APROXIMAÇÃO COMPARATIVA DE FLUXO DE CALOR SIMPLIFICADO PARA SUPERFÍCIES ESFÉRICAS, COM ANGULO DE ATAQUE NULO E VARIADO

Carlos Hanieri de Freitas Oliveira
carloshanieri@yahoo.com.br

Ricardo Fortes de Miranda
Universidade Federal de Uberlândia , Av. Engenheiro Diniz, 1178 - Uberlândia - Minas Gerais - Brasil
rfmiranda@ufu.br

Humberto Araújo Machado
humbertoam@iae.cta.br

1. INTRODUÇÃO

O aquecimento aerodinâmico é um dos principais problemas que afetam veículos espaciais durante sua passagem pela atmosfera. Este fenômeno consiste basicamente na conversão de energia cinética do escoamento em calor. Ele ocorre devido a formação de uma onda de choque bastante próxima ao veiculo, considerando uma imensa variação na pressão, ao atrito das moléculas gasosas da atmosfera com a superfície. Esta onda de choque causa um grande aumento de temperatura e uma grande compressão no ar próximo à superfície do veiculo, levando ao aquecimento da mesma através de um processo convectivo de transferência de calor.

Devido ao fatores citados acima, a superfície destes veículos espaciais em reentrada atmosférica sofre um aquecimento extraordinário que consequentemente podendo levar risco a carga útil dentro do mesmo

Este trabalho vem a calcular o fluxo de calor a partir de uma geometria de um corpo pré-estabelecido.o S.A.R.A (Sistema de recuperação aerodinâmica), utilizando uma comparação entre o cálculo de calor em um meio desprezando a compressibilidade e após computando as variações empreendidas pela compressibilidade ,a qual é causada principalmente pelo alto numero de Mach

Através disso poderemos através do coeficiente de arrasto obter dados que nos auxiliem a comparar as duas situações através do fluxo de calor que pode ser calculado.

2. PROCEDIMENTOS

2.1 PROPRIEDADES DO AR ANTES DO CHOQUE

Estas propriedades é dada através de uma certa situação escolhida para se realizar o calculo do fluxo de calor.

Definindo as variáveis com o subscrito ∞ as propriedades do ar imediatamente antes do choque e estes valores são tirados da trajetória do corpo, que por sua vez está definida através da altitude e a velocidade do corpo em cada instante , definimos o número de Mach (M_∞), a pressão atmosférica (P_∞), densidade do ar (ρ_∞),temperatura atmosférica (T_∞), é importante salientar que estas relações são tiradas de um modelo atmosférico razoável.

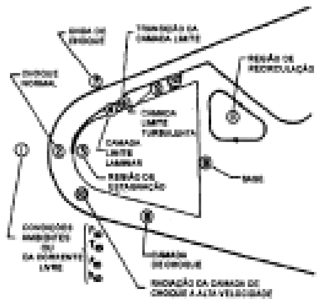


Figura 1 : Propriedades envolvidas no processo de reentrada atmosférica

2.2 PROPRIEDADES DO AR APÓS O CHOQUE

As propriedades de um escoamento compressível ,estacionário e unidimensional podem ser calculadas utilizando as equações de conservação da massa, quantidade de movimento e energia e são respectivamente:

$$\rho_2.V_2 = \rho_\infty.V_\infty \tag{1}$$

$$p_2 + \rho_2.\frac{V_2^{\;2}}{2} = p_\infty + \rho_\infty.\frac{V_\infty^{\;2}}{2} \tag{2}$$

$$h_2 + \frac{1}{2}V_2^{\;2} = h_\infty + \frac{1}{2}V_2^{\;2} \tag{3}$$

As propriedades após o choque são dadas por:

$$\rho_2 = \rho_\infty\left[1 + \frac{2\gamma\left(M_\infty^{\;2} - 1\right)}{\gamma + 1}\right] \tag{4}$$

$$p_2 = p_\infty\left[1 + \frac{2.\gamma}{\gamma + 1}\left(M_\infty^{\;2} - 1\right)\right] \tag{5}$$

$$M_2 = \sqrt{\frac{1 + (\gamma + 1)\dfrac{M_\infty}{2}}{\gamma.M_\infty^{\;2} - \dfrac{(\gamma - 1)}{2}}} \tag{6}$$

