

MODELISATION ET SIMULATION DU COMPORTEMENT THERMOMECHANIQUE D'UN PIPELINE GEOTHERMAL AU NIVEAU D'UNE T-JONCTION

Julien Rajomalahy, Vololomihaja Andriamifidisoa et Lala Andrianaivo

Université d'Antananarivo, Ecole Supérieure Polytechnique d'Antananarivo, Petroleum Engineering Department, Laboratoire Exergie et Géoingénierie, BP 1500 Antananarivo 101, Madagascar, julienrajomalahy@gmail.com

Résumé

Ces études portent principalement sur le comportement dans la jonction sous l'effet de la pression interne et de la variation de la température. La principale jonction étudiée est la T jonction. Le but étant de calculer les champs de contraintes couplés à la variation de la température. Ce couplage définit de façon réaliste le comportement thermomécanique de la jonction et notamment à l'intersection où on constate des concentrations importantes de contraintes. La jonction est un élément très utilisé dans les installations industrielles tel que les circuits de traitement des centrales géothermique qui sont soumis à des fluctuations de température dues au mélange des fluides, c'est ce qu'on appelle les zones de mélange. Ces fluctuations peuvent engendrer des endommagements et fissurations par fatigue thermique ou mécanique dans les circuits causant des fuites. La modélisation numérique est réalisée sur le code de calcul ANSYS, se basant sur la méthode des éléments finis.

Mots clés : Intersection/ contrainte/ variation de température/fatigue thermique/ fatigue mécanique/ Eléments finis

1. INTRODUCTION

On dénombre aujourd'hui plus de 350 installations géothermiques haute énergie dans le monde, la production d'électricité d'origine géothermique est possible sur les réservoirs dont la température est comprise entre 150 et 350°C et permettant des débits de production de fluides suffisants [8].

Le couplage thermomécanique dans la défaillance des matériaux a attiré un grand d'intérêt expérimental et théorique ces dernières années. La plupart de ces études traitent de la variation du taux de déformation élastique, la rupture dynamique, et la fatigue thermique, où les taux de chargements extrêmes peuvent être à la base de l'adoucissement thermique du matériau à cause des températures assez élevées (Figure 01). Dans de tels problèmes, la prise en compte du couplage thermomécanique est essentielle pour comprendre les mécanismes de défaillance.



Figure 01 : Réseaux de traitement de vapeur géothermique

Dans cette étude, le modèle montré est un tuyau principal cylindrique, percé radialement par un petit tuyau à un point sur son axe à distance de l'extrémité de la grande pipe (figure 02). L'intérieur du réservoir contient un fluide à une température de 232 °C et à une pression de 2.2 bar. Le fluide dans le petit tuyau est soumis à une pression de 2.5 bar et à une température de 38 °C. Le coefficient de convection dans le réservoir et le tuyau est de 1420 W/m²°C. La valeur du coefficient de transfert de chaleur par convection est fonction de la nature du fluide, de sa température, de sa vitesse et des ses caractéristiques géométriques de la surface de contact solide/fluide.

Le matériau utilisé dans cette étude est l'acier inoxydable austénitique 304L dont les caractéristiques physiques sont données dans le tableau 1, à différentes températures. Le tableau 2 représente les essais de caractérisation en traction monotone qui ont été effectués aux températures : ambiante, 150°C et 300°C, sur des éprouvettes cylindriques de diamètre 10 mm, prélevées dans le sens longitudinal L.

Les aciers inoxydables austénitiques présentent une excellente résistance à la corrosion. Ces aciers riches en chrome sont ductiles et ont une résistance mécanique élevée. Ils sont amagnétiques et soudables. Les aciers inoxydables austénitiques sont fréquemment utilisés dans l'industrie de la construction, l'industrie pharmaceutique et le secteur chimique [6].

Tableau 1 : Propriétés physiques de l'acier 304L à différentes températures (coefficient de Poisson $\nu = 0.30$)

Température [°C]	Densité [kg /m ³]	Coefficient de dilatation thermique [10 ⁻⁶]	Conduction thermique [W/m°C]	Chaleur spécifique [J/kg°C]	Module d'Young [Pa] [10 ⁹]
20	7889	15,3	14,54	473	195
100	-	-	15,50	490	-
150	-	15,7	16,28	498	185
200	-	16,1	17,06	511	176
250	-	16,4	17,81	524	170

Tableau 2 : Caractéristiques conventionnelles de traction

Température °C	Limite élastique R _p 0,2 % (MPa)	Charge de rupture R _m (MPa)	Allongement à la rupture A (%)
Ambiante	220	555	68
150	159	423	53
300	138	401	48

On remarque que la température joue un rôle sur le comportement sous sollicitations monotones de l'acier inoxydable austénitique 304L. En effet, la limite d'élasticité et la résistance à la traction diminuent lorsque la température augmente [6].

Le modèle de jonction utilisé dans notre calcul est présenté dans la figure 02. Toutes les dimensions sont données en mètre.

