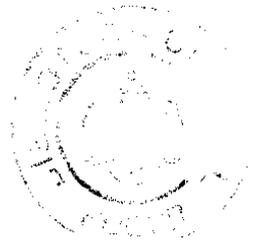


PUCPR



Pontifícia Universidade Católica do Paraná

Monografia apresentada para a obtenção do Título de Professor
Titular da Pontifícia Universidade Católica do Paraná

por

Prof. Luís Mauro Moura, Dr.

**DETERMINAÇÃO DAS PROPRIEDADES RADIATIVAS DE
MATERIAIS COM ÍNDICE DE REFRAÇÃO DIFERENTE DA
UNIDADE**

Júri composto por:

Prof. Dr. Eng. José Antonio Andrés Velásquez Alegre

Prof. Dr. Eng. Renato Barbieri

Prof. Dr. Eng. Roberto Dalledone Machado, Presidente

Curitiba, 5 de dezembro de 2002

Moura, Luís Mauro
M929d 2002 Determinação das propriedades radiativas de materiais com índice de refração diferente da unidade / Luís Mauro Moura – Curitiba : [s.n.], 2002.
59 f. : il. ; 30 cm

Tese (professor titular) – Pontifícia Universidade Católica do Paraná,
2002
Inclui bibliografias

1. Radiação. 2. Transferência de calor. 3. Calor – Radiação e absorção.
I. Pontifícia Universidade Católica do Paraná. II. Título.

CDD – 20.ed. 539.2
536.3

"dixitque Deus fiat lux et facta est lux"

Gênesis 1:3

Aos meus filhos, Julia e Vitor e a minha esposa, Tassiana que, apesar, muitas vezes, da minha ausência, sempre me recebem com o sorriso que é a felicidade de minha vida.

SUMÁRIO

SUMÁRIO	4
LISTA DE FIGURAS.....	6
RESUMO	8
ABSTRACT	9
1. Introdução.....	10
2. A transferência Radiativa.....	12
2.1. Introdução.....	12
2.2. Definição e leis da radiação eletromagnética	12
2.2.1 Radiação térmica	13
2.2.2 RAIOS-X	13
2.2.3 Raios γ	13
2.2.4 Microondas, ondas de rádio e telefonia.....	14
2.2.5 Raios Cósmicos	14
2.3. Interação Radiação-Matéria	14
2.4. Dispositivos experimentais.....	17
3. A Equação da Transferência Radiativa	20
3.1 Condição de simetria azimutal	22
3.2 Formulação da ETR sem simetria azimutal	23
3.2.1 Desenvolvimento em série	23
3.3. Solução da Equação de Transferência Radiativa: Método das ordenadas discretas	25
3.3.1 Quadratura Angular.....	27
3.3.2 Discretização espacial.....	31
3.4. Função de fase.....	36
4. Formulação para a mudança de índice de refração	38

4.1. Equações gerais	39
4.2. A quadratura	41
4.3. O ângulo crítico.....	42
4.4. A mudança do ângulo de divergência	45
5. RESULTADOS.....	46
6. conclusão.....	53
7. Bibliografia	54

LISTA DE FIGURAS

Figura 1: Espectro de ondas eletromagnéticas.....	13
Figura 2: Perdas existentes num feixe de radiação térmica ao atravessar um meio semitransparente não difusor.....	15
Figura 3: Processo de difusão em uma partícula.....	15
Figura 4: Exemplo de meio difusores de radiação.....	16
Figura 5: Exemplo de espectrômetro a FTIR: FTS-60A <i>Bio-Rad</i>	18
Figura 6: Exemplo de montagem exterior (leituras bidirecionais) utilizando um espectrômetro a FTIR: FTS-60A <i>Bio-Rad</i> . (Moura, 1998).....	18
Figura 7: Exemplo de montagem exterior (leitura hemisférica) utilizando um espectrômetro a FTIR.....	19
Figura 8: Sinal característico emitido por lâmpadas (Ealing).....	19
Figura 9: Definição dos co-senos diretores (μ, ξ, η).....	21
Figura 10: Sistema de coordenada unidimensional (Placa plana semitransparente).....	22
Figura 11: Discretização polar do espaço em vários anéis (Rupert, 1996).....	23
Figura 12: Construção da quadratura para um problema sem simetria azimutal (Moura, 1998).....	29
Figura 13: Rotação da quadratura para um problema sem simetria azimutal (Moura, 1998).....	30
Figura 14: Oscilações obtidas no cálculo das intensidades radiativas $\tau_0=50, \omega=0, \epsilon_1=\epsilon_2=1$ e com meio mantido a uma temperatura constante (adimensionalizado com uma emissão unitária). (Moura, 1998).....	34
Figura 15: Variação do fator f com a espessura ótica (τ) do meio.....	35
Figura 16: Difusão de uma partícula esférica em função do diâmetro, $n=(8,4 \cdot 10^{-7}i+1,754)$ e $\lambda=3 \mu\text{m}$	37
Figura 17: Função de fase ($f_1=0,9, g_1=0,84, f_2=0,95, g_2=-0,6$).....	37
Figura 18: Intensidade de radiação $I_{\lambda,1}$, atravessando uma interface de um material dielétrico com diferente índice de refração (Siegel e Howell, 2002).....	39
Figura 19: Exemplo de quadratura para um problema com simetria azimutal (Nicolau, 1994).....	42
Figura 20: Reflexão especular de um material dielétrico com $n_2 > n_1$ (Brewster, 1992).....	43

