

Simulation numérique d'un écoulement hypersonique autour d'un corps émoussé de type nez de navette spatiale

Nabil GHENDOUR, Samir OUCHENE, Rachid ALLOUCHE , Rachid RENANE

Laboratoire de science de l'aéronautique, Institut d'aéronautique et des études spatiales, Université SAAD DAHLEB de Blida1 Algérie.
r.renane@yahoo.fr

Résumé :

Le but de ce travail est de simuler numériquement un écoulement hypersonique bidimensionnel en hors équilibre chimique autour d'un corps émoussé de type nez de navette spatiale. Dans cette contribution on a focalisé sur le comportement de l'écoulement réactif et les phénomènes physico-chimiques qui prennent naissance en aval de l'onde de choc intense qui apparaissent en amont de l'obstacle, ainsi localiser l'onde de choc et étudier la couche de choc pour déterminer le champ de pression, de température et l'évolution des fractions massiques des espèces autour de l'obstacle. Le modèle mathématique est basé sur la résolution des équations de Navier Stokes où le modèle de turbulence k-w est choisi. Le logiciel ANSYS Fluent 14.5 est utilisé pour réaliser ce travail. Les résultats obtenus corroborent avec ceux de la littérature scientifique.

Mots clés : Ecoulement hypersonique, hors-équilibre chimique, l'onde de choc, ANSYS Fluent

Nomenclatures :

M	catalyseur	<i>Symboles grecs</i>	
M_s	la masse molaire	ρ	la masse volumique
u	la vitesse selon x	ω_c	terme source chimique
v	la vitesse selon y	ν	coefficient stœchiométrique
u_{Ds}	la vitesse de diffusion selon x	θ_d	la températures de dissociation
v_{Ds}	la vitesse de diffusion selon y	τ	le tenseur des contraintes visqueuses
P	la pression	μ	la viscosité
T	la température	μ_T	la viscosité turbulente
E	l'énergie total	ω	dissipation effective
k_d	la vitesse de réaction direct	Γ	diffusivité effective
k_i	la vitesse de réaction inverse	Indices et exposants	
C	constants de loi d'ARRHENIUS	s	espèce
n	constants de loi d'ARRHENIUS	r	réact
k	énergie cinétique turbulente		

1. Introduction :

Lorsqu'un corps de forme émoussée (sonde, navette, capsule...) rentre à grande vitesse dans une atmosphère planétaire, un choc fort et détaché se forme en amont du corps, on appelle couche de choc la zone d'écoulement située entre le choc et la paroi. A la traversée du choc, le fluide se trouve brusquement comprimé et ralenti, sur une distance de l'ordre du libre parcours moyen [1], une part importante de l'énergie cinétique est convertie en énergie interne. Par conséquent, la température croît brutalement derrière l'onde de choc. La couche de choc est le siège d'intenses processus physico-chimiques, appelés effets haute température ou effets de gaz réel. L'élévation de température renforce l'agitation moléculaire. Les collisions entre les particules de gaz sont plus nombreuses et plus violentes, suffisamment pour exciter le mode de vibration des molécules,

entraîner leur dissociation et même l'ionisation du gaz. Dans notre travail, nous avons opté d'étudier la résolution des équations de Navier-Stokes pour un écoulement bidimensionnel (plan et axisymétrique), visqueux, en déséquilibre chimique en utilisant le solveur Fluent. Nous avons par ailleurs fait l'hypothèse d'un écoulement à l'équilibre vibrationnel, les phénomènes d'ionisation ont été négligés : pour des vitesses amont jusqu'à 6000ms⁻¹, le rayonnement ne devient important qu'à partir de 8000 ms⁻¹ [2], et ne pourra être étudié ici. L'air est donc considéré comme un mélange de cinq gaz parfaits (N_2 , O_2 , N , O , NO) en déséquilibre chimique.

