

Éléments de coque volumique SHB à 6, 15 et 20 nœuds

Résumé :

Nous présentons dans ce document 3 nouveaux éléments de coque volumique destinés à compléter la modélisation SHB, qui comporte déjà l'élément SHB8 ayant pour maille support un hexaèdre à 8 nœuds [R3.07.07]. Ces 3 éléments sont :

- l'élément SHB6 qui a pour maille support un pentaèdre à 6 nœuds,
- l'élément SHB15 qui a pour maille support un pentaèdre à 15 nœuds,
- l'élément SHB20 qui a pour maille support un hexaèdre à 20 nœuds.

De même que le SHB8, ces 3 éléments ont une direction privilégiée appelée épaisseur. Ainsi, ils peuvent être utilisés pour représenter des structures minces tout en prenant correctement en compte les phénomènes à travers l'épaisseur (flexion, élasto-plasticité), grâce une intégration numérique à 5 points de Gauss dans cette direction privilégiée.

Comme le SHB8, et afin de réduire le temps calcul, ces éléments sont sous-intégrés mais, contrairement à lui, ils ne possèdent pas de modes de Hourglass (modes de déformation à énergie nulle) et ne nécessitent donc pas de mécanisme de stabilisation. Néanmoins, pour éviter les blocages (notamment en cisaillement transverse), le SHB6 est projeté suivant la méthode des déformations supposées (assumed strain).

Les éléments quadratiques ne sont ni stabilisés, ni projetés.

Outre leur coût de calcul relativement faible et leurs bonnes performances en élasto-plasticité, ces éléments possèdent un autre avantage. Puisqu'ils sont basés sur une formulation tri-dimensionnelle et qu'ils ne

possèdent que des degrés de liberté de translation, il est facile de les coupler avec des éléments 3D volumiques, ce qui est très utile dans des systèmes où coques et éléments volumiques doivent cohabiter.

Table des Matières

1 Introduction.....	5
2 Élément SHB6.....	6
2.1 Cinématique de l'élément.....	6
2.2 Discrétisation.....	6
2.2.1 Discrétisation du champ de déplacement.....	6
2.2.2 Opérateur gradient discrétisé.....	7
2.3 Matrice de rigidité et stabilisation.....	9
2.3.1 Matrice de rigidité.....	9
2.3.2 Analyse des modes « hourglass » pour l'élément SHB6.....	10
2.3.3 Projection par "Assumed local strain method".....	11
2.4 Matrice de rigidité géométrique Ksigma.....	12
2.5 Forces suiveuses et matrice de pression Kp.....	14
3 Éléments SHB15 et SHB20.....	16
3.1 Cinématique et interpolation des éléments SHB15 et SHB20.....	16
3.1.1 Élément SHB15.....	16
3.1.2 Élément SHB20.....	17
3.2 Opérateur gradient discrétisé.....	18
3.2.1 Élément SHB15.....	18
3.2.2 Élément SHB20.....	24
3.3 Formulation variationnelle utilisée pour les éléments SHB15 et SHB20.....	31
3.4 Matrice de rigidité géométrique Ksigma.....	35
3.5 Forces suiveuses et matrice de pression Kp.....	37
4 Stratégie pour les calculs non-linéaires.....	38
4.1 Non-linéarités géométriques.....	38
4.2 Non-linéarités matériaux.....	39
5 Implantation des éléments SHB dans Code_Aster.....	41
5.1 Description.....	41
5.2 Utilisation.....	41
5.2.1 Maillage.....	41
5.2.2 Modélisation.....	41
5.2.3 Matériau.....	41
5.2.4 Conditions aux limites et chargement.....	41
5.2.5 Calcul en élasticité linéaire.....	41
5.2.6 Calcul en flambement linéaire.....	41
5.2.7 Calcul en " élasticité " non linéaire géométrique.....	41
5.2.8 Calcul non linéaire plastique.....	42
5.3 Implantation.....	42
5.4 Validation.....	42

6 Bibliographie.....	43
----------------------	----

1 Introduction

Un élément de type solide - coque volumique de géométrie hexaédrique à cinq points de Gauss a déjà été implanté dans ASTER. Les bonnes performances de cet élément, nommé `SHB8`, ont été mises en évidence par Abed-Meraim et Combescure [bib1], [bib2] ainsi que par Legay dans [bib3]. Cet élément représente une coque épaisse obtenue à partir d'une formulation purement tridimensionnelle. Il possède huit nœuds et cinq points d'intégration répartis selon la direction de l'épaisseur. La loi de comportement tridimensionnelle a également été modifiée pour se rapprocher du comportement des coques et éviter certains verrouillages (cisaillement, membrane). Pour éliminer les modes à énergie nulle dus à la sous-intégration, une technique efficace de stabilisation a été utilisée en suivant la démarche de Belytschko et Bindeman [bib4]. De même, l'opérateur gradient discrétisé a été modifié pour l'élimination des différents blocages. Ainsi, la version obtenue de cet élément possède les avantages suivants :

- capacité à modéliser des structures tridimensionnelles minces avec peu d'éléments de maillage grâce à l'élancement important toléré (gain de temps de calculs significatif),
- maillage simplifié de géométries complexes où coques et éléments solides doivent cohabiter (renforts ou brides par exemple) sans avoir les problèmes classiques de raccordements de maillages faits de différents types d'éléments.

Cet élément hexaédrique a été introduit dans *Code_Aster* en version 7 (voir [R3,07,07]). Toutefois, l'élément hexaédrique `SHB8` ne permet pas de mailler des géométries de formes complexes quelconques. Le développement d'un élément similaire mais de géométrie prismatique était donc nécessaire. On décrit dans le début de ce document cet élément prismatique (élément `SHB6`).

Les travaux de recherche de Caironi et Abed-Meraim [bib5] ont prouvé que l'élément `SHB6` ne présentait pas de modes de hourglass, et après l'avoir implanté, ils ont aussi montré que celui-ci présentait un sévère blocage numérique, notamment dans les sollicitations en cisaillement transverse de l'élément. L'élément `SHB6` implanté dans Aster vise à éliminer ces blocages numériques en utilisant la méthode « assumed strain ». Le principe de cette méthode consiste à projeter l'opérateur gradient discrétisé B sur un sous-espace approprié afin d'éviter les différents problèmes liés au blocage. Plusieurs projections ont été testées avant de trouver celle qui élimine le maximum de verrouillages.

L'élément `SHB6` fait l'objet du §2.

Le §3 présente une extension de cette famille d'éléments finis de type solide-coque : deux éléments finis de géométrie prismatique et hexaédrique mais de formulation quadratique nommés `SHB15` et `SHB20`. Ce sont respectivement des éléments à 15 et 20 nœuds. Ils sont également sous-intégrés par 15 et 20 points de Gauss et possèdent une direction privilégiée selon l'épaisseur de l'élément. Ces éléments n'ayant pas de blocages ne sont pas projetés.

Par ailleurs, l'élément `SHB8` initial avait été couplé aux seules lois de comportement élastique et élasto-plastique avec écrouissage isotrope de type Von-Mises. Le champ d'application de l'élément `SHB8` ainsi que les autres éléments finis solide-coque `SHB6`, `SHB15` et `SHB20` a été élargi aux autres lois de comportement de *Code_Aster*. Le §4 présente le principe théorique de ce couplage.

Enfin le §5 traite de l'implantation de ces éléments dans *Code_Aster*.

2 Éléments SHB6

2.1 Cinématique de l'élément

L'élément SHB6 est un pentaèdre à 6 nœuds. Les cinq points d'intégration sont choisis le long de la direction ζ dans le repère des coordonnées locales de l'élément de référence : ξ, η, ζ (ou $\hat{x}_1, \hat{x}_2, \hat{x}_3$ pour certaines expressions). La forme de l'élément de référence ainsi que les points d'intégration sont représentés sur la [Figure 1].

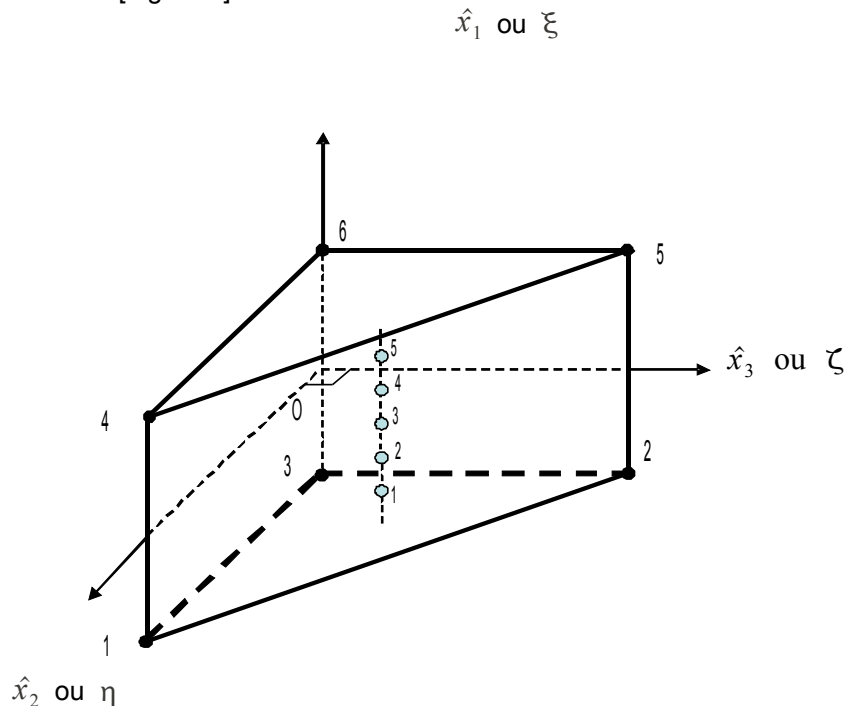


Figure 1 : Géométrie de l'élément de référence et points d'intégration

Cet élément est iso-paramétrique et possède la même interpolation linéaire et la même cinématique que les éléments pentaèdres à 6 nœuds standard.

2.2 Discrétisation

2.2.1 Discrétisation du champ de déplacement

Les coordonnées spatiales x_i de l'élément sont reliées aux coordonnées nodales x_{iI} au moyen des fonctions de formes iso-paramétriques N_I par les formules :

$$x_i = x_{iI} N_I(\hat{x}_1, \hat{x}_2, \hat{x}_3) = \sum_{I=1}^6 x_{iI} N_I(\hat{x}_1, \hat{x}_2, \hat{x}_3)$$

Dans la suite, et sauf mention contraire, on adoptera la convention de sommation pour les indices répétés. Les indices en minuscules i varient de un à trois et représentent les directions des coordonnées spatiales. Ceux en majuscules I varient de un à six et correspondent aux nœuds de l'élément.

Les mêmes fonctions de formes sont utilisées pour définir le champ de déplacement de l'élément u_i en fonction des déplacements nodaux u_{il} :

$$u_i = U_{il} N_I(\hat{x}_1, \hat{x}_2, \hat{x}_3) = \sum_{l=1}^6 U_{il} N_I(\hat{x}_1, \hat{x}_2, \hat{x}_3)$$

Pour poursuivre les calculs, on se donne des fonctions de forme iso-paramétriques linéaires $N_i(\xi, \eta, \zeta) = N_i(\hat{x}_1, \hat{x}_2, \hat{x}_3)$ associées à l'élément prismatique à six nœuds :

$$\begin{aligned} N_1 &= \frac{1}{2} \hat{x}_2 \begin{bmatrix} 1 - \hat{x}_1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} & N_4 &= \frac{1}{2} \hat{x}_2 \begin{bmatrix} 1 + \hat{x}_1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \\ N_2 &= \frac{1}{2} \hat{x}_3 \begin{bmatrix} 1 - \hat{x}_1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} & N_5 &= \frac{1}{2} \hat{x}_3 \begin{bmatrix} 1 + \hat{x}_1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \\ N_3 &= \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 - \hat{x}_2 - \hat{x}_3 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 - \hat{x}_1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} & N_6 &= \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 - \hat{x}_2 - \hat{x}_3 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 + \hat{x}_1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \\ \hat{x}_1 &= [-1, 1]; & \hat{x}_2 &= [0, 1]; & \hat{x}_3 &= [0, 1 - \hat{x}_2] \end{aligned}$$

L'origine du repère est confondue avec le coin droit du triangle du plan médian de l'élément.

2.2.2 Opérateur gradient discrétisé

Le gradient $u_{i,j}$ du champ de déplacement est une fonction des déplacements U_{il} des nœuds I dans la direction i

$$u_{i,j} = U_{il} N_{I,j}$$

Le tenseur de déformation linéaire est donné par la partie symétrique du gradient de déplacement :

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

On va maintenant construire des vecteurs permettant d'exprimer la matrice B reliant les déformations aux déplacements sous une forme particulière.

De façon analogue à Belytschko-Bindeman [bib6], on introduit les trois vecteurs $\underline{b}_i$, dérivées des fonctions de forme à l'origine des coordonnées :

$$\underline{b}_i^T = N_{,i}(0) = \left. \frac{\partial N}{\partial x_i} \right|_{\hat{x}_1=\hat{x}_2=\hat{x}_3=0} \quad i=1,2,3$$

Ces 3 vecteurs sont constants et sont donnés par l'expression :

$$\mathbf{b}_i^T = (j_{i1} \ j_{i2} \ j_{i3}) \cdot \begin{bmatrix} 0 & 0 & \frac{-1}{2} & 0 & 0 & \frac{1}{2} \\ \frac{1}{2} & 0 & -\frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 0 & -\frac{1}{2} \\ 0 & \frac{1}{2} & \frac{-1}{2} & 0 & \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} \end{bmatrix}$$

où les coefficients j_{kl} sont les coefficients de la matrice jacobienne évaluée à l'origine.

Introduisons également les vecteurs suivants :

$$\begin{aligned} \mathbf{s}^T &= (1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1) \\ \mathbf{h}_1^T &= (-1 \ 0 \ 0 \ 1 \ 0 \ 0) \\ \mathbf{h}_2^T &= (0 \ -1 \ 0 \ 0 \ 1 \ 0) \\ \mathbf{X}_i^T &= (x_{i1}, x_{i2}, x_{i3}, x_{i4}, x_{i5}, x_{i6}) \end{aligned}$$

Les trois vecteurs $\mathbf{X}_i^T$ représentent les coordonnées nodales des six nœuds. Les deux vecteurs $\mathbf{h}_\alpha^T$ représentent respectivement les fonctions h_1 et h_2 pour chacun des six nœuds, qui sont définies par :

$$h_1 = \hat{x}_1 \hat{x}_2 \quad h_2 = \hat{x}_1 \hat{x}_3$$

Introduisons enfin les deux vecteurs suivants :

$$\mathbf{y}_\alpha = \frac{1}{2} \mathbf{h}_\alpha - \sum_{j=1}^3 (\mathbf{h}_\alpha^T \cdot \mathbf{X}_j) \mathbf{b}_j \quad \alpha = 1, 2$$

On peut vérifier par des considérations algébriques que les conditions d'orthogonalité suivantes sont satisfaites :

$$\begin{aligned} \mathbf{b}_i^T \cdot \mathbf{h}_\alpha &= 0 \\ \mathbf{b}_i^T \cdot \mathbf{s} &= 0 \\ \mathbf{h}_\alpha^T \cdot \mathbf{s} &= 0 \\ \mathbf{b}_i^T \cdot \mathbf{X}_j &= \delta_{ij} \quad i, j = 1, 2, 3 \quad \alpha, \beta = 1, 2 \\ \mathbf{h}_\alpha^T \cdot \mathbf{h}_\beta &= 2\delta_{\alpha\beta} \quad (1) \\ \mathbf{y}_\alpha^T \cdot \mathbf{X}_j &= 0 \\ \mathbf{y}_\alpha^T \cdot \mathbf{h}_\beta &= \delta_{\alpha\beta} \end{aligned}$$

où δ_{ij} est le symbole de Kronecker.

Ces vecteurs vont permettre d'exprimer la matrice B reliant les déformations aux déplacements sous une forme particulière utilisée par la suite.

Le gradient du champ de déplacement peut maintenant s'écrire après calculs sous la forme (sans aucune approximation [bib6]) :

$$u_{i,j} = (\mathbf{b}_j^T + \mathbf{h}_{\alpha,j} \gamma_\alpha^T) \cdot \mathbf{U}_i$$

L'opérateur gradient symétrique (noté ∇_s) discrétisé reliant le tenseur de déformation au vecteur des déplacements nodaux

$$\nabla_s \mathbf{u} = \mathbf{B} \cdot \mathbf{u}$$

prend alors la forme matricielle :

$$\mathbf{B} = \begin{bmatrix} \mathbf{b}_x^T + h_{\alpha,x} \gamma_\alpha^T & 0 & 0 \\ 0 & \mathbf{b}_y^T + h_{\alpha,y} \gamma_\alpha^T & 0 \\ 0 & 0 & \mathbf{b}_z^T + h_{\alpha,z} \gamma_\alpha^T \\ \mathbf{b}_y^T + h_{\alpha,y} \gamma_\alpha^T & \mathbf{b}_x^T + h_{\alpha,x} \gamma_\alpha^T & 0 \\ \mathbf{b}_z^T + h_{\alpha,z} \gamma_\alpha^T & 0 & \mathbf{b}_x^T + h_{\alpha,x} \gamma_\alpha^T \\ 0 & \mathbf{b}_z^T + h_{\alpha,z} \gamma_\alpha^T & \mathbf{b}_y^T + h_{\alpha,y} \gamma_\alpha^T \end{bmatrix} \quad (2)$$

2.3 Matrice de rigidité et stabilisation

2.3.1 Matrice de rigidité

La matrice de rigidité de l'élément est donnée par :

$$\mathbf{K}_e = \int_{V_e} \mathbf{B}^T \cdot \mathbf{C} \cdot \mathbf{B} dV$$

Les cinq points d'intégration considérés $\mathbf{P}_i$ se trouvent sur la même droite verticale. Leurs coordonnées et leurs poids d'intégration sont les suivants :

	$\hat{\mathbf{x}}_2$	$\hat{\mathbf{x}}_3$	$\hat{\mathbf{x}}_1$	ω
$\mathbf{P}_1$	1/3	1/3	-0.906179845938664	0.236926885056189
$\mathbf{P}_2$	1/3	1/3	-0.538469310105683	0.478628670499366
$\mathbf{P}_3$	1/3	1/3	0	0.568888888888889
$\mathbf{P}_4$	1/3	1/3	0.538469310105683	0.478628670499366
$\mathbf{P}_5$	1/3	1/3	0.906179845938664	0.236926885056189

Ainsi, l'expression de la rigidité $\mathbf{K}_e$ est :

$$\mathbf{K}_e = \sum_{j=1}^5 \omega(P_j) J(P_j) \mathbf{B}^T(P_j) \cdot \mathbf{C} \cdot \mathbf{B}(P_j) \quad (3)$$

où $J(P_j)$ est le Jacobien, calculé au point de Gauss j , de la transformation entre l'élément de référence et l'élément courant. La matrice de comportement élastique $\mathbf{C}$ choisie a la forme suivante :

$$\mathbf{C} = \begin{bmatrix} \bar{\lambda} + 2\mu & \bar{\lambda} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \bar{\lambda} & \bar{\lambda} + 2\mu & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & E & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \mu & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \mu \end{bmatrix}$$

où E est le module d'Young, ν le coefficient de Poisson, $\mu = \frac{E}{2(1+\nu)}$ le module de cisaillement et

$\bar{\lambda} = \frac{E\nu}{1-\nu^2}$ le coefficient de Lamé modifié. Cette loi est spécifique aux éléments SHB. Elle ressemble à celle que l'on aurait dans le cas de l'hypothèse des contraintes planes, mis à part le terme (3,3).