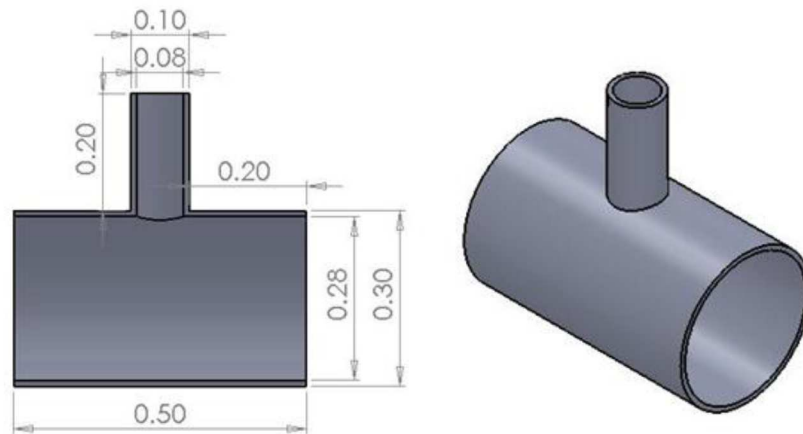


Figure 02 : Dimensions de la jonction

Les conditions initiales et les conditions aux limites utilisées (figure 03) sont comme suit : (u, v et w sont les composantes de déplacement, respectivement dans les trois directions x, y et z).

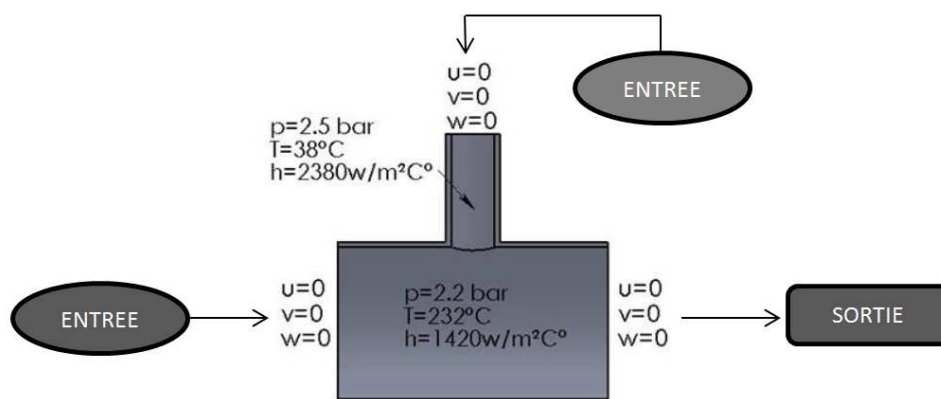


Figure 03 : Conditions initiales et limites

2. MODELISATION ET SIMULATION

2.1. Modélisation du système dynamique

2.1.1. Mise en équation de la partie thermique

- Tenseur de conductivité thermique

Soit $T(x, y, z, t)$ la température au point M de coordonnées (x, y, z) à l'instant t. Si la température dépend du temps, on dit que le régime thermique est variable (ou transitoire). Dans le cas contraire, on dit qu'il est permanent (ou stationnaire) [1]. Considérons la figure 04.

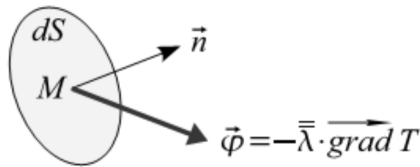


Figure 04 : Vecteur densité de flux

Où : $\overrightarrow{grad}T = \vec{n} \frac{\partial T}{\partial n}$

Avec :

\vec{n} : Vecteur unitaire de la normale

$\frac{\partial T}{\partial n}$: Dérivée de la température le long de la normale.

Considérons en un point M un élément de surface dS infiniment petit. Soit \vec{n} un vecteur unitaire et normal à dS. La puissance thermique (quantité de chaleur par unité de temps) qui traverse dS dans le sens de \vec{n} est égale à [1] :

$$d\phi = \vec{n} \cdot (-\vec{\lambda} \cdot \overrightarrow{grad}T) dS = \vec{n} \cdot \vec{\phi} \cdot dS \quad (1)$$

Où le tenseur de conductivité thermique du matériau λ a pour représentation matricielle dans le repère orthonormé {x, y, z} [1] :

$$[\lambda] = \begin{bmatrix} \lambda_{xx} & \lambda_{xy} & \lambda_{xz} \\ & \lambda_{yy} & \lambda_{yz} \\ \text{sym.} & & \lambda_{zz} \end{bmatrix}$$

- Le vecteur densité de flux et le gradient thermique (figure 05) ne sont pas nécessairement colinéaires [1].

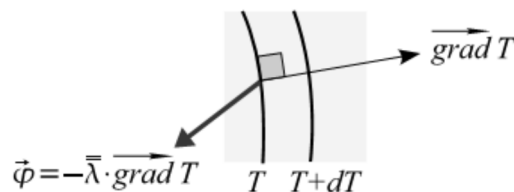


Figure 05 : Matériau anisotrope

- Si le matériau est isotrope (figure 06), la matrice de conductivité se réduit à [1] :

$$[\lambda] = \lambda \begin{bmatrix} 1 & & \\ & 1 & \\ & & 1 \end{bmatrix}$$

Le vecteur densité de flux et le gradient thermique sont colinéaires [1].

