



TRANSFERÊNCIA DE CALOR NO PONTO DE ESTAGNAÇÃO EM CORPOS ROMBUDOS COM PROTEÇÃO TÉRMICA

Fábio Yukio Kurokawa

Universidade Estadual Paulista – Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira – Departamento de Engenharia Mecânica – Pós-Graduação
Av. Brasil, 56 – Centro, Ilha Solteira – SP, CEP 15 385 – 000, Cx. Postal 31
E-mail: kurokawa@dem.feis.unesp.br

João Batista Campos-Silva

Universidade Estadual Paulista – Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira – Departamento de Engenharia Mecânica
Av. Brasil, 56 – Centro, Ilha Solteira – SP, CEP 15 385 – 000, Cx. Postal 31
E-mail: jbcampos@dem.feis.unesp.br

Antonio João Diniz

Universidade Estadual Paulista – Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira – Departamento de Engenharia Mecânica
Av. Brasil, 56 – Centro, Ilha Solteira – SP, CEP 15 385 – 000, Cx. Postal 31
E-mail: diniz@dem.feis.unesp.br

Resumo. *Ablação é um processo de proteção térmica com várias aplicações em engenharia, principalmente, no campo da indústria aeroespacial. O processo que envolve o fenômeno ablativo é complexo com mudança de fase que leva a perda total ou parcial de material e é matematicamente modelado por um sistema não linear de equações diferenciais parciais acopladas. A análise do processo ablativo em um corpo rombudo com uma geometria de revolução será feito para a região do ponto de estagnação ou região do nariz que podem ser simplificado num problema de placa plana unidimensional. Neste trabalho é utilizado a Técnica da Transformada Integral Generalizada, T.T.I.G., para a solução do sistema de equações diferenciais parciais acoplada a equação de restrição na fronteira com condição de contorno não linear, que é transformado em um sistema infinito de equações diferenciais ordinárias acopladas de primeira ordem. No desenvolvimento analítico a T.T.I.G. é uma ferramenta poderosa que facilita consideravelmente o cálculo e proporciona um equacionamento cuja solução pode ser obtida através de métodos computacionais convencionais. Os resultados de interesse encontrados são a espessura e a taxa de remoção do material ablativo que são apresentados e comparados com os resultados obtidos na literatura.*

Palavras-chave: *Ponto de estagnação, Corpo rombudo, Transformada integral generalizada, Escoamento aerodinâmico, Ablação*

1. INTRODUÇÃO

Estudos sobre o fenômeno da ablação são frequentemente citados na literatura do período pós-guerra, em razão do anseio do homem em desbravar o espaço não gravitacional. Devido à interação com as camadas mais densas da atmosfera terrestre, veículos espaciais estão sujeitos a um ambiente térmico severo, devido a alta velocidade (elevado número de Mach) que estes atingem tanto na

reentrada quanto no lançamento, podendo comprometer o sucesso da missão. Para evitar o comprometimento da missão e proteger a estrutura e o conteúdo do veículo do aquecimento superficial, durante a reentrada ou lançamento na atmosfera, uma variedade de sistemas de proteção térmica (Hatori & Pessoa-Filho, 1998; Sutton, 1982 e Steg & Lew, 1962) e resfriamento tem sido propostos. Estes sistemas, geralmente envolvem a absorção de calor pelo material da superfície, através de armazenamento de energia interna, mudança de fase ou uma reação química e/ou a rejeição de parte da energia que chega, por meio de um efluxo de massa da superfície ou pela radiação. Dentro desta variedade de sistemas os mais utilizados são os que utilizam materiais ablativos.

O fenômeno de ablação é complexo envolvendo transferência de calor, massa e reações químicas, Lacaze (1967). Devido à sua complexidade, o processo de ablação pode ser definido com base em vários aspectos. Uma proposta conveniente para a definição de ablação é a remoção da massa (matéria) causada por processos mecânicos e termoquímicos. Dentro deste contexto, distingue-se a ablação dimensional, caracterizada pela remoção parcial da superfície, e a ablação total, onde ocorre perda total de massa.

Neste trabalho avalia-se, de modo muito simplificado, o fenômeno resultante do processo de transferência de calor no ponto de estagnação de um corpo de revolução, o qual pode-se considerar como uma placa plana. Apesar da simplicidade do modelo o mesmo possibilita a obtenção de resultados de interesse para o conhecimento do fenômeno físico, Pessoa-Filho (1997). O processo de transferência de calor por ablação considerado é não linear e com movimento de fronteira inicialmente desconhecido (Chung & Hsiao, 1985; Zien, 1978). A Técnica da Transformada Integral Generalizada, T.T.I.G., vem sendo utilizada em busca de soluções exatas, e aplicada em problemas complexos, Cotta & Özisik (1987). A aplicação da T.T.I.G. (Cotta, 1993; Diniz et al, 1993; Diniz & Aparecido, 1993) dá o suporte analítico e a biblioteca do IMSL, IMSL (1979), o suporte numérico. Os parâmetros de interesse obtidos, profundidade e velocidade ablativas do material, são comparados com os da literatura.

