Revista Brasileira de Física, Vol. 11, Nº 2, 1981

Os Tensores de Condutividade Térmica e Resistividade em Misturas; Binárias com Diferentes Temperaturas*

G. M. KREMER E LIU KAI

Departamento de Física da Universidade Federal do Paraná, Caixa Postal 1862, Curitiba, PR

Recebido em 25 de Novembro de 1980

A theoretical model for heat conduction in a binary mixture of a non-viscous fluid and an isotropic elastic solid with different temperatures is formulated. The heat fluxes are assumed to be homogeneous functions of' first degree of their respective temperature gradientand the resistive force is a homogeneous function of first degree of the relative velocity. The representations of the tensors are given by coefficients suitable for experimental determinations, as presented in previous papers.

Um modelo teórico, para a condução de calor em misturas binárias de um fluido não viscoso e um sólido deformável isotrópico a diferentes temperaturas, é proposto baseando-se na hipótese de que os fluxos de calor de cada constituinte são funções homogêneas do primeiro grau do respectivo gradiente de temperatura e que a força resistiva é uma função homogênea do primeiro grau da velocidade relativa. Como em trabalhos anteriores, as representações dos tensores são dadas através de coeficientes escalares convenientes a determinações experimentais.

1. INTRODUÇAO

O desenvolvimento de teorias de misturas em que cada constituinte possui uma temperatura diferente não é novidade. Entre os trabalhos principais, destacam-se os de Dunwoody e Müller[1] e Bowen e Garcia[2].

* Auxílio: CNPq (L.K.)

Em [1] analisa-se o caso de uma mistura binária de gases ideais quimicamente reagentes, enquanto em [2] a teoria é mais geral, pois leva em conta os efeitos termoelásticos e viscosos dos materiais.

For outro lado, em [3] e [4] desenvolveu-se um modelo para mistura binária de um fluido não viscoso e um sólido no qual supôs-se que o fluxo de calor e a força resistiva eram, respectivamente, funções homogêneas do primeiro grau do gradiente de temperatura da mistura e da velocidade relativa.

Neste trabalho estudamos o caso de uma mistura binária de um fluido não viscoso e um sólido isotrópico deformável que estão a temperaturas diferentes, onde supomos que os fluxos de calor de cada constituinte são funções homogêneas do primeiro grau dos respectivos gradientes de temperaturas e, que a força resistiva é uma função homogênea do primeiro grau da velocidade relativa.

Verifica-se que os resultados recaem na forma proposta por [3], ao impormos uma mesma temperatura aos constituintes. A notação adotada baseia-se em [4].

2. EQUAÇÕES DE BALANÇO

Para cada constituinte de uma mistura sem reação química, as seguintes leis básicas são adotadas:

Balanço de Massa

$$\dot{\rho}_\alpha + \rho_\alpha \operatorname{div} v_\alpha = 0 , \qquad (2.1)$$

Balanço de Momento Linear

$$\rho_\alpha \dot{v}_\alpha = \operatorname{div} T_\alpha + m_\alpha + \rho_\alpha f_\alpha , \qquad (2.2)$$

Balanço de Momento Angular

$$\hat{M}_\alpha = T_\alpha - T_\alpha^T \qquad (2.3)$$

Balanço de Energia

$$\rho_\alpha \bar{\varepsilon}_\alpha + \operatorname{div} h_\alpha = T_\alpha . D_\alpha + \phi_\alpha + \rho_\alpha \gamma_\alpha \,, \quad ^{(*)} \tag{2.4}$$

Crescimento de Entropia para a Mistura

$$\sum_{\alpha=1}^{2} (\rho_\alpha \eta_\alpha + \operatorname{div}(h_\alpha \theta_\alpha) - \theta_\alpha \rho_\alpha \gamma_\alpha \geq 0 \tag{2.5}$$

onde o índice α representa o constituinte e assume os valores 1 para o constituinte fluido e 2 para o sólido. Para cada constituinte ρ_α é a sua densidade; v_α a velocidade; T_α o tensor tensão; m_α o suprimento de momento linear; f_α a força de campo externo; M_α o suprimento de momento angular; ε_α a energia interna; h_α o fluxo de calor; ϕ_α o suprimento de energia; γ_α o suprimento de calor; η_α a entropia e se θ_α é a temperatura, $\vartheta_\alpha = 1/\theta_\alpha$ é a frialdade(**) do constituinte α. Representamos por $L_\alpha = \operatorname{grad} v_\alpha$ e $L_\alpha = D_\alpha + W_\alpha$; $D_\alpha^T = D_\alpha$; $W_\alpha^T = -W_\alpha$. Se $f_\alpha = f_\alpha(x,t)$ é uma função diferenciável, a derivada material de f_α é dada por:

$$\bar{f}_\alpha = \partial_t \hat{f}_\alpha + (\operatorname{grad} \hat{f}_\alpha)\, v_\alpha \,. \tag{2.6}$$