2 Le modèle mathématique

2.1 Conservation des espèces :

La conservation de masse de l'espèce s est donnée par :

$$\frac{\partial \rho_s}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_s u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_s v)}{\partial y} = -\frac{\partial(\rho_s u_{D_s})}{\partial x} - \frac{\partial(\rho_s v_{D_s})}{\partial y} + \omega_{c,s} \quad (1)$$

2.2 L'équation de continuité

La conservation de la masse totale du mélange est la somme des équations de conservation de masse de chaque espèce s , l'équation de continuité globale du mélange peut s'écrire:

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = 0 \quad (2)$$

2.3 Conservation de la quantité de mouvement

La sommation des équations de quantité de mouvement élémentaires conduit à :

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho u^2 + P)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial y} &= -\frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} - \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} \\ \frac{\partial(\rho uv)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v^2 + P)}{\partial y} &= -\frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} - \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} \end{aligned} \quad (3)$$

Avec τ est le tenseur des contraintes visqueuses connu pour les équations de Navier –Stokes sous la formulation suivante [2] :

$$\tau_{ij} = -\mu \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \left(\sum_{k=1}^k \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \delta_{ij} \right) \quad (4)$$

2.4 Conservation de l'énergie totale

L'équation de conservation de l'énergie totale du mélange est obtenue de façon similaire, par sommation des équations pour chacune des énergies partielles :

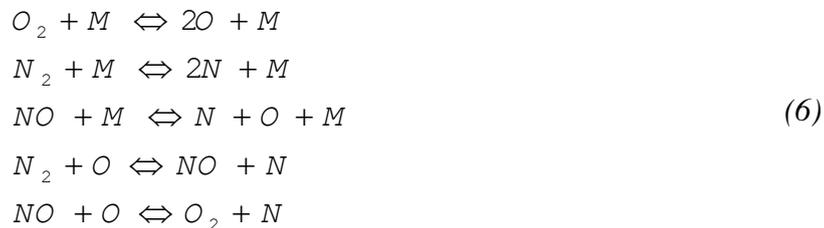
$$\frac{\partial[u(E+P)]}{\partial x} + \frac{\partial[v(E+P)]}{\partial y} = -\frac{\partial \phi_x}{\partial x} - \frac{\partial \phi_y}{\partial y} - \frac{\partial(u\tau_{xx} + v\tau_{xy})}{\partial x} - \frac{\partial(u\tau_{yx} + v\tau_{yy})}{\partial y} \quad (5)$$

Tel que, E est l'énergie total du mélange et ϕ le flux de chaleur.

2.5 Le modèle de la cinétique chimique :

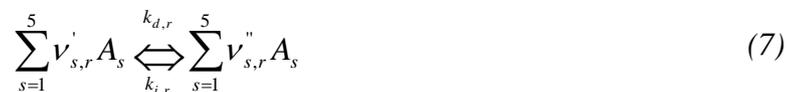
L'excitation des molécules immédiatement derrière l'onde de choc se traduit par la dissociation de celles-ci due à l'importance de la température qui règne dans la couche de choc. Dans les

conditions standards, l'atmosphère terrestre est supposé être un mélange binaire de 21% de O_2 et 79% de N_2 , derrière l'onde de choc normale, ces espèces se dissocient en formant de nouvelles espèces, alors l'air se présente comme un mélange réactif des espèces: N_2 , O_2 , NO , N , O . les réactions peuvent être écrite sous une forme plus compacte, en considérant le catalyseur qui peut être l'une quelconque des cinq espèces (N_2 , O_2 , NO , N , O), ce corps catalytique n'apporte rien à la réaction, son rôle étant simplement de permettre la réaction de dissociation ou de recombinaison ainsi l'ensemble des réactions chimiques élémentaires peut s'écrire [3,4] :



2.6 Taux de production des espèces chimiques :

La forme générale des réactions induites par l'ensemble des espèces chimiques s'écrit [5] :



Où $k_{d,r}$ et $k_{i,r}$ représentent la vitesse de réaction directe et inverse respectivement de la réaction r . Le taux de production massique de l'espèce s par unité de volume est donné par :

$$\omega_c = M_s \sum_{r=1}^{17} (v''_{s,r} - v'_{s,r}) \left[k_{d,r} \prod_{s=1}^5 \left(\frac{\rho_s}{M_s} \right)^{v''_{s,r}} - k_{i,r} \prod_{s=1}^5 \left(\frac{\rho_s}{M_s} \right)^{v'_{s,r}} \right] \tag{8}$$