2. ANÁLISE

Na formulação deste problema considera-se um esquema simplificado do fenômeno onde na região do ponto de estagnação de um corpo de revolução é aproximado à geometria de uma placa plana com condução de calor unidimensional, com temperatura inicial T_0 . A hipótese de transferência de calor unidimensional é baseada no fato de que a razão entre a espessura da proteção e o raio de curvatura do nariz ser muito pequena, Fig. 1. A placa está sujeita a um fluxo de calor transiente numa das extremidades e isolada em outra.

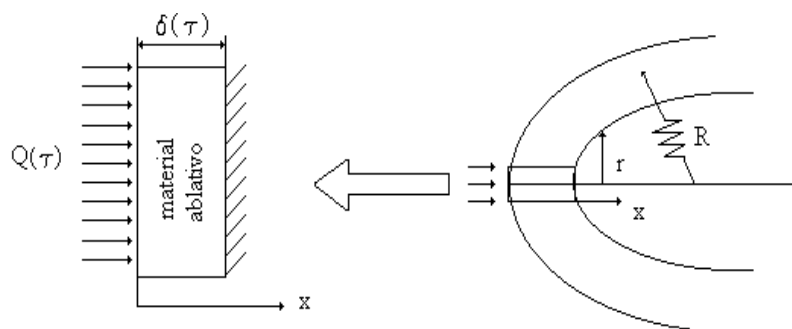


Figura 1. Esquema simplificado do processo ablativo no ponto de estagnação onde o sólido está sujeito a um fluxo de calor adimensional na fronteira ($x = 0$) e isolado na outra ($x = L$).

onde: $\tau \rightarrow$ tempo adimensional $\rightarrow \tau = t/t_c$
 $t_c \rightarrow$ tempo característico

$\theta \rightarrow$ distribuição de temperatura adimensional
 $x \rightarrow$ coordenada adimensional
 $Q \rightarrow$ fluxo de calor adimensional transiente $\rightarrow Q = q_0 / q_r$
 $q_0 \rightarrow$ fluxo de calor dimensional na parede
 $q_r \rightarrow$ fluxo de calor de referência
 R e $r \rightarrow$ são respectivamente o raio do nariz e o raio de revolução
 $\delta(\tau) \rightarrow$ espessura do material ablativo

O problema de transferência de calor em materiais ablativos é melhor equacionado dividindo-se em dois períodos: pré-ablativo, onde não há perda de material e ablativo, onde há fusão do material para se reduzir a transferência de calor. As equações governantes do fenômeno ablativo na forma adimensional são:

Período pré-ablativo:

$$\frac{\partial \theta(x, \tau)}{\partial \tau} + L\theta(x, \tau) = 0 \quad \begin{array}{l} 0 < \tau < \tau_f \\ 0 < x < 1 \end{array} \quad (1)$$

com condições inicial e de contorno:

$$\theta(x, \tau) = 0 \quad \tau = 0 \quad \text{e} \quad 0 < x < 1 \quad (2)$$

$$\frac{\partial \theta(x, \tau)}{\partial x} = 0 \quad ; \quad x = 1 \quad (3)$$

$$-\frac{\partial \theta(x, \tau)}{\partial x} = Q(\tau) \quad ; \quad x = 0 \quad (4)$$

onde L é o operador $-\frac{\partial^2(\)}{\partial x^2}$.

Período ablativo:

$$\frac{\partial \theta(x, \tau)}{\partial \tau} + L\theta(x, \tau) = 0; \quad \begin{array}{l} \tau_f < \tau < \infty \\ S(\tau) < x < 1 \end{array} \quad (5)$$

com condições inicial e de contorno:

$$\theta(x, \tau) = \theta_f(x, \tau); \quad \tau = \tau_f \quad \text{e} \quad 0 < x < 1 \quad (6)$$

$$\frac{\partial \theta(x, \tau)}{\partial x} = 0, \quad x = 1 \quad (7)$$

$$\theta(x, \tau) = 1, \quad x = S(\tau) \quad (8)$$

com a seguinte condição de restrição no acoplamento, que é resultado do balanço de energia na interface:

$$-\frac{\partial \theta(x, \tau)}{\partial x} + v \frac{dS(\tau)}{d\tau} = Q(\tau); \quad x = S(\tau) \quad (9)$$

onde $S(\tau)$ e v são respectivamente a posição da fronteira e o inverso do número de Stefan.

