

CONEM 2016
CONGRESSO NACIONAL DE
ENGENHARIA MECÂNICA

21-25
AGOSTO DE 2016
FORTALEZA - CEARÁ

ESCOAMENTO SUPERSÔNICO NO BORDO DE ATAQUE DE UMA PLACA PLANA

Jayme Rodrigues Teixeira da Silva, jaymerts@ieav.cta.br¹

Álvaro Francisco Santos Pivetta, pivetta@ieav.cta.br¹

Giannino Ponchio Camillo, giannino@ieav.cta.br²

Angelo Passaro, angelo@ieav.cta.br²

Antonio Carlos de Oliveira, acoc@ieav.cta.br²

Marco Antonio Sala Minucci, sala@ieav.cta.br²

Israel da Silveira Rego, israel.rego@ieav.cta.br²

Paulo Gilberto de Paula Toro, toro@ieav.cta.br²

¹Instituto Tecnológico de Aeronáutica, Praça Marechal Eduardo Gomes, 50, Vila das Acácias – CEP: 12228-900

²Instituto de Estudos Avançados, Trevo Coronel José Alberto Albano do Amarante, 1, Putim – CEP: 12228-001

Resumo: Um código in-house em C++ foi desenvolvido para estimar as propriedades aerodinâmicas no bordo de ataque de uma placa plana. No futuro, uma versão aprimorada será aplicada no projeto do Demonstrador Tecnológico Scramjet 14-X B. O código in-house se baseia nas equações bidimensionais de Navier-Stokes considerando escoamento estacionário, sem forças de corpo, sem aquecimento volumétrico e sem difusão mássica, que são resolvidas pelo método explícito de diferenças finitas (de segunda ordem no espaço e tempo), através da técnica de MacCormack de marcha no tempo. A mesma configuração foi analisada utilizando a licença acadêmica do software Ansys Fluent. O ar é considerado como gás caloricamente perfeito, com número de Prandtl constante e lei de Sutherland para a viscosidade. As soluções de pressão, temperatura, densidade e perfis de velocidade para Mach 4 na parede e na região do bordo de fuga são apresentadas, assim como os contornos em 2-D. Também, é apresentada a espessura da camada limite. Finalmente, os resultados numéricos obtidos pelo código in-house e pelo solver Fluent são comparados.

Palavras-chave: escoamento supersônico; placa plana; camada limite; onda de choque; navier-stokes

1. INTRODUÇÃO

O desenvolvimento de veículos espaciais supersônicos modernos requer o conhecimento das características de escoamentos supersônicos na região próxima ao bordo de ataque de superfícies de sustentação.

As principais metodologias utilizadas no projeto do VHA 14-X são análise teórico-analítica, experimentos em instalações em solo (túneis de choque supersônicos) e ensaios numéricos. Quando se deseja encontrar os parâmetros ótimos de um projeto, os ensaios numéricos, ou ensaios em CFD, são fundamentais. Com essa ferramenta é possível analisar diversas geometrias em diversos regimes de voo a um custo relativamente baixo, possibilitando a redução do tempo de projeto e a quantidade de ensaios experimentais.

A simulação computacional, no Laboratório de Aerodinâmica e Supersônica Prof. Henry T. Nagamatsu, é realizada através do software Ansys-Fluent. Por se tratar de um software comercial, que impõe limite ao número de usuários simultâneos como também restringe o acesso ao código fonte, apresenta um custo elevado e se mostra pouco didático. Desenvolvendo o código próprio, o Laboratório possibilitará que diversos alunos possam fazer simulações sem limite de usuários, bem como aplicar o conhecimento adquirido em sala de aula, ajudando a aprimorar o código até que este seja capaz de sanar todas as necessidades do projeto.

Atualmente, um código in-house em C++ vem sendo desenvolvido, no Laboratório de Aerodinâmica e Supersônica Prof. Henry T. Nagamatsu, para estimar as propriedades termodinâmicas em torno do veículo supersônico integrado ao scramjet. O primeiro passo para realizar esse objetivo é aplicar o código C++ in-house no bordo de ataque de uma placa plana, simulando a superfície superior do scramjet.

Nagamatsu e Li (1960) estabeleceram que o fluxo supersônico sobre uma placa plana pode ser dividido em quatro regiões distintas. Começando no bordo de ataque da placa, onde se forma um escoamento supersônico com o fenômeno

de escorregamento. Nessa região o escoamento é não-contínuo. Consequentemente, as equações de Navier-Stokes não são válidas e a teoria do fluxo cinético de primeira ordem pode ser adotado. Imediatamente após a região não-contínua, há uma região contínua de forte interação, onde a onda de choque e a camada limite estão fundidas (Li e Nagamatsu, 1953; Nagamatsu and Sheer, 1960; Nagamatsu and Li, 1960) com condição de não-escorregamento do fluido na superfície da placa plana.

O presente problema da placa plana já foi investigado por diversos autores como por exemplo, Moraes et al. (1991), Nagamatsu et al. (1994), Anderson (1995), Toro et al. (1998), Toro et al. (2005), considerando condição de não-escorregamento próximo do bordo de ataque, negligenciando a região de escorregamento relativamente pequena.

Toro et al. (1998; 2005) desenvolveu um código Fortran e aplicou a técnica de diferenças finitas explícita de passo no tempo de MacCormack para as equações de Navier-Stokes em 2-D, escoamento estacionário, sem forças de corpo, sem aquecimento volumétrico e sem difusão mássica. Ele assumiu a condição de não escorregamento na parede, com pressão e temperatura do escoamento livre no ponto de estagnação do bordo de ataque da placa ao invés das condições atrás da onda de choque.