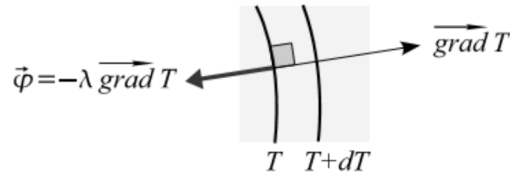


Figure 06 : Matériau isotrope

- Bilan thermique : équation de chaleur

Soit v une partie quelconque de V limitée par la surface s [1] (figure 07).

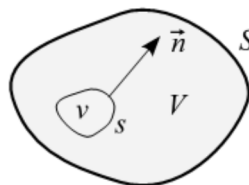


Figure 07 : Bilan thermique

La puissance thermique stockée dans v est égale à la somme de la puissance thermique q générée par les sources volumiques contenues dans V et de la puissance thermique reçue sous forme de flux à travers la surface S [1] :

$$\int \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} dv = \int q dv + \int -\vec{n} \cdot (-\bar{\lambda} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} T) ds \quad (2)$$

Le domaine v étant arbitraire, on en déduit, en tout point du solide [1] :

$$\rho C_p \dot{T} - \text{div} (\bar{\lambda} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} T) - q = 0 \quad (3)$$

Pour un matériau homogène et isotrope, l'équation (3) s'écrit dans le repère orthonormé $\{x, y, z\}$ [1] :

$$\rho C_p \dot{T} = \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + q \quad (4)$$

Où : $\dot{T} = \frac{\partial T}{\partial t}$

2.1.2. Mise en équation de la partie mécanique

- Tenseur des contraintes

Dans une base orthonormée (figure 08), il est représenté par la matrice des contraintes, noté σ_{ij} (le premier indice (i) indique la direction de la normale à la facette et le deuxième (j), la direction de la contrainte) qui s'écrit [3] :

$$\sigma_{ij} = \begin{bmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ \sigma_{12} & \sigma_{22} & \sigma_{23} \\ \sigma_{13} & \sigma_{23} & \sigma_{33} \end{bmatrix} \quad (5)$$

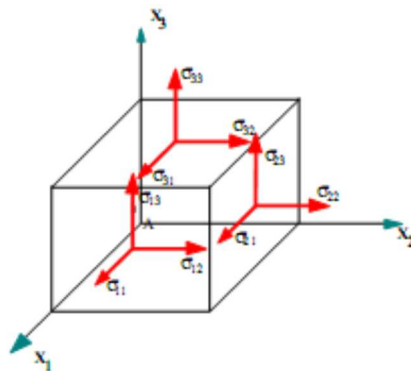


Figure 08 : Contraintes autour du point A

Par définition le tenseur des contraintes σ_{ij} est symétrique c'est-à-dire [3] :

$$\sigma_{21} = \sigma_{12} ; \sigma_{31} = \sigma_{13} ; \sigma_{32} = \sigma_{23}$$

$$\sigma(A) = \begin{bmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ \cdot & \sigma_{22} & \sigma_{23} \\ \text{sym} & \cdot & \sigma_{33} \end{bmatrix} \quad (6)$$

- Tenseur des déformations

On se place ici dans le cas des petites déformations. On démontre que l'état de déformation au voisinage d'un point A est caractérisé par le tenseur des déformations [3].

Le tenseur des déformations s'écrit sous la forme matricielle suivante [3] :

$$\varepsilon_{ij} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{12} & \varepsilon_{22} & \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{13} & \varepsilon_{23} & \varepsilon_{33} \end{bmatrix} \quad (07)$$

Par définition le tenseur des déformations ε_{ij} est symétrique c'est à dire :

$$\varepsilon(A) = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13} \\ \cdot & \varepsilon_{22} & \varepsilon_{23} \\ \text{sym} & \cdot & \varepsilon_{33} \end{bmatrix} \quad (08)$$

2.1.3. Modélisation thermo-élastique

Des déformations peuvent être causées également par un changement de température. Dans le cas isotrope et en l'absence de contrainte, on a [4] :

$$\varepsilon_x^{th} = \varepsilon_y^{th} = \varepsilon_z^{th} = \alpha \Delta T \quad (09)$$

Où $\alpha = (\partial\varepsilon/\partial T)$ est le coefficient de dilatation thermique linéaire et ΔT correspond au changement de température. Dans la plupart des matériaux, α est positif [4].