No período pré-ablativo, obtemos a distribuição de temperatura $\theta(x, \tau)$ que para $\tau = \tau_f$ é condição inicial do período ablativo.

Para obtermos a solução do período pré-ablativo, define-se um problema auxiliar de autovalor do tipo:

$$\mu^2 \psi(x) = L\psi(x) \quad (10)$$

cuja solução é:

$$\text{Autovalores: } \mu_i = i\pi \quad i = 1, 2, \dots, \infty$$

$$\text{Autofunções: } \psi_i = \cos \mu_i x \quad i = 1, 2, \dots, \infty$$

$$\text{Norma das autofunções: } N_i = \frac{1}{2} \quad i = 1, 2, \dots, \infty$$

Multiplicando-se a Eq. (1) pela autofunção e a Eq. (10) pelo potencial de temperatura, somando-se as equações resultantes e aplicando o operador integral, obtemos a expressão do tipo:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \int_0^1 \psi_i(x) \theta(x, \tau) dx + \int_0^1 \left[\frac{\partial^2 \psi_i(x)}{\partial x^2} \theta(x, \tau) - \frac{\partial^2 \theta(x, \tau)}{\partial x^2} \psi_i(x) \right] dx + \mu_i^2 \int_0^1 \psi_i(x) \theta(x, \tau) dx = 0 \quad (11)$$

Definindo:

$$g_i(\tau) = - \int_0^1 \left[\frac{\partial^2 \psi_i(x)}{\partial x^2} \theta(x, \tau) - \frac{\partial^2 \theta(x, \tau)}{\partial x^2} \psi_i(x) \right] dx$$

desenvolvendo a integral obtemos que:

$$g_i(\tau) = Q(\tau) \quad (12)$$

Define-se os pares de transformada integral e inversa, respectivamente:

$$\tilde{\theta}_i(\tau) = \int_0^1 \psi_i(x) \theta(x, \tau) dx \quad (13)$$

$$\theta(x, \tau) = \sum_{i=0}^{\infty} \frac{\psi_i(x)}{N_i} \tilde{\theta}_i(\tau) \quad (14)$$

Portanto temos que a Eq. (1) transformada, juntamente com a condição inicial, tornam-se:

$$\frac{d\tilde{\theta}_i(\tau)}{d\tau} + \mu_i^2 \tilde{\theta}_i(\tau) = Q(\tau) \quad (15)$$

$$\tilde{\theta}_i(0) = \int_0^1 \psi_i(x) \theta(x, 0) dx = 0 \quad (16)$$

Assumindo um fluxo de calor polinomial $Q(\tau) = a + b\tau + c\tau^2$, tem-se que a solução para Eq. (15) é do tipo:

$$\tilde{\theta}_i(\tau) = \frac{1}{\mu_i^2} \left[a + b \left(\tau - \frac{1}{\mu_i^2} \right) + c \left(\tau^2 - \frac{2\tau}{\mu_i^2} + \frac{2}{\mu_i^4} \right) - \left(a - \frac{b}{\mu_i^2} + \frac{2c}{\mu_i^4} \right) e^{-\mu_i^2 \tau} \right] \quad (17)$$

A distribuição de temperatura na fase pré-ablativa é dada por:

$$\theta(x, \tau) = \theta_{av}(\tau) + \sum_{i=1}^{\infty} \frac{\psi_i(x)}{N_i} \tilde{\theta}_i(\tau) \quad (18)$$

onde $\theta_{av}(\tau)$ é o potencial médio, pois se trata de um problema cuja condição de contorno é do 2º tipo correspondente ao índice $i = 0$, Mikhailov & Özisik (1984).

$$\theta_{av}(\tau) = a\tau + \frac{b\tau^2}{2} + \frac{c\tau^3}{3} \quad (19)$$

Portanto tem-se a distribuição de temperatura:

$$\theta(x, \tau) = \left(a\tau + \frac{b\tau^2}{2} + \frac{c\tau^3}{3} \right) + \sum_{i=1}^{\infty} 2\cos(\mu_i x) \frac{1}{\mu_i^2} \left\{ \left[a + b \left(\tau - \frac{1}{\mu_i^2} \right) + c \left(\tau^2 - \frac{2\tau}{\mu_i^2} + \frac{2}{\mu_i^4} \right) \right] - \left[a - \frac{b}{\mu_i^2} + \frac{2c}{\mu_i^4} \right] e^{-\mu_i^2 \tau} \right\} \quad (20)$$