Le FLUENT utilise l'expression donnée par la loi d'ARRHENIUS pour calculer la constant de vitesse direct [6,7]. L'expression d'ARRHENIUS est donnée par:

$$k_{d,r} = C_r T^{n_r} e^{-\theta_{d,r}/T} \tag{9}$$

les constantes C_r , n_r et les températures de dissociation $\theta_{d,r}$ pour chaque réaction sont données par Park « modèle de Park 1995 » [8].

3. Modèle de fermeture $k\omega$:

Ce modèle a été proposé par Wilcox en 1988 [8] et repose sur l'utilisation d'une échelle caractéristique des gros tourbillons, $\omega = \varepsilon/k$, et sur la même linéarité entre la viscosité turbulente et le cisaillement du champ moyen. La viscosité turbulente est donnée dans ce cas par la relation suivante :

$$\mu_T = \alpha \frac{\rho k}{\omega} \tag{10}$$

où α est un coefficient permettant de diminuer l'influence de la viscosité turbulente. Les équations de transport pour k et ω sont respectivement [9] :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k - Y_k \quad (11)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + G_\omega - Y_\omega$$

Dans ces deux équations de transport, G représente la génération d'énergie cinétique turbulente ou de la dissipation effective, selon l'indice utilisé, due au gradient de vitesse moyenne. Γ_k et Γ_ω représentent la diffusivité effective de k et ω , respectivement. Y_k et Y_ω représentent la dissipation de k et ω par la turbulence.

4. Conditions initiales

Notre objet est de simuler les expériences de Lobb [10] réalisées sur un corps de type sphère-cône. Le rayon de la sphère est de $R = 6.35\text{mm}$ et la longueur du cylindre est de 1.3m . Les pression et température amont valent respectivement 664Pa et 293K , le nombre de Mach étant de 15.35 . La température moyenne de la paroi est de 1000K . La paroi est supposée non-catalytique [1].

7.1. Maillage

Le maillage initial est généré par ANSYS Meshing (Figure 3 et Figure 4), après avoir eu les résultats de maillage initial et pour bien localiser l'onde de choc et obtenir un bon résultat, nous avons adapté le maillage dans Fluent (Figure 5) par raffinement des zones à fort gradient. Le tableau 1 montre les étapes d'adaptation du maillage initial et le nombre de maille de chaque maillage.

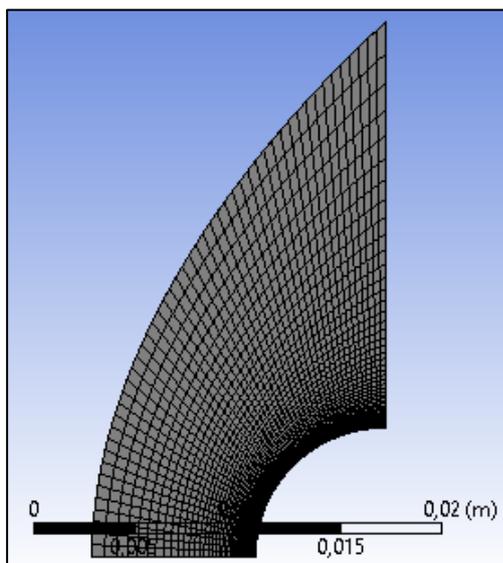


Figure 3 : Maillage initial 50*50 (Meshing)