Même si ce choix entraîne un comportement anisotrope artificiel, il permet de satisfaire tous les tests sans introduire de blocage.

2.3.2 Analyse des modes « hourglass » pour l'élément SHB6

Les modes de « hourglass » sont des modes cinématiques qui sont dus à la sous-intégration et sont associés à une énergie nulle alors qu'ils induisent une déformation non nulle. Cette anomalie s'explique par la différence, qu'induit la sous-intégration, entre le noyau de l'opérateur de rigidité discrétisé et celui continu. Commençons d'abord par remarquer que l'opérateur gradient discrétisé sous-intégré associé aux cinq points d'intégration définis ci-dessus prend la forme de l'équation (2) avec $\alpha = 1, 2$.

Analysons maintenant le noyau de la matrice de rigidité obtenue par sous-intégration. D'après (3), cela revient à l'étude du rang de la matrice $\mathbf{B}$ dans la mesure où la matrice de comportement $\mathbf{C}$ n'est pas singulière. En d'autres termes, il suffit de rechercher les modes de déplacement $\mathbf{d}$ à déformation nulle, c'est à dire vérifiant :

$$\nabla_s(\mathbf{u}) = \mathbf{B} \cdot \mathbf{d} = \mathbf{0} \quad (4)$$

Nous allons chercher désormais quels sont les modes de déformations qui donnent une énergie de déformation nulle. L'énergie de déformation s'écrit $w(\epsilon) = \frac{1}{2} \int_V \epsilon \cdot \mathbf{C} \cdot \epsilon dV$ et comme $\epsilon = \mathbf{B} \cdot \mathbf{d}$ nous avons donc :

$$w(\epsilon) = \frac{1}{2} \int_V \mathbf{d}^T \mathbf{B}^T \cdot \mathbf{C} \cdot \mathbf{B} \mathbf{d} dV = \mathbf{d}^T \left[\frac{1}{2} \int_V \mathbf{B}^T \cdot \mathbf{C} \cdot \mathbf{B} dV \right] \mathbf{d}$$

et si nous considérons l'approximation suivante : $\mathbf{B}$ est calculé aux points d'intégration de Gauss, nous obtenons :

$$w(\epsilon) = \frac{1}{2} \mathbf{d}^T \mathbf{K}_e \mathbf{d}$$

Ainsi rechercher les modes de déformations à énergie nulle c'est rechercher le noyau de $\mathbf{K}_e$

$$\mathbf{K}_e \cdot \mathbf{X} = \mathbf{0} \Leftrightarrow \mathbf{B}(\xi_{G_j}) \cdot \mathbf{X} = \mathbf{0}$$

Ainsi rechercher les modes de hourglass c'est rechercher les vecteurs $\mathbf{X}$ tels que :

$$\mathbf{B}(\xi_{Gj}) \cdot \mathbf{X} = \mathbf{0} \quad \forall \xi_{Gj} \quad (5)$$

Il est naturel de retrouver dans le noyau de la rigidité $\mathbf{K}_e$ les modes associés aux mouvements de corps rigides. Pour un élément tridimensionnel tel que le prisme à 6 nœuds, ces mouvements rigidifiant sont composés de trois translations et de trois rotations. Ainsi le noyau de l'opérateur continu de rigidité est de dimension six et se réduit aux seuls modes suivants :

$$\begin{pmatrix} \underline{\mathbf{S}} & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{0}} \\ \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{S}} & \underline{\mathbf{0}} \\ \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{S}} \end{pmatrix} \quad et \quad \begin{pmatrix} \underline{\mathbf{y}} & \underline{\mathbf{z}} & \underline{\mathbf{0}} \\ -\underline{\mathbf{x}} & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{z}} \\ \underline{\mathbf{0}} & -\underline{\mathbf{x}} & -\underline{\mathbf{y}} \end{pmatrix} \quad (6)$$

On vérifie aisément que chacun des six vecteurs colonnes ci-dessus satisfait à l'équation (5) et appartient donc au noyau de $\mathbf{K}_e$. Il suffit, pour le voir, d'utiliser l'expression (2) de $\mathbf{B}$ et les conditions d'orthogonalité (1). Les trois premiers vecteurs colonnes correspondent aux translations selon les axes Ox , Oy et Oz respectivement. Les trois autres vecteurs sont relatifs aux rotations autour des axes Oz , Oy et Ox .

Nous recherchons désormais, outre les modes rigides précédents, des modes qui annulent également l'opérateur gradient discrétisé donné en (2). Prenons une base de dix-huit vecteurs suivants :

$$\begin{bmatrix} \underline{\mathbf{S}} & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{y}} & \underline{\mathbf{z}} & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{x}} & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{y}} & \underline{\mathbf{z}} & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{h}}_1 & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{h}}_2 & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{0}} \\ \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{S}} & \underline{\mathbf{0}} & -\underline{\mathbf{x}} & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{z}} & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{y}} & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{x}} & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{z}} & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{h}}_1 & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{h}}_2 & \underline{\mathbf{0}} \\ \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{S}} & \underline{\mathbf{0}} & -\underline{\mathbf{x}} & -\underline{\mathbf{y}} & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{z}} & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{x}} & \underline{\mathbf{y}} & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{h}}_1 & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{h}}_2 \end{bmatrix}$$

On peut montrer facilement que les vecteurs ci-dessus sont linéairement indépendants dans l'espace de dimension dix-huit. Des calculs élémentaires utilisant les conditions d'orthogonalité (1) montrent que les douze derniers vecteurs colonnes ne vérifient pas l'équation (5).

Cela veut dire qu'il n'y a pas d'autres modes que les modes rigides qui annulent l'opérateur gradient discrétisé donné en (2). Autrement dit, l'élément SHB6 ne présente pas de mode hourglass.

2.3.3 Projection par "Assumed local strain method"

La première étape est de se placer dans le repère local de l'élément défini par le repère $(\hat{x}_1, \hat{x}_2, \hat{x}_3)$ décrit dans la Figure 1. Les déformations seront donc désormais calculées dans ce repère. L'opérateur gradient discrétisé $\mathbf{B}$ sera projeté sur un sous espace approprié afin d'éviter les différents problèmes de blocage. Cette méthode est variationnellement cohérente avec le principe de Hu-Washizu si l'interpolation de la contrainte est choisie judicieusement (Simo et Hughes [15]). Cependant, il est très difficile de sélectionner de manière générale et systématique le bon champ de déformation postulée. Les champs de déformation postulée ne doivent présenter ni blocage volumique ni blocage en cisaillement.

Nous présentons ici un choix simple et acceptable. L'opérateur $\mathbf{B}$ est tout d'abord séparé en deux parties $\underline{\mathbf{B}}_1$ et $\underline{\mathbf{B}}_2$. La matrice $\underline{\mathbf{B}}_1$ contient les gradients dans le plan moyen de la coque et la déformation perpendiculaire, $\underline{\mathbf{B}}_2$ contient les gradients associés aux déformations de cisaillement transverse.

$$\underline{\underline{\mathbf{B}}} = \begin{bmatrix} \underline{\mathbf{b}}_1^T + h_{\alpha, x_1} \underline{\gamma}_\alpha^T & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{0}} \\ \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{b}}_2^T + h_{\alpha, x_2} \underline{\gamma}_\alpha^T & \underline{\mathbf{0}} \\ \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{b}}_3^T + h_{\alpha, x_3} \underline{\gamma}_\alpha^T \\ \underline{\mathbf{b}}_2^T + h_{\alpha, x_2} \underline{\gamma}_\alpha^T & \underline{\mathbf{b}}_1^T + h_{\alpha, x_1} \underline{\gamma}_\alpha^T & \underline{\mathbf{0}} \\ \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{0}} \\ \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{0}} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{0}} \\ \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{0}} \\ \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{0}} \\ \underline{\mathbf{b}}_3^T + h_{\alpha, x_3} \underline{\gamma}_\alpha^T & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{b}}_1^T + h_{\alpha, x_1} \underline{\gamma}_\alpha^T \\ \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{b}}_3^T + h_{\alpha, x_3} \underline{\gamma}_\alpha^T & \underline{\mathbf{b}}_2^T + h_{\alpha, x_2} \underline{\gamma}_\alpha^T \end{bmatrix}$$

$$= \underline{\underline{\mathbf{B}}}_1 + \underline{\underline{\mathbf{B}}}_2$$

Les blocages constatés dans l'élément proviennent des cisaillements transverses. On va chercher un schéma d'intégration qui permette de sous-intégrer cette partie de l'énergie. Pour ce faire on cherche à contrôler chaque composante entrant dans l'énergie de cisaillement transverse. Étant donnée la forme de la matrice $\underline{\underline{\mathbf{B}}}$ nous avons donc 12 termes non nuls qui interviennent dans la déformation. Ils seront contrôlés par l'introduction du paramètre c dans les matrices $\underline{\underline{\mathbf{B}}}_2$. La matrice $\underline{\underline{\mathbf{B}}}_2$ devient alors $\overline{\underline{\underline{\mathbf{B}}}}_2$:

$$\overline{\underline{\underline{\mathbf{B}}}}_2 = c \begin{bmatrix} \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{0}} \\ \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{0}} \\ \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{0}} \\ \underline{\mathbf{b}}_3^T + h_{\alpha, x_3} \underline{\gamma}_\alpha^T & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{b}}_1^T + h_{\alpha, x_1} \underline{\gamma}_\alpha^T \\ \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{b}}_3^T + h_{\alpha, x_3} \underline{\gamma}_\alpha^T & \underline{\mathbf{b}}_2^T + h_{\alpha, x_2} \underline{\gamma}_\alpha^T \end{bmatrix}$$

La matrice de rigidité s'écrit maintenant :

$$\mathbf{K}_e = \int_V \overline{\underline{\underline{\mathbf{B}}}}^T \cdot \mathbf{C} \cdot \overline{\underline{\underline{\mathbf{B}}}} dV = \int_V \overline{\underline{\underline{\mathbf{B}}}}_1^T \cdot \mathbf{C} \cdot \overline{\underline{\underline{\mathbf{B}}}}_1 dV + \int_V \overline{\underline{\underline{\mathbf{B}}}}_2^T \cdot \mathbf{C} \cdot \overline{\underline{\underline{\mathbf{B}}}}_1 dV + \int_V \overline{\underline{\underline{\mathbf{B}}}}_1^T \cdot \mathbf{C} \cdot \overline{\underline{\underline{\mathbf{B}}}}_2 dV + \int_V \overline{\underline{\underline{\mathbf{B}}}}_2^T \cdot \mathbf{C} \cdot \overline{\underline{\underline{\mathbf{B}}}}_2 dV =$$

$$= \mathbf{K}_{e1} + \mathbf{K}_{e2} + \mathbf{K}_{e3} + \mathbf{K}_{e4}$$

Les matrices $\mathbf{K}_{e1}, \mathbf{K}_{e2}, \mathbf{K}_{e3}, \mathbf{K}_{e4}$ sont intégrées avec les cinq points de Gauss définis précédemment. La décomposition additive donnée plus haut, $\underline{\underline{\mathbf{B}}} = \underline{\underline{\mathbf{B}}}_1 + \underline{\underline{\mathbf{B}}}_2$, pour l'opérateur gradient discrétisé, fait que les termes croisés $\mathbf{K}_{e2}$ et $\mathbf{K}_{e3}$ s'annulent. Suite aux nombreux test numériques, il a été choisi de caractériser la matrice $\overline{\underline{\underline{\mathbf{B}}}}_2$ par le coefficient : $c = 0,45$, qui joue ici le rôle d'un facteur de réduction du cisaillement.

Ce choix donne à l'élément un bon comportement dans les cas de référence. Il est clair que cette stratégie, comme celle mise en place pour les éléments coques volumiques cubiques ne sont adaptés qu'au comportement quasi isotrope du matériau choisi.

2.4 Matrice de rigidité géométrique Ksigma

La matrice $\mathbf{K}_\sigma$ a pour objectif de résoudre les problèmes de flambement. Nous rappelons ici que les modes de flambement sont les vecteurs propres du problème aux valeurs propres généralisé suivant :

$$(\mathbf{K} + \mu \mathbf{K}_\sigma) \cdot \mathbf{u} = \mathbf{0} \Leftrightarrow \mathbf{K} \cdot \mathbf{u} = \lambda \mathbf{K}_\sigma \cdot \mathbf{u}$$

avec $\lambda = -\mu$, et μ est le coefficient multiplicateur du chargement.

En introduisant la déformation quadratique $\underline{\mathbf{e}}^Q$ telle que :

$$e_{ij}^Q(\delta \mathbf{u}, \Delta \mathbf{u}) = \sum_{k=1}^3 \delta u_{k,i} \cdot \Delta u_{k,j}$$

On peut définir cette matrice de rigidité géométrique par :

$$\delta \mathbf{u}^T \cdot \mathbf{K}_\sigma \cdot \Delta \mathbf{u} = \int_{\Omega_0} \boldsymbol{\sigma} : \underline{\mathbf{e}}^Q(\delta \mathbf{u}, \Delta \mathbf{u}) d\Omega = \int_{\Omega_0} \boldsymbol{\sigma} : \nabla \delta \mathbf{u}^T \nabla \Delta \mathbf{u} d\Omega$$

Afin d'exprimer cette matrice dans l'espace discrétisé, introduisons les opérateurs gradient quadratique discrétisés $\underline{\underline{\mathbf{B}}}^Q$ (en notation matricielle) tels que :

$$\underline{\mathbf{e}}^Q(\delta \mathbf{u}, \Delta \mathbf{u}) = \begin{bmatrix} e_{11}^Q \\ e_{22}^Q \\ e_{33}^Q \\ e_{12}^Q + e_{21}^Q \\ e_{13}^Q + e_{31}^Q \\ e_{23}^Q + e_{32}^Q \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \underline{\delta \mathbf{u}}^T \cdot \underline{\underline{\mathbf{B}}}_{11}^Q \cdot \underline{\Delta \mathbf{u}} \\ \underline{\delta \mathbf{u}}^T \cdot \underline{\underline{\mathbf{B}}}_{22}^Q \cdot \underline{\Delta \mathbf{u}} \\ \underline{\delta \mathbf{u}}^T \cdot \underline{\underline{\mathbf{B}}}_{33}^Q \cdot \underline{\Delta \mathbf{u}} \\ \underline{\delta \mathbf{u}}^T \cdot \underline{\underline{\mathbf{B}}}_{12}^Q \cdot \underline{\Delta \mathbf{u}} \\ \underline{\delta \mathbf{u}}^T \cdot \underline{\underline{\mathbf{B}}}_{13}^Q \cdot \underline{\Delta \mathbf{u}} \\ \underline{\delta \mathbf{u}}^T \cdot \underline{\underline{\mathbf{B}}}_{23}^Q \cdot \underline{\Delta \mathbf{u}} \end{bmatrix}$$

Les différents termes $\underline{\underline{\mathbf{B}}}_{ij}^Q$ sont donnés par les équations suivantes :

$$\underline{\underline{\mathbf{B}}}_{11}^Q = \begin{bmatrix} \underline{\mathbf{B}}_1 \underline{\mathbf{B}}_1^T & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{0}} \\ \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{B}}_1 \underline{\mathbf{B}}_1^T & \underline{\mathbf{0}} \\ \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{B}}_1 \underline{\mathbf{B}}_1^T \end{bmatrix}; \quad \underline{\underline{\mathbf{B}}}_{22}^Q = \begin{bmatrix} \underline{\mathbf{B}}_2 \underline{\mathbf{B}}_2^T & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{0}} \\ \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{B}}_2 \underline{\mathbf{B}}_2^T & \underline{\mathbf{0}} \\ \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{B}}_2 \underline{\mathbf{B}}_2^T \end{bmatrix}; \quad \underline{\underline{\mathbf{B}}}_{33}^Q = \begin{bmatrix} \underline{\mathbf{B}}_3 \underline{\mathbf{B}}_3^T & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{0}} \\ \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{B}}_3 \underline{\mathbf{B}}_3^T & \underline{\mathbf{0}} \\ \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{B}}_3 \underline{\mathbf{B}}_3^T \end{bmatrix}$$

$$\underline{\underline{\mathbf{B}}}_{12}^Q = \begin{bmatrix} \underline{\mathbf{B}}_1 \underline{\mathbf{B}}_2^T + \underline{\mathbf{B}}_2 \underline{\mathbf{B}}_1^T & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{0}} \\ \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{B}}_1 \underline{\mathbf{B}}_2^T + \underline{\mathbf{B}}_2 \underline{\mathbf{B}}_1^T & \underline{\mathbf{0}} \\ \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{B}}_1 \underline{\mathbf{B}}_2^T + \underline{\mathbf{B}}_2 \underline{\mathbf{B}}_1^T \end{bmatrix}$$

$$\underline{\underline{\mathbf{B}}}_{13}^Q = c^2 \begin{bmatrix} \underline{\mathbf{B}}_1 \underline{\mathbf{B}}_3^T + \underline{\mathbf{B}}_3 \underline{\mathbf{B}}_1^T & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{0}} \\ \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{B}}_1 \underline{\mathbf{B}}_3^T + \underline{\mathbf{B}}_3 \underline{\mathbf{B}}_1^T & \underline{\mathbf{0}} \\ \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{B}}_1 \underline{\mathbf{B}}_3^T + \underline{\mathbf{B}}_3 \underline{\mathbf{B}}_1^T \end{bmatrix}$$

$$\underline{\underline{\mathbf{B}}}_{23}^Q = c^2 \begin{bmatrix} \underline{\mathbf{B}}_2 \underline{\mathbf{B}}_3^T + \underline{\mathbf{B}}_3 \underline{\mathbf{B}}_2^T & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{0}} \\ \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{B}}_2 \underline{\mathbf{B}}_3^T + \underline{\mathbf{B}}_3 \underline{\mathbf{B}}_2^T & \underline{\mathbf{0}} \\ \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{B}}_2 \underline{\mathbf{B}}_3^T + \underline{\mathbf{B}}_3 \underline{\mathbf{B}}_2^T \end{bmatrix}$$

avec les vecteurs $\underline{\mathbf{B}}_i$ ($i = 1, 2, 3$) définis comme :

$$\underline{\mathbf{B}}_i = (\underline{\mathbf{b}}_i + h_{\alpha,i} \underline{\gamma}_\alpha)$$

Remarque : Nous devons multiplier les matrices $\underline{\mathbf{B}}_{13}^Q$ et $\underline{\mathbf{B}}_{23}^Q$ par le coefficient $c^2 = 0,45^2 = 0,2025$ car l'élément SHB6 est projeté par la technique « *Assumed local strain method* » voir section 2.3.3 .