Figura 21: Ilustração sobre o ângulo crítico (Brewster, 1992).....	44
Figura 22: Reflexão especular de um material dielétrico com $n_2 > n_1$ (Brewster, 1992).	44
Figura 23: Funções de fase utilizadas por Hottel <i>et al.</i> , 1968.....	46
Figura 24: Refletividade especular de interfaces com índices de refração diferentes da unidade.	48
Figura 25: Transmitância e Refletância bidirecional calculadas para um meio isotrópico, $\omega=0.9$ e $\tau_o=1$. Comparação com Hottel <i>et al.</i> , 1968.	49
Figura 26: Transmitância e Refletância bidirecional calculadas para um meio anisotrópico, $p(\mu)=1.0+[1.6P_1(\mu)-P_2(\mu)+0.4P_3(\mu)]/3$, $\omega=0.9$ e $\tau_o=1$	50
Figura 27: Transmitâncias e refletâncias obtidos para uma função de fase de Nicolau (1994) e $\tau_o=5$, $\omega=0,95$; $f_1=0,9$; $f_2 = 0,95$; $g_2=-0,6$ e para $g_1=0,84$	51
Figura 28: Transmitâncias e refletâncias obtidos para uma função de fase de Nicolau (1994), diferentes espessuras óticas, $\omega=0,95$; $f_1=0,9$; $f_2 = 0,95$; $g_2=-0,6$ e para $g_1=0,84$	52

RESUMO

Neste trabalho apresenta-se um modelo para a transferência de calor por radiação através de um meio semitransparente difusor constituído de uma matriz sólida com índice de refração não unitária.

O modelo de simulação é baseado no método das ordenadas discretas em condição de assimetria do campo radiativo. Simulações numéricas permitem compreender o processo de transferência de calor por radiação e estudar os parâmetros que influenciam neste processo. Por exemplo, através da simulação, é possível determinar o tamanho de partículas ótimo que devem ser adicionados a matriz para aumentar o isolamento radiativo do material.

Futuramente, este modelo de transferência (modelo direto) será inserido numa rotina de identificação de parâmetros. Além disso, simulações de sensibilidade permitirão definir parâmetros e estratégias de identificação para a realização de medições experimentais. Parâmetros como espessura de amostra, número de amostras, e direções de medições podem ser analisadas para uma identificação mais precisa.

Desta forma, com o modelo direto e o inverso, as propriedades radiativas poderão ser obtidas a partir de medições experimentais.

ABSTRACT

An analysis of the Fresnel reflection has been performed at the interface between a slab containing an anisotropic media and a refractive index ratio.

An improvement to the discrete-ordinate method (DOM) is proposed for this analysis. Which considered a media with non-azimuthal symmetry of the radiation field. Numerical results are used to illustrate the radiative heat transfer and analysis the influence of radiative properties. The radiative properties are the optical thickness, the albedo and the parameters of the phase function.

Forthcoming, this model will be used to identify the radiative properties. Furthermore, a study of experimental set-up, function of the optical thickness, will allow us to determine the ability of this method to identify radiative properties.

It is well known that the simultaneous determination of a large number of parameters is not always possible. It depends on the chosen physical model, on the experimental collection of data, and on the detector noise.