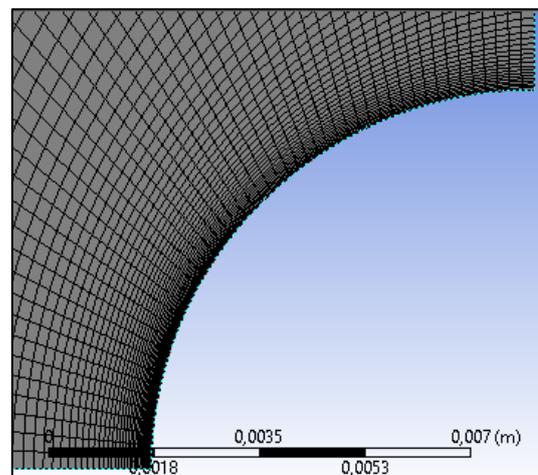


Figure 4 : Maillage initial autour de sphère

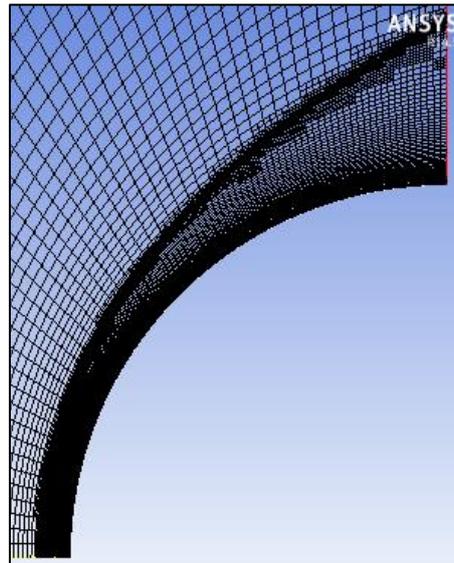


Figure 5 : Maillage adapté (Fluent)

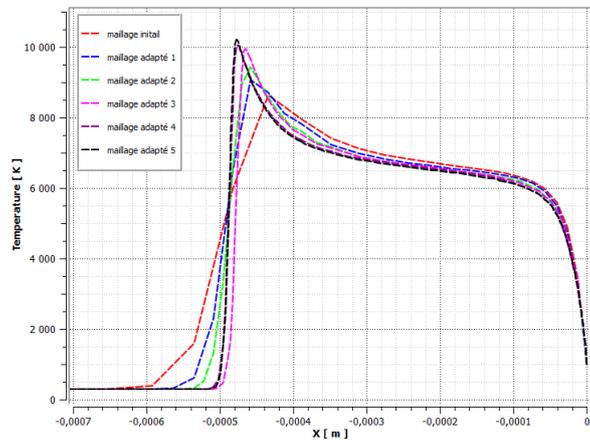


Figure 6 : la température le long de la ligne d'arrêt pour chaque maillage

Maillage	N° de maille	Température max (K)
Initial	2500	8605
Adapté 1	3052	9190
Adapté 2	5002	9579
Adapté 3	11488	9861
Adapté 4	36694	10105
Adapté 5	138256	10210

Tableau 1 : Les Maillages utilisés

8. Les résultats et commentaires :

8.1. Etude de sensibilité de maillage

Pour montrer l'influence de raffinement du maillage sur les calculs, nous avons opté de présenter respectivement l'évolution de la température le long de la ligne d'arrêt du maillage initial et les

maillages adaptés 1, 2, 3, 4 et 5 sur la figure 4, La figure nous montre que pour le maillage initial, la température varie de la valeur initial 293K à la valeur maximale de 8605K dans une distance de 0.15mm, et chaque fois qu' on adapte le maillage la température maximale augmente et la distance diminue où pour le maillage final « adapté 5 » la température augmente jusqu'à 10210K dans une distance de l'ordre de moins de 0.02mm. A partir du maillage adapté 4, la variation de la température n'est plus constatée lors du raffinement, c'est-à-dire. Même si on raffine plus en plus le maillage, les résultats ne sont plus dépendants de la solution du maillage, par conséquent, les graphes obtenus sont confondus (ici : maillage adapté 4 et 5) .Donc on peut considérer que le maillage « adapté 4 » est le maillage optimum où le résultat de la température est stable.

8.2. Variation du nombre de Mach de l'écoulement après le choc

La Figure 7 représente les lignes iso-Mach, la figure montre un chute sur la valeur de nombre de mach juste après l'onde de choc, tel que dans la partie avant du sphère autour de l'axe de symétrie, le nombre de mach atteint une valeur inférieure à 1, car dans cette zone la paroi est perpendiculaire à l'écoulement, l'onde de choc est considérée comme une onde de choc normale où l'écoulement devient subsonique.