Aonde o índice 2 representa as condições após o choque

Estas equações mostram que as propriedades calculadas dependem somente do número de Mach do escoamento a montante do choque

Para validar a metodologia de cálculo, as propriedades do ar foram definidas como: γ=1,4;constante do ar R=287,1387 J kg^{-1} K^{-1} ; e o calor especifico do ar a pressão constante

Cp=1004,9855 J kg^{-1} K^{-1},é definido inicialmente um valor para reynolds como sendo Re_θ=163 e para o número de prandtl na camada limite laminar (Pr_w) igual a 0,71.

Definimos que a velocidade e a entalpia imediatamente após o choque é:

$$V_2 = M_2\sqrt{\gamma.R.T_2} \tag{7}$$

$$h_2 = C_p.T_2 \tag{8}$$

2.3 PROPRIEDADES DE ESTAGNAÇÃO

O trabalho é definido utilizando o ar como o gás adotado, então podemos classificá-lo como sendo caloricamente perfeito o que nos leva a capacidade de obter equações de transformações isentrópicas nas propriedades de estagnação atrás de um choque normal.

Obtemos a equação da entalpia no ponto de estagnação através da equação de conservação de energia , sendo importante salientar que no ponto de estagnação a velocidade é nula

$$h_3 = h_2 + \frac{V_2^{\ 2}}{2} \tag{9}$$

Então obtemos sucessivamente as equações da pressão e da densidade no ponto de estagnação.

$$p_3 = p_2\left(\frac{h_3}{h_2}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \tag{10}$$

$$\rho_3 = \rho_2\left(\frac{h_3}{h_2}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \tag{11}$$

O subscrito “3” designa as propriedades no ponto de estagnação após o choque.

3 CÁLCULO DA DISTRIBUIÇÃO DE PRESSÃO AO LONGO DO CORPO

Através dos dados obtidos é necessário que se calcule a pressão sobre toda a superfície do corpo em questão, como o corpo analisado é rombudo e está em alta velocidade,levando em conta sua inclinação com relação ao escoamento livre, poderemos utilizar o método Newtoniano Modificado por ser de interesse prático.

$$\frac{p_i}{p_3} = \left(1 - \frac{p_\infty}{p_3}\right)\cos^2\varphi_i + \frac{p_\infty}{p_3} \tag{12}$$

Em que p_i pode ser definido como a pressão em cada parte do corpo e φ_i é definida na figura 2

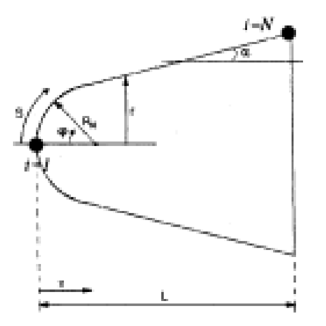


Figura 2: Dimensões características do S.A.R.A

3.1 PROPRIEDADES NA FRONTEIRA DA CAMADA LIMITE CONSIDERANDO UM GÁS PERFEITO

Necessitamos após ter calculado as pressões em N pontos na superfície de um corpo em um determinado momento e utilizando a teoria de escoamento isoentrópico em uma mesma linha de corrente, poderemos obter asutras propriedades neste ponto.

Utilizaremos o subscrito *4,i* para designar as propriedades na fronteira da camada limite em cada ponto *i* do corpo.