Avec ces notations, la contribution à la matrice de rigidité géométrique, $\underline{\mathbf{k}}_\sigma$, au point de Gauss ξ_j est donnée par :

$$\begin{aligned} \underline{\mathbf{k}}_\sigma(\xi_j) = & \sigma_{11}(\xi_j) \underline{\mathbf{B}}_{11}^Q(\xi_j) + \sigma_{22}(\xi_j) \underline{\mathbf{B}}_{22}^Q(\xi_j) + \sigma_{33}(\xi_j) \underline{\mathbf{B}}_{33}^Q(\xi_j) \\ & + \sigma_{12}(\xi_j) \underline{\mathbf{B}}_{12}^Q(\xi_j) + \sigma_{13}(\xi_j) \underline{\mathbf{B}}_{13}^Q(\xi_j) + \sigma_{23}(\xi_j) \underline{\mathbf{B}}_{23}^Q(\xi_j) \end{aligned}$$

Par intégration sur les points de Gauss de l'élément, la matrice de rigidité géométrique s'obtient par la formule :

$$\underline{\mathbf{K}}_\sigma = \sum_{j=1}^5 \omega(\xi_j) J(\xi_j) \underline{\mathbf{k}}_\sigma(\xi_j)$$

2.5 Forces suiveuses et matrice de pression $\underline{\mathbf{K}}_p$

Les forces de pression suiveuses sont présentes dans la matrice tangente via la matrice $\underline{\mathbf{K}}_p$, car les forces externes suiveuses dépendent du déplacement [R3.03.04]. Les forces de pression suiveuses s'écrivent :

$$\begin{aligned} \int_{\partial\Omega} p \mathbf{n}^T \cdot \mathbf{u} dS = \int_{\partial\Omega_0} p \det[\mathbf{F}(\mathbf{u})] \mathbf{n}_0^T \mathbf{F}(\mathbf{u})^{-T} dS_0 = p \mathbf{F}_0 - p \underline{\mathbf{K}}_p \cdot \mathbf{u} \\ \mathbf{F}(\mathbf{u}) = \mathbf{1} + \nabla \mathbf{u} \end{aligned}$$

en utilisant les notations :

- $\underline{\mathbf{n}}_0^T = (n_1, n_2, n_3)$, normale à la surface extérieure de l'élément dans la configuration de référence ;
- $\underline{\mathbf{b}}_i^Q$, vecteur de dimension 3, dérivée des fonctions de forme aux 3 nœuds de la face de l'élément chargée en pression ;
- S_0 aire de la face chargée en pression. Pour l'élément SHB6, cette surface S_0 vaut $\frac{1}{2}$.

La formulation précédente conduit à une matrice non-symétrique. On sait que l'on peut néanmoins utiliser une formulation symétrique si les forces extérieures dues à la pression dérivent d'un potentiel. C'est le cas si les forces de pression ne travaillent pas sur la frontière du domaine modélisé. On considère donc que la partie symétrique de la matrice suffit. La matrice symétrisée prend la forme suivante :

$$K_p = S_0 \begin{bmatrix} 0 & \tilde{b}_2^T n_1 - \tilde{b}_1^T n_2 & \tilde{b}_3^T n_1 - \tilde{b}_1^T n_3 \\ 0 & \tilde{b}_2^T n_1 - \tilde{b}_1^T n_2 & \tilde{b}_3^T n_1 - \tilde{b}_1^T n_3 \\ 0 & \tilde{b}_2^T n_1 - \tilde{b}_1^T n_2 & \tilde{b}_3^T n_1 - \tilde{b}_1^T n_3 \\ \tilde{b}_1^T n_2 - \tilde{b}_2^T n_1 & 0 & \tilde{b}_3^T n_2 - \tilde{b}_2^T n_3 \\ \tilde{b}_1^T n_2 - \tilde{b}_2^T n_1 & 0 & \tilde{b}_3^T n_2 - \tilde{b}_2^T n_3 \\ \tilde{b}_1^T n_2 - \tilde{b}_2^T n_1 & 0 & \tilde{b}_3^T n_2 - \tilde{b}_2^T n_3 \\ \tilde{b}_1^T n_3 - \tilde{b}_3^T n_1 & \tilde{b}_2^T n_3 - \tilde{b}_3^T n_2 & 0 \\ \tilde{b}_1^T n_3 - \tilde{b}_3^T n_1 & \tilde{b}_2^T n_3 - \tilde{b}_3^T n_2 & 0 \\ \tilde{b}_1^T n_3 - \tilde{b}_3^T n_1 & \tilde{b}_2^T n_3 - \tilde{b}_3^T n_2 & 0 \end{bmatrix}$$

C'est une matrice (9,9), qu'il faut multiplier par les déplacements des 3 nœuds de la face sur laquelle on applique une pression.

3 Éléments SHB15 et SHB20

Dans ce paragraphe, on présente les modélisations des éléments finis coques volumiques quadratiques SHB15 et SHB20.

L'élément SHB15 est un prisme à quinze nœuds purement tridimensionnel avec trois degrés de liberté en déplacement à chaque nœud, et il a également une direction privilégiée appelée « épaisseur » qui est normale au plan moyen du prisme. L'intégration numérique réduite est utilisée (3 points de Gauss dans le plan). L'intégration à travers l'épaisseur s'appuie sur 5 points de Gauss.

L'élément SHB20 est un hexaèdre à vingt nœuds purement tridimensionnel avec trois degrés de liberté en déplacement à chaque nœud, et il a aussi une direction privilégiée appelée « épaisseur » qui est normale au plan moyen de l'hexaèdre. L'intégration numérique réduite est utilisée (4 points de Gauss dans le plan). L'intégration à travers l'épaisseur s'appuie sur 5 points de Gauss.

Contrairement aux éléments linéaires ces éléments finis n'ont ni stabilisation ni projection.

3.1 Cinématique et interpolation des éléments SHB15 et SHB20

3.1.1 Éléments SHB15

L'élément SHB15 est formulé dans les axes locaux du plan moyen. La Figure 3.1.1-a représente la géométrie d'un élément de référence SHB15 et ses points d'intégration.

Le repère des coordonnées locales de l'élément de référence est défini par : ξ, η, ζ ou $\hat{x}_1, \hat{x}_2, \hat{x}_3$

$$\hat{x}_1 = \xi$$

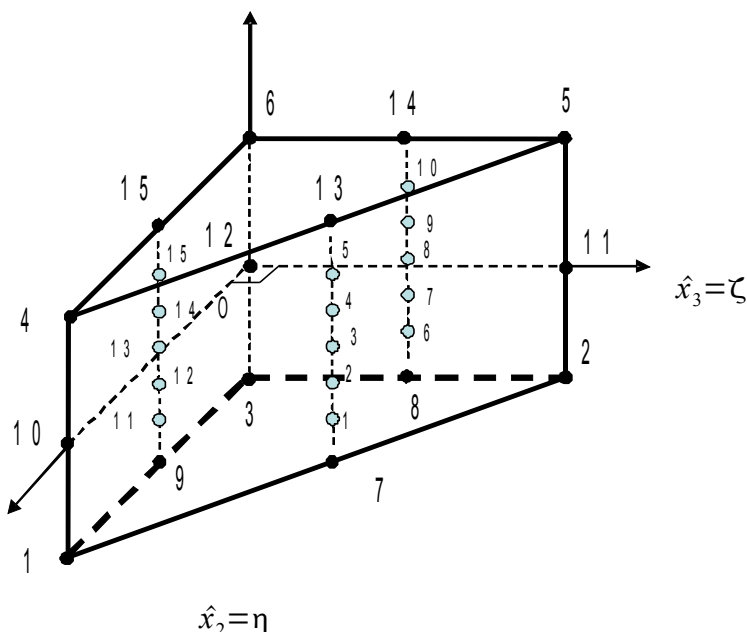


Figure 3.1.1-a . Géométrie de l'élément de référence SHB15 et ses points d'intégration

Coordonnées des noeuds:

$$\begin{aligned} &1(-1,1,0); \quad 2(-1,0,1); \quad 3(-1,0,0); \quad 4(1,1,0); \quad 5(1,0,1); \quad 6(1,0,0); \\ &7\left(-1, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right); \quad 8\left(-1, 0, \frac{1}{2}\right); \quad 9\left(-1, \frac{1}{2}, 0\right); \\ &10(0,1,0); \quad 11(0,0,1); \quad 12(0,0,0); \quad 13\left(1, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right); \quad 14\left(1, 0, \frac{1}{2}\right); \quad 15\left(1, \frac{1}{2}, 0\right). \end{aligned}$$

L'élément SHB15 est un élément quadratique iso-paramétrique. Les coordonnées spatiales $\mathbf{x}_i$ sont reliées aux coordonnées nodales $\mathbf{x}_{il}$ au moyen des fonctions de forme $\mathbf{N}_I$ par les formules :

$$\mathbf{x}_i = \mathbf{x}_{il} N_I(\hat{x}_1, \hat{x}_2, \hat{x}_3) = \sum_{i=1}^{15} \mathbf{x}_{il} N_I(\hat{x}_1, \hat{x}_2, \hat{x}_3)$$

Les mêmes fonctions de forme sont utilisées pour définir le champ de déplacement de l'élément $\mathbf{u}_i$ en termes des déplacements nodaux $\mathbf{U}_{il}$:

$$\mathbf{u}_i = \mathbf{u}_{il} N_I(\hat{x}_1, \hat{x}_2, \hat{x}_3) = \sum_{i=1}^{15} \mathbf{U}_{il} N_I(\hat{x}_1, \hat{x}_2, \hat{x}_3) \quad (6)$$

3.1.2 Élément SHB20

L'élément SHB20 est formulé dans les axes locaux du plan moyen. La Figure 3.1.2-a représente la géométrie d'un élément de référence SHB20 et ses points d'intégration.

Le repère des coordonnées locales de l'élément de référence est défini par : ξ, η, ζ ou $\hat{x}_1, \hat{x}_2, \hat{x}_3$

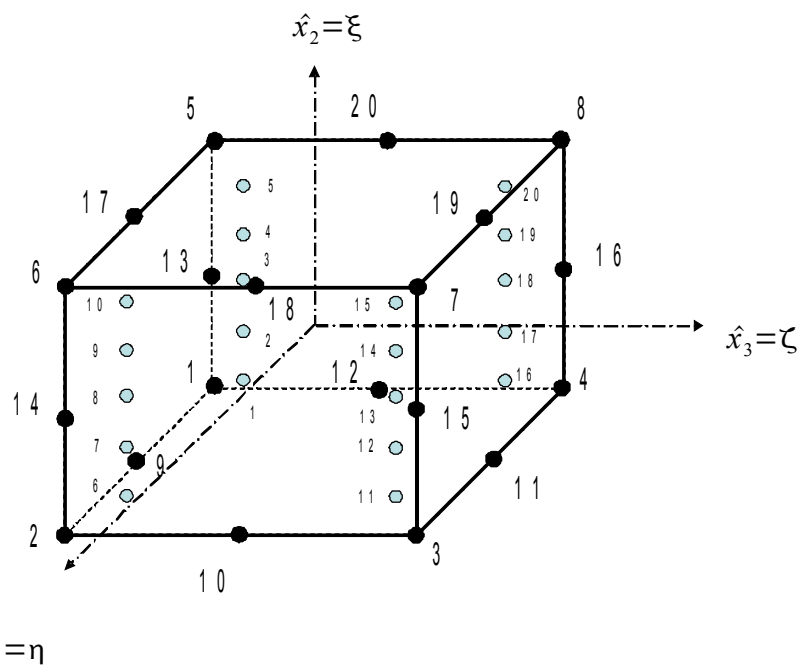


Figure 3.1.2-a. Géométrie de l'élément de référence SHB20 et ses points d'intégration

Coordonnées des noeuds:

1(-1,-1,-1)	2(1,-1,-1)	3(1,1,-1)	4(-1,1,-1)
5(-1,-1,1)	6(1,-1,1)	7(1,1,1)	8(-1,1,1)
9(0,-1,-1)	10(1,0,-1)	11(0,1,-1)	12(-1,0,-1)
13(-1,-1,0)	14(1,-1,0)	15(1,1,0)	16(-1,1,0)
17(0,-1,1)	18(1,0,1)	19(0,1,1)	20(-1,0,1)

L'élément SHB20 est aussi un élément quadratique iso-paramétrique. Les coordonnées spatiales $\mathbf{x}_i$ sont reliées aux coordonnées nodales $\mathbf{x}_{il}$ au moyen des fonctions de forme $\mathbf{N}_I$ par les formules :

$$\mathbf{x}_i = \mathbf{x}_{il} \mathbf{N}_I(\hat{x}_1, \hat{x}_2, \hat{x}_3) = \sum_{l=1}^{20} \mathbf{x}_{il} \mathbf{N}_I(\hat{x}_1, \hat{x}_2, \hat{x}_3)$$

Les mêmes fonctions de forme sont utilisées pour définir le champ de déplacement de l'élément $\mathbf{u}_i$ en termes des déplacements nodaux $\mathbf{U}_{il}$:

$$\mathbf{u}_i = \mathbf{u}_{il} \mathbf{N}_I(\hat{x}_1, \hat{x}_2, \hat{x}_3) = \sum_{l=1}^{20} \mathbf{U}_{il} \mathbf{N}_I(\hat{x}_1, \hat{x}_2, \hat{x}_3) \quad (6)$$

3.2 Opérateur gradient discrétisé

3.2.1 Élément SHB15

L'interpolation du champ de déplacement de l'élément (6) va nous permettre de définir le taux de déformation et d'écrire les relations reliant les déformations aux déplacements nodaux. On commence d'abord par écrire le gradient $\mathbf{u}_{i,j}$ du champ de déplacement :

$$\mathbf{u}_{i,j} = \mathbf{U}_{il} \mathbf{N}_{I,j} \quad (7)$$

Le tenseur de déformation ε_{ij} est donné ensuite par la partie symétrique du gradient de déplacement :

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2}(\mathbf{u}_{i,j} + \mathbf{u}_{j,i}) \quad (8)$$

Pour poursuivre les calculs, on se donne des fonctions de forme iso-paramétriques quadratiques $\mathbf{N}_i(\hat{x}_1, \hat{x}_2, \hat{x}_3)$, associées à l'élément prismatique à quinze nœuds:

$$\begin{aligned} N_1 &= \frac{1}{2} \hat{x}_2 \left[1 - \hat{x}_1 \right] (2 \hat{x}_2 - 2 - \hat{x}_1) & N_4 &= \frac{1}{2} \hat{x}_2 \left[1 + \hat{x}_1 \right] (2 \hat{x}_2 - 2 + \hat{x}_1) \\ N_2 &= \frac{1}{2} \hat{x}_3 \left[1 - \hat{x}_1 \right] (2 \hat{x}_3 - 2 - \hat{x}_1) & N_5 &= \frac{1}{2} \hat{x}_3 \left[1 + \hat{x}_1 \right] (2 \hat{x}_3 - 2 + \hat{x}_1) \\ N_3 &= -\frac{1}{2} \left[1 - \hat{x}_2 - \hat{x}_3 \right] \left[1 - \hat{x}_1 \right] \hat{x}_1 & N_6 &= \frac{1}{2} \left[1 - \hat{x}_2 - \hat{x}_3 \right] \left[1 + \hat{x}_1 \right] \hat{x}_1 \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned}
 N_7 &= 2(1 - \hat{x}_1) \hat{x}_2 \hat{x}_3 & N_8 &= 2(1 - \hat{x}_1) \left(1 - \hat{x}_2 - \hat{x}_3\right) \hat{x}_3 & N_9 &= 2(1 - \hat{x}_1) \hat{x}_2 \left(1 - \hat{x}_2 - \hat{x}_3\right) \\
 N_{10} &= (1 - \hat{x}_1) (1 + \hat{x}_1) \hat{x}_2 & N_{11} &= (1 - \hat{x}_1) (1 + \hat{x}_1) \hat{x}_3 & N_{12} &= (1 - \hat{x}_1) (1 + \hat{x}_1) \left(1 - \hat{x}_2 - \hat{x}_3\right) \\
 N_{13} &= 2(1 + \hat{x}_1) \hat{x}_2 \hat{x}_3 & N_{14} &= 2(1 + \hat{x}_1) \left(1 - \hat{x}_2 - \hat{x}_3\right) \hat{x}_3 & N_{15} &= 2(1 + \hat{x}_1) \hat{x}_2 \left(1 - \hat{x}_2 - \hat{x}_3\right) \\
 \hat{x}_1 &= [-1, 1]; & \hat{x}_2 &= [0, 1]; & \hat{x}_3 &= [0, 1 - \hat{x}_2]
 \end{aligned}$$

En combinant les équations précédentes on arrive à développer le champ de déplacement comme étant la somme d'un terme constant, de termes linéaires en $\hat{x}_i$, et de termes faisant intervenir les fonctions h_α □

Pour simplifier les écritures, on notera $\xi = \hat{x}_1$, $\eta = \hat{x}_2$, $\zeta = \hat{x}_3$

$$\begin{cases}
 u_i = a_{0i} + a_{1i}x_1 + a_{2i}x_2 + a_{3i}x_3 + c_{1i}h_1 + c_{2i}h_2 + c_{3i}h_3 + \\
 \quad c_{4i}h_4 + c_{5i}h_5 + c_{6i}h_6 + c_{7i}h_7 + c_{8i}h_8 + c_{9i}h_9 + c_{10i}h_{10} + c_{11i}h_{11} \\
 i = 1, 2, 3 \\
 h_1 = \xi\zeta, h_2 = \eta\zeta, h_3 = \xi\eta, h_4 = \xi\eta\zeta, h_5 = \xi^2, h_6 = \eta^2, \\
 h_7 = \zeta^2, h_8 = \xi^2\zeta, h_9 = \eta^2\zeta, h_{10} = \xi\zeta^2, h_{11} = \eta\zeta^2
 \end{cases} \quad (10)$$