8.3. Variation de la température de l'écoulement après le choc

La figure 6 montre une augmentation brusque de la température en aval de l'onde de choc, puis elle diminuer jusqu'à la paroi, et cela est due à l'apparition des phénomènes physico-chimiques (vibrations des molécules, les réactions de dissociation et d'ionisations) qui sont des phénomènes endothermiques. On constate aussi que les valeurs maximales de température sont aux alentours de 10000K juste après l'onde de choc puis elle diminue jusqu'à l'équilibre. Cela est clairement présenté sur la figure 7 où le choc est positionné à une distance de 0.51mm sur la ligne d'arrêt et aussi on remarque que la température derrière l'onde de choc est très important (10100K), puis elle diminue jusqu'à atteindre la température d'équilibre (6000K). En comparant notre résultat de la figure 7 avec celui de Tristan, on remarque une bonne concordance entre les deux résultats en termes d'allure et en terme quantitatif.

8.4. Variation de champ de pression dans la zone de relaxation

Concernant le champ de pression (figure 9), on constate une grande pression plus de 20000Pa dans la partie avant de corps, ou bien dans la zone de relaxation, cela est due au freinage de l'écoulement engendré par le choc et par les phénomènes physico-chimiques. Et en comparant notre résultat de la figure 9 avec celui de Tristan de la figure 10, on remarque une excellente similitude entre les deux résultats pour les différentes zones d'isobare dans la plage de relaxation.

8.5. Les fractions massiques des espèces :

Sur la figure 8 on représente l'évolution des fractions massiques des espèces le long de la plage de relaxation, on observe premièrement la diminution des fractions massique de l'oxygène O_2 et de l'azote N_2 , par contre une augmentation rapide des autres espèces, et on remarque que le NO atteint une valeur maximale de 0.063 à une distance de 0.421m de la paroi et commence à se dissocier, on remarque que à l'équilibre thermique, la production des espèces se stabilise et atteint des valeurs presque constants. Pour la validation de nos résultats de la figure 11, on remarque un très bon accord avec ceux de Trisan en terme de taux production de différents espèces chimiques dans la plage de relaxation.