Esta propriedade pode ser obtida através das seguintes relações:

$$\rho_{4,i} = \rho_{3,i}\left(\frac{p_{4,i}}{p_3}\right)^{\frac{1}{\gamma}} \tag{13}$$

$$h_{4,i} = h_{3,i}\left(\frac{p_{4,i}}{p_3}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \tag{14}$$

$$V_{4,i} = \sqrt{2.(h_3 - h_{4,i})} \tag{15}$$

$$c_4 = \sqrt{\gamma\frac{p_{4,i}}{\rho_{4,i}}} \tag{16}$$

$$M_{4,i} = \frac{V_{4,i}}{c_{4,i}} \tag{17}$$

$$T_{4,i} = \frac{h_{4,i}}{C_p} \tag{18}$$

3.2 CALCULO DO FLUXO DE CALOR

Com o valor da temperatura da parede (T_W), e com os dados da geometria do corpo, como o raio de nariz (R_N), o diâmetro da base (D_B) e o ângulo formado entre a geratriz da parte cônica e o eixo de simetria do corpo (α), podemos calcular o fluxo de calor em cada parte da superfície. Este presente trabalho vem a calcular apenas quando o escoamento for laminar.

Para se calcular o fluxo de calor é necessário que partamos inicialmente da equação de fluxo de calor convectivo.

$$Q = H(T_{aw} - T_W) \tag{19}$$

Aonde T_{aw} é a temperatura da parece adiabática, que tem por função proteger, os instrumentos dentro da espaçonave, e T_w é a temperatura da parede, a qual é conhecida.

$$T_{aw} = T_e + F_R.\frac{V_e^{\,2}}{2C_p} \tag{20}$$

A equação (14) indica que para se calcular a temperatura da parede adiabática necessitamos conhecer o valor de F_r (fator de recuperação)que no escoamento laminar é avaliado como sendo $\sqrt{\Pr_w}$, aonde $\Pr_w$ é o número de Prandtl avaliado na temperatura adiabática.

Utlizando o método de Zoby [ref.]1, o coeficiente de Convecção H, é dado pela seguinte relação:

$$H = 0{,}5.\rho_e.C_p.V_e.\Pr_w{}^{-a}.C_F \tag{21}$$

Para o escoamento laminar $a = 0{,}6$

2.6.1 COEFICIENTE DE ATRITO SOBRE PLACA PLANA, MODIFICADA PARA EFEITO DA COMPRESSIBILIDADE

Para calcularmos o coeficiente de atrito C_F, utilizaremos a relação de Blausius para placa plana [x].

Para se considerar o efeito da compressibilidade, será usado o método de de Eckert [1], assim:

$$C_F = K_1(\mathrm{Re}_\theta)^{k_2}.\left(\frac{\rho_4{}^*}{\rho_4}\right)\left(\frac{\mu_4{}^*}{\mu_4}\right)^{k_3} \qquad 22)$$

Para o escoamento laminar tem-se que $K_1 = 0{,}44$; $K_2 = -1$ e $K_3 = 1$

O subscrito (θ) indica que o número de Reynolds é baseado na espessura de momento da camada limite, já o subscrito (*) indica propriedades avaliadas à temperatura de Eckert

$$\mathrm{Re}_\theta = \frac{\rho_4.V_4.\theta}{\mu_4} \tag{23}$$

Para calcular o fluxo de calor, necessitaremos definir a espessura de momento da camada limite(θ) ao longo da superfície da espaçonave, aonde temos que

$$\theta_L = \frac{0{,}664\left(\int_0^S \rho_4{}^*.\mu_4{}^*.V_{4.}r^2.dS\right)^{0.5}}{\rho_4.V_{4.}r} \tag{24}$$

Aonde S é definido como as sucessivas posições de um móvel, e r é definido na figura(x.x)

Agora para definir as propriedades necessitamos das propriedades de Eckert,as quais são calculadas por:

$$\frac{T_{4,i}{}^*}{T_{4,i}} = 1 + 0.032 M_{4,i}{}^2 + 0.58\left(\frac{T_{4,i}{}^*}{T_{4,i}} - 1\right) \tag{25}$$

Com isso obtemos $\rho_4{}^*$ e $\mu_4{}^*$

$$\rho_4{}^* = \frac{P_{4,i}}{R.T_{4,i}{}^*} \tag{26}$$

$$\mu_{4,i}^{*} = 1.789*10^{-5}\left(\frac{T_{4,i}^{*}}{288}\right)^{1.5}*\left(\frac{398}{110+T_{4,i}^{*}}\right) \qquad (27)$$

3.3 CALCULO DO COEFICIENTE DE ARRASTO VARIANDO O ÂNGULO DE ATAQUE (α).

Utilizando a teoria de escoamento Newtoniana podemos deduzir um relacionamento entre a pressão na superfície do corpo esférico e a corrente levando em consideração sua inclinação.