Dans le cas 3-D, le vecteur de déformation thermique est :

$$\{\varepsilon_{th}\} = \Delta T [\alpha_x \alpha_y \alpha_z \ 0 \ 0 \ 0]^T \quad (10)$$

Où : $\Delta T = T - T_{ref}$: T = température actuelle à l'endroit en question et T_{ref} : température de référence (étant la température à laquelle on considère que : $\varepsilon_{th}(T_{ref}) = 0$)

Lorsqu'une contrainte et un changement de température sont à la fois imposés, la déformation totale est la somme d'une déformation élastique et d'une déformation thermique [4] :

$$\{\varepsilon_{tot}\} = \{\varepsilon_{el}\} + \{\varepsilon_{th}\}$$

La loi de Hooke complète (valable seulement dans le cas de déformations thermo élastiques) s'écrit alors [4] :

$$\{\varepsilon_{tot}\} = \{\varepsilon_{th}\} + [C]^{-1}\sigma \quad (11)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \varepsilon_x = \alpha \Delta T + \frac{1}{E} (\sigma_x - \nu (\sigma_y + \sigma_z)) \\ \varepsilon_y = \alpha \Delta T + \frac{1}{E} (\sigma_y - \nu (\sigma_x + \sigma_z)) \\ \varepsilon_z = \alpha \Delta T + \frac{1}{E} (\sigma_z - \nu (\sigma_y + \sigma_x)) \\ \varepsilon_{xy} = \frac{1 + \nu}{E} \sigma_{xy} \\ \varepsilon_{yz} = \frac{1 + \nu}{E} \sigma_{yz} \\ \varepsilon_{xz} = \frac{1 + \nu}{E} \sigma_{xz} \end{array} \right. \quad (12)$$

$$h = -2\nu^3 - 3\nu^2 + 1$$

2.1.4. Critères de limite élastique

Soit un état de contrainte caractérisé en un point A par trois contraintes principales σ_1 , σ_2 et σ_3 . σ_g (ou σ_e) est appelée contrainte équivalente de Von Mises.

Pour ce critère, l'état limite est atteint lorsque l'énergie de distorsion par unité de volume est égale à l'énergie de distorsion unitaire limite du matériau [4].

L'énergie de distorsion par unité de volume en fonction des contraintes principales s'exprime par :

$$\frac{dW}{dv} = \frac{1 + \nu}{E} [(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_1 - \sigma_3)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2] \quad (13)$$

Dans le cas de la traction simple, seule $\sigma_1 \neq 0$ [4] :

$$\frac{dW}{dv} = \frac{1 + \nu}{E} 2\sigma_1^2 \quad (14)$$

Ce critère devant être valable quel que soit l'état de sollicitation, on doit donc avoir [4] :

$$[(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_1 - \sigma_3)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2] \leq 2\sigma_e^2 \quad (15)$$

La contrainte équivalente de Von Mises σ_g en fonction des contraintes principales est alors [4] :

$$\sigma_g^2 = \frac{1}{2} [(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_1 - \sigma_3)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2] \quad (16)$$

2.2 Simulation du système : Résolution par éléments finis

La méthode des éléments finis est une technique pour rapprocher les équations différentielles régissant pour un système avec un ensemble d'équations algébriques concernant un nombre limité de variables. Ces méthodes sont populaires parce qu'ils peuvent facilement être programmés. Le solide est décomposé en éléments de forme géométrique simple ayant des côtés communs et dont les sommets (nœuds) sont les points d'articulation de plusieurs éléments entre eux. Ces nœuds seront les points d'application des forces intérieures ou extérieures. L'opération de décomposition est le maillage. Un bon maillage doit faciliter les opérations prévues par un programme d'ordinateur. Il faut donc adopter une méthode systématique de numérotation des éléments et des nœuds [5].

La démarche consiste à modéliser la structure mécanique dans un premier temps et ensuite à coupler l'effet thermique dans un deuxième temps (figure 09). Ainsi, en créant la géométrie dans le premier environnement physique, on peut l'utiliser dans toutes les étapes suivantes. La géométrie est maintenue constante. Bien que la géométrie doive rester constante, les types d'éléments peuvent changer. Par exemple, les éléments thermiques sont nécessaires pour une analyse thermique tandis que les éléments structuraux sont nécessaires pour déterminer les contraintes dans la géométrie. Il est important de noter, toutefois, que seulement certaines combinaisons d'éléments peuvent être utilisées pour une analyse physique couplée (Solid227) [7].