1. INTRODUÇÃO

No Brasil, o setor governamental tem investido em pesquisa, normalização e legislação para que o consumo energético do País seja reduzido sem prejudicar o nosso conforto, evitando assim grandes investimentos na geração de energia. É o caso do PROCEL (Programa de Combate ao Desperdício de Energia Elétrica), com atuação em diferentes áreas da sociedade, inclusive a residencial, visando o uso racional de energia. Agora, com a atual crise energética, este problema ganha uma importância maior.

A transferência de calor por condução e/ou convecção combinada com a radiação através de um meio participante que absorve, emite e difunde a radiação térmica é um fenômeno que aparece em muitas aplicações prática e de engenharia. Exemplos são os fornos elétricos (ou a gás). Nestes fornos existe um grande consumo (e desperdício) de energia. Os fornos são constituídos de resistências aquecidas a elevadas temperaturas e desta forma a maior parte do calor transmitido é por radiação térmica. Os fornos são usados em aplicações diversas como cura de materiais (colas, plásticos, cerâmicas, etc.), secagem, preparação de alimentos, etc. Entretanto uma grande parte da energia radiativa emitida pelas resistências pode ser desperdiçada quando ela não se encontra numa banda espectral de absorção dos produtos contidos nestes fornos. O conhecimento destas características permite reduzir o consumo de energia tanto em ambientes residenciais quanto industriais otimizando processos onde a transferência de calor ocorre por radiação térmica.

A determinação das propriedades radiativas de materiais tipo tinta, vidros e alvenaria são importantes para considerar a carga térmica por radiação em projetos de edificações. Um estudo do uso de multicamadas de tintas com índices de refração diferentes ou então com partículas difusoras em seu interior pode ser usado para reduzir a transferência de calor em paredes ou então também reduzir o risco de combustão em casos de incêndio (nos Estados Unidos esse estudo esta em andamento com o objetivo de evitar a propagação de incêndio através de casas próximas construídas, sobretudo de madeira).

Outra classe de material, desenvolvida recentemente, é o chamado aerogel. Possui uma condutividade térmica aparente muito baixa e estudos estão sendo realizados para o desenvolvimento deste material para a substituição do vidro. Além disso, partículas são adicionadas a matriz deste material de maneira a refletir uma parcela da radiação solar incidente.

O processo de transferência radiativa em aerogéis, sobretudo os que possuem uma matriz com índice de refração diferente da unidade, é complexo. A radiação incidente na interface é uma parte refletida e a restante refratada para o interior do material. Em seguida, a parcela de energia que atravessa este material sofre difusão (espalhamento) em função da diferença de índices de refração entre as partículas dispersas e a matriz, e então, finalmente noutra interface uma parcela do feixe é novamente refletida e refratada, e assim por diante.

Em função desta motivação, apresenta-se neste trabalho uma metodologia que permita a simulação da transferência radiativa em materiais com índice de refração diferente da unidade na matriz sólida. Futuramente o código computacional desenvolvido integrará uma rotina de identificação de parâmetros para a tentativa de caracterizar as propriedades radiativas destes

materiais, através de um projeto de pesquisa apoiado pelo CNPq. Contatos estão sendo realizados com o CETHIL (Centre de Thermique de Lyon - INSA de Lyon, França) para a medição dos valores que servirão de dados de entrada para o modelo de identificação.

Este trabalho consiste na apresentação de um modelo para a simulação da transferência de calor por radiação através de um meio difusor e com sua matriz, tendo um índice diferente da unidade. Condições especiais na interface devem ser levadas em conta devido a refração (Wu et al. (1994), Liou et al.(1996) and Hottel et al. (1968). Além disso, para a solução da Equação de Transferência Radiativa pelo método das Ordenadas Discretas é necessário desenvolver uma quadratura especial para a discretização angular. O trabalho tem como critério inovador, não existindo trabalhos na literatura internacional, a consideração da assimetria azimutal do campo radiativo em um meio com diferentes índices de refração. Esta consideração permite estudar casos onde a incidência do feixe de radiação é inclinada sobre o material, simulando, por exemplo, a incidência do sol sobre uma superfície.

Simulações numéricas permitem compreender o processo de transferência de calor por radiação e estudar parâmetros que influenciam neste processo. Por exemplo, através da simulação, é possível determinar o tamanho de partículas ótimo que devem ser adicionados a matriz para aumentar o isolamento radiativo do material, esta simulação é realizada a partir da teoria de Mie (Bohren & Huffman, 1983) considerando partículas esféricas dispersas no meio (matriz).