En évaluant l'équation (6) aux nœuds de l'élément, on arrive aux trois systèmes de quinze équations suivants :

$$\begin{cases}
 \underline{d}_i = a_{0i}\underline{S} + a_{1i}\underline{x}_1 + a_{2i}\underline{x}_2 + a_{3i}\underline{x}_3 + c_{1i}\underline{h}_1 + c_{2i}\underline{h}_2 + c_{3i}\underline{h}_3 + \\
 \quad c_{4i}\underline{h}_4 + c_{5i}\underline{h}_5 + c_{6i}\underline{h}_6 + c_{7i}\underline{h}_7 + c_{8i}\underline{h}_8 + c_{9i}\underline{h}_9 + c_{10i}\underline{h}_{10} + c_{11i}\underline{h}_{11} \\
 i = 1, 2, 3
 \end{cases} \quad (11)$$

Ainsi les vecteurs $\underline{d}_i$ et $\underline{x}_i$ représentent, respectivement, les déplacements et les coordonnées nodales et sont donnés par :

$$\begin{cases}
 \underline{d}_i^T = (u_{i1}, u_{i2}, u_{i3}, u_{i4}, u_{i5}, u_{i6}, u_{i7}, u_{i8}, u_{i9}, u_{i10}, u_{i11}, u_{i12}, u_{i13}, u_{i14}, u_{i15}) \\
 \underline{x}_i^T = (x_{i1}, x_{i2}, x_{i3}, x_{i4}, x_{i5}, x_{i6}, x_{i7}, x_{i8}, x_{i9}, x_{i10}, x_{i11}, x_{i12}, x_{i13}, x_{i14}, x_{i15})
 \end{cases} \quad (12)$$

Les vecteurs $\underline{s}$ et $\underline{h}_\alpha$ ($\alpha = 1, 2, 3, \dots, 11$) sont donnés quant à eux par :

$$\left\{ \begin{array}{l} \underline{\mathbf{S}}^T = (1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1) \\ \underline{\mathbf{h}}_1^T = \left(0 \ -\frac{1}{2} \ -1 \ -\frac{1}{2} \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ \frac{1}{2} \ 1 \ \frac{1}{2} \ 0 \ 0 \right) \\ \underline{\mathbf{h}}_2^T = \left(0 \ 0 \ 0 \ -\frac{1}{2} \ -1 \ -\frac{1}{2} \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ \frac{1}{2} \ 1 \ \frac{1}{2} \right) \\ \underline{\mathbf{h}}_3^T = \left(0 \ 0 \ 0 \ \frac{1}{4} \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ \frac{1}{4} \ 0 \ 0 \right) \\ \underline{\mathbf{h}}_4^T = \left(0 \ 0 \ 0 \ -\frac{1}{4} \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ \frac{1}{4} \ 0 \ 0 \right) \\ \underline{\mathbf{h}}_5^T = \left(0 \ \frac{1}{4} \ 1 \ \frac{1}{4} \ 0 \ 0 \ 0 \ 1 \ 0 \ 0 \ \frac{1}{4} \ 1 \ \frac{1}{4} \ 0 \ 0 \right) \\ \underline{\mathbf{h}}_6^T = \left(0 \ 0 \ 0 \ \frac{1}{4} \ 1 \ \frac{1}{4} \ 0 \ 0 \ 1 \ 0 \ 0 \ 0 \ \frac{1}{4} \ 1 \ \frac{1}{4} \right) \\ \underline{\mathbf{h}}_7^T = (1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 0 \ 0 \ 0 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1) \\ \underline{\mathbf{h}}_8^T = \left(0 \ -\frac{1}{4} \ -1 \ -\frac{1}{4} \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ \frac{1}{4} \ 1 \ \frac{1}{4} \ 0 \ 0 \right) \\ \underline{\mathbf{h}}_9^T = \left(0 \ 0 \ 0 \ -\frac{1}{4} \ -1 \ -\frac{1}{4} \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ \frac{1}{4} \ 1 \ \frac{1}{4} \right) \\ \underline{\mathbf{h}}_{10}^T = \left(0 \ \frac{1}{2} \ 1 \ \frac{1}{2} \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ \frac{1}{2} \ 1 \ \frac{1}{2} \ 0 \ 0 \right) \\ \underline{\mathbf{h}}_{11}^T = \left(0 \ 0 \ 0 \ \frac{1}{2} \ 1 \ \frac{1}{2} \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ \frac{1}{2} \ 1 \ \frac{1}{2} \right) \end{array} \right. \quad (13)$$

Pour arriver à une écriture avantageuse de l'opérateur gradient discrétisé $\mathbf{B}$, on va introduire les trois vecteurs $\mathbf{b}_i$ définis par :

$$\mathbf{b}_i^T = \mathbf{N}^T_{,i}(0) = \frac{\partial \mathbf{N}}{\partial \mathbf{x}_i}(0) \quad i = 1, 2, 3 \quad (14)$$

Si nous nous plaçons en $(\hat{\mathbf{x}}_1, \hat{\mathbf{x}}_2, \hat{\mathbf{x}}_3) = (0, 0, 0)$ alors nous obtenons :

$$\mathbf{b}_i^T = \mathbf{N}^T_{,i}(0) = \text{cste}$$

où $\mathbf{N}^T$ représente: $(N_1 \ N_2 \ N_3 \ \dots \ N_{15})$.

$$\mathbf{b}_i^T = \mathbf{N}^T_{,i}(0) = \left(\frac{\partial N_1}{\partial \mathbf{x}_i}(0), \dots, \frac{\partial N_{15}}{\partial \mathbf{x}_i}(0) \right)$$

$$\frac{\partial N_I}{\partial x_j} = \left(\frac{\partial N_I}{\partial \xi} \cdot \frac{\partial \xi}{\partial x_j} + \frac{\partial N_I}{\partial \eta} \cdot \frac{\partial \eta}{\partial x_j} + \frac{\partial N_I}{\partial \zeta} \cdot \frac{\partial \zeta}{\partial x_j} \right) \Big|_{\xi=\eta=\zeta=0} = \left(\frac{\partial N_I}{\partial \xi} \cdot j_{1j} + \frac{\partial N_I}{\partial \eta} \cdot j_{2j} + \frac{\partial N_I}{\partial \zeta} \cdot j_{3j} \right) \Big|_{\xi=\eta=\zeta=0}$$

avec $I = 1, 2, \dots, 15$ et $j = 1, 2, 3$

$$\mathbf{F}^{-1} \Big|_{\xi=\eta=\zeta=0} = \begin{pmatrix} \frac{\partial \xi}{\partial x} & \frac{\partial \xi}{\partial y} & \frac{\partial \xi}{\partial z} \\ \frac{\partial \eta}{\partial x} & \frac{\partial \eta}{\partial y} & \frac{\partial \eta}{\partial z} \\ \frac{\partial \zeta}{\partial x} & \frac{\partial \zeta}{\partial y} & \frac{\partial \zeta}{\partial z} \end{pmatrix} \Big|_{\xi=\eta=\zeta=0} = \begin{pmatrix} j_{11} & j_{12} & j_{13} \\ j_{21} & j_{22} & j_{23} \\ j_{31} & j_{32} & j_{33} \end{pmatrix}$$

Nous avons :

$$\begin{array}{lll} N_{1,\xi} = \frac{(1-\zeta)}{2}(4\xi+4\eta+\zeta-2) & N_{1,\eta} = \frac{(1-\zeta)}{2}(4\xi+4\eta+\zeta-2) & N_{1,\zeta} = \frac{(1-\xi-\eta)}{2}(2\xi+2\eta+2\zeta-1) \\ N_{2,\xi} = 2(1-\zeta)(1-2\xi-\eta) & N_{2,\eta} = -2(1-\zeta)\xi & N_{2,\zeta} = -2\xi(1-\xi-\eta) \\ N_{3,\xi} = \frac{(1-\zeta)}{2}(-2+4\xi-\zeta) & N_{3,\eta} = 0 & N_{3,\zeta} = \frac{\xi}{2}(1-2\xi+2\zeta) \\ N_{4,\xi} = 2(1-\zeta)\eta & N_{4,\eta} = 2(1-\zeta)\xi & N_{4,\zeta} = -2\xi\eta \\ N_{5,\xi} = 0 & N_{5,\eta} = \frac{(1-\zeta)}{2}(-2+4\eta-\zeta) & N_{5,\zeta} = \frac{\eta}{2}(1-2\eta+2\zeta) \\ N_{6,\xi} = -2(1-\zeta)\eta & N_{6,\eta} = 2(1-\zeta)(1-\xi-2\eta) & N_{6,\zeta} = -2\eta(1-\xi-\eta) \\ N_{7,\xi} = -1+\zeta^2 & N_{7,\eta} = -1+\zeta^2 & N_{7,\zeta} = -2\zeta(1-\xi-\eta) \\ N_{8,\xi} = 1-\zeta^2 & N_{8,\eta} = 0 & N_{8,\zeta} = -2\zeta\xi \\ N_{9,\xi} = 0 & N_{9,\eta} = 1-\zeta^2 & N_{9,\zeta} = -2\zeta\eta \\ N_{10,\xi} = \frac{(1+\zeta)}{2}(4\xi+4\eta-\zeta-2) & N_{10,\eta} = \frac{(1+\zeta)}{2}(4\xi+4\eta-\zeta-2) & N_{10,\zeta} = \frac{(1-\xi-\eta)}{2}(-2\xi-2\eta+2\zeta+1) \\ N_{11,\xi} = 2(1+\zeta)(1-2\xi-\eta) & N_{11,\eta} = -2(1+\zeta)\xi & N_{11,\zeta} = 2\xi(1-\xi-\eta) \\ N_{12,\xi} = \frac{(1+\zeta)}{2}(-2+4\xi+\zeta) & N_{12,\eta} = 0 & N_{12,\zeta} = \frac{\xi}{2}(-1+2\xi+2\zeta) \\ N_{13,\xi} = 2(1+\zeta)\eta & N_{13,\eta} = 2(1+\zeta)\xi & N_{13,\zeta} = 2\xi\eta \\ N_{14,\xi} = 0 & N_{14,\eta} = \frac{(1+\zeta)}{2}(-2+4\eta+\zeta) & N_{14,\zeta} = \frac{\eta}{2}(-1+2\eta+2\zeta) \\ N_{15,\xi} = -2(1+\zeta)\eta & N_{15,\eta} = 2(1+\zeta)(1-2\eta-\xi) & N_{15,\zeta} = 2\eta(1-\xi-\eta) \end{array}$$

Donc, en $(\hat{\mathbf{x}}_1, \hat{\mathbf{x}}_2, \hat{\mathbf{x}}_3) = (0, 0, 0)$, nous avons :

$$\underline{\mathbf{b}}_i^T = (j_{i1} \quad j_{i2} \quad j_{i3}) \cdot \begin{bmatrix} -1 & 2 & -1 & 0 & 0 & 0 & -1 & 1 & 0 & -1 & 2 & -1 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 & -1 & 2 & -1 & 0 & 1 & -1 & 0 & 0 & 0 & -1 & 2 \\ -\frac{1}{2} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

De plus, on peut vérifier par des considérations algébriques que les conditions d'orthogonalité suivantes sont satisfaites :

$$\left\{ \begin{array}{l} \underline{\mathbf{b}}_i^T \cdot \underline{\mathbf{h}}_\alpha = 0; \quad \underline{\mathbf{b}}_i^T \cdot \underline{\mathbf{S}} = 0; \quad \underline{\mathbf{b}}_i^T \cdot \underline{\mathbf{x}}_j = \delta_{ij} \\ \underline{\mathbf{h}}_1^T \cdot \underline{\mathbf{S}} = 0; \quad \underline{\mathbf{h}}_2^T \cdot \underline{\mathbf{S}} = 0; \quad \underline{\mathbf{h}}_3^T \cdot \underline{\mathbf{S}} = \frac{1}{2}; \quad \underline{\mathbf{h}}_4^T \cdot \underline{\mathbf{S}} = 0; \quad \underline{\mathbf{h}}_5^T \cdot \underline{\mathbf{S}} = 4; \quad \underline{\mathbf{h}}_6^T \cdot \underline{\mathbf{S}} = 4; \\ \underline{\mathbf{h}}_7^T \cdot \underline{\mathbf{S}} = 12; \quad \underline{\mathbf{h}}_8^T \cdot \underline{\mathbf{S}} = 0 \quad \underline{\mathbf{h}}_9^T \cdot \underline{\mathbf{S}} = 0 \quad \underline{\mathbf{h}}_{10}^T \cdot \underline{\mathbf{S}} = 4 \quad \underline{\mathbf{h}}_{11}^T \cdot \underline{\mathbf{S}} = 4 \\ \underline{\mathbf{h}}_m^T \cdot \underline{\mathbf{h}}_n = \begin{bmatrix} 3 & -\frac{1}{2} & 0 & \frac{1}{4} & 0 & 0 & 0 & \frac{5}{2} & \frac{1}{4} & 0 & 0 \\ -\frac{1}{2} & 3 & 0 & \frac{1}{4} & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{4} & \frac{5}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{8} & 0 & \frac{1}{8} & \frac{1}{8} & \frac{1}{2} & 0 & 0 & \frac{1}{4} & \frac{1}{4} \\ \frac{1}{4} & \frac{1}{4} & 0 & \frac{1}{8} & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{8} & \frac{1}{8} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{8} & 0 & \frac{13}{4} & \frac{1}{8} & 3 & 0 & 0 & \frac{5}{2} & \frac{1}{4} \\ 0 & 0 & \frac{1}{8} & 0 & \frac{1}{8} & \frac{13}{4} & 3 & 0 & 0 & \frac{1}{4} & \frac{5}{2} \\ 0 & 0 & \frac{1}{2} & 0 & 3 & 3 & 12 & 0 & 0 & 4 & 4 \\ \frac{5}{2} & \frac{1}{4} & 0 & \frac{1}{8} & 0 & 0 & 0 & \frac{9}{4} & \frac{1}{8} & 0 & 0 \\ \frac{1}{4} & \frac{5}{2} & 0 & \frac{1}{8} & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{8} & \frac{9}{4} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{4} & 0 & \frac{5}{2} & \frac{1}{4} & 4 & 0 & 0 & 3 & \frac{1}{2} \\ 0 & 0 & \frac{1}{4} & 0 & \frac{1}{4} & \frac{5}{2} & 4 & 0 & 0 & \frac{1}{2} & 3 \end{bmatrix} \quad (15) \\ \alpha = 1, 2, \dots, 11 \quad i, j = 1, 2, 3 \end{array} \right. \quad \delta \text{ désigne le symbol de Kronecker ; } m, n = 1, 2, \dots, 11$$

A ce stade, on peut déterminer les constantes inconnues qui interviennent dans l'écriture (10) du champ de déplacement en multipliant scalairement l'équation (11) par $\underline{\mathbf{b}}_j^T$, $\underline{\mathbf{S}}^T$ et $\underline{\mathbf{h}}_\alpha^T$ respectivement, et en utilisant les relations d'orthogonalité (15).

On obtient après calculs : $a_{ji} = \underline{\mathbf{b}}_j^T \cdot \underline{\mathbf{d}}_i$ $c_{\alpha i} = \underline{\boldsymbol{\gamma}}_\alpha^T \cdot \underline{\mathbf{d}}_i$

avec

$$\begin{aligned} \underline{\boldsymbol{\gamma}}_\alpha^T = & n_{\alpha 1} \left(\underline{\mathbf{h}}_1^T - \left(\underline{\mathbf{h}}_1^T \cdot \underline{\mathbf{x}}_j \right) \underline{\mathbf{b}}_j^T \right) + n_{\alpha 2} \left(\underline{\mathbf{h}}_2^T - \left(\underline{\mathbf{h}}_2^T \cdot \underline{\mathbf{x}}_j \right) \underline{\mathbf{b}}_j^T \right) + \\ & + n_{\alpha 3} \left[\left(\underline{\mathbf{h}}_3^T - \frac{1}{30} \underline{\mathbf{S}}_3^T \right) - \left(\left(\underline{\mathbf{h}}_3^T - \frac{1}{30} \underline{\mathbf{S}}_3^T \right) \cdot \underline{\mathbf{x}}_j \right) \underline{\mathbf{b}}_j^T \right] + n_{\alpha 4} \left(\underline{\mathbf{h}}_4^T - \left(\underline{\mathbf{h}}_4^T \cdot \underline{\mathbf{x}}_j \right) \underline{\mathbf{b}}_j^T \right) \\ & + n_{\alpha 5} \left[\left(\underline{\mathbf{h}}_5^T - \frac{4}{15} \underline{\mathbf{S}}_5^T \right) - \left(\left(\underline{\mathbf{h}}_5^T - \frac{4}{15} \underline{\mathbf{S}}_5^T \right) \cdot \underline{\mathbf{x}}_j \right) \underline{\mathbf{b}}_j^T \right] + n_{\alpha 6} \left(\underline{\mathbf{h}}_6^T - \frac{4}{15} \underline{\mathbf{S}}_6^T - \left(\left(\underline{\mathbf{h}}_6^T - \frac{4}{15} \underline{\mathbf{S}}_6^T \right) \cdot \underline{\mathbf{x}}_j \right) \underline{\mathbf{b}}_j^T \right) \\ & + n_{\alpha 7} \left(\left(\underline{\mathbf{h}}_7^T - \frac{4}{5} \underline{\mathbf{S}}_7^T \right) - \left(\left(\underline{\mathbf{h}}_7^T - \frac{4}{5} \underline{\mathbf{S}}_7^T \right) \cdot \underline{\mathbf{x}}_j \right) \underline{\mathbf{b}}_j^T \right) + n_{\alpha 8} \left(\underline{\mathbf{h}}_8^T - \left(\underline{\mathbf{h}}_8^T \cdot \underline{\mathbf{x}}_j \right) \underline{\mathbf{b}}_j^T \right) + n_{\alpha 9} \left(\underline{\mathbf{h}}_9^T - \left(\underline{\mathbf{h}}_9^T \cdot \underline{\mathbf{x}}_j \right) \underline{\mathbf{b}}_j^T \right) \\ & + n_{\alpha 10} \left[\left(\underline{\mathbf{h}}_{10}^T - \frac{4}{15} \underline{\mathbf{S}}_{10}^T \right) - \left(\left(\underline{\mathbf{h}}_{10}^T - \frac{4}{15} \underline{\mathbf{S}}_{10}^T \right) \cdot \underline{\mathbf{x}}_j \right) \underline{\mathbf{b}}_j^T \right] + n_{\alpha 11} \left(\underline{\mathbf{h}}_{11}^T - \frac{4}{15} \underline{\mathbf{S}}_{11}^T - \left(\left(\underline{\mathbf{h}}_{11}^T - \frac{4}{15} \underline{\mathbf{S}}_{11}^T \right) \cdot \underline{\mathbf{x}}_j \right) \underline{\mathbf{b}}_j^T \right) \end{aligned}$$

$$[\mathbf{n}_{\alpha\beta}] = \begin{bmatrix} \frac{17}{2} & 0 & 0 & -8 & 0 & 0 & 0 & -9 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{17}{2} & 0 & -8 & 0 & 0 & 0 & 0 & -9 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{256}{17} & 0 & \frac{36}{17} & \frac{36}{17} & 2 & 0 & 0 & -\frac{58}{17} & -\frac{58}{17} \\ -8 & -8 & 0 & 24 & 0 & 0 & 0 & 8 & 8 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{36}{17} & 0 & \frac{316}{187} & \frac{146}{187} & 1 & 0 & 0 & -\frac{324}{187} & -\frac{171}{187} \\ 0 & 0 & \frac{36}{17} & 0 & \frac{146}{187} & \frac{316}{187} & 1 & 0 & 0 & -\frac{171}{187} & -\frac{324}{187} \\ 0 & 0 & 2 & 0 & 1 & 1 & \frac{3}{2} & 0 & 0 & -\frac{3}{2} & -\frac{3}{2} \\ -9 & 0 & 0 & 8 & 0 & 0 & 0 & 10 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -9 & 0 & 8 & 0 & 0 & 0 & 0 & 10 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{58}{17} & 0 & -\frac{324}{187} & -\frac{171}{187} & -\frac{3}{2} & 0 & 0 & \frac{505}{187} & \frac{585}{374} \\ 0 & 0 & -\frac{58}{17} & 0 & -\frac{171}{187} & -\frac{324}{187} & -\frac{3}{2} & 0 & 0 & \frac{585}{374} & \frac{505}{187} \end{bmatrix} \quad \alpha, \beta = 1, 2, \dots, 11$$