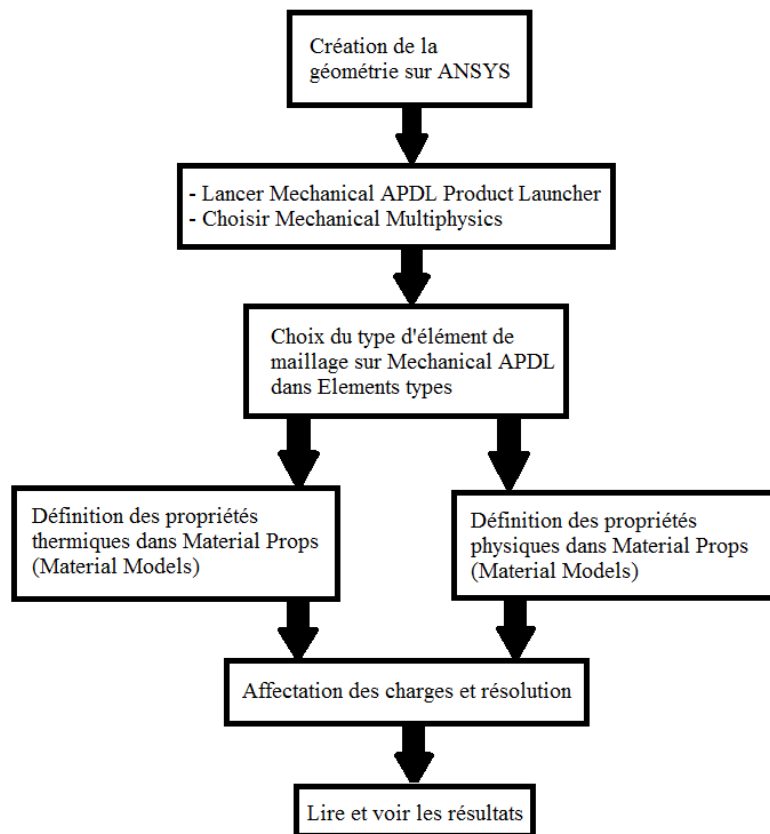


Figure 1 : Procédures de l'analyse thermomécanique

3. RESULTATS ET INTERPRETATIONS

3.1. Cas de chargement thermique

On observe que la variation de température commence à approcher de la zone d'intersection, où les fluides se rencontrent (figure 10).

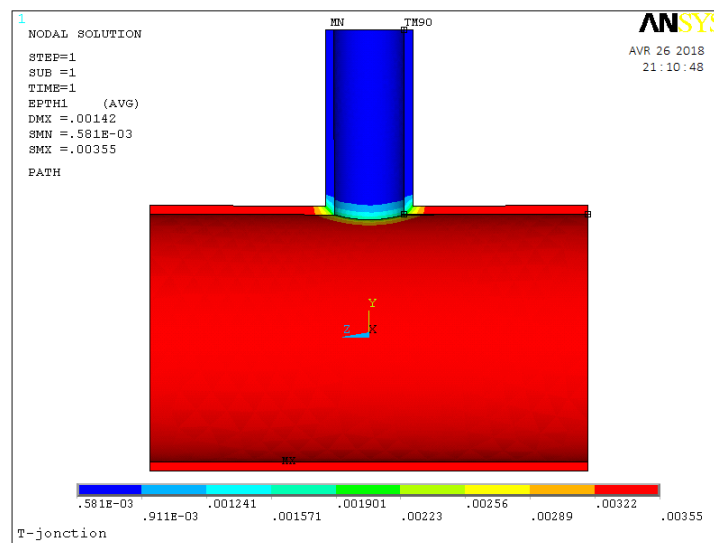


Figure 10 : Distribution nodale de la température et de la déformation thermique

La figure 11 montre l'évolution de la température et de la déformation thermique dans les trois directions (x, y et z) en fonction de la distance du chemin défini sur cette figure. On remarque que la distribution de la température est homogène dans les trois directions. La température commence avec une valeur $T = 232^{\circ}\text{C}$ et elle diminue progressivement jusqu'à $T = 121.81^{\circ}\text{C}$ (nœud N° 36) en s'approchant de l'intersection où l'on a déterminé la déformation thermique $\varepsilon_{th} = 0.18641 \times 10^{-2} [\%]$ qui a une signification importante, car c'est à une distance de 0.21m qu'on a aussi calculé la déformation élastique maximale. La température se stabilise à la valeur $T=38^{\circ}\text{C}$.

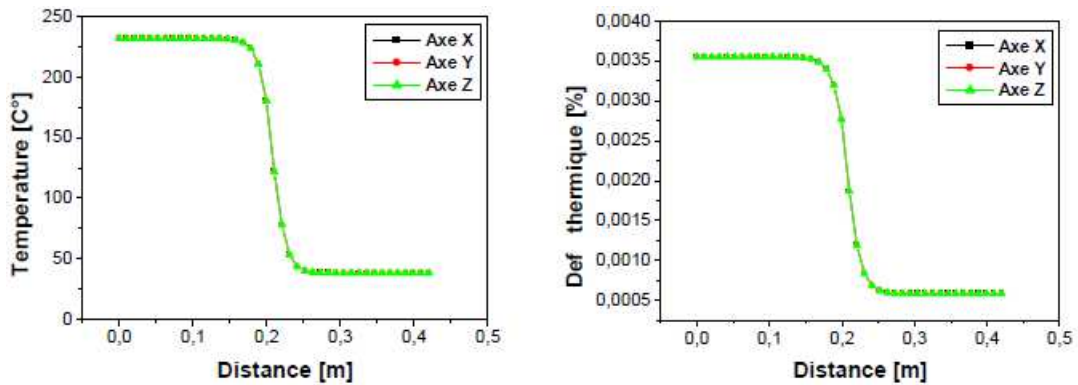


Figure 11 : Variation de température / Variation de la déformation thermique suivant la trajectoire

3.2. Cas de chargement mécanique (élastique)

La figure 12 représente les déformations élastiques suivant les trois directions (x, y et z) de la jonction. On constate que la plus grande déformation est localisée au nœud N° 36 (suivant x). La figure 13 montre l'évolution de la contrainte et de la déformation de la jonction. On peut remarquer que le maximum de la contrainte est atteint suivant la direction x.