No presente paper investiga-se numericamente a forte interação entre a onda de choque e a camada limite, em um escoamento viscoso de Mach supersônico igual a 4, próximo ao bordo de ataque da placa plana, considerando condição de não-escorregamento. A pequena região de escorregamento é negligenciada. A técnica explícita de passo no tempo (de segunda ordem, em ambos espaço e tempo) de MacCormack é utilizada para resolver as equações completas em 2-D de Navier-Stokes. Também, o problema da placa plana é solucionado utilizando-se uma licença acadêmica do software Fluent. Ambos os resultados, código em C++ com análise de convergência e Fluent, são apresentados.

2. MATERIAIS E MÉTODOS

Ignorando a região de escorregamento relativamente pequena, onde as equações de Navier-Stokes não são válidas, e considerando que a camada limite laminar se inicia no bordo de ataque e permanece laminar ao longo da placa. O escoamento bi-dimensional, não estacionário, sem forças de corpo, sem aquecimento volumétrico e sem difusão mássica pode ser descrito, na forma vetorial conservativa, por (Anderson, 1995).

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

É esperado que as equações completas de Navier-Stokes reproduzam uma solução completa para um escoamento contínuo próximo ao bordo de ataque da placa plana. Abaixo, U é uma coluna de vetor solução, E e F são as colunas de vetores com termos do escoamento, dados por:

$$U = \begin{Bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ E_t \end{Bmatrix}, \quad E = \begin{Bmatrix} \rho u \\ \rho u u + p - \tau_{xx} \\ \rho u v - \tau_{xy} \\ (E_t + p)u + q_x - u\tau_{xx} - v\tau_{xy} \end{Bmatrix}, \quad F = \begin{Bmatrix} \rho v \\ \rho v u - \tau_{yx} \\ \rho v v + p - \tau_{yy} \\ (E_t + p)v + q_y - u\tau_{yx} - v\tau_{yy} \end{Bmatrix} \quad (2)$$

onde, os termos viscosos e o fluxo de calor são dados por:

$$\tau_{xx} = \lambda(\nabla \cdot \vec{V}) + 2\mu \frac{\partial u}{\partial x}, \quad \tau_{yy} = \lambda(\nabla \cdot \vec{V}) + 2\mu \frac{\partial v}{\partial y}, \quad \tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right), \quad q_x = -k \frac{\partial T}{\partial x},$$

$$q_y = -k \frac{\partial T}{\partial y}, \quad \text{e} \quad \lambda = -\frac{2}{3}\mu \quad (3)$$

A energia total E_t , a velocidade vetorial $\vec{V}$ e os valores absolutos de velocidade $|\vec{V}|$ são dados por:

$$E_t = \rho \left(e + \frac{|\vec{V}|^2}{2} \right), \quad \vec{V} = u\vec{i} + v\vec{j}, \quad |\vec{V}| = \sqrt{u^2 + v^2} \quad (4)$$

A viscosidade μ e a condutividade térmica k são dadas pela Lei de Sutherland e pela relação numérica de Prandtl, respectivamente. Finalmente, para um gás caloricamente perfeito $p = \rho RT$, a relação entre a energia interna e , calor específico a volume constante C_v e pressão C_p podem ser calculadas por:

$$\mu = \frac{1.458 \cdot 10^{-6} T^{3/2}}{T + 110.4}, \quad \text{Pr} = \frac{\rho c_p}{k}, \quad e = c_v T, \quad c_v = \frac{R}{\gamma - 1} \quad (5)$$

2.1. A TÉCNICA DE MACCOMARCK

A técnica explícita de diferenças finitas de MacComarck para passo no tempo, com segunda ordem de precisão, em ambos espaço e tempo é aplicada (MacCormack, 1988) ao problema da placa plana e o procedimento (Anderson, 1995) é dado por:

$$U_{i,j}^{t+\Delta t} = U_{i,j}^t + \left(\frac{\partial U}{\partial t} \right)_{av} \Delta t \quad (6)$$

onde

$$\left(\frac{\partial U}{\partial t} \right)_{av} = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial U}{\partial t} \right)_{i,j}^t + \left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial t} \right)_{i,j}^{t+\Delta t} \right] \quad (7)$$

$(\partial U / \partial t)_{i,j}^t$ é calculado usando diferenças espaciais *forward* no lado direito das equações de governo das variáveis do campo de escoamento conhecidas no tempo t (Anderson, 1995), então:

$$\left(\frac{\partial U}{\partial t} \right)_{i,j}^t = - \frac{E_{i+1,j}^t - E_{i,j}^t}{\Delta x} - \frac{F_{i,j+1}^t - F_{i,j}^t}{\Delta y} \quad (8)$$

Os valores preditos das variáveis do campo de escoamento podem ser obtidos no tempo $t + \Delta t$ como segue:

$$\bar{U}_{i,j}^{t+\Delta t} = U_{i,j}^t + \left(\frac{\partial U}{\partial t} \right)_{i,j}^t \Delta t \quad \text{ou combinando com Eq. 8} \quad \bar{U}_{i,j}^{t+\Delta t} = U_{i,j}^t - \frac{E_{i+1,j}^t - E_{i,j}^t}{\Delta x} - \frac{F_{i,j+1}^t - F_{i,j}^t}{\Delta y} \Delta t \quad (9)$$

$(\partial \bar{U} / \partial t)_{i,j}^{t+\Delta t}$, na Eq. 7, é agora calculado, usando diferenças espaciais *backward*, no lado direito das equações de governo das variáveis conhecidas do campo de escoamento no tempo $t + \Delta t$,

$$\left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial t} \right)_{i,j}^{t+\Delta t} = - \frac{\bar{E}_{i,j}^{t+\Delta t} - \bar{E}_{i-1,j}^{t+\Delta t}}{\Delta x} - \frac{\bar{F}_{i,j}^{t+\Delta t} - \bar{F}_{i,j-1}^{t+\Delta t}}{\Delta y} \quad (10)$$

O tempo médio U-derivado $(\partial \bar{U} / \partial t)_{av}$ pode agora ser calculado e os valores das variáveis do campo de escoamento são obtidos.