Além disso, simulações de sensibilidade permitirão definir parâmetros e estratégias de identificação para a realização de medições experimentais. Parâmetros como espessura de amostra, número de amostras, e direções de medições podem ser analisadas para uma identificação mais precisa.

2. A TRANSFERÊNCIA RADIATIVA

2.1. Introdução

Em muitos processos de transferência de calor a radiação térmica tem participação importante sendo a ser em muitos casos preponderante. Exemplos de fenômenos onde processos radiativos ocorrem são encontrados no nosso dia a dia, ou no outro extremo, em processos de alta complexidade e tecnologia. Como exemplo básico pode-se citar a radiação solar que serve para iluminar e aquecer o nosso planeta. Embora estarmos acostumados a conviver diariamente com a luz solar, raramente questionamos alguns fenômenos que ocorrem com os raios de sol até a incidência destes sobre nós. Por exemplo, por quê o céu é azul, as nuvens brancas e a água do mar apresentam diferentes colorações? Ou então por quê as roupas mais escuras aquecem mais quando expostas a luz solar? Muitas outras questões como estas podem ser enumeradas envolvendo problemas diários de transferência de calor por radiação.

Exemplos de transferência de calor por radiação a nível industrial podem ser citados também. Os mais típicos são os fornos elétricos (ou a gás). Nestes fornos existe um grande consumo (e desperdício) de energia. Os fornos são constituídos de resistências aquecidas a elevadas temperaturas e desta forma a maior parte do calor transmitido é por radiação térmica. Os fornos são usados em aplicações diversas como cura de materiais (colas, plásticos, cerâmicas, etc.), secagem, preparação de alimentos, etc. Entretanto uma grande parte da energia radiativa emitida pelas resistências pode ser desperdiçada quando ela não se encontra numa banda espectral de absorção dos produtos contidos nestes fornos.

Em aplicações arquitetônicas cita-se como exemplo o tipo de iluminação utilizado em um ambiente (natural, incandescente, fluorescente, e outros). A iluminação natural é a sempre a mais recomendável devido ao seu baixo custo, mas, uma iluminação natural direta além de ser muitas vezes desagradável devido a sua grande intensidade resulta em um aquecimento indesejável do ambiente. Neste caso procura-se difundir o máximo possível a luz para que a iluminação torne-se mais isotrópica.

Nestes exemplos falou-se de algumas grandezas não muito comuns, como características espectrais de um corpo emissor ou receptor, interação entre radiação e matéria e radiação direta e difusa. Estas são algumas características e propriedades de corpos que participam de processos de transferência de calor por radiação e que muitas vezes não são bem conhecidos. Desta forma, apresenta-se a seguir um resumo das propriedades radiativas dos materiais e suas formas de determinação.

2.2. Definição e leis da radiação eletromagnética

Um corpo¹ emite radiação sobre o efeito de diversas excitações (térmica, elétrica, etc...). A radiação emitida pode ser representada através de ondas eletromagnética, Figura (1).

¹ Alguns autores usam a palavra superfície, mas este termo não está correto, pois somente a matéria tem a propriedade de emitir energia. Entretanto a radiação térmica pode ser gerada numa camada muito fina próxima à parede (da ordem do livre caminho médio das partículas).

O espectro de ondas eletromagnéticas é composto por uma banda muito larga de frequências, subdivide-se em grupos, função do modo de produção e seus efeitos, sendo os principais:

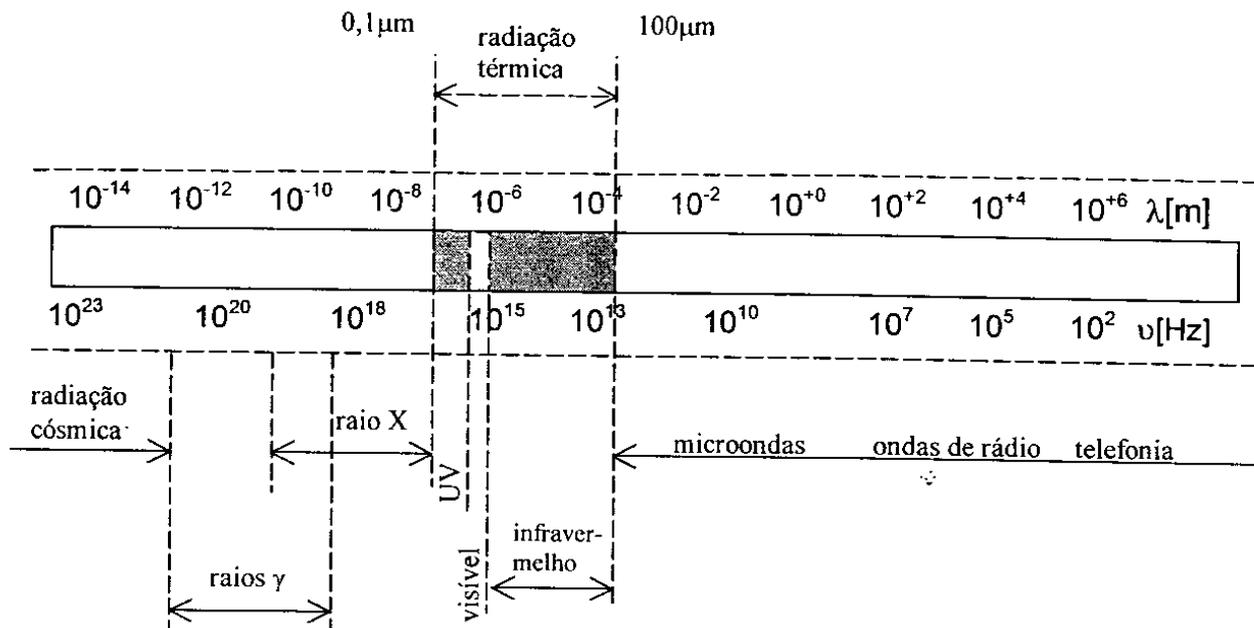


Figura 1: Espectro de ondas eletromagnéticas.

2.2.1 RADIAÇÃO TÉRMICA

Situa-se numa faixa entre 0,1 a 100 μm e é produzida por um corpo em função de sua temperatura. Subdivide-se em Ultravioleta (UV), visível e infravermelho (IR). Existem ainda outras fontes de radiação no visível que emitem radiação não por efeito de sua temperatura, mas por outros fenômenos físicos como fosforescência, fluorescência ou descargas elétricas em gases rarefeitos. A radiação UV (0,1 a 0,38 μm) é presente na radiação solar. É ela que bronzeia e pode ser usada em certos processos de esterilização. O espectro visível situa-se no ponto de maior intensidade de energia do espectro solar (0,38 a 0,76 μm). O IR (0,76 a 100 μm) é insensível pelo olho humano mas pode ser sentido pela pele sobre a forma de “calor”.

2.2.2 RAIOS-X

São ondas de alta frequência e de alta penetração e é utilizada na medicina e em metrologia para verificação de peças.

2.2.3 RAIOS γ

Possuem frequências superiores aos Raios-X e são extremamente penetrantes, por isso muito perigosos aos seres vivos.

2.2.4 MICROONDAS, ONDAS DE RÁDIO E TELEFONIA

São ondas de baixa frequência e como diz o nome são utilizadas em processos de transmissão de sinais. Utilizam-se também as Microondas para aquecer alimentos através da excitação das moléculas de água, não sendo inicialmente um processo térmico.

2.2.5 RAIOS CÓSMICOS

Frequências extremamente elevadas e são produzidas por estrelas.

2.3. Interação Radiação-Matéria

A radiação térmica é gerada pela emissão de ondas eletromagnéticas de um corpo a uma determinada temperatura. Corpos ideais (corpo negro) são representados pela equação de Stefan-Boltzmann, eq. (1), que define a intensidade total emitida por um corpo função somente de sua temperatura, sendo σ a constante de Stefan-Boltzmann, ($\sigma = 5,67051(19) \times 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2\text{K}^4)$ - (NIST - CODATA)). Corpos reais possuem uma emissão inferior ao corpo negro podendo variar rapidamente para comprimentos de ondas muito próximos (por exemplo, os gases), como previsto no modelo de Lorentz.