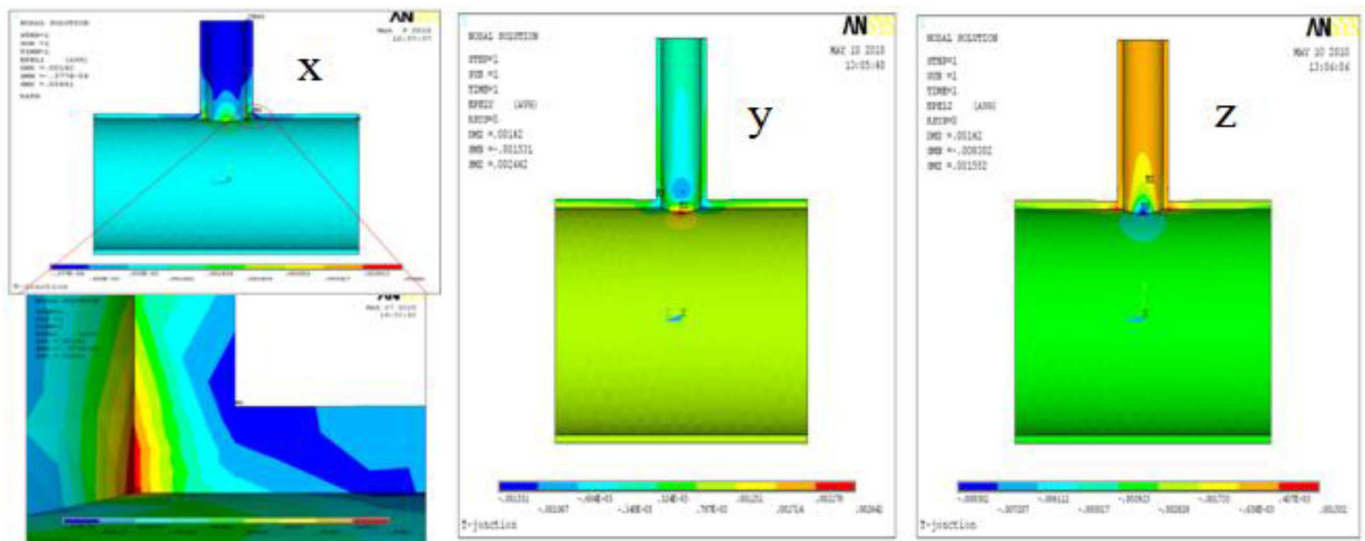


Figure 12 : Distribution nodale de la déformation suivant les trois axes x, y, z

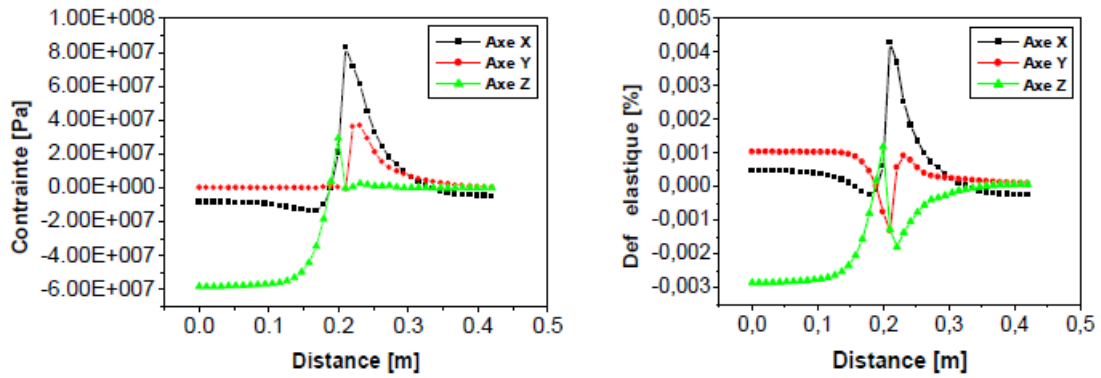


Figure 133 : Variation de la contrainte / Variation de la déformation élastique suivant la trajectoire

3.3. Cas de chargement thermomécanique (thermo élastique)

Les figures 14 (a, b et c) représentent la distribution nodale des déformations totales suivant les trois directions (x, y et z) de la jonction. On constate que la plus grande déformation est localisée au nœud N° 36 suivant x. La figure 15, montre l'évolution de la déformation totale de la jonction. On peut remarquer que le maximum de la déformation est suivant la même direction.