Para manter uma precisão de segunda-ordem para a técnica de MacCormack, as diferenças *forward* e *backward* são usadas para todas as derivadas espaciais nos passos *predictor* e *corrector*, respectivamente.

No passo *predictor* as derivadas em x e y aparecem em termos viscosos (forças de tensões viscosas e condução de calor) em E deve usar *backward* e *central-differences*, respectivamente. Enquanto as derivadas em x e y , que aparecem nos termos viscosos em F , devem usar *central-difference* e *backward-difference*, respectivamente.

No passo *corrector* as derivadas em x e y , que aparecem nos termos viscosos E , devem usar *forward-difference* e *central-difference*, respectivamente. Enquanto as derivadas em x e y , que aparecem nos termos viscosos em F , devem usar *central-difference* e *forward-difference*, respectivamente.

Os passos *predictor* e *corrector* são repetidos até as variáveis do campo de escoamento chegarem a valores estacionários. Para esse propósito, as variáveis em cada ponto (densidade, pressão etc) entre dois passos consecutivos são testadas, e se a diferença for menor que uma tolerância especificada, é assumido como sendo um valor de estado-estacionário.

Para iniciar a técnica de passo no tempo de MacCormack, são necessárias condições iniciais, e os valores do escoamento livre são atribuídos para todas as variáveis. Também, a técnica explícita de MacCormack requer uma limitação no *time step* para garantir estabilidade numérica. MacCormack (1988) sugere:

$$(\Delta t_{CFL})_{i,j} = \left[\frac{|u_{i,j}|}{\Delta x} + \frac{|v_{i,j}|}{\Delta y} + a_{i,j} \sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2}} + 2 \max \left[\frac{4(\gamma \mu_{i,j} / \text{Pr})}{3\rho_{i,j}} \right] \left(\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} \right) \right]^{-1} \quad (11)$$

onde $\Delta t = \min[\Delta t_{CFL}]_{i,j}$, apenas para pontos internos da malha com $0.5 \leq K \leq 0.8$.

2.2. CONDIÇÕES DE CONTORNO

Para esse problema específico da placa plana, o ar é considerado como um gás perfeito $p = \rho RT$ com as seguintes propriedades:

$$\begin{aligned} \gamma &= 1,4 \\ R &= 287 \text{ kg/J}^{\circ}\text{K} \\ \mu_{\infty} &= 0,17894 \cdot 10^{-4} \text{ kg/m}^{\circ}\text{s} \end{aligned}$$

Para as equações diferenciais parciais de segunda ordem no tempo e no espaço (Eq. 1), são necessárias as condições de fronteiras iniciais. A velocidade do escoamento sobre a placa plana $u(0,0,t) = u_{\infty}$ é correspondente a número de Mach igual a 4 ao nível do mar. As condições do *inlet* e do bordo de ataque da placa, são as apresentadas a seguir.

$$\begin{aligned} P_{\infty} &= 101325 \text{ Pa} \\ \rho_{\infty} &= 0,0184101146 \text{ kg/m}^3 \\ T_{\infty} &= 288,16 \text{ K} \\ T_w &= 290 \text{ K} \end{aligned}$$

A condição de não-eskorregamento na parede é definida por $u(x \neq 0,0,t) = 0$, temperatura da parede constante $T(x \neq 0,0,t) = T_w = 290 \text{ [K]}$ e parede sem porosidade $v(x,0,t) = 0$.

3. RESULTADOS E DISCUSSÕES

As distribuições de pressão (Fig. 1), temperatura (Fig. 2), densidade (Fig. 3) e número de Mach (Fig. 4) ao longo da placa plana são apresentadas para número de Mach 4 e a razão de temperatura da parede com o escoamento livre é próxima de 1, após atingir os critérios de convergência (Fig. 5). A distribuição de temperatura do bordo de ataque ao bordo de fuga concorda razoavelmente bem quando comparados o código in-house e o software Fluent. Os resultados do Fluent para distribuições de pressão e densidade ao longo da placa plana (que reflete na distribuição do número de Mach) são menores do que os resultados do código in-house, principalmente próximo ao bordo de fuga. As condições de contorno aplicadas ao bordo de fuga da placa devem ser estudadas em um trabalho futuro (no software Fluent), para que melhores resultados de pressão e densidade sejam obtidos nessa região.

A solução, no código in-house, convergiu em aproximadamente 8000 iterações (Fig.5) com uma malha de 250x250. Uma malha similar foi utilizada no software Fluent. Em ambos os casos foi considerado fluxo de ar caloricamente perfeito, a Mach supersônico de número 4, 2-D, com viscosidade.

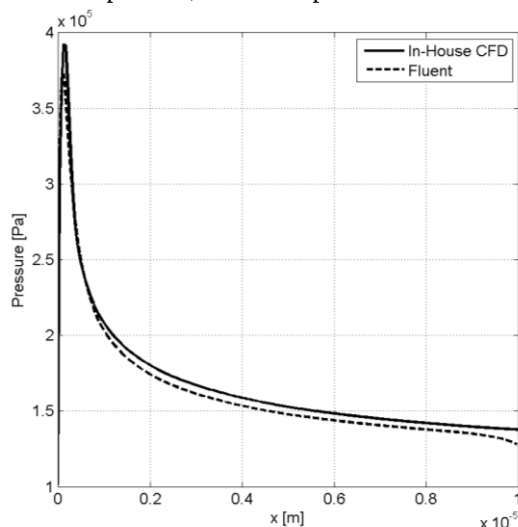


Figura 1. Distribuição de pressão na direção x.

