de structure licite, l’introduction de la rupture des blocs et leur désagrégation l’est tout autant ; ces mécanismes étant nécessaires si l’on veut obtenir des réponses numériques qui ne surestiment pas le pic à la rupture et la réponse post pic. L’utilisation de stratégies de modélisation plus évoluées permet la mise en oeuvre de ces phénoménologies. Toutefois le pilotage de ces mécanismes d’un point de vue numérique reste un véritable problème. Un travail de fond doit être fourni pour y parvenir. Il est notamment nécessaire de mieux comprendre l’influence des différents modèles (volumique et d’interaction) et la compétition entre les différents physiques siégeant dans la structure (frottement, endommagement, modes de rupture) sur la réponse de structure.

6 Conclusion

De la formulation classique du problème mécanique, il a été proposé de découpler les phénomènes de corps rigides des phénomènes de déformation. Si ce découplage n’est pas total, il permet néanmoins de mettre en place une formulation dynamique de type «corotationnelle» permettant de superposer «mouvements de corps rigides» et «déformation» ; ce type de méthode semblant particulièrement bien adapté pour se substituer aux calculs en grande déformation dans le cas où des objets déformables en grands déplacements sont à représenter.

Le problème de la modélisation des maçonneries confinées est par ailleurs abordé. La représentativité des simulations — notamment à la rupture — est indissociable de la prise en compte des mécanismes de rupture de blocs et de leur dégradation. Si ces simulations nous ont permis

de mettre en évidence les bases d'une approche de modélisation nous semblant adaptée au calcul des maçonneries avec le logiciel LMGC90, un travail conséquent reste à fournir pour comprendre plus en détail l'influence de l'ensemble des paramètres du modèle entre eux.

Remerciements : Ce travail à été soutenu par le laboratoire MIST, OSEO-FEDER (projet Degrip) et l'ANR au travers du programme COSINUS (projet Saladyn ANR-08-COSI-014).

Références

- [1] V. Acary, *Contribution à la modélisation mécanique et numérique des édifices maçonnés*, Thèse de doctorat de l'Université Aix-Marseille II, 2001.
- [2] F. Dubois, M. Jean, M. Renouf, R. Mozul, A. Martin et M. Bagnéris, *LMGC90*, 10ème Colloque National en Calcul des Structures, Giens, 2011.
- [3] B. Fraeijs de Veubeke, *The dynamics of flexible bodies*, International Journal of Engineering Science, 14(3), 895–913, 1976.
- [4] P.B. Lourenço, *Computational strategies for masonry structures*, Thèse, Technische Universiteit Delft, 1996.
- [5] A. Lozowski, L. Daridon, F. Dubois, et S. Pagano, *The velocity decomposition formalism for the dynamics of a soild with small deformability and the corresponding numerical method*, Computational Mechanics, soumis.
- [6] F. Radjaï et F. Dubois, *Modélisation numérique discrète des matériaux granulaires*, Hermès Sciences, Lavoisier, 2010.
- [7] P. Taforel, F. Dubois et S. Pagano, *Evaluation of numerical uncertainties on the modeling of dry masonry structures submitted to out-of-plane loading, using the NSCD method in comparison with experimental test*, European Congress on Computational Methods in Applied Sciences and Engineering (ECCOMAS), Vienne, 2012.