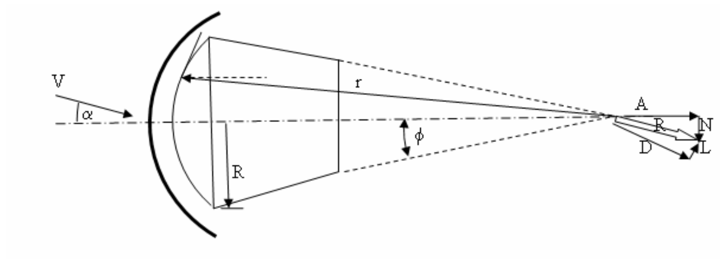


Figura 3

Rasmussen desenvolveu a seguinte expressão para o coeficiente de arrasto, utilizando a teoria de escoamento Newtoniana a qual podemos deduzir um relacionamento entre a pressão na superfície do corpo esférico e a corrente levando em consideração sua inclinação denominada de Cd.

$$C_D = C_{D,0} + 12(1-C_{D,0})sen^2\frac{\alpha}{2} - 6(6-5C_{D,0})sen^4\frac{\alpha}{2} + 4(6-5C_{D,0})sen^{.6}\frac{\alpha}{2} \qquad (28)$$

:

Através da equação (21) ,agora modificaremos a mesma para o calculo de um novo coeficiente de convecção H, tendo como a variável alterada, o coeficiente de arrasto de arrasto.

$$H = 0,5.\rho_e.C_p.V_e.\Pr_w^{-a}.C_D \qquad (29)$$

Para o escoamento laminar $a = 0,6$

Utilizaremos os cálculos na fronteira da camada limite.

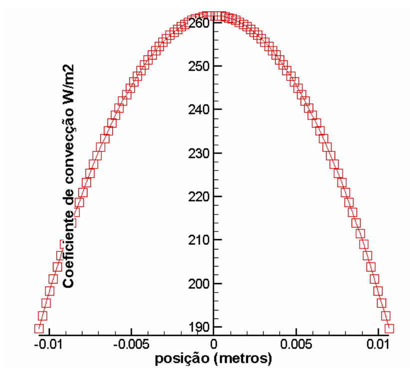
3 RESULTADOS E DISCUSSÕES

A validação e a obtenção dos resultados é baseada no trabalho de *Miranda, I. F. e Mayall* ,os quais buscaram comparação com resultados experimentais obtidos por Busnell, em um escoamento Hipersônico sobre um veículo com geometria similar ao S.A.R.A, limitado para a parte esférica e ao escoamento totalmente laminar

3.1. Validação

com a intenção de validar a metodologia de calculo em uma calota esférica de um corpo em reentrada orbital, iremos definir o ar sendo um gás caloricamente perfeito com γ=1,4;constante do ar R=287,1387 J kg^{-1} K^{-1} ; e o calor especifico do ar a pressão constante Cp=1004,9855 J kg^{-1} K^{-}

Para validar este método utilizaremos duas comparações, a primeira utiliza as seguintes configurações: Pr_w=0,71; Rn=0,0127m; D_B=0,127 m; α=25º; T_w=300K; M_∞=7,77; P_∞=140,77 Pa; $\rho_\infty=0{,}0090372\,\frac{Kg}{m^3}$; T_∞=54,6 K;