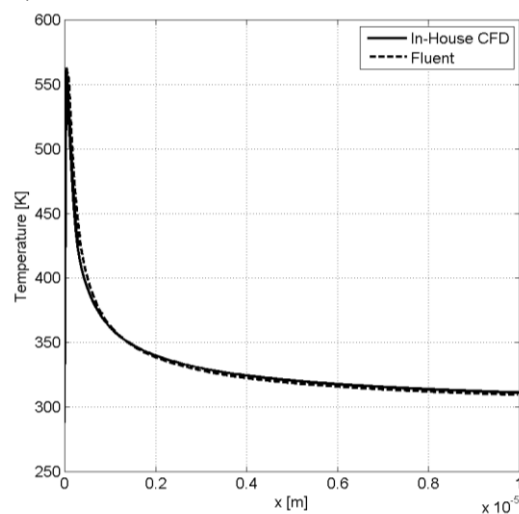


Figura 2. Distribuição de Temperatura na direção x.

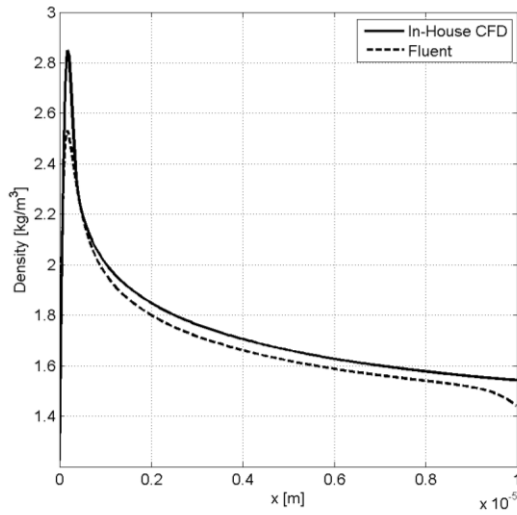


Figura 3. Distribuição de densidade na direção x.

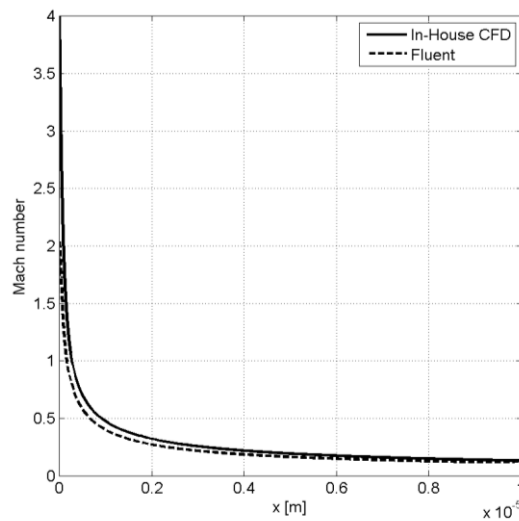


Figura 4. Distribuição de Mach na direção x.

As distribuições de pressão, temperatura, densidade e número de Mach transversais normalizadas, no bordo de fuga (seção transversal) $x = 10^{-5}$ [m] são apresentadas na Fig. 6 para o código in-house e para o software Fluent, respectivamente. Apesar das diferenças, pode-se observar que tanto para o código in-house quanto para o software Fluent, a camada limite compressível para ar ($Pr = 0,71 \cong 1$), devido as distribuições de velocidade e temperatura, é de cerca de $\delta = \frac{7x}{\sqrt{Re_x}}$, 20% maior do que a camada limite incompressível $\delta = \frac{5x}{\sqrt{Re_x}}$. Também, o avanço das camadas limites hidráulica (devido ao perfil de velocidade, Fig. 7 esquerda) e térmica (devido ao perfil de temperatura, Fig. 7 direita) absoluto (Fig. 7) e normalizado (Fig. 8) podem ser observados.

Adicionalmente, próximo ao bordo de fuga da placa, a pressão na direção x (Fig. 1) e na direção y (Fig. 6) são quase constantes dentro da camada limite e ambos os gradientes de pressão podem ser negligenciados, $\frac{\partial P}{\partial x} = \frac{\partial P}{\partial y} = 0$.

Das Figs. 6, 7 e 8 (direita) a iteração camada limite/onda de choque não linear é evidente, resultando em complicadas distribuições de pressão e temperatura. Pode-se observar que para número de Mach igual a 4 ($\frac{T_w}{T_\infty} \cong 1$), a onda de choque e a camada limite no bordo de fuga $x = 10^{-5}$ [m] não se fundem. Entretanto, entre a camada limite e a onda de choque, a distribuição de pressão na direção y não é constante e o $\frac{\partial P}{\partial y} \neq 0$ (Fig. 6) mas, $\frac{\partial P}{\partial x} = 0$ (Fig. 1).

Portanto, pode-se concluir que para os casos acima estudados, as equações clássicas "self-similar" para camada limite podem ser utilizadas para a região próxima ao bordo de fuga da placa. Da Fig. 10, a máxima temperatura se apresenta dentro da camada limite, próxima da parede (Figs. 6 a 8).

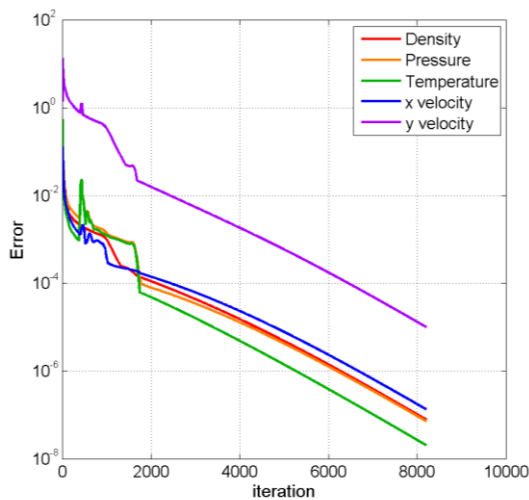


Figura 5. Critério de convergência.