$$q = \sigma T^4 \quad (1)$$

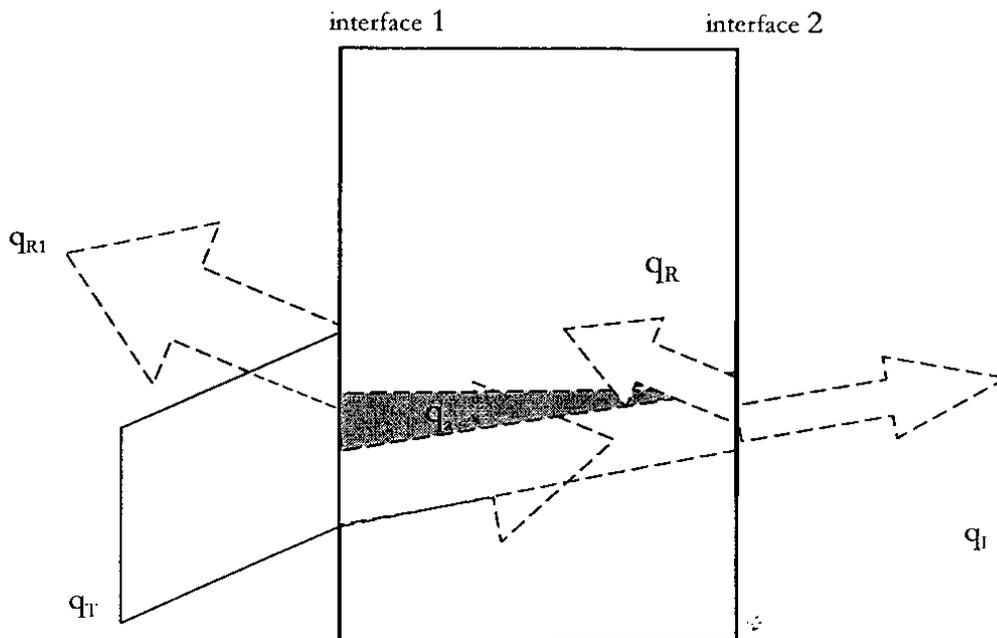
Quando uma onda eletromagnética atravessa (ou incide) um meio “homogêneo” três fenômenos físicos podem ocorrer: *reflexão*, *absorção* e *transmissão* (Figura 2). Estes fenômenos são função do comprimento de onda incidente e em geral da temperatura do corpo.

A *reflexão* consiste na mudança de direção da onda na interface do corpo em questão. Para interfaces lisas (polidas) a reflexão é do tipo especular, para interfaces rugosas a reflexão tem uma componente especular (podendo ser nula) e outra difusa.

A onda eletromagnética que penetra no meio será completamente ou parcialmente transmitida. Se a incidência for inclinada esta onda mudará de direção (lei da *refração*). Este fenômeno pode ser descrito como função somente do ângulo de incidência e do índice de refração do meio (equação de Snell). Uma parte desta onda eletromagnética transmitida pelo meio poderá ser absorvida, este fenômeno é denominado de *absorção*. A *absorção* ocorre devido a facilidade do material (átomos ou partículas constituintes) a dissipar esta energia através do aumento da vibração dessas partículas (elevação de temperatura), entretanto outros processos podem ocorrer como a fluorescência ou a fosforescência. Nesta etapa existe a transformação da onda eletromagnética em outra forma de energia, por exemplo, térmica.

Num meio com duas interfaces (Figura 2), por exemplo, um vidro ou folha plástica, o processo de reflexão ocorre inúmeras vezes devido às múltiplas reflexões que existem nas interfaces.

Em meios heterogêneos ocorre um outro fenômeno físico que torna o estudo destes materiais muito mais complexo. A difusão (“scatter”) ocorre pela mudança de direção da onda no meio pelos processos de refração, difração, transmissão e reflexão (Figura 3). Como exemplo pode-se citar os gases constituídos por partículas assimétricas (H_2O , CO_2 , etc.), ar e líquidos com partículas em suspensão, sólidos constituídos por grãos ou fibras, etc, Fig. (4).



- q_T : Fluxo de calor incidente
- q_a : Fluxo de calor absorvido pelo meio
- q_r : Fluxo de calor resultante noutro lado da parede
- q_T' : Fluxo de calor transmitido
- q_{R1} : Fluxo de calor refletido na interface 1
- q_{R2} : Fluxo de calor refletido na interface 2

Figura 2: Perdas existentes num feixe de radiação térmica ao atravessar um meio semitransparente não difusor.