A conservação de momento linear, momento angular e energia total da mistura é expressa, respectivamente, por:

$$\sum_{\alpha=1}^{2} m_\alpha = 0 \quad , \quad \sum_{\alpha=1}^{2} \hat{M}_\alpha = 0 \,,$$

$$\sum_{\alpha=1}^{2} (\phi_\alpha + m_\alpha \cdot u_\alpha - T_\alpha \cdot W_\alpha) = 0 \,, \tag{2.7}$$

onde $u_\alpha = v_\alpha - v$ é denominada velocidade de difusão e:

$$v = \sum_{\alpha=1}^{2} (\rho_\alpha/\rho)\, v_\alpha = \text{velocidade da mistura} \,,$$

(*) Enquanto as demais equações são as mesmas que as de [2], a da energia é uma forma modificada, pois em [2] o termo referente a ϕ_α não é objetivo, enquanto é o que consta na equação (2.4).

(**) Em inglês "coldness".

$$\rho = \sum_{\alpha=1}^{2} \rho_\alpha = \text{densidade da mistura} .$$

Utilizando-se das equações $(2.7)_{1,3}$, a eliminação de ρ_α γ_α entre as equações (2.4) e (2.5) resulta em:

$$\rho_1 \tilde{\lambda}_1 + \rho_2 \tilde{\lambda}_2 + \rho_1 \tilde{\theta}_1 \varepsilon_1 + \rho_2 \tilde{\theta}_2 \varepsilon_2 + h_1 \cdot g_1 + h_2 \cdot g_2$$

$$+ \Delta\phi_2 + \theta_1 T_1 \cdot L_1 + \theta_2 T_2 \cdot D_2 + \theta_1 T_2 \cdot W_2$$

$$- \theta_1 m \cdot a \geqslant 0 , \qquad (2.8)$$

onde: $\lambda_\alpha = \eta_a - \theta_a E_a$ é a função de Massieu do constituinte α; $\Delta = \theta_2 - \theta_1$; $g_\alpha = \operatorname{grad} \theta_\alpha$; $m = m_1 = -m_2$; $a = v_1 - v_2$. A função de Massieu para a mistura é definida através de:

$$\rho\lambda = \sum_{\alpha=1}^{2} \rho_\alpha \lambda_\alpha .$$

3. EQUAÇÕES CONSTITUTIVAS

Nesta seção iremos determinar as restrições impostas pela desigualdade (2.8) a uma mistura não simples de um fluido não viscoso com um sólido deformável a diferentes temperaturas. Para tanto, supomos que os termos constitutivos:

$$\{m_\alpha, T_\alpha, \varepsilon_\alpha, h_\alpha, \phi_\alpha, \lambda_\alpha\} ,$$

são funções de:

$$\{\rho_1, \theta_1, \theta_2, g_1, g_2, b, a, B\} ,$$

onde B é o tensor de Cauchy-Green à esquerda no sólido e $b = \operatorname{grad} \rho_1$.

As seguintes equações são obtidas da desigualdade (2.8) e das hipóteses constitutivas acima, através de argumentos termodinâmicos[5]:

$$\partial_{\theta_1} (\rho \lambda) = -\rho_1 \varepsilon_1 \quad ; \quad \partial_{\theta_2} (\rho \lambda) = -\rho_2 \varepsilon_2 \ ;$$

$$\partial_{g_1}(\rho\,\lambda) = \partial_{g_2}(\rho\,\lambda)\ ;\ \partial_a(\rho\,\lambda) = \partial_b(\rho\,\lambda) = 0\ ;$$

$$\mathrm{sim}(\partial_{g_1}(\rho_2\lambda_2) \otimes a) = \mathrm{sim}(\partial_{g_2}\ \rho_2\lambda_2) \otimes a) = 0\ ;$$

$$\mathrm{sim}(\partial_b(\rho_2\lambda_2) \otimes a) = (\partial_B\ \rho_1\lambda_1) \otimes a) = 0\ ;$$