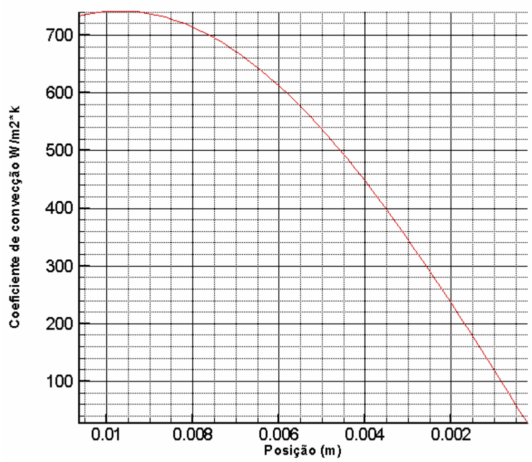
Esta comparação nos revela um coeficiente de convecção máximo igual a 261,6735 W/m^2 *k, em um ponto imediatamente após o ponto de estagnação, quando comparado com o trabalho de Miranda e Mayall, temos um erro deste presente trabalho com os autores citados de aproximadamente 0,13%

3.2 RESULTADOS

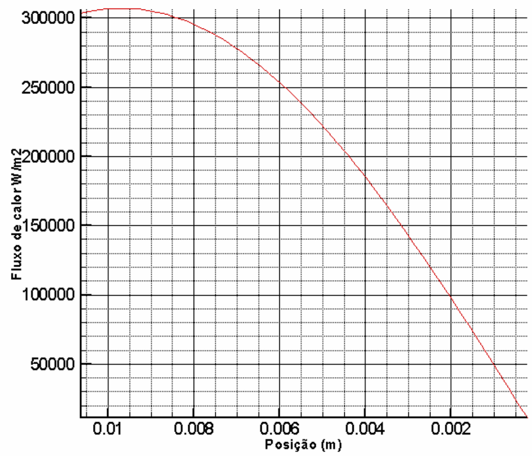
Para fazer uma comparação entre os diferentes ângulos de ataque iremos considerar constante uma determinada configuração modificando apenas o ângulo de ataque.
Pr_w=0,71; Rn=0,0127m; D_B=0,127 m; β=25º; T_w=300K; M_∞=7,77; P_∞=140,77 Pa; $\rho_\infty=0{,}0090372\,\frac{Kg}{m^3}$; T_∞=54,6 K;