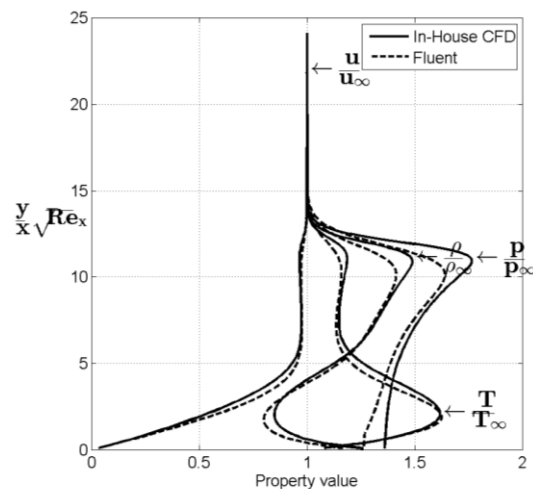


Figura 6. Distribuições de pressão, temperatura, densidade e número de Mach transversais normalizadas no bordo de fuga.

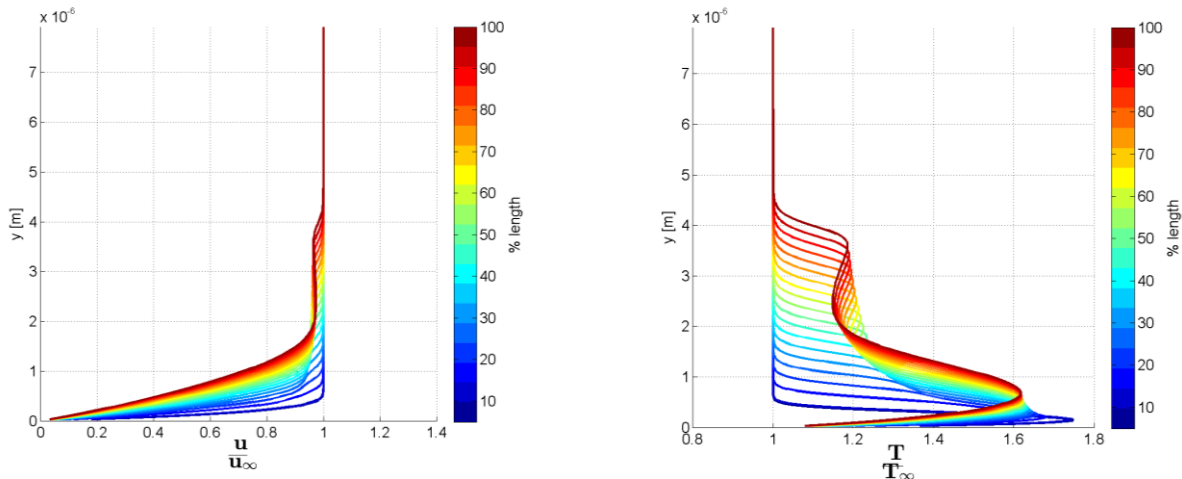


Figura 7. Distribuições de velocidade (esquerda) e temperatura (direita) transversais do código in-house ao longo da placa plana.

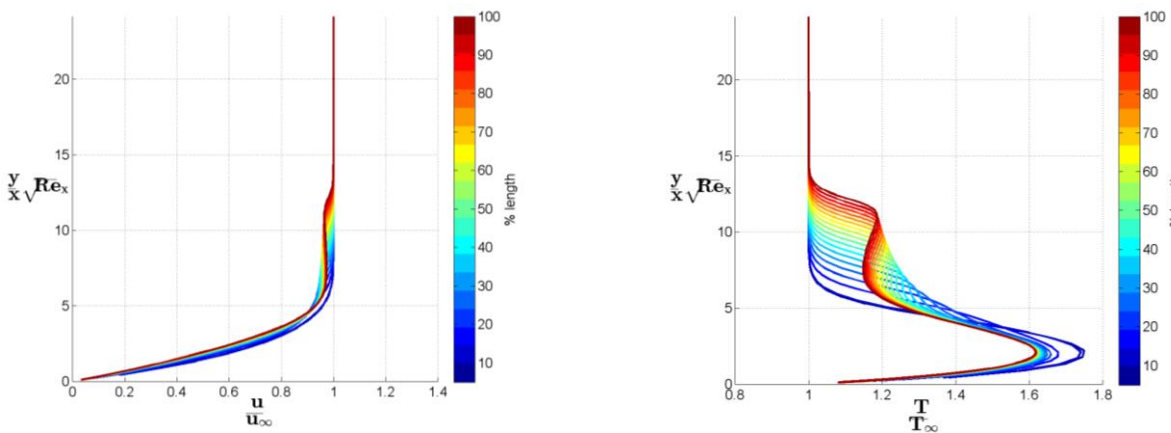


Figura 8. Distribuições de velocidade (esquerda) e temperatura (direita) transversais normalizadas do código in-house ao longo da placa plana.

Todos os plots de contorno das propriedades termodinâmicas (pressão, temperatura e densidade, Figs. 9 a 11, respectivamente) assim como do número de Mach (Fig. 12) e velocidade na direção y (Fig. 13) apresentam resultados semelhantes considerando o código in-house e o software Fluent. Há um grande salto nos contornos de pressão, temperatura e densidade na região próxima ao bordo de ataque (Figs. 9-11) como se pode confirmar nas correspondentes propriedades termodinâmicas (Figs. 1-3, respectivamente). Provavelmente, a região de fraca iteração começa a aproximadamente $x > 10^{-5} [m]$, onde a camada limite está em torno de $x = 10^{-6} [m]$ (Fig. 11), e a pressão, temperatura, densidade e o número de Mach começam a ser constantes (Figs. 1 a 4).

A interação onda de choque/camada limite pode ser observada nas Figs. 12 e 13. Até $x = 10^{-5} [m]$ o número de Mach cai e após $x = 10^{-5} [m]$ é quase constante (Figs. 4 e 12). Ainda, após $x = 10^{-5} [m]$ a velocidade na direção y é praticamente insignificante, menor que $v = 40 [m/s]$.