Para $\tau > \tau_f$ inicia-se o período de mudança de fase a qual pela física e geometria do problema dar-se-á da fronteira aquecida para a direita, Fig. 1. Uma mudança de variável nas Eqs. de (5) a (8) se faz conveniente para tornar o problema homogêneo. Definindo-se $\theta^*(\eta, \tau) = \theta(x, \tau) - 1$; $S(\tau) < \eta < 1$; $\tau > \tau_f$ onde $\eta = 1 - x$, obtendo-se:

$$\frac{\partial \theta^*(\eta, \tau)}{\partial \tau} + L\theta^*(\eta, \tau) = 0 \quad \tau > \tau_f, \quad 0 < \eta < \eta_b(\tau) \quad (21)$$

com condições inicial e de contorno:

$$\theta^*(\eta, \tau_f) = \theta(1 - \eta, \tau_f) - 1 \quad (22)$$

$$\theta^*(\eta, \tau) = 0; \eta = \eta_b(\tau) \quad \text{e} \quad \frac{\partial \theta^*(\eta, \tau)}{\partial \eta} = 0; \eta = 0 \quad (23)$$

E a equação de restrição no acoplamento, Eq. (9), na nova variável torna-se:

$$\frac{\partial \theta^*(\eta, \tau)}{\partial \eta} - v \frac{d\eta_b(\tau)}{d\tau} = Q(\tau); \eta = \eta_b(\tau) \quad (24)$$

Para o período ablativo, adotamos um novo problema auxiliar de autovalor que resulta:

$$\text{Autovalores: } \mu_i = \frac{(2i-1)\pi}{2\eta_b(\tau)}$$

$$\text{Autofunções: } \psi_i(\eta, \tau) = \cos[\mu_i(\tau)\eta]$$

$$\text{Norma das autofunções: } N_i = \frac{1}{2}\eta_b(\tau)$$

Definindo-se uma autofunção normalizada:

$$K_i(\eta, \tau) = \frac{\cos[\mu_i(\tau)\eta]}{\sqrt{0,5\eta_b(\tau)}} \quad (25)$$

Após algumas manipulações matemáticas obtemos que:

$$\int_0^{\eta_b(\tau)} K_i(\eta, \tau) \frac{\partial \theta^*(\eta, \tau)}{\partial \tau} d\eta + \mu_i^2(\tau) \int_0^{\eta_b(\tau)} K_i(\eta, \tau) \theta^*(\eta, \tau) d\eta = \int_0^{\eta_b(\tau)} \left[\frac{\partial^2 \theta^*(\eta, \tau)}{\partial \eta^2} K_i(\eta, \tau) - \frac{\partial^2 K_i(\eta, \tau)}{\partial \eta^2} \theta^*(\eta, \tau) \right] d\eta \quad (26)$$

Definindo-se o par transformada integral e inversa como:

$$\tilde{\theta}_i^*(\tau) = \int_0^{\eta_b(\tau)} K_i(\eta, \tau) \theta^*(\eta, \tau) d\eta \quad (27)$$

$$\theta^*(\eta, \tau) = \sum_{i=1}^{\infty} K_i(\eta, \tau) \tilde{\theta}_i^*(\tau) \quad (28)$$

Substituindo a Eq. (27) na Eq. (26) e após algumas manipulações, obtemos:

$$\frac{d\tilde{\theta}_i^*(\tau)}{d\tau} + \sum_{j=1}^{\infty} A_{ij}(\tau) \tilde{\theta}_j^*(\tau) + \mu_i^2(\tau) \tilde{\theta}_i^*(\tau) = 0 \quad (29)$$

com condição inicial:

$$\tilde{\theta}_i^*(\tau_f) = \frac{2\sqrt{2}}{(2i-1)\pi} (-1)^{i+1} [\theta_{av}(\tau_f) - 1] + \frac{4\sqrt{2}}{\pi} (2i-1)(-1)^{i+1} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\tilde{\theta}_k(\tau_f)}{(2i-1)^2 - 4k^2} \quad (30)$$

onde:

$$\tilde{\theta}_k(\tau_f) = \frac{1}{\mu_k^2} \left[a + b \left(\tau_f - \frac{1}{\mu_k^2} \right) + c \left(\tau_f^2 - \frac{2\tau_f}{\mu_k^2} + \frac{2}{\mu_k^4} \right) - \left(a - \frac{b}{\mu_k^2} + \frac{2c}{\mu_k^4} \right) e^{-\mu_k^2 \tau_f} \right]$$

$$A_{ij} = \frac{1}{2\eta_b(\tau)} \frac{\partial \eta_b(\tau)}{\partial \tau} \frac{(2j-1)(2i-1)(-1)^{i+j}}{(i^2-i) - (j^2-j)} \text{ para } i \neq j$$

$$A_{ij} = 0 \text{ para } i = j, \text{ segundo Diniz (1996)}$$

Substituindo a transformada inversa na equação de restrição no acoplamento, Eq. (24), tem-se a equação de restrição transformada:

$$\frac{d\eta_b(\tau)}{d\tau} = \frac{\sqrt{2}}{2\nu} \frac{\pi}{[\eta_b(\tau)]^{3/2}} \sum_{j=1}^{\infty} (2j-1) \tilde{\theta}_j^*(\tau) (-1)^j - \frac{Q(\tau)}{\nu} \quad (31)$$