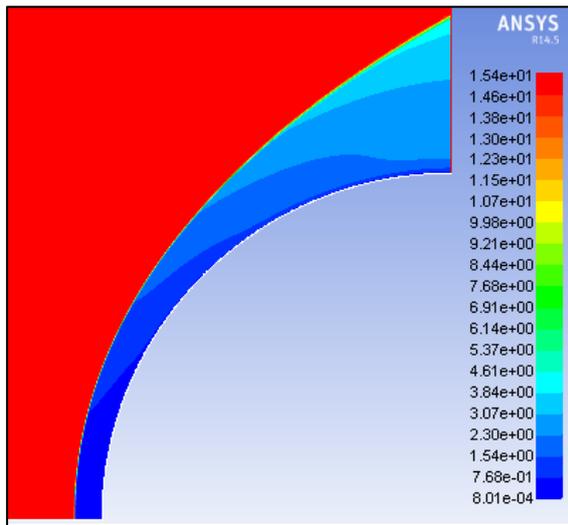


Figure 7 : Nombre de Mach le long de la plage de relaxation

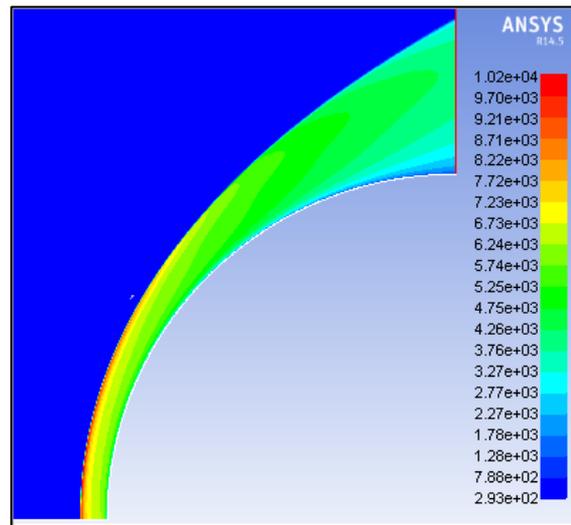


Figure 8 : Champ de température le long de la plage de relaxation

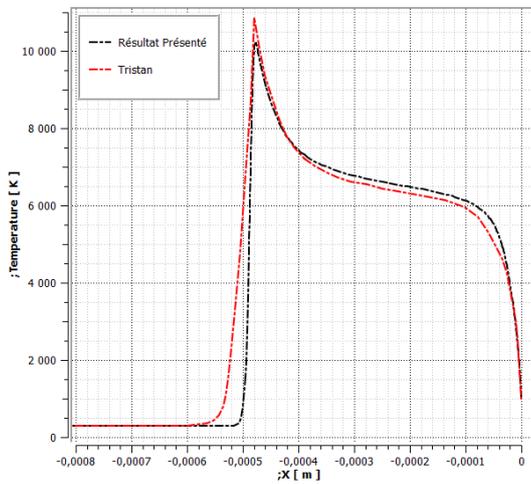


Figure 7 : Variation de la température le long de la plage de relaxation.

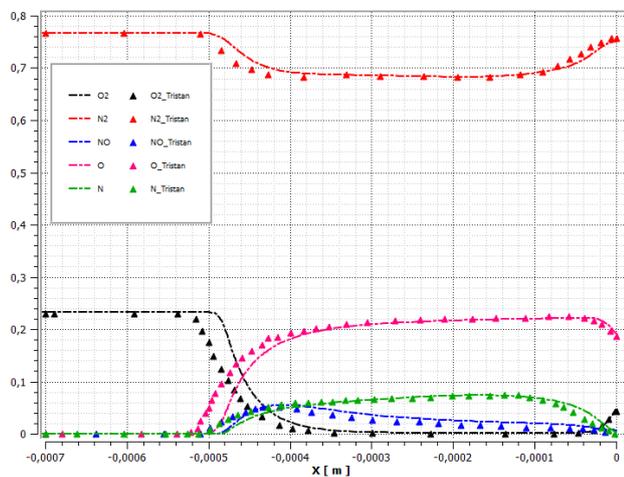


Figure 8 : les fractions massique le long de la plage de relaxation.

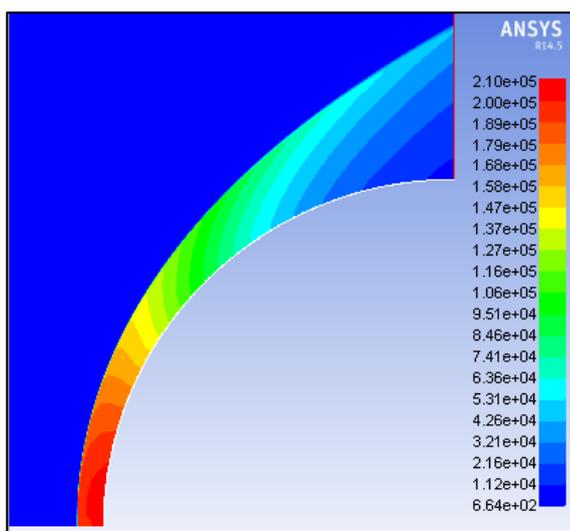


Figure 9 : Variation de champ de pression le long de la plage de relaxation (Nos Résultats)

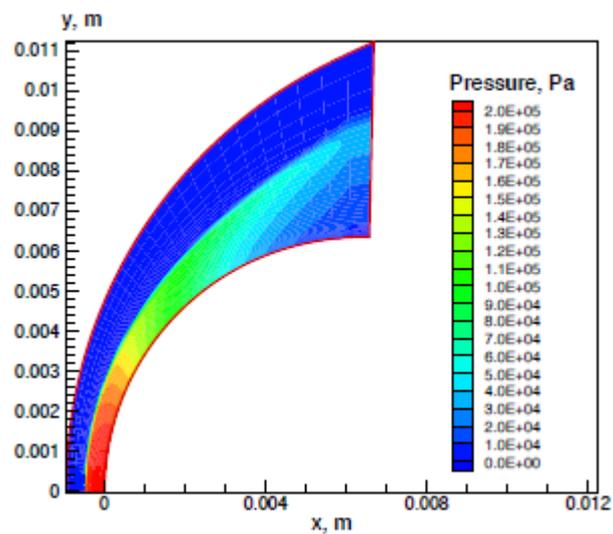


Figure 10 : Variation de champ de pression le long de la plage de relaxation par Tristan