Le champ de déplacement se met finalement sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} u_i &= a_{0i} + a_{1i}x_1 + a_{2i}x_2 + a_{3i}x_3 + c_{1i}h_1 + c_{2i}h_2 + c_{3i}h_3 + c_{4i}h_4 + c_{5i}h_5 + c_{6i}h_6 \\ &\quad + c_{7i}h_7 + c_{8i}h_8 + c_{9i}h_9 + c_{10i}h_{10} + c_{11i}h_{11} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} u_i &= a_{0i} + \underline{\mathbf{b}}_1^T \cdot \underline{\mathbf{d}}_i x_1 + \underline{\mathbf{b}}_2^T \cdot \underline{\mathbf{d}}_i x_2 + \underline{\mathbf{b}}_3^T \cdot \underline{\mathbf{d}}_i x_3 + \underline{\gamma}_1^T \cdot \underline{\mathbf{d}}_i h_1 + \underline{\gamma}_2^T \cdot \underline{\mathbf{d}}_i h_2 + \\ &\quad + \underline{\gamma}_3^T \cdot \underline{\mathbf{d}}_i h_3 + \underline{\gamma}_4^T \cdot \underline{\mathbf{d}}_i h_4 + \underline{\gamma}_5^T \cdot \underline{\mathbf{d}}_i h_5 + \underline{\gamma}_6^T \cdot \underline{\mathbf{d}}_i h_6 + \underline{\gamma}_7^T \cdot \underline{\mathbf{d}}_i h_7 \\ &\quad + \underline{\gamma}_8^T \cdot \underline{\mathbf{d}}_i h_8 + \underline{\gamma}_9^T \cdot \underline{\mathbf{d}}_i h_9 + \underline{\gamma}_{10}^T \cdot \underline{\mathbf{d}}_i h_{10} + \underline{\gamma}_{11}^T \cdot \underline{\mathbf{d}}_i h_{11} \\ u_i &= a_{0i} + (\underline{\mathbf{b}}_1^T x_1 + \underline{\mathbf{b}}_2^T x_2 + \underline{\mathbf{b}}_3^T x_3 + \underline{\gamma}_1^T h_1 + \underline{\gamma}_2^T h_2 + \underline{\gamma}_3^T h_3 + \underline{\gamma}_4^T h_4 + \underline{\gamma}_5^T h_5 \\ &\quad + \underline{\gamma}_6^T h_6 + \underline{\gamma}_7^T h_7 + \underline{\gamma}_8^T h_8 + \underline{\gamma}_9^T h_9 + \underline{\gamma}_{10}^T h_{10} + \underline{\gamma}_{11}^T h_{11}) \cdot \underline{\mathbf{d}}_i \end{aligned}$$

(16)

En dérivant la formule ci-dessus par rapport à x_j , on obtient le gradient de déplacement :

$$u_{i,j} = \left(\mathbf{b}'_j + \sum_{\alpha=1}^{11} h_{\alpha,j} \gamma_{\alpha}^T \right) \cdot \mathbf{d}_i \quad (17)$$

3.2.2 Élément SHB20

L'interpolation du champ de déplacement de l'élément va nous permettre de définir le taux de déformation et d'écrire les relations reliant les déformations aux déplacements nodaux. On commence d'abord par écrire le gradient $\mathbf{u}_{i,j}$ du champ de déplacement :

$$\mathbf{u}_{i,j} = \mathbf{u}_{il} \mathbf{N}_{l,j} \quad (18)$$

Le tenseur de déformation ε_{ij} est donné ensuite par la partie symétrique du gradient de déplacement :

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} (u_{i,j} + u_{j,i}) \quad (19)$$

Pour poursuivre les calculs, on se donne des fonctions de forme iso-paramétriques quadratiques $\mathbf{N}_i(\hat{x}_1, \hat{x}_2, \hat{x}_3)$ associées à l'élément hexaédrique à vingt nœuds :

$$\begin{aligned}
 N_1 &= \frac{1}{8} \begin{pmatrix} 1 - \hat{x}_1 \\ 1 - \hat{x}_2 \\ 1 - \hat{x}_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -2 - \hat{x}_1 - \hat{x}_2 - \hat{x}_3 \end{pmatrix} \\
 N_2 &= \frac{1}{8} \begin{pmatrix} 1 + \hat{x}_1 \\ 1 - \hat{x}_2 \\ 1 - \hat{x}_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -2 + \hat{x}_1 - \hat{x}_2 - \hat{x}_3 \end{pmatrix} \\
 N_3 &= \frac{1}{8} \begin{pmatrix} 1 + \hat{x}_1 \\ 1 + \hat{x}_2 \\ 1 - \hat{x}_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -2 + \hat{x}_1 + \hat{x}_2 - \hat{x}_3 \end{pmatrix} \\
 N_4 &= \frac{1}{8} \begin{pmatrix} 1 - \hat{x}_1 \\ 1 + \hat{x}_2 \\ 1 - \hat{x}_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -2 - \hat{x}_1 + \hat{x}_2 - \hat{x}_3 \end{pmatrix} \\
 N_5 &= \frac{1}{8} \begin{pmatrix} 1 - \hat{x}_1 \\ 1 - \hat{x}_2 \\ 1 + \hat{x}_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -2 - \hat{x}_1 - \hat{x}_2 + \hat{x}_3 \end{pmatrix} \\
 N_6 &= \frac{1}{8} \begin{pmatrix} 1 + \hat{x}_1 \\ 1 - \hat{x}_2 \\ 1 + \hat{x}_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -2 + \hat{x}_1 - \hat{x}_2 + \hat{x}_3 \end{pmatrix} \\
 N_7 &= \frac{1}{8} \begin{pmatrix} 1 + \hat{x}_1 \\ 1 + \hat{x}_2 \\ 1 + \hat{x}_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -2 + \hat{x}_1 + \hat{x}_2 + \hat{x}_3 \end{pmatrix} \\
 N_8 &= \frac{1}{8} \begin{pmatrix} 1 - \hat{x}_1 \\ 1 + \hat{x}_2 \\ 1 + \hat{x}_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -2 - \hat{x}_1 + \hat{x}_2 + \hat{x}_3 \end{pmatrix} \\
 N_9 &= \frac{1}{4} \begin{pmatrix} 1 - \hat{x}_1^2 \\ 1 - \hat{x}_2 \\ 1 - \hat{x}_3 \end{pmatrix} \\
 N_{10} &= \frac{1}{4} \begin{pmatrix} 1 - \hat{x}_2^2 \\ 1 + \hat{x}_1 \\ 1 - \hat{x}_3 \end{pmatrix} \\
 N_{11} &= \frac{1}{4} \begin{pmatrix} 1 - \hat{x}_1^2 \\ 1 + \hat{x}_2 \\ 1 - \hat{x}_3 \end{pmatrix} \\
 N_{12} &= \frac{1}{4} \begin{pmatrix} 1 - \hat{x}_2^2 \\ 1 - \hat{x}_1 \\ 1 - \hat{x}_3 \end{pmatrix} \\
 N_{13} &= \frac{1}{4} \begin{pmatrix} 1 - \hat{x}_3^2 \\ 1 - \hat{x}_1 \\ 1 - \hat{x}_2 \end{pmatrix} \\
 N_{14} &= \frac{1}{4} \begin{pmatrix} 1 - \hat{x}_3^2 \\ 1 + \hat{x}_1 \\ 1 - \hat{x}_2 \end{pmatrix} \\
 N_{15} &= \frac{1}{4} \begin{pmatrix} 1 - \hat{x}_3^2 \\ 1 + \hat{x}_1 \\ 1 + \hat{x}_2 \end{pmatrix} \\
 N_{16} &= \frac{1}{4} \begin{pmatrix} 1 - \hat{x}_3^2 \\ 1 - \hat{x}_1 \\ 1 + \hat{x}_2 \end{pmatrix} \\
 N_{17} &= \frac{1}{4} \begin{pmatrix} 1 - \hat{x}_1^2 \\ 1 - \hat{x}_2 \\ 1 + \hat{x}_3 \end{pmatrix} \\
 N_{18} &= \frac{1}{4} \begin{pmatrix} 1 - \hat{x}_2^2 \\ 1 + \hat{x}_1 \\ 1 + \hat{x}_3 \end{pmatrix} \\
 N_{19} &= \frac{1}{4} \begin{pmatrix} 1 - \hat{x}_1^2 \\ 1 + \hat{x}_2 \\ 1 + \hat{x}_3 \end{pmatrix} \\
 N_{20} &= \frac{1}{4} \begin{pmatrix} 1 - \hat{x}_2^2 \\ 1 - \hat{x}_1 \\ 1 + \hat{x}_3 \end{pmatrix}
 \end{aligned}
 \tag{20}$$

$$\hat{x}_1 = [-1, 1]; \quad \hat{x}_2 = [-1, 1]; \quad \hat{x}_3 = [-1, 1]$$

En combinant les équations précédentes on arrive à développer le champ de déplacement comme étant la somme d'un terme constant, de termes linéaires en x_i , et de termes faisant intervenir les fonctions h_α □

$$\begin{cases} u_i = a_{0i} + a_{1i}x_1 + a_{2i}x_2 + a_{3i}x_3 + c_{1i}h_1 + c_{2i}h_2 + c_{3i}h_3 + c_{4i}h_4 + c_{5i}h_5 + c_{6i}h_6 + c_{7i}h_7 \\ \quad + c_{8i}h_8 + c_{9i}h_9 + c_{10i}h_{10} + c_{11i}h_{11} + c_{12i}h_{12} + c_{13i}h_{13} + c_{14i}h_{14} + c_{15i}h_{15} + c_{16i}h_{16} \\ i = 1, 2, 3 \end{cases} \quad (21)$$
$$\begin{cases} h_1 = \xi\zeta, h_2 = \eta\zeta, h_3 = \xi\eta, h_4 = \xi^2, h_5 = \eta^2, h_6 = \zeta^2, h_7 = \xi\eta\zeta, h_8 = \xi^2\eta, h_9 = \xi^2\zeta, \\ h_{10} = \eta^2\xi, h_{11} = \eta^2\zeta, h_{12} = \zeta^2\xi, h_{13} = \zeta^2\eta, h_{14} = \xi^2\eta\zeta, h_{15} = \xi\eta^2\zeta, h_{16} = \xi\eta\zeta^2 \end{cases}$$

Pour simplifier les écritures, on notera $\xi = \hat{x}_1$, $\eta = \hat{x}_2$, $\zeta = \hat{x}_3$

En évaluant l'équation **16** aux nœuds de l'élément, on arrive aux trois systèmes de vingt équations suivants :

$$\begin{cases} \underline{\mathbf{d}}_i = a_{0i}\underline{\mathbf{S}} + a_{1i}\underline{\mathbf{x}}_1 + a_{2i}\underline{\mathbf{x}}_2 + a_{3i}\underline{\mathbf{x}}_3 + c_{1i}\underline{\mathbf{h}}_1 + c_{2i}\underline{\mathbf{h}}_2 + c_{3i}\underline{\mathbf{h}}_3 + \dots + c_{16i}\underline{\mathbf{h}}_{16} \\ i = 1, 2, 3 \end{cases} \quad (22)$$

Ainsi les vecteurs $\underline{\mathbf{d}}_i$ et $\underline{\mathbf{x}}_i$ représentent, respectivement, les déplacements et les coordonnées nodales et sont donnés par :

$$\begin{cases} \underline{\mathbf{d}}_i^T = (u_{i1}, u_{i2}, u_{i3}, \dots, u_{i20}) \\ \underline{\mathbf{x}}_i^T = (x_{i1}, x_{i2}, x_{i3}, \dots, x_{i20}) \end{cases} \quad (23)$$

Les vecteurs $\underline{\mathbf{S}}$ et $\underline{\mathbf{h}}_\alpha$ ($\alpha = 1, 2, 3, \dots, 16$) sont donnés quant à eux par :

$$\left\{ \begin{array}{l} \underline{\mathbf{S}}^T = (1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1) \\ \underline{\mathbf{h}}_1^T = (1 \ -1 \ -1 \ 1 \ -1 \ 1 \ 1 \ -1 \ 0 \ -1 \ 0 \ 1 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 1 \ 0 \ -1) \\ \underline{\mathbf{h}}_2^T = (1 \ 1 \ -1 \ -1 \ -1 \ -1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 0 \ -1 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ -1 \ 0 \ 1 \ 0) \\ \underline{\mathbf{h}}_3^T = (1 \ -1 \ 1 \ -1 \ 1 \ -1 \ 1 \ -1 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 1 \ -1 \ 1 \ -1 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0) \\ \underline{\mathbf{h}}_4^T = (1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 0 \ 1 \ 0 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 0 \ 1 \ 0 \ 1) \\ \underline{\mathbf{h}}_5^T = (1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 0 \ 1 \ 0 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 0 \ 1 \ 0) \\ \underline{\mathbf{h}}_6^T = (1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1) \\ \underline{\mathbf{h}}_7^T = (-1 \ 1 \ -1 \ 1 \ 1 \ -1 \ 1 \ -1 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0) \\ \underline{\mathbf{h}}_8^T = (-1 \ -1 \ 1 \ 1 \ -1 \ -1 \ 1 \ 1 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ -1 \ -1 \ 1 \ 1 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0) \\ \underline{\mathbf{h}}_9^T = (-1 \ -1 \ -1 \ -1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 0 \ -1 \ 0 \ -1 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 1 \ 0 \ 1) \\ \underline{\mathbf{h}}_{10}^T = (-1 \ 1 \ 1 \ -1 \ -1 \ 1 \ 1 \ -1 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ -1 \ 1 \ 1 \ -1 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0) \\ \underline{\mathbf{h}}_{11}^T = (-1 \ -1 \ -1 \ -1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1 \ -1 \ 0 \ -1 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 1 \ 0 \ 1 \ 0) \\ \underline{\mathbf{h}}_{12}^T = (-1 \ 1 \ 1 \ -1 \ -1 \ 1 \ 1 \ -1 \ 0 \ 1 \ 0 \ -1 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 1 \ 0 \ -1) \\ \underline{\mathbf{h}}_{13}^T = (-1 \ -1 \ 1 \ 1 \ -1 \ -1 \ 1 \ 1 \ -1 \ 0 \ 1 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ -1 \ 0 \ 1 \ 0) \\ \underline{\mathbf{h}}_{14}^T = (1 \ 1 \ -1 \ -1 \ -1 \ -1 \ 1 \ 1 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0) \\ \underline{\mathbf{h}}_{15}^T = (1 \ -1 \ -1 \ 1 \ -1 \ 1 \ 1 \ -1 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0) \\ \underline{\mathbf{h}}_{16}^T = (1 \ -1 \ 1 \ -1 \ 1 \ -1 \ 1 \ -1 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0) \end{array} \right. \quad (24)$$

Pour arriver à une écriture avantageuse de l'opérateur gradient discrétisé $\mathbf{B}$, on va introduire les trois vecteurs $\mathbf{b}_i$ définis par :

$$\mathbf{b}_i^T = \mathbf{N}^T_{,i}(0) = \frac{\partial \mathbf{N}}{\partial \mathbf{x}_i}(0) \quad i = 1, 2, 3 \quad (25)$$

Si nous nous plaçons en $(\hat{\mathbf{x}}_1, \hat{\mathbf{x}}_2, \hat{\mathbf{x}}_3) = (0, 0, 0)$ alors nous obtenons :

$$\mathbf{b}_i^T = \mathbf{N}^T_{,i}(0) = \text{cste}$$

où $\mathbf{N}^T$ représente: $(N_1 \ N_2 \ N_3 \dots N_{20})$

$$\mathbf{b}_i^T = \mathbf{N}^T_{,i}(0) = \left(\frac{\partial N_1}{\partial x_i}(0), \dots, \frac{\partial N_{20}}{\partial x_i}(0) \right)$$

$$\frac{\partial N_I}{\partial x_j} = \left(\frac{\partial N_I}{\partial \xi} \cdot \frac{\partial \xi}{\partial x_j} + \frac{\partial N_I}{\partial \eta} \cdot \frac{\partial \eta}{\partial x_j} + \frac{\partial N_I}{\partial \zeta} \cdot \frac{\partial \zeta}{\partial x_j} \right)_{|\xi=\eta=\zeta=0} = \left(\frac{\partial N_I}{\partial \xi} \cdot j_{1j} + \frac{\partial N_I}{\partial \eta} \cdot j_{2j} + \frac{\partial N_I}{\partial \zeta} \cdot j_{3j} \right)_{\xi=\eta=\zeta=0}$$

avec $I = 1, 2, \dots, 20$ et $j = 1, 2, 3$

$$\mathbf{F}^{-1}_{|\xi=\eta=\zeta=0} = \begin{pmatrix} \frac{\partial \xi}{\partial x} & \frac{\partial \xi}{\partial y} & \frac{\partial \xi}{\partial z} \\ \frac{\partial \eta}{\partial x} & \frac{\partial \eta}{\partial y} & \frac{\partial \eta}{\partial z} \\ \frac{\partial \zeta}{\partial x} & \frac{\partial \zeta}{\partial y} & \frac{\partial \zeta}{\partial z} \end{pmatrix}_{|\xi=\eta=\zeta=0} = \begin{pmatrix} j_{11} & j_{12} & j_{13} \\ j_{21} & j_{22} & j_{23} \\ j_{31} & j_{32} & j_{33} \end{pmatrix}$$