3. SOLUÇÃO NUMÉRICA

As Eqs. (29) e (31) formam um sistema infinito de equações diferenciais ordinárias acopladas de primeira ordem, com a Eq. (30) sendo a condição inicial.

Para a implementação de um algoritmo que calcule os valores das incógnitas deste sistema, é necessário o truncamento do sistema infinito de equações por um sistema finito de ordem N. Fazendo N suficientemente grande obtém-se a solução do sistema de equações diferenciais ordinárias acopladas, que fornecerão os valores da espessura e velocidade ablativa, bem como a distribuição de temperatura.

A obtenção deste sistema de equações diferenciais apresentado resultou da aplicação do método T.T.I.G., e para a solução numérica utilizou-se as subrotinas disponíveis na biblioteca do IMSL (1979), principalmente o programa DGEAR e DECADE, que supre as exigências desse tipo de problema.

4. RESULTADOS

Os resultados de interesse, espessura $S(\tau)$ e velocidade ablativa $V(\tau)$, foram obtidos numericamente para problemas com um fluxo de calor adimensional especificado na fronteira dado por $Q = 2$. A Fig. 2 mostra a espessura ablativa em função da diferença de tempo dimensional, para os diversos métodos, Método de Diferenças Finitas (M.D.F.), Método Integral Momento- θ (θ -M.I.M.), Método Integral do Balanço de Calor (M.I.B.C.) e a Técnica da Transformada Integral Generalizada (T.T.I.G.). A Fig. 3 mostra a velocidade ablativa em função da diferença de tempo dimensional para os quatro métodos. Na tabela 1 são apresentados os dados referentes ao tempo adimensional de início do período ablativo.