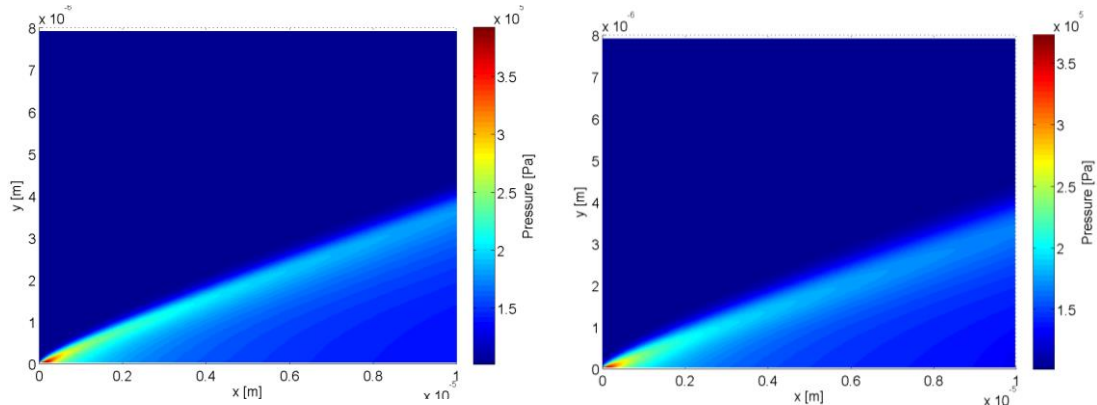


Figura 9. Contornos de pressão, in-house (esquerda) e Fluent (direita).

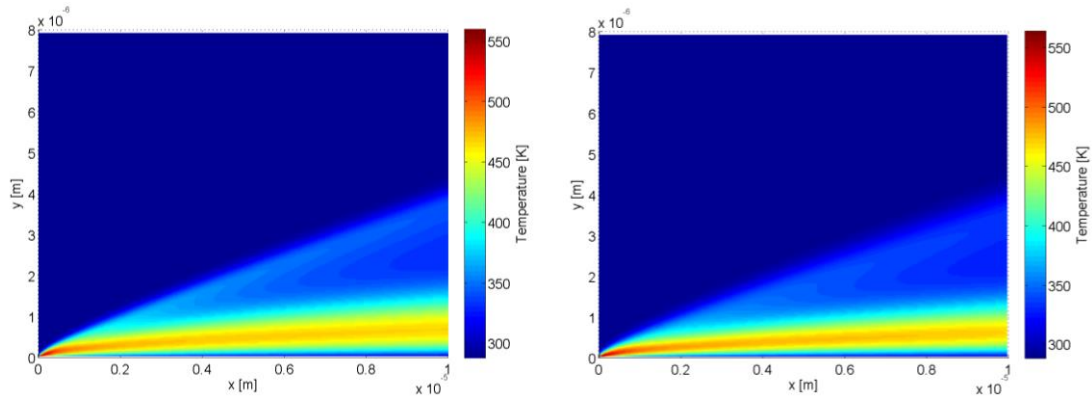


Figura 10. Contornos de temperatura, in-house (esquerda) e Fluent (direita).

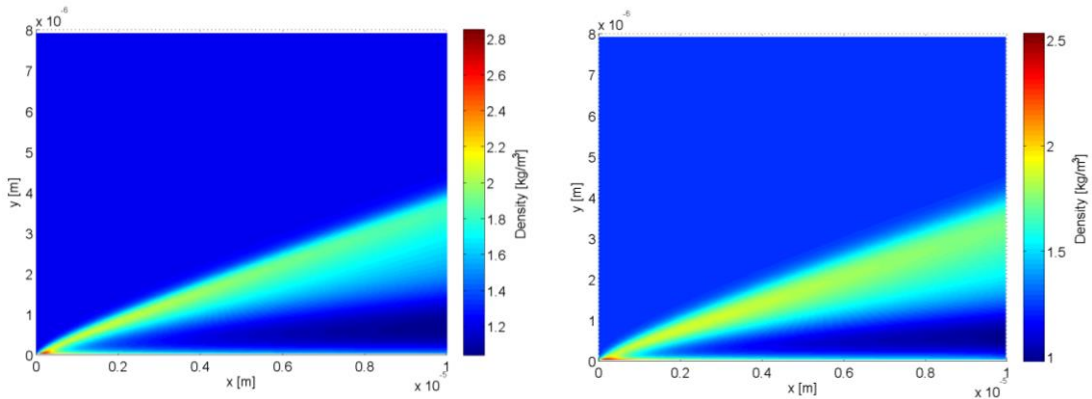


Figura 11. Contornos de densidade, in-house (esquerda) e Fluent (direita).

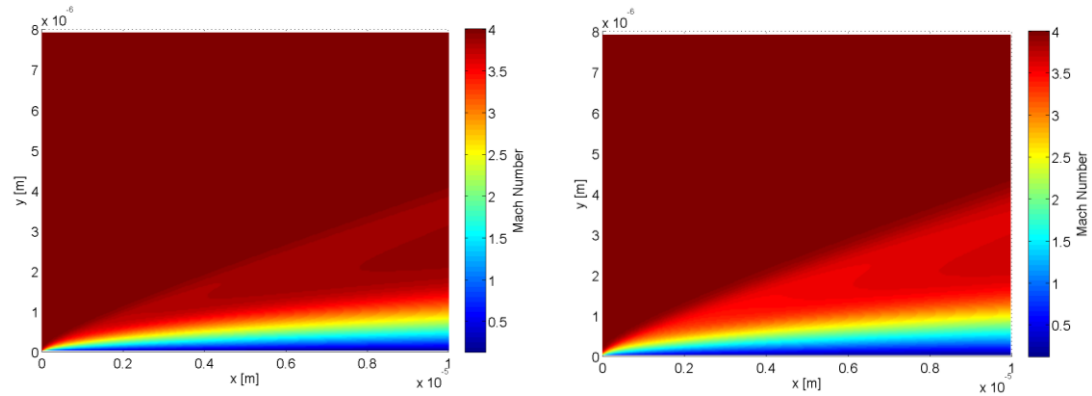


Figura 12. Contornos de Mach, in-house (esquerda) e Fluent (direita).