9. Conclusion

Cette étude consacrée à la simulation numérique d'un écoulement hypersonique en hors équilibre chimique autour d'un corps arrondi, rencontré dans les rentrées atmosphérique des engins spatiaux, ce dernier est gouverné par les équations de Navier-Stocks couplé avec l'équation de conservation d'espèces. Ce travail a été réalisé à l'aide de logiciel ANSYS 14.5, où on a pu localiser la position de l'onde de choc par rapport à l'obstacle, cette dernière est de l'ordre de 0.552 ± 0.032 mm, résultat très proche du résultat expérimentale ref [10], en outre on pu simuler le comportement de l'écoulement dans la plage de relaxation et déterminer les différents paramètres à savoir le nombre de Mach le champ de pression et de température ainsi les fractions massiques. La variation de ces paramètres est influencée par la création de l'onde de choc en amont de l'obstacle aussi bien par l'apparition des phénomènes physico-chimiques qui ont la nature endothermique et qui forment un bouclier thermique protectif de la paroi. En fin nos résultats sont comparés avec ceux de la littérature scientifique spécialisée, on remarque une bonne concordance et corroborent avec ceux de Tristan SOUBRIE [1].

Références

1. SOUBRIE Tristan, « Prise en compte de l'ionisation et du rayonnement dans la modélisation des écoulements de rentrée terrestre et martienne », These de doctorat, ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DE L'AÉRONAUTIQUE ET DE L'ESPACE, 2006.
2. A. Boulahia, M. Belkhiri, M. Afrid –, « Simulation du phénomène de relaxation dans un écoulement réactif parietal derrière un choc fort. » , Revue des énergies renouvelables CISM'08 Oum El Bouaghi – Pages 89-102 – 2008.
3. Roberto Vaglio-Laurin, Martin H. Bloom, « Chemical Effects in External Hypersonic Flows”, *Numéro 640 de PIBAL report*, Polytechnic Institute of New York Department of Aerospace Engineering and Applied Mechanics *Volume 1273 de AFOSR (Series)*, Air Force Office of Scientific Research, United States Air Force, 1961.
4. D'Ambrosio, D., Colonna, G., and Capitelli, M., “Numerical Prediction of Non-Equilibrium Flows in Hypersonic Nozzles: State-to-State Kinetics versus Macroscopic Models,” AIAA Paper 2003-3549, 2003.
5. R. Haoui, A. Gahmousse, D. Zeitoun, “ Chemical and vibrational nonequilibrium flow in a hypersonic axisymmetric nozzle(Ecoulement hors d'équilibre chimique et vibrationnel dans une tuyère hypersonique axisymétrique), “ *International Journal of Thermal Sciences*, article n° 8 , volume 40, (2001), pp787-795.
6. ANSYS *Help14.5*.
7. Chul Park. « Validation of Multitemperature Nozzle Flow Code” , NASA Ames Research Center, and Seung-Ho Lee, Eloret Institute (9, 1, p. 9) Article based on AIAA Paper 93-2862
8. Yann MARCHESSE, “Modélisation de la turbulence - Application `a la CFD », Département de Mécanique et ´Energétique, Ecole Catholique d'Arts et Métiers – Lyon ; 2010.
9. Celik, Ismail B. “ Introductory Turbulence Modeling”, Lectures Notes, West Virginia University Mechanical & Aerospace Engineering Dept, December 1999.
10. M. Ahn Furudate, « Calculation of shock stand-off distance for a sphere in nonequilibrium hypersonic flow” , *Journal of computational fluids engineering* 12/2012