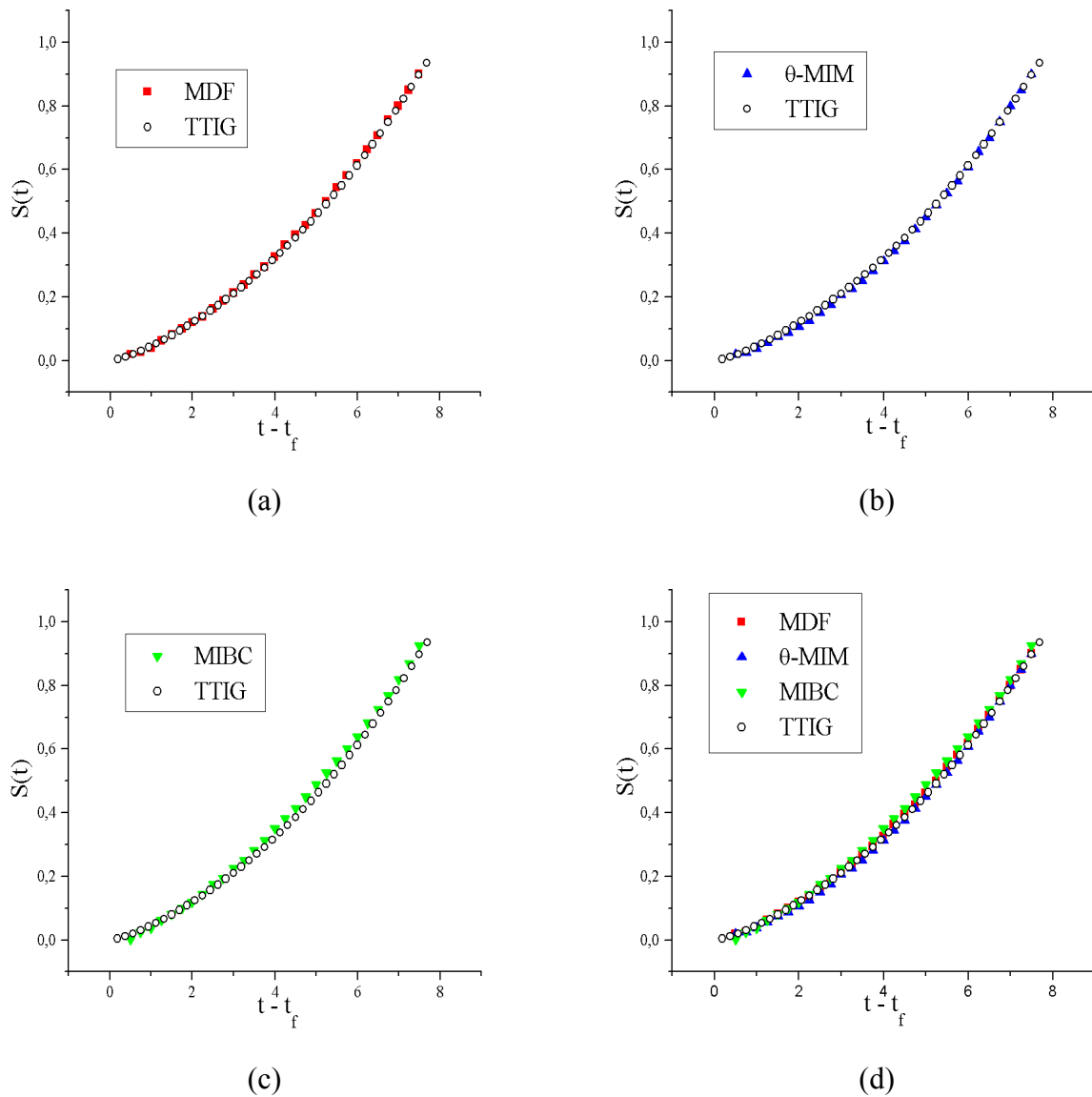


Figura 2. Gráfico comparativo da espessura ablativa para vários métodos.

Tabela 1. Comparação do tempo de início do período ablativo.

Método de Diferenças Finitas	$\tau_f = 0,195$
Método Integral do Momento- θ	$\tau_f = 0,20$
Método Integral do Balance de Calor	$\tau_f = 0,2111$
Técnica da Transformada Integral Generalizada	$\tau_f = 0,197$