$$\theta_1\ T_1 = [\rho_1^2(\partial_{\rho_1}\ \lambda_1) + \rho_1\rho_2(\partial_{\rho_1}\ \lambda_2)]\ \underline{1}$$

$$+ (\partial_a(\rho_2\ \lambda_2)) \otimes a\ ;$$

$$\theta_2\ T_2 - \Delta(T_2 - T_2^T)/2 = - (\partial_a(\rho_2\lambda_2)) \otimes a$$

$$- 2[\rho_1(\partial_B\ \lambda_1) + \rho_2(\partial_B\ \lambda_2)]\ B\ ;$$

$$\sigma = (h_1 - \partial_{\theta_1}(\rho_2\ \lambda_2)a)\ .\ g_1 + \Delta\ \phi_2$$

$$+ (h_2 - \partial_{\theta_2}(\rho_1\ \lambda_1)a)\ .\ g_2 - (\theta_1 m +$$

$$+ \partial_{\rho_1}(\rho_2\lambda_2)b)\ .\ a \geqslant 0 \tag{3.1}$$

É fácil verificar, através da conservação de momento angular (equação (2.7) $_2$), que podemos escrever a equação (3.1)$_{12}$ como:

$$\theta_2\ T_2 = -2[\rho_1(\partial_B\ \lambda_1) + \rho_2(\partial_B\ \lambda_2)]\ B\ -$$

$$- \frac{\theta_2 + \theta_1}{2\theta_1}\ (\partial_a(\rho_2\lambda_2)) \otimes a + \frac{\Delta}{2\theta_1}\ a \otimes (\partial_a(\rho_2\lambda_2)).$$

Outras restrições podem ser obtidas para as equações constitutivas se definirmos um estado de equilíbrio da mistura como sendo um estado onde $g_1 = g_, = a = 0$ e $\theta_1 = \theta_2 = \theta$.

Nestas condições se calcularmos o valor de $\sigma = \hat{\sigma}(\rho_1, \theta_1, \theta_2, g_1, g_2, a, b, B)$ no ponto $(\rho_1, 8, \theta, 0, 0, 0, b, B)$ obtemos:

$$\sigma^0 = \hat{\sigma}(\rho_1, \theta, \theta, 0, 0, 0, b, B) = 0$$

Com base nesta última equação podemos afirmar que $(\rho_1, 8, 8, 0, 0, 0, b, B)$ é um ponto de mínimo de a e, sendo assim, devemos ter:

$$(\partial_{x_A}\sigma)' = 0 \quad ; \quad \|(\partial_{x_A}(\partial_{x_B}\sigma))^0\| \text{ positivo semi-definido,} \tag{3.2}$$

onde $x_A \in \{g_1, g_2, a, \Delta\}$.

Da equação $(3.2)_1$, obtém-se os resultados abaixo:

$$h_1^0 = h_2^0 = 0 \; ; \quad \phi_2^0 = 0 \; ;$$

$$m^0 = -(\partial_{\rho_1}(\rho_2\lambda_2)b)^0/\theta \tag{3.3}$$

4. OS TENSORES DE CONDUTIVIDADE TÉRMICA

A seguir, analisaremos o fluxo de calor de cada constituinte, tomando-se como base as hipóteses formuladas em [3], [4] e [6].

Supomos que o fluxo de calor do constituinte α, é uma função homogênea do primeiro grau do gradiente de frialdade do mesmo constituinte, isto é,

$$\hat{h}_\alpha(\cdot\, , \nu g_\alpha) = \nu\, \hat{h}_\alpha(\cdot\, , g_\alpha) \;\; \forall\, \nu \geq 0 \, , \; \alpha = 1; 2.$$

Nestas condições, segundo [6], tomamos

$$h_\alpha = K_\alpha g_\alpha \, , \quad K_\alpha = \partial_{g_\alpha} h_\alpha \, , \; \alpha = 1; 2 \, ,$$

$$K_\alpha = \hat{K}_\alpha(\rho_1, \theta_1, \theta_2, g_1, g_2, a, b, B) \, . \tag{4.1}$$

Para a aproximação desejada, iremos supor que o único parâmetro mecânico preponderante é a velocidade relativa e que K_α é de ordem zero em $g_\beta (\beta \neq \alpha)$ e a é independente de b e B.