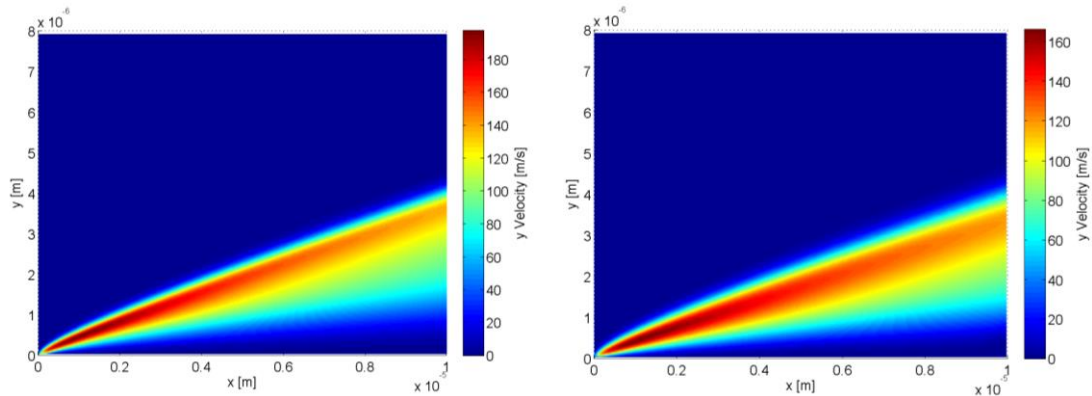


Figura 13. Contornos de velocidade na direção y, in-house (esquerda) e Fluent (direita).

A máxima diferença da densidade (Fig. 14 esquerda) e temperatura (Fig. 14 direita) entre o código in-house e o software Fluent é próxima de 10% e 3%, respectivamente, na região da onda de choque, e menor que 5% e 3% na região onde há o maior valor de temperatura (Figs. 6 a 8, e 10).

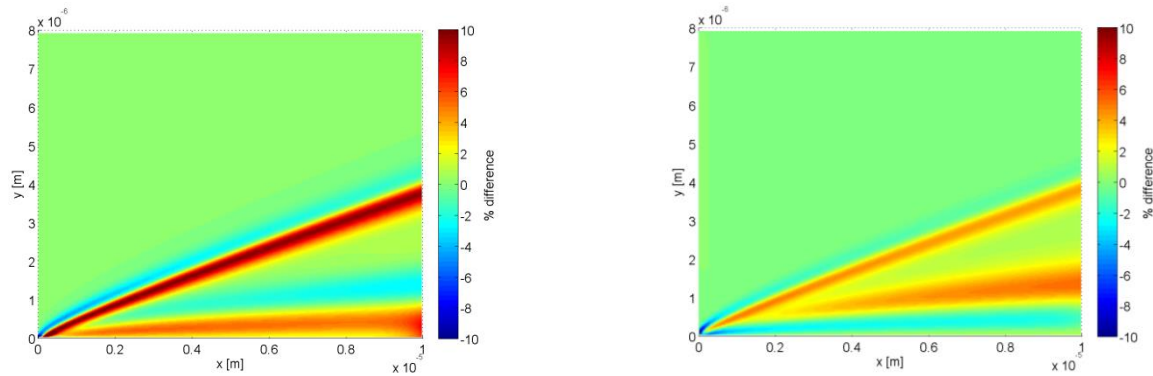


Figura 14. Diferenças relativas para os contornos de densidade (esquerda) e temperatura (direita) entre o código in-house e o Fluent.

A distribuição da pressão induzida calculada (Fig. 15, esquerda) ao longo da placa plana e a distribuição transversal da densidade (Fig. 15, direita) no bordo de fuga da placa a $M_{inf}=4$ são apresentadas para seis malhas diferentes. Pode-se perceber que o refinamento da malha resulta em soluções numéricas que tendem a convergência. A interação forte não-linear entre a onda de choque e a camada limite é evidente nestas figuras e resultam em pressões muito altas próximo ao bordo de ataque da placa.

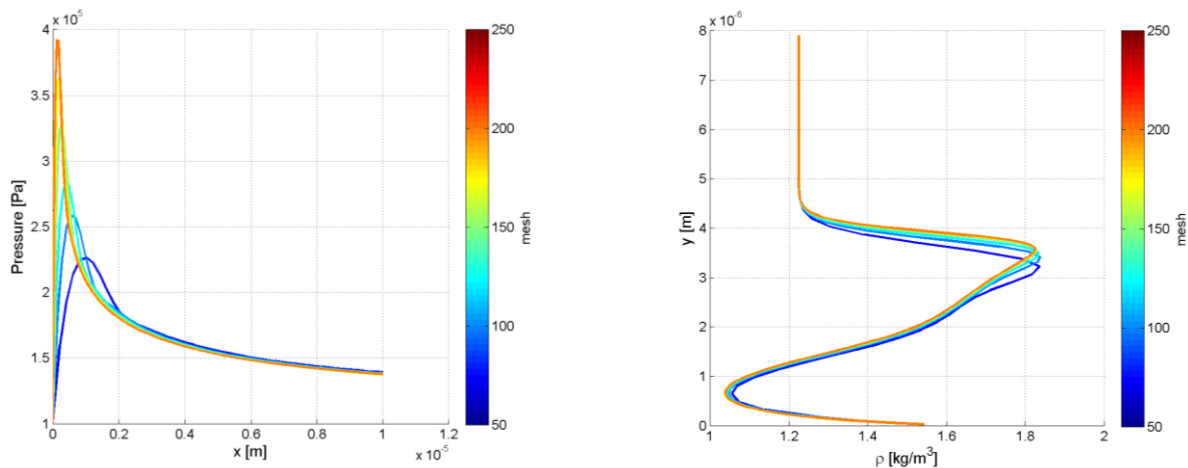


Figura 15: Distribuições de pressão ao longo da placa plana e distribuições de densidade na direção y no bordo de fuga.