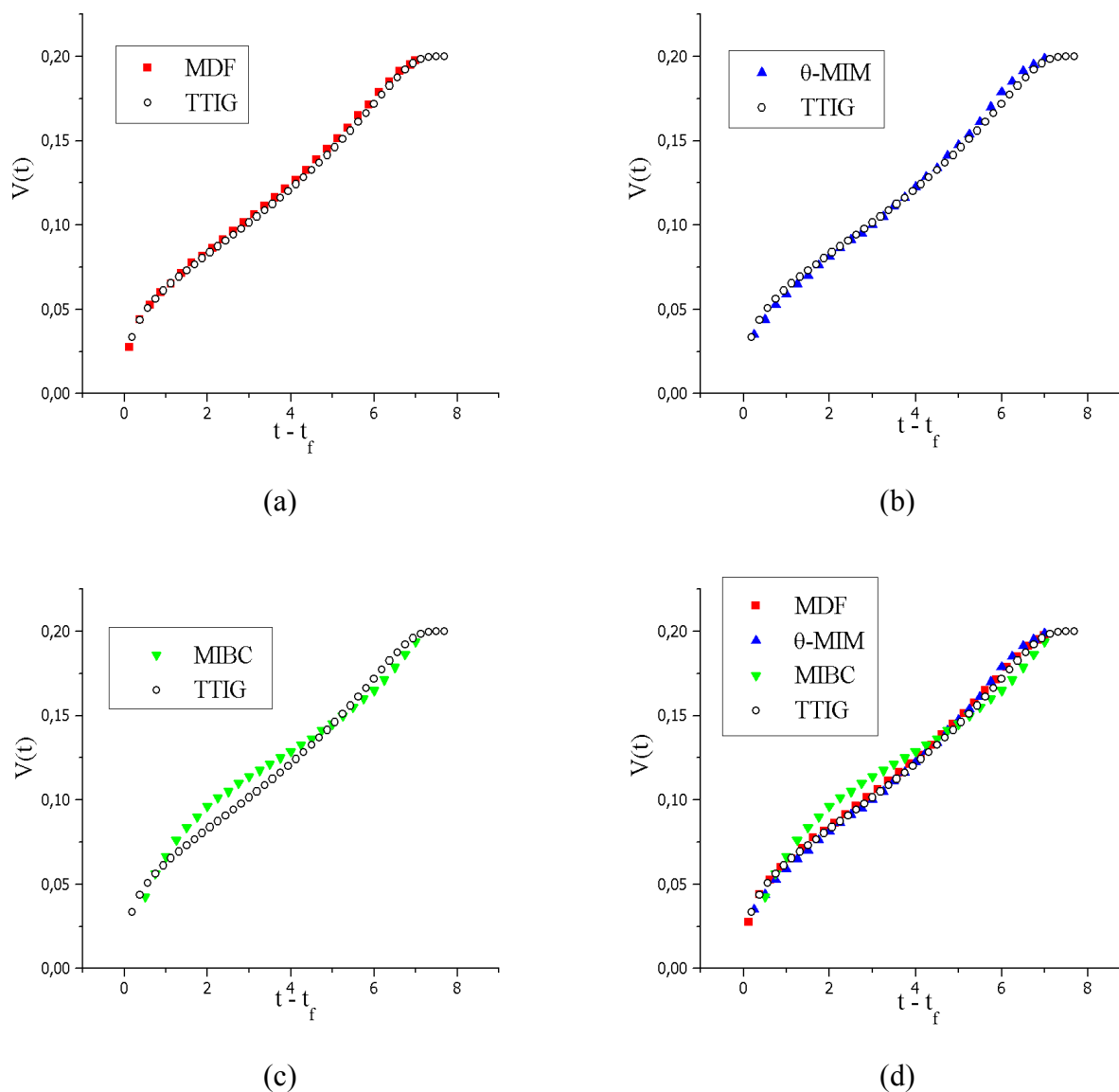


Figura 3. Gráfico comparativo da velocidade ablativa para diversos métodos.

5. DISCUSSÃO E CONCLUSÕES

Os resultados obtidos com a aplicação da T.T.I.G., foram comparados com aqueles obtidos pelos M.D.F., θ -M.I.M. e M.I.B.C. (Chung & Hsiao, 1985; Zien, 1981, Chung et al, 1983 e Kurokawa et al, 2001), tanto para a espessura quanto para a velocidade ablativa, Figs. (2) e (3). Os resultados obtidos pela aplicação da T.T.I.G. são bem consistentes e mais exatos pois trata-se de uma solução híbrida numérica-analítica, visto que no desenvolvimento analítico resultou em um sistema de equações diferenciais ordinárias de primeira ordem, da qual a solução é bem conhecida e

que permite controlar a precisão do processo de convergência, Cotta (1993). Neste trabalho observamos que os resultados encontrados apresentam uma excelente concordância com os dados obtidos pelos outros métodos no que se refere à espessura ablativa, já para a velocidade ablativa observamos que há uma pequena discrepância nos resultados, pois como já mencionado, a T.T.I.G. é uma solução mais exata e os outros métodos são aproximações.

Com este trabalho foi apresentada uma solução para o problema de proteção térmica ablativa em um corpo de geometria rombuda, a qual foi considerada uma simplificação do processo, Lacaze (1967), e pode-se observar que esta simplificação não é muito realística, mas os resultados encontrados estão em concordância com os da literatura. Observa-se também pela Tab. (1) que o início do período ablativo são praticamente iguais quando calculados pelos métodos T.T.I.G. e M.D.F. e diferindo mais para os outros dois métodos, pois estes métodos baseiam-se em aproximações.

Portanto concluímos que a T.T.I.G. é uma ferramenta valiosa para problemas deste tipo, uma vez que os resultados são mais exatos.

6. AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem a Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP) e a Pró-Reitoria de Pós-Graduação e Pesquisa (PROPP).