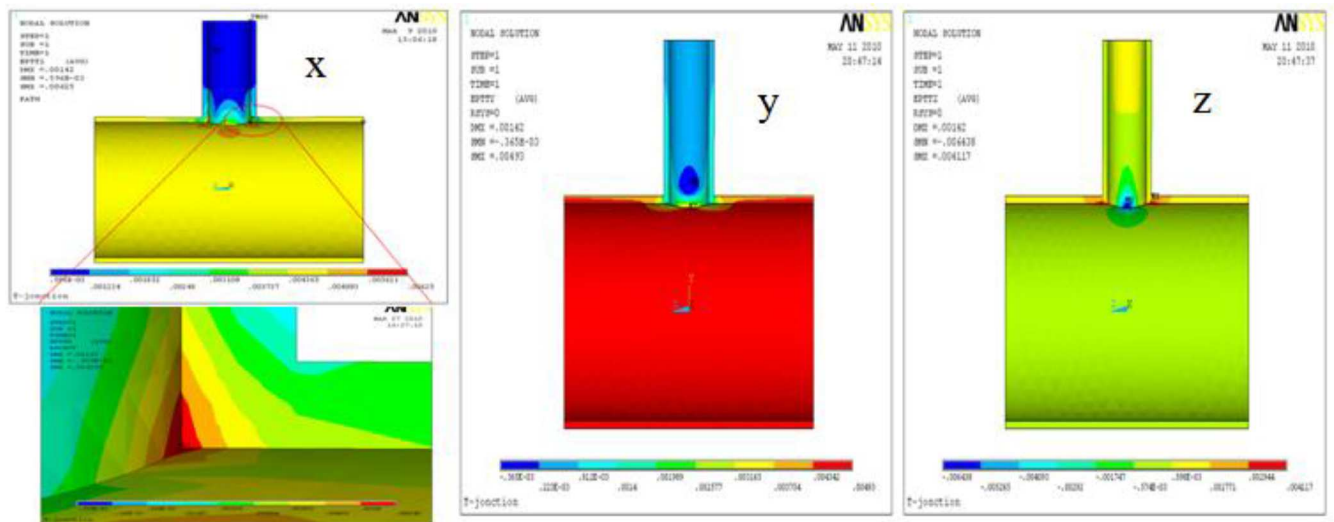


Figure 14 : Distribution nodale des déformations totales suivant les trois axes

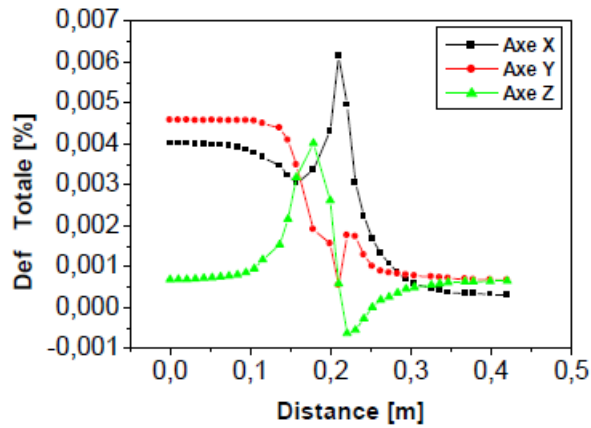


Figure 15 : Déformations totales suivant les trois axes

3.4. Déformations élastique, thermique et thermo élastique

Le tableau 3 et la figure 16 montrent les résultats.

Tableau 3 : Résultats des déformations élastique, thermique et thermoélastique suivant la direction x à la distance 0.21m sur la trajectoire (au niveau de l'intersection)

	Coefficient de dilatation thermique	Température [°C]	Déformation max $\times 10^{-2} \%$		
			ϵ_{th}	ϵ_{el}	ϵ_{Tot}
Jonction (nœud N°36)	15.3×10^{-6}	121.81	0.18641	0.42693	0.61465

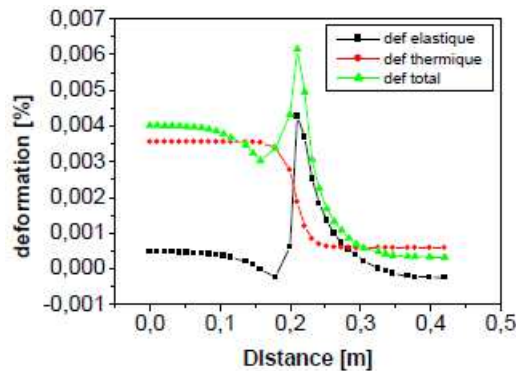


Figure 16 : Déformations totale, élastique et thermique

3.5. Contraintes de Von Mises

Le calcul des contraintes de Von Mises de la jonction a été effectué suivant le chemin montré à la figure O9. Sur la figure 17, on constate que le maximum de la contrainte est atteint au nœud 52 ayant une valeur de $1.56940 \times 10^8 [Pa]$.