Après calculs on trouve :

$$\underline{\mathbf{b}}_i^T = (j_{i1} \ j_{i2} \ j_{i3}) \cdot \begin{bmatrix} \frac{1}{8} & -\frac{1}{8} & -\frac{1}{8} & \frac{1}{8} & \frac{1}{8} & -\frac{1}{8} & -\frac{1}{8} & \frac{1}{8} & 0 & \frac{1}{4} & 0 & -\frac{1}{4} & -\frac{1}{4} & \frac{1}{4} & \frac{1}{4} & -\frac{1}{4} & 0 & \frac{1}{4} & 0 & -\frac{1}{4} \\ \frac{1}{8} & \frac{1}{8} & -\frac{1}{8} & -\frac{1}{8} & \frac{1}{8} & \frac{1}{8} & -\frac{1}{8} & -\frac{1}{8} & -\frac{1}{4} & 0 & \frac{1}{4} & 0 & -\frac{1}{4} & -\frac{1}{4} & \frac{1}{4} & \frac{1}{4} & -\frac{1}{4} & 0 & \frac{1}{4} & 0 \\ \frac{1}{8} & \frac{1}{8} & \frac{1}{8} & \frac{1}{8} & -\frac{1}{8} & -\frac{1}{8} & -\frac{1}{8} & -\frac{1}{8} & -\frac{1}{4} & -\frac{1}{4} & -\frac{1}{4} & -\frac{1}{4} & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{4} & \frac{1}{4} & \frac{1}{4} & \frac{1}{4} \end{bmatrix}$$

De plus, on peut vérifier par des considérations algébriques que les conditions d'orthogonalité suivantes sont satisfaites :

$$\underline{\mathbf{h}}_m^T \cdot \underline{\mathbf{h}}_n = \begin{bmatrix} \mathbf{12} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 8 & 0 \\ 0 & \mathbf{12} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 8 & 0 \\ 0 & 0 & \mathbf{12} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 8 \\ 0 & 0 & 0 & \mathbf{16} & \mathbf{12} & \mathbf{12} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \mathbf{12} & \mathbf{16} & \mathbf{12} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \mathbf{12} & \mathbf{12} & \mathbf{16} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \mathbf{8} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \mathbf{12} & 0 & 0 & 0 & 0 & \mathbf{8} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \mathbf{12} & 0 & \mathbf{8} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \mathbf{8} & 0 & \mathbf{12} & 0 & \mathbf{8} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \mathbf{8} & 0 & \mathbf{12} & 0 & \mathbf{12} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \mathbf{8} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \mathbf{12} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \mathbf{8} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \mathbf{8} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \mathbf{8} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \mathbf{8} & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

$m, n = 1, 2, \dots, 16$

$$\begin{aligned} \underline{\mathbf{b}}_i^T \cdot \underline{\mathbf{h}}_\alpha &= 0; \quad \underline{\mathbf{b}}_i^T \cdot \underline{\mathbf{S}} = 0; \quad \underline{\mathbf{b}}_i^T \cdot \underline{\mathbf{x}}_j = \delta_{ij} \\ \underline{\mathbf{h}}_1^T \cdot \underline{\mathbf{S}} &= 0; \quad \underline{\mathbf{h}}_2^T \cdot \underline{\mathbf{S}} = 0; \quad \underline{\mathbf{h}}_3^T \cdot \underline{\mathbf{S}} = 0; \quad \underline{\mathbf{h}}_4^T \cdot \underline{\mathbf{S}} = 16; \quad \underline{\mathbf{h}}_5^T \cdot \underline{\mathbf{S}} = 16; \quad \underline{\mathbf{h}}_6^T \cdot \underline{\mathbf{S}} = 16; \quad \underline{\mathbf{h}}_7^T \cdot \underline{\mathbf{S}} = 0; \quad \underline{\mathbf{h}}_8^T \cdot \underline{\mathbf{S}} = 0 \\ \underline{\mathbf{h}}_9^T \cdot \underline{\mathbf{S}} &= 0 \quad \underline{\mathbf{h}}_{10}^T \cdot \underline{\mathbf{S}} = 0; \quad \underline{\mathbf{h}}_{11}^T \cdot \underline{\mathbf{S}} = 0 \quad \underline{\mathbf{h}}_{12}^T \cdot \underline{\mathbf{S}} = 0 \quad \underline{\mathbf{h}}_{13}^T \cdot \underline{\mathbf{S}} = 0 \quad \underline{\mathbf{h}}_{14}^T \cdot \underline{\mathbf{S}} = 0 \quad \underline{\mathbf{h}}_{15}^T \cdot \underline{\mathbf{S}} = 0 \quad \underline{\mathbf{h}}_{16}^T \cdot \underline{\mathbf{S}} = 0 \end{aligned} \quad (26)$$

A ce stade, on peut déterminer les constantes inconnues qui interviennent dans l'écriture **(21)** du champ de déplacement en multipliant scalairement l'équation (22) par $\underline{\mathbf{b}}_j^T$, $\underline{\mathbf{S}}^T$ et $\underline{\mathbf{h}}_\alpha^T$ respectivement, et en utilisant les relations d'orthogonalité **(26)**. On obtient :

$$a_{ji} = \underline{\mathbf{b}}_j^T \cdot \underline{\mathbf{d}}_i \quad c_{\alpha i} = \underline{\boldsymbol{\gamma}}_\alpha^T \cdot \underline{\mathbf{d}}_i$$

avec :

$$\begin{aligned} \underline{\boldsymbol{\gamma}}_\alpha^T = & n_{\alpha 1} \left(\underline{\mathbf{h}}_1^T - \left(\underline{\mathbf{h}}_1^T \cdot \underline{\mathbf{x}}_j \right) \underline{\mathbf{b}}_j^T \right) + n_{\alpha 2} \left(\underline{\mathbf{h}}_2^T - \left(\underline{\mathbf{h}}_2^T \cdot \underline{\mathbf{x}}_j \right) \underline{\mathbf{b}}_j^T \right) + n_{\alpha 3} \left(\underline{\mathbf{h}}_3^T - \left(\underline{\mathbf{h}}_3^T \cdot \underline{\mathbf{x}}_j \right) \underline{\mathbf{b}}_j^T \right) \\ & + n_{\alpha 4} \left[\left(\underline{\mathbf{h}}_4^T - \frac{4}{5} \underline{\mathbf{S}}^T \right) - \left(\left(\underline{\mathbf{h}}_4^T - \frac{4}{5} \underline{\mathbf{S}}^T \right) \cdot \underline{\mathbf{x}}_j \right) \underline{\mathbf{b}}_j^T \right] + n_{\alpha 5} \left[\left(\underline{\mathbf{h}}_5^T - \frac{4}{5} \underline{\mathbf{S}}^T \right) - \left(\left(\underline{\mathbf{h}}_5^T - \frac{4}{5} \underline{\mathbf{S}}^T \right) \cdot \underline{\mathbf{x}}_j \right) \underline{\mathbf{b}}_j^T \right] + \\ & + n_{\alpha 6} \left[\left(\underline{\mathbf{h}}_6^T - \frac{4}{5} \underline{\mathbf{S}}^T \right) - \left(\left(\underline{\mathbf{h}}_6^T - \frac{4}{5} \underline{\mathbf{S}}^T \right) \cdot \underline{\mathbf{x}}_j \right) \underline{\mathbf{b}}_j^T \right] + n_{\alpha 7} \left(\underline{\mathbf{h}}_7^T - \left(\underline{\mathbf{h}}_7^T \cdot \underline{\mathbf{x}}_j \right) \underline{\mathbf{b}}_j^T \right) \\ & + n_{\alpha 8} \left(\underline{\mathbf{h}}_8^T - \left(\underline{\mathbf{h}}_8^T \cdot \underline{\mathbf{x}}_j \right) \underline{\mathbf{b}}_j^T \right) + n_{\alpha 9} \left(\underline{\mathbf{h}}_9^T - \left(\underline{\mathbf{h}}_9^T \cdot \underline{\mathbf{x}}_j \right) \underline{\mathbf{b}}_j^T \right) + n_{\alpha 10} \left(\underline{\mathbf{h}}_{10}^T - \left(\underline{\mathbf{h}}_{10}^T \cdot \underline{\mathbf{x}}_j \right) \underline{\mathbf{b}}_j^T \right) \\ & + n_{\alpha 11} \left(\underline{\mathbf{h}}_{11}^T - \left(\underline{\mathbf{h}}_{11}^T \cdot \underline{\mathbf{x}}_j \right) \underline{\mathbf{b}}_j^T \right) + n_{\alpha 12} \left(\underline{\mathbf{h}}_{12}^T - \left(\underline{\mathbf{h}}_{12}^T \cdot \underline{\mathbf{x}}_j \right) \underline{\mathbf{b}}_j^T \right) + n_{\alpha 13} \left(\underline{\mathbf{h}}_{13}^T - \left(\underline{\mathbf{h}}_{13}^T \cdot \underline{\mathbf{x}}_j \right) \underline{\mathbf{b}}_j^T \right) \\ & + n_{\alpha 14} \left(\underline{\mathbf{h}}_{14}^T - \left(\underline{\mathbf{h}}_{14}^T \cdot \underline{\mathbf{x}}_j \right) \underline{\mathbf{b}}_j^T \right) + n_{\alpha 15} \left(\underline{\mathbf{h}}_{15}^T - \left(\underline{\mathbf{h}}_{15}^T \cdot \underline{\mathbf{x}}_j \right) \underline{\mathbf{b}}_j^T \right) + n_{\alpha 16} \left(\underline{\mathbf{h}}_{16}^T - \left(\underline{\mathbf{h}}_{16}^T \cdot \underline{\mathbf{x}}_j \right) \underline{\mathbf{b}}_j^T \right) \end{aligned}$$

$$[n_{\alpha\beta}] = \begin{bmatrix} \frac{1}{4} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -\frac{1}{4} & 0 \\ 0 & \frac{1}{4} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -\frac{1}{4} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{4} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -\frac{1}{4} \\ 0 & 0 & 0 & \frac{3}{8} & \frac{1}{8} & \frac{1}{8} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{8} & \frac{3}{8} & \frac{1}{8} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{8} & \frac{1}{8} & \frac{3}{8} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{8} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{3}{20} & 0 & 0 & 0 & -\frac{1}{10} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{3}{20} & 0 & -\frac{1}{10} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{3}{20} & 0 & -\frac{1}{10} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -\frac{1}{10} & 0 & \frac{3}{20} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -\frac{1}{10} & 0 & \frac{3}{20} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -\frac{1}{10} & 0 & 0 & 0 & \frac{3}{20} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{1}{4} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{8} & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{1}{4} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{8} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{1}{4} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{8} & 0 \end{bmatrix} \quad \alpha, \beta = 1, 2, \dots, 16$$

Pour les 2 éléments SHB15 et SHB20, l'opérateur gradient discrétisé reliant le tenseur de déformation au vecteur des déplacements nodaux est donné par :

$$\underline{\underline{\nabla}}_S(\underline{\underline{u}}) = \underline{\underline{B}} \underline{\underline{d}} \quad (27)$$

où:

$$\underline{\underline{\nabla}}_S(\underline{\underline{u}}) = \begin{bmatrix} u_{x,x} \\ u_{y,y} \\ u_{z,z} \\ u_{x,y} + u_{y,x} \\ u_{x,z} + u_{z,x} \\ u_{y,z} + u_{z,y} \end{bmatrix}, \quad \underline{\underline{d}} = \begin{bmatrix} d_1 \\ d_2 \\ d_3 \end{bmatrix} \quad (28)$$

et prend alors la forme matricielle pratique :

$$\underline{\underline{\mathbf{B}}} = \begin{bmatrix} \underline{\mathbf{b}}_1^T + h_{\alpha, x_1} \underline{\gamma}_\alpha^T & \underline{0} & \underline{0} \\ \underline{0} & \underline{\mathbf{b}}_2^T + h_{\alpha, x_2} \underline{\gamma}_\alpha^T & \underline{0} \\ \underline{0} & \underline{0} & \underline{\mathbf{b}}_3^T + h_{\alpha, x_3} \underline{\gamma}_\alpha^T \\ \underline{\mathbf{b}}_2^T + h_{\alpha, x_2} \underline{\gamma}_\alpha^T & \underline{\mathbf{b}}_1^T + h_{\alpha, x_1} \underline{\gamma}_\alpha^T & \underline{0} \\ \underline{\mathbf{b}}_3^T + h_{\alpha, x_3} \underline{\gamma}_\alpha^T & \underline{0} & \underline{\mathbf{b}}_1^T + h_{\alpha, x_1} \underline{\gamma}_\alpha^T \\ \underline{0} & \underline{\mathbf{b}}_3^T + h_{\alpha, x_3} \underline{\gamma}_\alpha^T & \underline{\mathbf{b}}_2^T + h_{\alpha, x_2} \underline{\gamma}_\alpha^T \end{bmatrix} \quad (29)$$

Cette écriture de l'opérateur gradient discrétisé utilisant les formules de Hallquist [4] est très commode car les vecteurs $\underline{\gamma}_\alpha$, qui interviennent dans l'expression de $\underline{\underline{\mathbf{B}}}$, vérifient les conditions d'orthogonalité suivantes :

$$\underline{\gamma}_\alpha^T \cdot \underline{\mathbf{x}}_j = 0 \quad , \quad \underline{\gamma}_\alpha^T \cdot \underline{\mathbf{h}}_\beta = \delta_{\alpha\beta} \quad (30)$$

Ceci permet de manipuler séparément chacun des modes de la déformation pour obtenir simplement la forme du champ de déformation postulée. Notons qu'un élément basé sur la formulation (29) est convergent lorsqu'il est évalué exactement. Cependant, l'évaluation de cet opérateur $\underline{\underline{\mathbf{B}}}$, donné en (29), en chacun des points d'intégration rend cet élément coûteux en temps de calcul pour les applications pratiques, et une forme simplifiée de cet élément s'impose.

3.3 Formulation variationnelle utilisée pour les éléments SHB15 et SHB20

L'extension de la forme faible du principe variationnel de Hu-Washizu au cas de la mécanique des solides non linéaires est due à Fish et Belytschko [6]. Pour un simple élément, on a :

$$\delta \pi(\underline{\mathbf{u}}, \underline{\dot{\mathbf{e}}}, \underline{\boldsymbol{\sigma}}) = \int_{V_e} \delta \underline{\dot{\mathbf{e}}} \cdot \underline{\boldsymbol{\sigma}} dV + \delta \int_{V_e} \underline{\boldsymbol{\sigma}} \cdot (\nabla_s \underline{\mathbf{u}} - \underline{\dot{\mathbf{e}}}) dV - \delta \underline{\mathbf{d}}^T \cdot \underline{\mathbf{f}}^{ext} = 0 \quad (31)$$

où δ représente une variation, $\underline{\mathbf{u}}$ le champ de déplacement, $\underline{\dot{\mathbf{e}}}$ est le taux de déformation postulée, $\underline{\boldsymbol{\sigma}}$ la contrainte postulée, $\underline{\boldsymbol{\sigma}}$ la contrainte évaluée par la loi constitutive, $\underline{\mathbf{d}}$ les déplacements nodaux, $\underline{\mathbf{f}}^{ext}$ les forces nodales externes, et $\nabla_s \underline{\mathbf{u}}$ la partie symétrique du gradient du champ de déplacement.