Baseando-nos em [7], a seguinte representação pode ser obtida para K_α:

$$K_\alpha = \zeta_1^\alpha \underset{\sim}{1} + \zeta_2^\alpha \frac{g_1}{|g_1|} \otimes \frac{g_2}{|g_2|} + \zeta_3^\alpha \frac{g_1}{|g_1|} \otimes \frac{a}{|a|}$$

$$+ \zeta_4^\alpha \frac{g_1}{|g_1|} \otimes \frac{g_1}{|g_1|} + \zeta_5^\alpha \frac{g_2}{|g_2|} \otimes \frac{g_1}{|g_1|} + \zeta_6^\alpha \frac{g_2}{|g_2|} \otimes \frac{a}{|a|}$$

$$+ \zeta_7^\alpha \frac{g_2}{|g_2|} \otimes \frac{g_2}{|g_2|} + \zeta_8^\alpha \frac{a}{|a|} \otimes \frac{g_1}{|g_1|}$$

$$+ \zeta_9^\alpha \frac{a}{|a|} \otimes \frac{g_2}{|g_2|} + \zeta_{10}^\alpha \frac{a}{|a|} \otimes \frac{a}{|a|} \quad \alpha = 1;2, \tag{4.2}$$

onde os coeficientes $\zeta_1^a, \ldots, \zeta_{10}^a$ são função escalares de ρ_1, θ_1 e θ_2.

Se substituirmos a equação (4.2) na equação $(4.1)_1$ e calcularmos K_a através da equação $(4.1)_2$ é fácil verificar que:

$$\zeta_2^1 = \zeta_3^1 = \zeta_4^1 = \zeta_5^2 = \zeta_6^2 = \zeta_7^2 = 0 .$$

A análise do caso acima é muito geral e pode ser encontrada em [4], se tomarmos o cuidado de identificar os termos correspondentes, pois neste último, estuda-se uma mistura binária transversalmente isotrópica com os constituintes a uma mesma temperatura.

A partir deste ponto, nos restringiremos somente ao caso em que a velocidade relativa é nula $(a=0)$. Nestas condições podemos escrever a equação (4.2) como:

$$K_\alpha = \tau_0^\alpha \underset{\sim}{1} + \tau_2^\alpha \frac{g_\beta}{|g_\beta|} \otimes \frac{g_\alpha}{|g_\alpha|} + \tau_2^\alpha \frac{g_\beta}{|g_\beta|} \otimes \frac{g_\beta}{|g_\beta|} , \tag{4.3}$$

onde se $a = \{{1 \atop 2}\}$ então $\beta = \{{2 \atop 1}\}$

Os coeficientes escalares acima podem ser interpretados fisicamente através da introdução de uma família de parâmetros escalares κ_γ^a denominados de *coeficientes de condutividade térmica direcionais* e definidos por:

$$\kappa_\gamma^\alpha = (h_\alpha \cdot g_\alpha) / |g_\alpha|^2 ;$$

$$\gamma = (g_\alpha / |g_\alpha| \cdot (g_\beta / |g_\beta|) , \alpha \neq \beta \tag{4.4}$$

O índice γ indica a orientação entre os gradientes de frialdade e assume os valores de 0; 1; -1, correspondentes à orientação ortogonal, paralela e antiparalela. É fácil verificar, através das equações (4.3) e (4.4), que:

$$\tau_0^\alpha = \kappa_0^\alpha \quad ; \quad \tau_1^\alpha = (\kappa_1^\alpha - \kappa_{-1}^\alpha)/2 \; ;$$

$$\tau_2^\alpha = (\kappa_1^\alpha + \kappa_{-1}^\alpha - 2\,\kappa_0^\alpha)/2 \; . \tag{4.5}$$

A partir das equações $(4.1)_1$, (4.3) e (4.5), o fluxo de calor pode ser escrito como:

$$h_\alpha = \kappa_0^\alpha\, g_\alpha + \left[\frac{\kappa_1^\alpha - \kappa_{-1}^\alpha}{2}\,|g_\alpha| + \frac{\kappa_1^\alpha + \kappa_{-1}^\alpha - 2\,\kappa_0^\alpha}{2}\left(\frac{g_\beta}{|g_\beta|}\cdot g_\alpha\right)\right]\frac{g_\beta}{|g_\beta|}$$

Da equação acima, verifica-se que h_α não é paralelo a g_α quando $g_\alpha \cdot g_\beta = 0$, a menos que se tenha $\kappa_1^\alpha = \kappa_{-1}^\alpha$.