4. CONCLUSÃO

Foi desenvolvido um código numérico em C++ para resolver as equações de Navier-Stokes, aplicando a técnica de MacComarck para o método das Diferenças Finitas em uma malha estruturada, com a finalidade de determinar as propriedades ao longo de uma placa plana. Os resultados obtidos pelo código em C++ para as propriedades do escoamento foram comparados com aqueles obtidos pelo software comercial Ansys Fluent. Concluiu-se que o modelamento das condições de contorno na região do outlet, do software Fluent, deveria ser estudado mais criteriosamente pois apresentavam decréscimos. Concluiu-se, também, que a forte interação entre a onda de choque e a camada limite, que resultam em pressões muito altas na região próximo ao bordo de ataque, dificultam a convergência da malha.

5. AGRADECIMENTOS

O último autor gostaria de agradecer a FINEP (convênio nº 01.11.0156.01) pelo suporte financeiro para o projeto do Scramjet do IEAV e o primeiro autor agradece ao CNPq (bolsa nº 385381/2014-0) pelo suporte financeiro para desenvolver o código numérico in-house.

6. REFERÊNCIAS

- Anderson, J. D. Jr., 1995. *Computational Fluid Dynamics*, McGraw Hill, New York.
- Nagamatsu, H. T. and Sheer, R. E., Jr., 1960. "Hypersonic shock wave-boundary layer interaction and leading edge slip". *ARS Journal*, vol. 30, no. 5, pp. 454-462.

- Nagamatsu, H. T. and Li, T. Y., 1960. "Hypersonic Flow near the Leading Edge of a Flat Plate". *The Physics of Fluids*, vol. 3, no. 1, pp. 140-141, 1960.
- Li, T. Y. and Nagamatsu, H. T., 1953. "Shock wave effects on the laminar skin friction of and insulated flat plate at hypersonic speeds". *J. Aeronautical Sci.*, vol. 20, no. 5, p. 345-355.
- Kuerti, G., 1951. "The laminar boundary layer in compressible flow," *Advances in Applied Mechanics II*, Academic Press Inc.
- Nagamatsu, H. T.; Messit, D. G.; Myrabo, L. N.; Sheer, R. E., Jr., 1994. "Computational, theoretical and experimental investigation of flow over a sharp flat plate M1 10 – 25". AIAA 94-2350. In *Proceedings of the 25th AIAA Fluid Dynamics Conference*.
- Moraes, A. C. M.; Flaherty, J. E.; Nagamatsu, H. T., 1991. "A study of compressible laminar boundary layers at Mach numbers 4 to 30". AIAA 91-0323. In *Proceedings of the 29th Aerospace Sciences Meeting*.
- MacCormack, R.W., 1988. "Current Status of Numerical Solutions of the Navier-Stokes Equations". AIAA paper 88-0513.
- Toro, P. G. P.; Rusak, Z.; Myrabo, L. N. and Nagamatsu, H. T., 1998, "Hypersonic Flow over a Flat Plate", AIAA 98-0683. In *Proceedings of the 36th Aerospace Sciences Meeting*.
- Toro, P. G. P.; Rocamora Junior, F. D.; Rosa, M. A. P. and Minucci, M. A. S., 2005. "High Speed Flow over a Flat Plate and on a Step Obstacle". In *Proceedings of the 18th International Congress of Mechanical Engineering – COBEM 2005*. Ouro Preto, Brazil.

7. RESPONSABILIDADE AUTORAL

Os autores são os únicos responsáveis pelo conteúdo deste trabalho.

SUPERSONIC FLOW AT THE LEADING EDGE OF THE FLAT PLATE

Jayme Rodrigues Teixeira da Silva, jaymerts@ieav.cta.br¹
Giannino Ponchio Camillo, giannino@ieav.cta.br²
Angelo Passaro, angelo@ieav.cta.br²
Antonio Carlos de Oliveira, acoc@ieav.cta.br²
Marco Antonio Sala Minucci, sala@ieav.cta.br²
Israel da Silveira Rego, israel.rego@ieav.cta.br²
Paulo Gilberto de Paula Toro, toro@ieav.cta.br²

¹Instituto Tecnológico de Aeronáutica, Praça Marechal Eduardo Gomes, 50, Vila das Acácias – CEP: 12228-900

²Instituto de Estudos Avançados, Trevo Coronel José Alberto Albano do Amarante, 1, Putim – CEP: 12228-001

Abstract. An in-house C^{++} code has been developed to estimate the aerothermodynamic properties around the hypersonic vehicle integrated to the scramjet. In the future, an improved version will be applied to design the Brazilian scramjet technological demonstrator 14-X B. The in-house C^{++} code is based on the two-dimensional Navier-Stokes equations considering a non-steady flow, with no body forces, no volumetric heating and no mass diffusion, which are solved by the explicit finite-difference (second-order-accurate, in both space and time) MacCormack's time marching technique. Air is considered as calorically perfect gas, with a constant Prandtl number and Sutherland's law for the viscosity. The same configuration has been solved by the academic license of the Ansys Fluent. Solutions for Mach number 4 include pressure, temperature, density and velocity profiles on the wall and at trailing edge as well as 2-D contours. Also, the boundary layer thickness is presented. Finally, the numerical results obtained by the in house C^{++} code and by the Fluent solver are compared.

Keywords: hypersonic flow; flat plate; boundary-layer; shock wave; navier-stokes