La formulation « *Assumed strain* » (projection de l'opérateur gradient discrétisé $\underline{\underline{\mathbf{B}}}$ sur un sous espace approprié afin d'éviter les différents problèmes de blocage) est basée sur une forme simplifiée du principe variationnel de Hu-Washizu comme elle a été décrite par Simo et Hughes [7]. Dans cette forme simplifiée, la contrainte postulée est choisie orthogonale à la différence entre la partie symétrique du gradient de déplacement et le taux de déformation postulée. Ainsi, le second terme dans l'équation (31) s'élimine et l'on obtient :

$$\delta \pi(\underline{\mathbf{u}}, \underline{\dot{\mathbf{e}}}, \underline{\boldsymbol{\sigma}}) = \int_{V_e} \delta \underline{\dot{\mathbf{e}}} \cdot \underline{\boldsymbol{\sigma}} dV - \delta \underline{\mathbf{d}}^T \cdot \underline{\mathbf{f}}^{ext} = 0 \quad (32)$$

Sous cette forme, le principe variationnel est indépendant de l'interpolation de la contrainte, puisque la contrainte postulée n'intervient plus et n'a donc pas besoin d'être définie. Les équations discrétisées nécessitent donc la seule interpolation du déplacement $\underline{\mathbf{u}}$ et du taux de déformation postulée $\underline{\dot{\mathbf{e}}}$ dans l'élément. Avec les notations vectorielles précédentes on a :

$$\mathbf{u}(x, t) = \sum_{i=1}^{15} \mathbf{d}_I(t) N_I(x) \text{ (élément SHB15)}$$

Ou

$$\mathbf{u}(x, t) = \sum_{i=1}^{20} \mathbf{d}_I(t) N_I(x) \text{ (élément SHB20)} \quad (33)$$

Ceci conduit à :

$$\nabla_s \mathbf{u}(x, t) = \mathbf{B}(x) \mathbf{d}(t) \quad (34)$$

La déformation postulée est définie quant à elle par :

$$\dot{\underline{\underline{\epsilon}}}(x, t) = \bar{\mathbf{B}}(x) \dot{\mathbf{d}}(t) \quad (35)$$

Remplaçant l'expression (35) dans le principe variationnel (32), on obtient :

$$\delta \mathbf{d}^T \left(\int_{V_e} \bar{\mathbf{B}} \cdot \boldsymbol{\sigma} dV - \mathbf{F}^{ext} \right) = 0 \quad (36)$$

Comme $\delta \underline{\underline{d}}$ peut être choisi arbitrairement, l'équation précédente conduit à :

$$\underline{\underline{\mathbf{f}}}^{int} = \underline{\underline{\mathbf{f}}}^{ext} \quad (37)$$

avec :

$$\mathbf{f}^{int} = \int_{V_e} \bar{\mathbf{B}}(x) \cdot \boldsymbol{\sigma}(\dot{\underline{\underline{\epsilon}}}) dV \quad (38)$$

Dans l'équation ci-dessus, il est bien précisé que la contrainte $\underline{\underline{\boldsymbol{\sigma}}}$ est calculée par la loi constitutive à partir du taux de déformation postulée. $\dot{\underline{\underline{\epsilon}}}$. Pour les problèmes non linéaires, $\underline{\underline{\boldsymbol{\sigma}}}$ peut aussi être une fonction intégrale du taux de déformation postulée et des autres variables internes :

$$\boldsymbol{\sigma} = F(\dot{\underline{\underline{\epsilon}}}, \boldsymbol{\alpha}, \dots) \quad (39)$$

où $\boldsymbol{\alpha}$ représente les variables internes. La formulation ainsi obtenue est valable pour des problèmes incluant les deux types de non linéarités : géométriques et matérielles. Dans le cas de problèmes linéaires, on a :

$$\underline{\underline{\boldsymbol{\sigma}}} = \underline{\underline{\mathbf{C}}} \underline{\underline{\boldsymbol{\epsilon}}} = \underline{\underline{\mathbf{C}}} \bar{\mathbf{B}} \mathbf{d} \quad (40)$$

La matrice de comportement élastique $\underline{\underline{\mathbf{C}}}$, dans le cas d'un matériau isotrope, est choisie comme suivante :

$$\underline{\underline{\mathbf{C}}} = \begin{bmatrix} \frac{E}{1-\nu^2} & \frac{E\nu}{1-\nu^2} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{E\nu}{1-\nu^2} & \frac{E}{1-\nu^2} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & E & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{E}{2(1+\nu)} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{E}{2(1+\nu)} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{E}{2(1+\nu)} \end{bmatrix}$$

Dans cette matrice, E est le module d'Young et ν est le coefficient de Poisson. Cette loi est spécifique aux éléments SHB. Elle ressemble à celle que l'on aurait dans le cas de l'hypothèse des contraintes planes, mise à part le terme (3,3). Nous pouvons noter que ce choix entraîne un comportement anisotrope artificiel. Ce choix permet de satisfaire tous les tests sans introduire de blocage.

Les forces internes de l'élément s'écrivent alors simplement en termes de la matrice de rigidité élémentaire :

$$\mathbf{f}^{\text{int}} = \mathbf{K}_e \cdot \mathbf{d} \quad (41)$$

où :

$$\mathbf{K}_e = \int_{V_e} \bar{\mathbf{B}}^T \cdot \mathbf{C} \cdot \bar{\mathbf{B}} dV \quad (42)$$

Dans une approche standard en déplacement, le taux de déformation postulée s'identifie à la partie symétrique du gradient de vitesse, ce qui revient à remplacer $\bar{\mathbf{B}}$ par $\mathbf{B}$ dans les expressions précédentes. On obtient donc simplement :

$$\mathbf{K}_e = \int_{V_e} \mathbf{B}^T \cdot \mathbf{C} \cdot \mathbf{B} dV \quad (43)$$

L'élément prismatique à 15 nœuds, nommé « SHB15 », possède 15 points d'intégration. Leurs coordonnées (ξ, η, ζ) et leurs poids d'intégration sont les racines du polynôme de Gauss-Legendre donnés dans le tableau suivant :

Point de Gauss	ξ	η	ζ	$w(\xi, \eta, \zeta)$
P(1)	1/2	1/2	$\xi_{G1} = -0.906179845938664$	0.236926885056189/6
P(2)	1/2	1/2	$\xi_{G2} = -0.538469310105683$	0.478628670499366/6
P(3)	1/2	1/2	$\xi_{G3} = 0$	0.568888888888889/6
P(4)	1/2	1/2	$\xi_{G4} = 0.538469310105683$	0.478628670499366/6
P(5)	1/2	1/2	$\xi_{G5} = 0.906179845938664$	0.236926885056189/6
P(6)	0	1/2	$\xi_{G6} = -0.906179845938664$	0.236926885056189/6
P(7)	0	1/2	$\xi_{G7} = -0.538469310105683$	0.478628670499366/6
P(8)	0	1/2	$\xi_{G8} = 0$	0.568888888888889/6
P(9)	0	1/2	$\xi_{G9} = 0.538469310105683$	0.478628670499366/6
P(10)	0	1/2	$\xi_{G10} = 0.906179845938664$	0.236926885056189/6
P(11)	1/2	0	$\xi_{G11} = -0.906179845938664$	0.236926885056189/6
P(12)	1/2	0	$\xi_{G12} = -0.538469310105683$	0.478628670499366/6
P(13)	1/2	0	$\xi_{G13} = 0$	0.568888888888889/6
P(14)	1/2	0	$\xi_{G14} = 0.538469310105683$	0.478628670499366/6
P(15)	1/2	0	$\xi_{G15} = 0.906179845938664$	0.236926885056189/6

Ainsi, l'expression de la rigidité est : $\mathbf{K}_e = \sum_{j=1}^{15} w(P(j)) J(P(j)) \bar{\mathbf{B}}^T(P(j)) \cdot \mathbf{C} \cdot \bar{\mathbf{B}}(P(j))$

Les coordonnées des points de Gauss et leurs poids pour l'élément SHB20 sont données dans le tableau ci-dessous :

Point de Gauss	ξ	η	ζ	$w(\xi, \eta, \zeta)$
P(1)	$-1/\sqrt{3}$	$-1/\sqrt{3}$	$\zeta_{G1} = -0.906179845938664$	0.236926885056189
P(2)	$-1/\sqrt{3}$	$-1/\sqrt{3}$	$\zeta_{G2} = -0.538469310105683$	0.478628670499366
P(3)	$-1/\sqrt{3}$	$-1/\sqrt{3}$	$\zeta_{G3} = 0$	0.568888888888889
P(4)	$-1/\sqrt{3}$	$-1/\sqrt{3}$	$\zeta_{G4} = 0.538469310105683$	0.478628670499366
P(5)	$-1/\sqrt{3}$	$-1/\sqrt{3}$	$\zeta_{G5} = 0.906179845938664$	0.236926885056189
P(6)	$1/\sqrt{3}$	$-1/\sqrt{3}$	$\zeta_{G6} = -0.906179845938664$	0.236926885056189
P(7)	$1/\sqrt{3}$	$-1/\sqrt{3}$	$\zeta_{G7} = -0.538469310105683$	0.478628670499366
P(8)	$1/\sqrt{3}$	$-1/\sqrt{3}$	$\zeta_{G8} = 0$	0.568888888888889
P(9)	$1/\sqrt{3}$	$-1/\sqrt{3}$	$\zeta_{G9} = 0.538469310105683$	0.478628670499366
P(10)	$1/\sqrt{3}$	$-1/\sqrt{3}$	$\zeta_{G10} = 0.906179845938664$	0.236926885056189
P(11)	$1/\sqrt{3}$	$1/\sqrt{3}$	$\zeta_{G11} = -0.906179845938664$	0.236926885056189
P(12)	$1/\sqrt{3}$	$1/\sqrt{3}$	$\zeta_{G12} = -0.538469310105683$	0.478628670499366
P(13)	$1/\sqrt{3}$	$1/\sqrt{3}$	$\zeta_{G13} = 0$	0.568888888888889
P(14)	$1/\sqrt{3}$	$1/\sqrt{3}$	$\zeta_{G14} = 0.538469310105683$	0.478628670499366
P(15)	$1/\sqrt{3}$	$1/\sqrt{3}$	$\zeta_{G15} = 0.906179845938664$	0.236926885056189
P(16)	$-1/\sqrt{3}$	$1/\sqrt{3}$	$\zeta_{G16} = -0.906179845938664$	0.236926885056189
P(17)	$-1/\sqrt{3}$	$1/\sqrt{3}$	$\zeta_{G17} = -0.538469310105683$	0.478628670499366
P(18)	$-1/\sqrt{3}$	$1/\sqrt{3}$	$\zeta_{G18} = 0$	0.568888888888889
P(19)	$-1/\sqrt{3}$	$1/\sqrt{3}$	$\zeta_{G19} = 0.538469310105683$	0.478628670499366
P(20)	$-1/\sqrt{3}$	$1/\sqrt{3}$	$\zeta_{G20} = 0.906179845938664$	0.236926885056189

Ainsi, l'expression de la rigidité est : $\mathbf{K}_e = \sum_{j=1}^{20} w(P(j)) J(P(j)) \bar{\mathbf{B}}^T(P(j)) \cdot \mathbf{C} \cdot \bar{\mathbf{B}}(P(j))$

3.4 Matrice de rigidité géométrique $\mathbf{K}_\sigma$

La matrice $\mathbf{K}_\sigma$ a pour objectif de résoudre les problèmes de flambement. Nous rappelons ici que les modes de flambement sont les vecteurs propres du problème aux valeurs propres généralisé suivant :

$$(\mathbf{K} + \mu \mathbf{K}_\sigma) \cdot \mathbf{u} = \mathbf{0} \Leftrightarrow \mathbf{K} \cdot \mathbf{u} = \lambda \mathbf{K}_\sigma \cdot \mathbf{u}$$

avec $\lambda = -\mu$, et μ est le coefficient multiplicateur du chargement.

En introduisant la déformation quadratique $\mathbf{e}^Q$ telle que :

$$e_{ij}^Q(\delta \mathbf{u}, \Delta \mathbf{u}) = \sum_{k=1}^3 \delta u_{k,i} \cdot \Delta u_{k,j}$$

On peut définir cette matrice de rigidité géométrique par :

$$\delta \mathbf{u}^T \cdot \mathbf{K}_\sigma \cdot \Delta \mathbf{u} = \int_{\Omega_0} \boldsymbol{\sigma} : \mathbf{e}^Q(\delta \mathbf{u}, \Delta \mathbf{u}) d\Omega = \int_{\Omega_0} \boldsymbol{\sigma} : \nabla \delta \mathbf{u}^T \nabla \Delta \mathbf{u} d\Omega$$

Afin d'exprimer cette matrice dans l'espace discrétisé, introduisons les opérateurs gradient quadratique discrétisés $\underline{\underline{\mathbf{B}}}^Q$ (en notation matricielle) tels que :

$$\underline{\underline{\mathbf{e}}}^Q(\delta \mathbf{u}, \Delta \mathbf{u}) = \begin{bmatrix} e_{11}^Q \\ e_{22}^Q \\ e_{33}^Q \\ e_{12}^Q + e_{21}^Q \\ e_{13}^Q + e_{31}^Q \\ e_{23}^Q + e_{32}^Q \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \delta \mathbf{u}^T \times \underline{\underline{\mathbf{B}}}_{11}^Q \times \Delta \mathbf{u} \\ \delta \mathbf{u}^T \times \underline{\underline{\mathbf{B}}}_{22}^Q \times \Delta \mathbf{u} \\ \delta \mathbf{u}^T \times \underline{\underline{\mathbf{B}}}_{33}^Q \times \Delta \mathbf{u} \\ \delta \mathbf{u}^T \times \underline{\underline{\mathbf{B}}}_{12}^Q \times \Delta \mathbf{u} \\ \delta \mathbf{u}^T \times \underline{\underline{\mathbf{B}}}_{13}^Q \times \Delta \mathbf{u} \\ \delta \mathbf{u}^T \times \underline{\underline{\mathbf{B}}}_{23}^Q \times \Delta \mathbf{u} \end{bmatrix}$$

Les différents termes $\underline{\underline{\mathbf{B}}}_{ij}^Q$ sont donnés par les équations suivantes :

$$\underline{\underline{\mathbf{B}}}_{11}^Q = \begin{bmatrix} \underline{\underline{\mathbf{B}}}_1 \underline{\underline{\mathbf{B}}}_1^T & \underline{\underline{\mathbf{0}}} & \underline{\underline{\mathbf{0}}} \\ \underline{\underline{\mathbf{0}}} & \underline{\underline{\mathbf{B}}}_1 \underline{\underline{\mathbf{B}}}_1^T & \underline{\underline{\mathbf{0}}} \\ \underline{\underline{\mathbf{0}}} & \underline{\underline{\mathbf{0}}} & \underline{\underline{\mathbf{B}}}_1 \underline{\underline{\mathbf{B}}}_1^T \end{bmatrix} ; \underline{\underline{\mathbf{B}}}_{22}^Q = \begin{bmatrix} \underline{\underline{\mathbf{B}}}_2 \underline{\underline{\mathbf{B}}}_2^T & \underline{\underline{\mathbf{0}}} & \underline{\underline{\mathbf{0}}} \\ \underline{\underline{\mathbf{0}}} & \underline{\underline{\mathbf{B}}}_2 \underline{\underline{\mathbf{B}}}_2^T & \underline{\underline{\mathbf{0}}} \\ \underline{\underline{\mathbf{0}}} & \underline{\underline{\mathbf{0}}} & \underline{\underline{\mathbf{B}}}_2 \underline{\underline{\mathbf{B}}}_2^T \end{bmatrix} ; \underline{\underline{\mathbf{B}}}_{33}^Q = \begin{bmatrix} \underline{\underline{\mathbf{B}}}_3 \underline{\underline{\mathbf{B}}}_3^T & \underline{\underline{\mathbf{0}}} & \underline{\underline{\mathbf{0}}} \\ \underline{\underline{\mathbf{0}}} & \underline{\underline{\mathbf{B}}}_3 \underline{\underline{\mathbf{B}}}_3^T & \underline{\underline{\mathbf{0}}} \\ \underline{\underline{\mathbf{0}}} & \underline{\underline{\mathbf{0}}} & \underline{\underline{\mathbf{B}}}_3 \underline{\underline{\mathbf{B}}}_3^T \end{bmatrix}$$

$$\underline{\underline{\mathbf{B}}}_{12}^Q = \begin{bmatrix} \underline{\underline{\mathbf{B}}}_1 \underline{\underline{\mathbf{B}}}_2^T + \underline{\underline{\mathbf{B}}}_2 \underline{\underline{\mathbf{B}}}_1^T & \underline{\underline{\mathbf{0}}} & \underline{\underline{\mathbf{0}}} \\ \underline{\underline{\mathbf{0}}} & \underline{\underline{\mathbf{B}}}_1 \underline{\underline{\mathbf{B}}}_2^T + \underline{\underline{\mathbf{B}}}_2 \underline{\underline{\mathbf{B}}}_1^T & \underline{\underline{\mathbf{0}}} \\ \underline{\underline{\mathbf{0}}} & \underline{\underline{\mathbf{0}}} & \underline{\underline{\mathbf{B}}}_1 \underline{\underline{\mathbf{B}}}_2^T + \underline{\underline{\mathbf{B}}}_2 \underline{\underline{\mathbf{B}}}_1^T \end{bmatrix}$$

$$\underline{\underline{\mathbf{B}}}_{13}^Q = c^2 \begin{bmatrix} \underline{\underline{\mathbf{B}}}_1 \underline{\underline{\mathbf{B}}}_3^T + \underline{\underline{\mathbf{B}}}_3 \underline{\underline{\mathbf{B}}}_1^T & \underline{\underline{\mathbf{0}}} & \underline{\underline{\mathbf{0}}} \\ \underline{\underline{\mathbf{0}}} & \underline{\underline{\mathbf{B}}}_1 \underline{\underline{\mathbf{B}}}_3^T + \underline{\underline{\mathbf{B}}}_3 \underline{\underline{\mathbf{B}}}_1^T & \underline{\underline{\mathbf{0}}} \\ \underline{\underline{\mathbf{0}}} & \underline{\underline{\mathbf{0}}} & \underline{\underline{\mathbf{B}}}_1 \underline{\underline{\mathbf{B}}}_3^T + \underline{\underline{\mathbf{B}}}_3 \underline{\underline{\mathbf{B}}}_1^T \end{bmatrix}$$

$$\underline{\underline{\mathbf{B}}}_{23}^Q = c^2 \begin{bmatrix} \underline{\underline{\mathbf{B}}}_2 \underline{\underline{\mathbf{B}}}_3^T + \underline{\underline{\mathbf{B}}}_3 \underline{\underline{\mathbf{B}}}_2^T & \underline{\underline{\mathbf{0}}} & \underline{\underline{\mathbf{0}}} \\ \underline{\underline{\mathbf{0}}} & \underline{\underline{\mathbf{B}}}_2 \underline{\underline{\mathbf{B}}}_3^T + \underline{\underline{\mathbf{B}}}_3 \underline{\underline{\mathbf{B}}}_2^T & \underline{\underline{\mathbf{0}}} \\ \underline{\underline{\mathbf{0}}} & \underline{\underline{\mathbf{0}}} & \underline{\underline{\mathbf{B}}}_2 \underline{\underline{\mathbf{B}}}_3^T + \underline{\underline{\mathbf{B}}}_3 \underline{\underline{\mathbf{B}}}_2^T \end{bmatrix}$$

avec les vecteurs $\underline{\underline{\mathbf{B}}}_i$ ($i = 1, 2, 3$) définis comme :

$$\underline{\underline{\mathbf{B}}}_i = \left(\underline{\underline{\mathbf{b}}}_i + h_{\alpha,i} \underline{\underline{\alpha}} \right)$$

Avec ces notations, la contribution à la matrice de rigidité géométrique, $\underline{\underline{\mathbf{k}}}_\sigma$, au point de Gauss ξ_j est donnée par :

$$\begin{aligned} \underline{\mathbf{k}}_{\sigma}(\xi_j) = & \sigma_{11}(\xi_j) \underline{\mathbf{B}}_{11}^Q(\xi_j) + \sigma_{22}(\xi_j) \underline{\mathbf{B}}_{22}^Q(\xi_j) + \sigma_{33}(\xi_j) \underline{\mathbf{B}}_{33}^Q(\xi_j) \\ & + \sigma_{12}(\xi_j) \underline{\mathbf{B}}_{12}^Q(\xi_j) + \sigma_{13}(\xi_j) \underline{\mathbf{B}}_{13}^Q(\xi_j) + \sigma_{23}(\xi_j) \underline{\mathbf{B}}_{23}^Q(\xi_j) \end{aligned}$$

Par intégration sur les points de Gauss de l'élément, la matrice de rigidité géométrique s'obtient par la formule :

$$\underline{\mathbf{K}}_{\sigma} = \sum_{j=1}^5 w(\xi_j) J(\xi_j) \underline{\mathbf{k}}_{\sigma}(\xi_j) \text{ pour l'élément SHB15 et pour l'élément SHB20}$$

3.5 Forces suiveuses et matrice de pression $\underline{\mathbf{K}}_p$

Les forces de pression suiveuses sont présentes dans la matrice tangente via la matrice $\underline{\mathbf{K}}_p$, car les forces externes suiveuses dépendent du déplacement. Les forces de pression suiveuses s'écrivent :

$$\int_{\partial\Omega} p \mathbf{n}^T \cdot \mathbf{u} dS = \int_{\partial\Omega_0} p \det[\mathbf{F}(\mathbf{u})] \mathbf{n}_0^T \mathbf{F}(\mathbf{u})^{-T} dS_0 = p \mathbf{F}_0 - p \underline{\mathbf{K}}_p \cdot \mathbf{u}$$

$$\mathbf{F}(\mathbf{u}) = \mathbf{1} + \nabla \mathbf{u}$$

en utilisant les notations :

- $\underline{\mathbf{n}}_0^T = (n_1, n_2, n_3)$, normale à la surface extérieure de l'élément dans la configuration de référence ;
- $\tilde{\mathbf{b}}_i$, vecteur de dimension 6 (pour SHB15) ou 8 (pour SHB20), dérivée des fonctions de forme aux 6 (pour SHB15) ou 8 (pour SHB20) nœuds de la face de l'élément chargée en pression ;
- S_0 aire de la face chargée en pression.