5. O TENSOR RESISTIVIDADE

Baseando-nos em [4], adotamos a seguinte hipótese:

m é constituido de duas partes m^a e m^b, tais que:

$$m = m^a + m^b \; ,$$

$$m^b = -(\partial_\rho\,(\rho_2\lambda_2))b/\theta_1 \; , \tag{5.1}$$

e m^a é uma função homogênea do primeiro grau da velocidade relativa, isto é, $\forall\, \nu \geqslant 0$,

$$m^a(.,\nu a) = \nu\, m^a(.,a) \; ,$$

logo:

$$m^a = R\,a \; ; \; R = \partial_a\, m^a \; ,$$

$$R = \hat{R}(\rho_1,\ \theta_1,\ \theta_2,\ g_1,\ g_2,\ a,\ b,\ B)\ . \tag{5.2}$$

No equilíbrio, tem-se que:

$$m^0 = -\ \left[(\partial_{\rho_1} (\rho_2\lambda_2))b\right]^0/\theta\ ,$$

o que está de acordo com a equação $(3.3)_4$ e evidencia a razão pela qual escreveu-se m na forma de (5.1).

Supomos ainda que $\hat{R}$ é uma função tensorial de ordem zero em g_1 e g_2 e independente de B e b (este último termo já participa de m através de m^b). Nestas condições, com base no ítem anterior, escrevemos:

$$R = \nu_0\ \underset{\sim}{1} + \nu_1 \frac{g_1}{|g_1|} \otimes \frac{g_2}{|g_2|} + \nu_2 \frac{g_1}{|g_1|} \otimes \frac{g_1}{|g_1|}$$

$$+ \nu_3 \frac{g_1}{|g_1|} \otimes \frac{a}{|a|} + \nu_4 \frac{g_2}{|g_2|} \otimes \frac{g_1}{|g_1|}$$

$$+ \nu_5 \frac{g_2}{|g_2|} \otimes \frac{g_2}{|g_2|} + \nu_6 \frac{g_2}{|g_2|} \otimes \frac{a}{|a|} \tag{5.3}$$

É fácil verificar que o tensor de resistividade, dado pela equação (5.3), reduz-se ao proposto por [3] quando $g_1{=}g_2$, isto é, quando os dois constituintes estão a uma mesma temperatura.

6. ANÁLISE DA DESIGUALDADE RESIDUAL

A análise da desigualdade residual (equação $(3.1)_{13}$) para o caso geral é muito difícil. Propomo-nos apenas determinar as restrições impostas pela desigualdade aos coeficientes de condutividade térmica direcionais definidas ao considerarmos a velocidade relativa nula (a = 0). Com esta hipótese podemos escrever a equação $(3.1)_{13}$ como:

$$h_1\ .\ g_1 + h_2\ .\ g_2 + \Delta\ \phi_2 \geq 0 \tag{6.1}$$

Por outro lado, se considerarmos que $|g_1|$, $|g_2|$ e $|\Delta|$ são de ordem ε, que é suficientemente pequena, podemos escrever, com base na equação (3.3), a seguinte série de potências para ϕ_2:

$$\phi_2 = \alpha \Delta + 0 (\varepsilon^2) , \tag{6.2}$$

onde A é uma constante.

Seguindo o mesmo desenvolvimento de Bowen e Garcia[2], as desigualdades:

$$h_1 \cdot g_1 + h_2 \cdot g_2 \geq 0 , \quad \alpha \Delta^2 \geq 0 , \tag{6.3}$$

podem ser obtidas da equação (6.1), quando supõe-se que os coeficientes κ_γ^a são independentes de ρ_1, θ_1 e θ_2 e ϕ_2 é dado através da equação (6.2).

Se, na equação $(6.3)_1$, substituirmos g_1 por $\nu_1 g_1$ ($\nu_1 \geq 0$) e g_2 por $\nu_2 g_2$($\nu_2 \geq 0$) obtemos:

$$\nu_1^2 h_1 \cdot g_1 + \nu_2^2 h_2 \cdot g_2 \geq 0 ,$$

e a equação acima é verificada se e só se:

$$h_\alpha \cdot g_\alpha \geq 0 \quad (\alpha = 1; 2). \tag{6.4}$$

Se substituirmos as equações (4.3) e $(4.1)_1$ nas equações (6.4) e fizermos sucessivamente:

$$\frac{g_\alpha}{|g_\alpha|} \cdot \frac{g_\beta}{|g_\beta|} = \begin{Bmatrix} 0 \\ 1 \\ -1 \end{Bmatrix} \quad \text{com } \alpha \neq \beta \text{ obtemos} \begin{Bmatrix} \kappa_0^\alpha \geq 0 \\ \kappa_1^\alpha \geq 0 \\ \kappa_{-1}^\alpha \geq 0 \end{Bmatrix} ,$$

isto é, todos os coeficientes de condutividade térmica direcionais são não negativos.