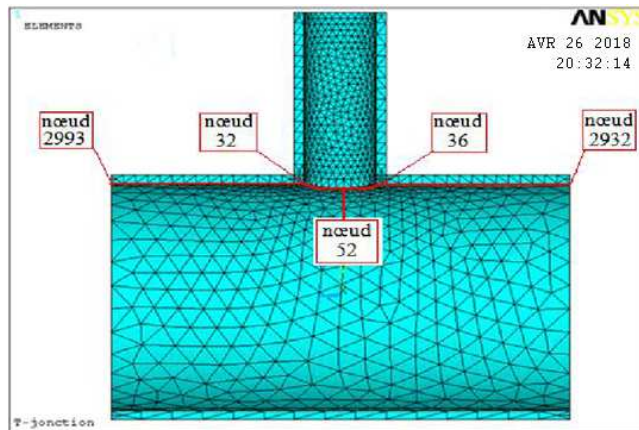


Figure 17 : Représentation de la trajectoire utilisée

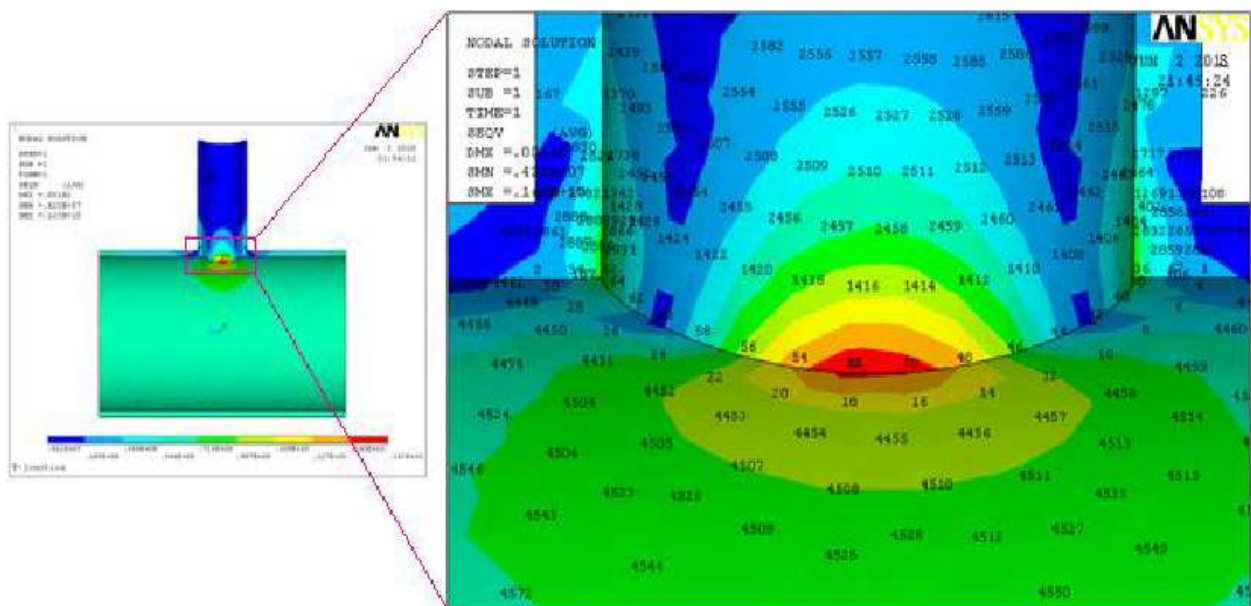


Figure 18 : Distribution nodale des contraintes de Von Mises

4. INTERPRETATION ET DISCUSSION

Le calcul des contraintes de la jonction a été effectué sous le logiciel ANSYS. On constate que le maximum de contrainte est atteint au nœud 52 ayant une valeur de 1.56940×10^8 [Pa]. L'apport de la déformation thermique est relativement élevé dans la déformation totale. Ces valeurs sont faites à la distance 0.21m. Au niveau de la jonction :

- la déformation élastique est de 0.42%.
- la déformation thermique est de 0.18%.
- la déformation totale (thermo élastique) est de 0.61%
- la contrainte de Von Mises est de 156.94 MPa. Cette valeur ne dépasse pas la limite élastique du matériau.

5. CONCLUSION

Pour conclure, nous pouvons affirmer que la modélisation thermomécanique de la jonction revêt un caractère sécuritaire avant tout. En effet, le comportement de cette jonction dans des conditions de chargement (pression et température) caractérise la fiabilité et la sécurité des installations industrielles. Le choix de tel ou tel type de jonction est soumis aux calculs des différentes déformations. Dans notre étude, les calculs ont montré que la concentration des contraintes est localisée à l'intersection. Les résultats présentés dans cette étude sont relatives à la modélisation d'une jonction sans soudures. En perspectives, nous recommandons de considérer le comportement des cordons de soudure, tester d'autres types de jonctions comme l'Y-jonction et utiliser de nouveaux matériaux (matériaux composites).

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Yves Jannot , 2002,“ cours de transferts thermiques “ bouquin de thermique.pdf ,
- [2] Yves Debard 2006-2009. “ Méthode des éléments finis : thermique ” Master Modélisation Numérique et Réalité Virtuelle, Université du Maine, 24 mars 2006 – 15 décembre 2009.
- [3] Unocal Thailand Co., LTD, (2006), “Stress and Deformation analyses of pipe tees Using I-DEALS program”, Thailand.
- [4] Yves Debard, 2011. “ Notice du logiciel « RDM (IUT Le Mans) » Cours d'élasticité ” mecanique.pdf,
- [5] ANSYS, 2015. Finite Element Analysis Program "thermal and structural Analysis Guide" Version 11
- [6] J.C. Leroux, F. Curtit, J.M. Stephan, 2006, “Study of thermal and mechanical fatigue of 304L stainless steel : comparison between tests on mockups and test on standard specimen”, *Int. Fatigue cong. Fatigue*, May 14-19, Atlanta.
- [7] SOLIDWORKS, 2013. Code de design industrial, Version 7.
- [8] GEORAMA, 2017. Le journal d'information du BRGM, n°29.