3.2.1 CONE ESFERICAMENTE ROMBUDO UTILIZANDO UM ÂNGULO DE ATAQUE IGUAL A 5º

Coeficiente de convecção x posição

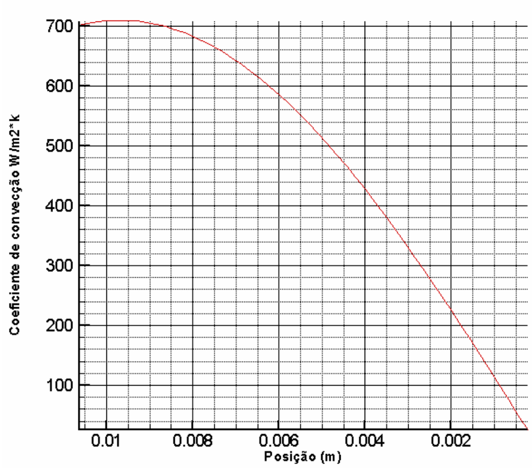


Fluxo de calor x posição

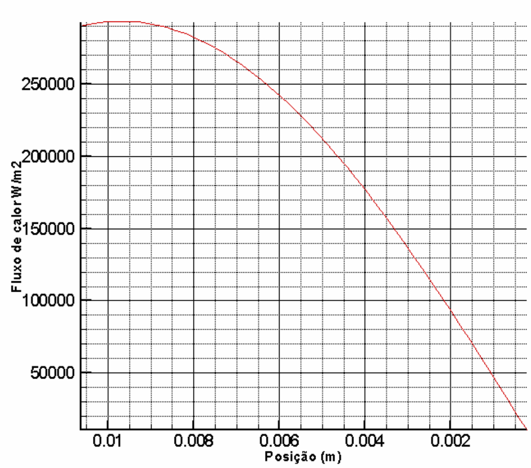


3.2.2 CONE ESFERICAMENTE ROMBUDO UTILIZANDO UM ÂNGULO DE ATAQUE IGUAL A 15º

Coeficiente de convecção x posição



Fluxo de calor x posição



4 CONCLUSÃO

Utilizando o método desenvolvido aqui neste trabalho, através de uma relação mais simples e direta do que outros trabalhos encontrados na literatura, podemos obter resultados Plausíveis para a superfície esférica em corpos em reentrada atmosférica, através das relações descritas é possível calcular em um determinado ponto da superfície esférica do corpo o aquecimento gerado para uma dada configuração de vôo .

Através de um ajuste de curva , modificando o coeficiente de arrasto no corpo, obtemos uma aproximação satisfatória para o fluxo de calor do corpo, se assemelhando a aquelas tratadas na literatura.

$$C_D = \frac{(C_{D,0} + 12(1 - C_{D,0}) sen^2 \frac{\alpha}{2} - 6(6 - 5C_{D,0}) sen^4 \frac{\alpha}{2} + 4(6 - 5C_{D,0}) sen^6 \frac{\alpha}{2})}{18,8}$$

Oliveira [2] , trata em seu trabalho que para uma configuração Pr_w=0,71; Rn=0,0635m; D_B=0,635 m; α=5º; T_w=98,983K; M_∞=5 ; P_∞=4412,65Pa ; ρ_∞=0,21698 $\frac{Kg}{m^3}$; T_∞=70,836 K; γ=1,4;constante do ar R=287,1387 J kg^{-1} K^{-1} ; e o calor especifico do ar a pressão constante Cp=1004,9855 J kg^{-1} K^{-1}, obtém uma taxa de fluxo térmico igual a $\dot{q} = 1{,}4505x10^5 W/m^2$

No trabalho aqui descrito obtemos para a mesma configuração um fluxo de calor igual a :

$\dot{q} = 1{,}451874x10^5 W/m^2$.

Em outra simulação de Oliveira [2], utilizando a seguinte configuração Pr_w=0,71; Rn=0,0635m; D_B=0,635 m; α=15,2º; T_w=117,468K; M_∞=5 ; P_∞=19167,43Pa ; ρ_∞=0,92768 $\frac{Kg}{m^3}$; T_∞=71,967 K; γ=1,4;constante do ar R=287,1387 J kg^{-1} K^{-1} ; e o calor especifico do ar a pressão constante Cp=1004,9855 J kg^{-1} K^{-1}, obtém uma taxa de fluxo térmico igual a $\dot{q} = 2{,}9217x10^5 W/m^2$

No trabalho aqui descrito obtemos para a mesma configuração um fluxo de calor igual a :

$\dot{q} = 5{,}759168x10^5 W/m^2$.

Notamos através das comparações efetuadas que os valores encontrados variam relativamente baixo com os comparados, e que torna este novo uma maneira computacional rápida e prática para se calcular o fluxo térmico em um determinado ponto.

5 REFERÊNCIAS

Anderson Jr., J. D., Hypersonic and High Temperature Gas Dynamics, McGraw-Hill International, 1989.

Oliveira,U.C.,"Fluxo Convectivo Aerotermodinâmico em corpos de revolução com ângulos de Ataque em escoamento Supersônico", ITA, Tese de mestrado, 1996.

Miranda, I. F. e Mayall, M. C. de M, Fluxo de Calor Convectivo em Micro-Satélites em Reentrada Atmosférica, Trabalho de graduação, ITA, 2001.

Pessoa-Filho, J. B., Aquecimento do Ponto de Estagnação do SARA durante Reentrada Atmosférica, Nota Técnica NT-146/ASE-N/97, 1997.

Oliveira,U.C.,"Fluxo Convectivo Aerotermodinâmico em corpos de revolução com ângulos de Ataque em escoamento Supersônico", ITA, Tese de mestrado, 1996.