La formulation précédente conduit à une matrice non-symétrique. On sait qu'on peut néanmoins utiliser une formulation symétrique si les forces extérieures dues à la pression dérivent d'un potentiel. C'est le cas si les forces de pression ne travaillent pas sur la frontière du domaine modélisé. On considère donc que la partie symétrique de la matrice suffit. La matrice symétrisée prend la forme suivante :

$$\underline{\underline{\mathbf{K}}}_p = S_0 \begin{bmatrix} 0 & \tilde{\mathbf{b}}_2^T n_1 - \tilde{\mathbf{b}}_1^T n_2 & \tilde{\mathbf{b}}_3^T n_1 - \tilde{\mathbf{b}}_1^T n_3 \\ 0 & \tilde{\mathbf{b}}_2^T n_1 - \tilde{\mathbf{b}}_1^T n_2 & \tilde{\mathbf{b}}_3^T n_1 - \tilde{\mathbf{b}}_1^T n_3 \\ 0 & \tilde{\mathbf{b}}_2^T n_1 - \tilde{\mathbf{b}}_1^T n_2 & \tilde{\mathbf{b}}_3^T n_1 - \tilde{\mathbf{b}}_1^T n_3 \\ \tilde{\mathbf{b}}_1^T n_2 - \tilde{\mathbf{b}}_2^T n_1 & 0 & \tilde{\mathbf{b}}_3^T n_2 - \tilde{\mathbf{b}}_2^T n_3 \\ \tilde{\mathbf{b}}_1^T n_2 - \tilde{\mathbf{b}}_2^T n_1 & 0 & \tilde{\mathbf{b}}_3^T n_2 - \tilde{\mathbf{b}}_2^T n_3 \\ \tilde{\mathbf{b}}_1^T n_2 - \tilde{\mathbf{b}}_2^T n_1 & 0 & \tilde{\mathbf{b}}_3^T n_2 - \tilde{\mathbf{b}}_2^T n_3 \\ \tilde{\mathbf{b}}_3^T n_1 - \tilde{\mathbf{b}}_1^T n_3 & \tilde{\mathbf{b}}_2^T n_3 - \tilde{\mathbf{b}}_3^T n_2 & 0 \\ \tilde{\mathbf{b}}_3^T n_1 - \tilde{\mathbf{b}}_1^T n_3 & \tilde{\mathbf{b}}_2^T n_3 - \tilde{\mathbf{b}}_3^T n_2 & 0 \\ \tilde{\mathbf{b}}_3^T n_1 - \tilde{\mathbf{b}}_1^T n_3 & \tilde{\mathbf{b}}_2^T n_3 - \tilde{\mathbf{b}}_3^T n_2 & 0 \end{bmatrix}$$

C'est une matrice 18×18 ou 24×24 , qu'il faut multiplier par les déplacements des 6 (pour SHB15) ou 8 (pour SHB20) nœuds de la face sur laquelle on applique une pression.

4 Stratégie pour les calculs non-linéaires

4.1 Non-linéarités géométriques

On traite ici le cas des grands déplacements, mais rotations faibles et petites déformations. On adopte pour cela une formulation lagrangienne mise à jour.

En non linéaire, nous cherchons à écrire l'équilibre entre forces internes et force externes à la fin de l'incrément de charge (repéré par l'indice 2) :

$$\mathbf{F}_2^{\text{int}} = \mathbf{F}_2^{\text{ext}}$$

L'expression des forces internes s'écrit :

$$\mathbf{F}_2^{\text{int}} = \int_{\Omega_2} \mathbf{B}_2^T \cdot \underline{\underline{\sigma}}_2 dV$$

Dans l'équation précédente l'opérateur $\mathbf{B}_2$ est l'opérateur permettant de passer du déplacement à la déformation linéaire calculé sur la géométrie à la fin du pas, la contrainte $\underline{\underline{\sigma}}_2$ est la contrainte de Cauchy à la fin du pas et l'intégration est faite sur le volume Ω_2 déformé à la fin du pas.

Remarques importantes :

- Pour l'élément SHB6, la matrice $\mathbf{B}_2$ est également modifiée par « *Assumed local strain method* ». Elle prend la forme suivante :

$$\mathbf{B}_2 = \begin{bmatrix} \underline{\mathbf{b}}_1^T + h_{\alpha, x_1} \underline{\gamma}_\alpha^T & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{0}} \\ \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{b}}_2^T + h_{\alpha, x_2} \underline{\gamma}_\alpha^T & \underline{\mathbf{0}} \\ \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{b}}_3^T + h_{\alpha, x_3} \underline{\gamma}_\alpha^T \\ \underline{\mathbf{b}}_2^T + h_{\alpha, x_2} \underline{\gamma}_\alpha^T & \underline{\mathbf{b}}_1^T + h_{\alpha, x_1} \underline{\gamma}_\alpha^T & \underline{\mathbf{0}} \\ c^* (\underline{\mathbf{b}}_3^T + h_{\alpha, x_3} \underline{\gamma}_\alpha^T) & \underline{\mathbf{0}} & c^* (\underline{\mathbf{b}}_1^T + h_{\alpha, x_1} \underline{\gamma}_\alpha^T) \\ \underline{\mathbf{0}} & c^* (\underline{\mathbf{b}}_3^T + h_{\alpha, x_3} \underline{\gamma}_\alpha^T) & c^* (\underline{\mathbf{b}}_2^T + h_{\alpha, x_2} \underline{\gamma}_\alpha^T) \end{bmatrix} \quad \text{où } c = 0,45$$

- Pour les éléments SHB15 ou SHB20, la matrice $\mathbf{B}_2$ n'a pas besoin de modification. Elle prend donc, la forme suivante :

$$\mathbf{B}_2 = \begin{bmatrix} \underline{\mathbf{b}}_1^T + h_{\alpha, x_1} \underline{\gamma}_\alpha^T & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{0}} \\ \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{b}}_2^T + h_{\alpha, x_2} \underline{\gamma}_\alpha^T & \underline{\mathbf{0}} \\ \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{0}} & \underline{\mathbf{b}}_3^T + h_{\alpha, x_3} \underline{\gamma}_\alpha^T \\ \underline{\mathbf{b}}_2^T + h_{\alpha, x_2} \underline{\gamma}_\alpha^T & \underline{\mathbf{b}}_1^T + h_{\alpha, x_1} \underline{\gamma}_\alpha^T & \underline{\mathbf{0}} \\ (\underline{\mathbf{b}}_3^T + h_{\alpha, x_3} \underline{\gamma}_\alpha^T) & \underline{\mathbf{0}} & (\underline{\mathbf{b}}_1^T + h_{\alpha, x_1} \underline{\gamma}_\alpha^T) \\ \underline{\mathbf{0}} & (\underline{\mathbf{b}}_3^T + h_{\alpha, x_3} \underline{\gamma}_\alpha^T) & (\underline{\mathbf{b}}_2^T + h_{\alpha, x_2} \underline{\gamma}_\alpha^T) \end{bmatrix}$$

L'élément disponible à ce jour dans *Aster* est programmé en petites rotations. En effet, l'incrément de déformation est calculé en utilisant uniquement la déformation linéaire :

$$\Delta \underline{E} = \frac{1}{2} (\nabla_1(\Delta \underline{u}) + \nabla_1^T(\Delta \underline{u}))$$

L'opérateur gradient est calculé sur la géométrie de début de pas. Cette écriture de la déformation est limitée aux petites rotations (inférieur à 5 degrés).

On pourrait sans difficulté étendre la formulation aux grandes rotations en incluant dans la déformation les termes de second ordre (tenseur de Green-Lagrange) :

$$\Delta \underline{E} = \frac{1}{2} (\nabla_1(\Delta \underline{u}) + \nabla_1^T(\Delta \underline{u}) + \nabla_1^T(\Delta \underline{u}) \cdot \nabla_1(\Delta \underline{u}))$$

Le tenseur de contrainte associé est le second tenseur de Piola Kirchhoff II [R5.03.22]. Mais ceci n'est pas disponible dans la version 12 de Code_Aster.

En élasticité, la loi de comportement s'écrit :

$$\Delta \underline{\underline{C}} = \underline{\underline{C}}' \Delta \underline{\underline{E}}$$

où $\underline{\underline{C}}'$ est la matrice de Hooke. Remarquons que pour les éléments SHB, cette matrice est une matrice orthotrope transverse qui s'écrit dans les axes du lamina :

$$\underline{\underline{C}}' = \begin{bmatrix} \lambda + 2\mu & \mu & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \mu & \lambda + 2\mu & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & E & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \mu & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \mu \end{bmatrix}$$

4.2 Non-linéarités matériaux

En non-linéaire matériaux, nous proposons une méthode de construction particulière de la matrice tangente $\underline{\underline{C}}^T$. Elle consiste à supposer d'abord que l'élément est en état de contrainte plane dans le repère local de chaque point d'intégration de Gauss et les déformations hors plan sont élastiques. Cela entraîne alors immédiatement que les déformations totales hors plan sont égales aux déformations élastiques. Appelons $\underline{\underline{C}}^{CPT}$ la matrice tangente en contraintes planes. La matrice de comportement tangente pour le comportement choisi et s'écrit :

$$\underline{\underline{C}}^T = \begin{bmatrix} C_{xxxx}^{CPT} & C_{xxyy}^{CPT} & 0 & C_{xxxy}^{CPT} & 0 & 0 \\ C_{xyyx}^{CPT} & C_{yyyy}^{CPT} & 0 & C_{yyxy}^{CPT} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & E & 0 & 0 & 0 \\ C_{xyxx}^{CPT} & C_{xyyy}^{CPT} & 0 & C_{xyxy}^{CPT} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \mu \end{bmatrix}$$

Ensuite les contraintes hors plan sont calculées de façon élastique. Cette méthode permet ainsi de connecter les éléments SHB à toutes les lois de comportement disponibles dans Code Aster.

5 Implantation des éléments SHB dans Code_Aster

5.1 Description

Ces éléments s'appuient sur les mailles 3D volumiques PENTA6, HEXA8, PENTA15 et HEXA20.

5.2 Utilisation

Ces éléments s'utilisent de la façon suivante :

5.2.1 Maillage

Vérifier la bonne orientation des faces des éléments désignés (compatibilité avec la direction privilégiée) en utilisant `ORIE_SHB` de l'opérateur `MODI_MAILLAGE`.

5.2.2 Modélisation

Le nom de la modélisation `SHB` a été conservé. C'est bien sûr un abus de langage, cette modélisation regroupant maintenant les 4 éléments finis `SHB6`, `SHB8`, `SHB15`, `SHB20`.

5.2.3 Matériau

Pour un comportement élastique isotrope homogène dans l'épaisseur on utilise le mot-clé `ELAS` dans `DEFI_MATERIAU` où l'on définit les coefficients `E`, module d'Young et `NU`, coefficient de Poisson.

Pour définir un comportement plastique on utilise le mot-clé `TRACTION` dans `DEFI_MATERIAU` où l'on définit le nom d'une courbe de traction. Seul ce type de définition est disponible pour l'instant.

A noter que la dilatation thermique n'est pas prise en compte dans la version 12 de Code_Aster pour les éléments SHB.

5.2.4 Conditions aux limites et chargement

On impose les conditions aux limites sur les degrés de liberté de volume 3D (`AFFE_CHAR_MECA` / `DDL_IMPO`), et les efforts dans le repère global (`FORCE_NODALE`).

On définit les efforts de pression répartie sur les faces de l'élément (sous le mot-clé `PRES_REP`). On aura pris soin au préalable de définir des mailles de peau `QUAD4` et d'orienter convenablement les normales sortantes à ces mailles de peau à l'aide de la commande `MODI_MAILLAGE` mot-clé `ORIE_PEAU_3D`

5.2.5 Calcul en élasticité linéaire

Commande `MECA_STATIQUE`

Les options de post-traitement disponibles sont `SIEF_ELNO` et `SIEQ_ELNO`.

5.2.6 Calcul en flambement linéaire

L'option `RIGI_MECA_GE` étant activée dans le catalogue de l'élément, il est possible d'effectuer un calcul de flambement classique après assemblage des matrices de rigidité élastique et géométrique.

5.2.7 Calcul en " élasticité " non linéaire géométrique

On choisit le comportement `ELAS` sous le mot-clé `COMPOTEMENT` de `STAT_NON_LINE`, en petites déformations ('`PETIT`') ou en grands déplacements et en petites rotations ('`GROT_GDEP`') sous le mot-clé `DEFORMATION`. Dans ce dernier cas, seule la géométrie est actualisée en début de pas de temps, le comportement reste calculé en petites déformations.

La stratégie utilisée étant basée sur l'utilisation d'une matrice de rigidité tangente au cours des itérations (réactualisation en début de pas uniquement), on veillera à ne pas utiliser une autre option que celle qui est activée par défaut, à savoir `REAC_ITER = 0` sous `NEWTON`.

L'intégration numérique dans l'épaisseur est réalisée avec 5 points de Gauss, tout comme en non linéaire matériel.

5.2.8 Calcul non linéaire plastique

Seul le critère de Von Mises est disponible à ce jour (`RELATION = 'VMIS_ISOT_TRAC'` sous `COMPOTEMENT`). On définit le mode de calcul des déformations comme dans le cas de l'élasticité non linéaire (`DEFORMATION = 'GROT_GDEP'` ou '`PETIT`').

La stratégie utilisée étant basée sur l'utilisation d'une matrice de rigidité tangente au cours des itérations (réactualisation en début de pas uniquement), on veillera à ne pas utiliser une autre option que celle qui est activée par défaut, à savoir `REAC_ITER = 0` sous `NEWTON`.

5.3 Implantation

Les options `RIGI_MECA`, `RIGI_MECA_GE`, `FORC_NODA`, `FULL_MECA`, `RIGI_MECA_TANG`, `RAPH_MECA`, `SIEF_ELGA`, `SIEF_ELNO` ont été activées dans le catalogue `gener_shb3d_3.cata`.

Aucun développement n'a été nécessaire pour les forces de pression réparties et pour les forces de pressions suiveuses. En effet, ces chargements s'appuient sur des mailles de peau identiques à celles des éléments 3D volumiques.

5.4 Validation

Les tests validant ces éléments sont :

Tests en linéaire :

- SSLS101 C, D, K, L : plaque circulaire simplement posée soumise à une pression uniforme [V3.03.101]
Modélisation C :SHB8, Modélisation D :SHB20, Modélisation K :SHB6, Modélisation L :SHB15.
- SSLS105 C : hémisphère doublement pincée [V3.03.105] test classique pour vérifier la convergence de l'élément (SHB8)
- SSLS108 C à H : poutre vrillée en flexion, test permettant de vérifier l'absence de blocage [V3.03.108]
Modélisations C, D :SHB8, Modélisation G :SHB20, Modélisations E, F :SHB6, Modélisation H :SHB15.
- SSLS123 A : sphère sous pression externe [V3.03.123] pour valider les chargements de pression et le comportement orthotrope particulier à cet élément
Modélisation A :SHB8, Modélisations C, D :SHB6.
- SSLS124 A à G : plaque mince en flexion avec divers élancements, pour délimiter le domaine d'usage de l'élément [V3.03.124].
Modélisations A, B :SHB8, Modélisation C : SHB6, Modélisations D, E : SHB20, Modélisations F, G :SHB15.

- SSLS125 A, B : flambage (modes d'Euler) d'un cylindre libre sous pression externe [V3.03.125] ce test permet de valider la nature de rigidité géométrique
Modélisation A :SHB8, Modélisation B : SHB20.

Tests en non linéaire :

- SSNS101 C à G : claquage d'un toit cylindrique [V6.03.101]. Ce test permet de valider le calcul non linéaire géométrique et l'élastoplasticité
Modélisations C, D :SHB8, Modélisation E : SHB20, Modélisation F : SHB6, Modélisation G :SHB15.
- SSNS102 A, B : flambage d'une coque avec raidisseurs en grands déplacements et pression suivieuse [V6.03.102].
Modélisation A :SHB8, Modélisation B : SHB20.

6 Bibliographie

- [1] F. Abed-Meraim and A. Combescure. SHB8PS, a new adaptive, assumed strain continuum mechanics shell element for impact analysis. *Computers and Structures* , 80:791-803, 2002.
- [2] F. Abed-Meraim et A. Combescure. Stabilisation des éléments finis sous-intégrés. Rapport interne n° 247, LMT de Cachan, 2001.
- [3] A. Legay. Une méthode de calcul efficace pour l'étude paramétrique du flambage non-linéaire des structures tridimensionnelles : application à la fiabilité. *Thèse de doctorat du LMT de Cachan*, 2002.
- [4] T. Belytschko, J.S.-J. Ong, W.K. Liu, and J.M. Kennedy. Hourglass control in linear and nonlinear problems. *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.*, 43:251-276, 1984.
- [5] N. Caironi et F. Abed-Meraim. Implémentation de l'élément SHB6 à intégration réduite dans le code Inca et analyse des instabilités de type hourglass. *Rapport de projet de fin d'études au laboratoire LPMM, ENSAM Metz*, juin 2003.

Description des versions du document :

Version Aster	Auteur(s), Organisme(s)	Description des modifications
9.5	Trinh Vuong Dieu (thèse) X Desroches EDF R&D AMA	Version initiale