7. REFERÊNCIAS

- Chung, B. T. F., Chang, T. Y., Hsiao, J. S. and Chang, C. I., Feb. 1983, "Heat Transfer With Ablation in a Half-Space Subjected to Time-Variant Heat Fluxes". *Tran. ASME – Journal of Heat Transfer*, vol. 105, pp. 200-203.
- Chung, B. T. F. and Hsiao, J. S., Jan. 1985, "Heat Transfer With Ablation in a Finite Slab Subjected to Time-Variant Heat Fluxes", *AIAA Journal*, vol. 23, pp. 145-150.
- Cotta, R. M., 1993, "Review of the Integral Transform Method in Nonlinear Heat and Fluid Flow Problems", I Congresso Iberoamericano de Ingenieria, Madrid, 21-24 de septiembre.
- Cotta, R. M., 1993, "Integral Transforms In Computational Heat and Fluid Flow", CRC Press, Boca Raton, Florida, USA.
- Cotta, R. M. and Özisik, M. N., 1987, "Diffusion Problems With General Time - Dependent Coefficients", *Mech Sciences RBCM*, vol. 9, n. 4, pp. 269-292.
- Diniz, A. J. et al, 1993, "Heat Conduction With Ablation in a Finite Slab", Published in a Book, *Integral Transforms in Computational Heat and Fluid Flow* Editor Cotta R. M., C. R. C. Press, c. 24, pp. 131-139 – Florida, USA.
- Diniz, A. J., 1996, "Proteção Térmica por Ablação em Corpos de Várias Geometrias Aquecidos Cineticamente", Tese de Doutorado, Instituto Tecnológico de Aeronáutica (ITA), São José dos Campos – SP.
- Diniz, A. J., Aparecido, J. B. and Zapparoli, E. L., 1993, "Solução de Problemas Térmicos com Acoplamentos não Lineares", XII COBEM, Brasília, Br.
- Hatori, M. E. & Pessoa-Filho, J. B., 1998, "Soluções Similares em Escoamentos Supersônicos", VII Encontro Nacional de Ciências Térmicas, ENCIT98, pp. 257-262.
- IMSL Library, 1979, Editon 7, GNB Building Blvd, Houston, Texas, 77036.
- Kurokawa, F. Y., Diniz, A. J. e Campos-Silva, J. B., 2001, "Transferencia de calor con proceso Ablativo en Cuerpos de Reentrada", V Congreso Iberoamericano de Ingenieria Mecanica y IV Congreso Nacional de Ingenieria Mecanica, Mérida 23-26, pp. 1339-1346.
- Lacaze, H., juillet 1967, "La Protection Thermique Par Ablation", *Doc-Air-Espace*, n° 105.
- Mikhailov, M. D. and Özisik, M. N., 1984, "Unified Analysis and Solutions of Heat Transfer and Mass Diffusion, John Willey & Sons, New York.
- Pessoa-Filho, J. B., 1997, "Aquecimento do Ponto de Estagnação do SARA durante Reentrada Atmosférica", NT 146-ASE-N-97, Rel. Int. Div. Sist. Esp., CTA/IAE.

- Steg, L. & Lew, H., 1962, "Hypersonic Ablation", In Agard Meeting on High-Temperature-Aspects of Hypersonic Fluid Dynamics, v. 68, part. 6, pp. 629-680.
- Sutton, G.W., feb.1982, "The Initial Development of Ablation Heat Protection, an Historical Perspective", AIAA -82-4038-J.Spacecraft, v.19, n.1, pp. 3-11.
- Zien, T. F., Dez. 1978, "Integral Solution of Ablation Problems With Time Dependent Heat Flux", AIAA Journal, vol. 16, pp. 1287-1295.
- Zien, T. F., 1981, "Approximate Solutions of Transient Heat Conduction in a Finite Slab", Heat Transfer and Thermal Control, Progress in Astronautics and Aeronautics, vol. 78, edited by A. Crosbie, AIAA, New York, pp. 229-248.

8. DIREITOS AUTORAIS

Os autores são os únicos responsáveis pelo conteúdo do material impresso incluído no seu trabalho.

HEAT TRANSFER AT THE STAGNATION POINT IN BLUNT BODIES WITH THERMAL PROTECTION

Fábio Yukio Kurokawa

Universidade Estadual Paulista – Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira – Departamento de Engenharia Mecânica – Pós Graduação
Av. Brasil, 56 – Centro, Ilha Solteira – SP, CEP 15 385 – 000, Cx. Postal 31
E-mail: kurokawa@dem.feis.unesp.br

João Batista Campos-Silva

Universidade Estadual Paulista – Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira – Departamento de Engenharia Mecânica
Av. Brasil, 56 – Centro, Ilha Solteira – SP, CEP 15 385 – 000, Cx. Postal 31
E-mail: jbcampos@dem.feis.unesp.br

Antonio João Diniz

Universidade Estadual Paulista – Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira – Departamento de Engenharia Mecânica
Av. Brasil, 56 – Centro, Ilha Solteira – SP, CEP 15 385 – 000, Cx. Postal 31
E-mail: diniz@dem.feis.unesp.br

***Abstract.** Ablation is a thermal protection process with several applications in engineering, mainly in the field of aerospace industry. The process that involves the ablative phenomenon is complex with phase change that takes the total or partial loss of material and it is modeled mathematically by a nonlinear system of coupled partial differential equations. The analysis of the ablative process in a blunt body with a revolution geometry will be made on the stagnation point area or area of the nose that can be simplified as a one-dimensional plane plate problem. In this work the Generalized Integral Transform Technique, G.I.T.T., is used for the solution of the system of coupled partial differential equations the restriction equation in the border with non-linear contour condition, that is transformed in an infinite system of first order ordinary differential equations. In the analytic development G.I.T.T. it is a powerful tool that facilitates the calculation considerably and it provides an equating whose solution can be obtained through conventional computation methods. The results of interest found are the thickness and the rate of removal of the ablative material that are present and compared with the results obtained in the literature.*

***Keywords.** Stagnation point, Blunt body, Generalized integral transform, Aerodynamic flow, Ablation.*