Outros resultados interessantes surgem quando nos restringimos a misturas simples que, no sentido de Müller[8], são misturas onde o gradiente de densidade do fluido não figura como variável nas equações constitutivas. Nestas condições, a equação $(3.1)_{13}$ é linear em b e, para que a desigualdade não seja violada, devemos ter que $(\partial_{\rho_1} \lambda_2) = 0$.

Podemos dizer, de outra forma, que a seguinte relação é válida para uma mistura simples:

$$\lambda_\alpha = \hat{\lambda}_\alpha(\rho_\alpha, \theta_1, \theta_2) \tag{6.5}$$

A partir da definição da função de Massieu para a mistura e da equação (6.5) obtemos:

$$\partial_{\rho_1} \partial_{\rho_2} (\rho \lambda) = 0 ,$$

e através das equações $(3.1)_{1,2}$:

$$\partial_{\rho_1} \partial_{\rho_2} (\rho \varepsilon) = 0 , \tag{6.6}$$

onde $\rho \varepsilon = \rho_1 \varepsilon_1 + \rho_2 \varepsilon_2$.

A equação (6.6) é uma equação diferencial parcial cuja solução é:

$$\rho\varepsilon = \tilde{\varepsilon}_1(\rho_1, \theta_1, \theta_2) + \tilde{\varepsilon}_2(\rho_2, \theta_1, \theta_2).$$

Se, na equação acima, pudermos identificar $\tilde{\varepsilon}_\alpha = \rho_\alpha \varepsilon_\alpha$, então:

$$\rho\varepsilon = \rho_1\varepsilon_1(\rho_1, \theta_1, \theta_2) + \rho_2\varepsilon_2(\rho_2, \theta_1, \theta_2).$$

Por outro lado, as equações $(3.1)_{1,2}$ nos fornecem que:

$$\partial_{\theta_2}(\rho_1\varepsilon_1) = \partial_{\theta_1}(\rho_2\varepsilon_2) .$$

A primeira equação é função de ρ_1, θ_1 e θ_2, enquanto a segunda de ρ_2, θ_1 e θ_2, portanto devemos ter:

$$\partial_{\theta_2}(\rho_1 \varepsilon_1) = \partial_{\theta_1}(\rho_2 \varepsilon_2) = \chi(\theta_1, \theta_2) .$$

Além disso é fácil verificar que $\chi(\theta_1, \theta_2) = 0$, consequentemente:

$$\varepsilon_\alpha = \hat{\varepsilon}_\alpha(\rho_\alpha, \theta_\alpha) \tag{6.7}$$

Da equação acima e novamente das equações $(3.1)_{1,2}$ tem-se que:

$$\partial_{\theta_1} \partial_{\theta_2}(\rho\lambda) = 0 ,$$

e, seguindo-se o mesmo raciocínio desenvolvido anteriormente, obtemos que:

$$\rho\lambda = \rho_1 \lambda_1(\rho_1, \theta_1) + \rho_2 \lambda_2(\rho_2, \theta_2). \tag{6.8}$$

Os resultados (6.7) e (6.8) são inerentes a misturas simples e generalizam os de [3].

Agradecimento: Ao Professor I-Shih Liu pelas criticas e sugestões.

REFERÊNCIAS

1. Dunwoody, N.T. e I. Müller; Arch.Rat.Mech.Anal., 29, 344-369 (1968).
2. Bowen, R.M. e D.J. Garcia; Int.J.Engn. Sci., 8, 63-83 (1970).
3. Kremer, G.M. e R. Sampaio; "Mistura Simples de Fluído não Viscoso e Sólido Rígido", a ser publicado na Rev.Bras.C.Mec.
4. Kremer, G.M. e I-Shih Liu; "Os Tensores de Condutividade Térmica e Resistividade em Misturas Transversalmente Isotrópicas", a ser publicado na Rev.Bras.Fís.
5. Coleman, B. e W.Noll; Arch.Rat.Mech.Anal., 13, 167-178 (1963).
6. Kremer, G.M. e R.Sampaio; Rev.Bras.C.Mec., 1, 21-25 (1979).
7. Wang, C.C; Arch.Rat.Mech.Anal., 36, 166-223 (1970).
8. Müller, I.; Arch.Rat.Mech.Anal., 28, 1-39 (1968).