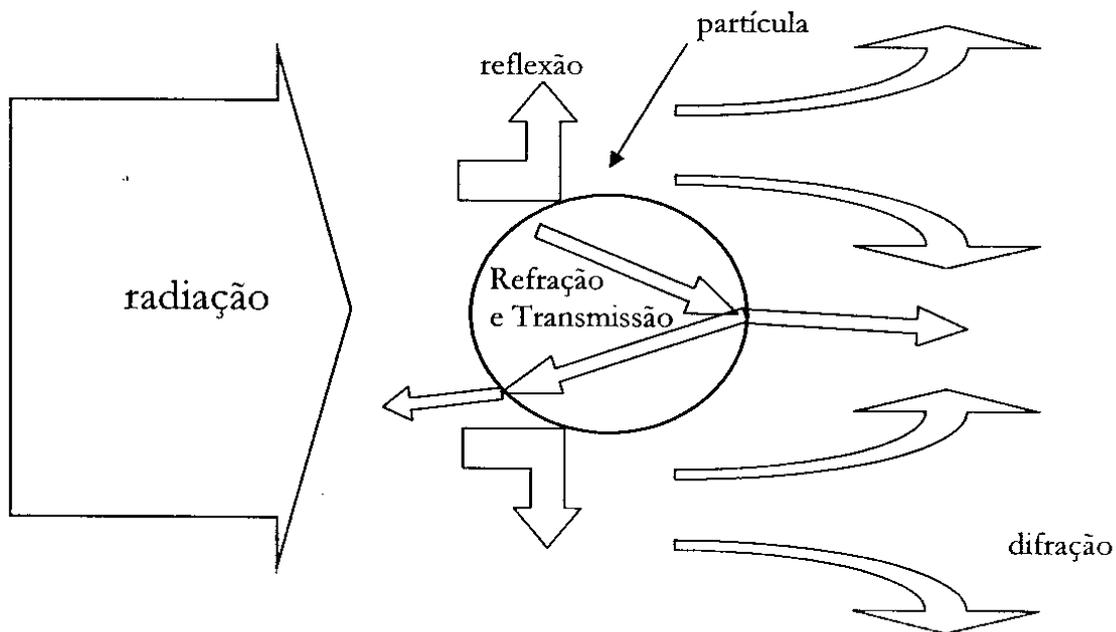
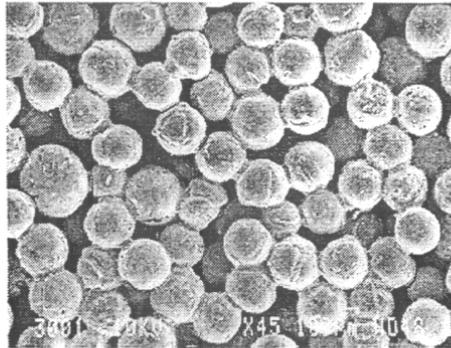
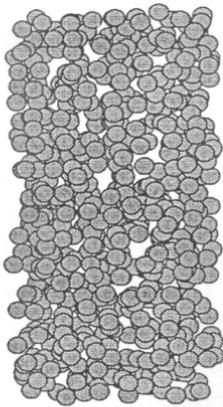
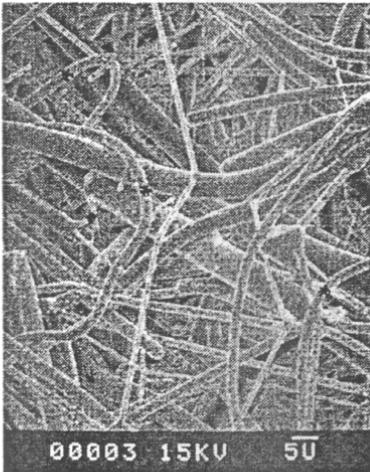


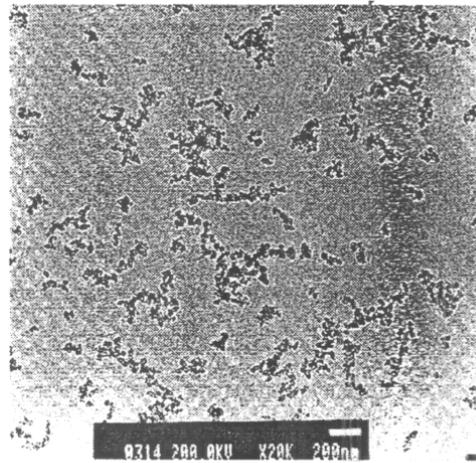
Figura 3: Processo de difusão em uma partícula.



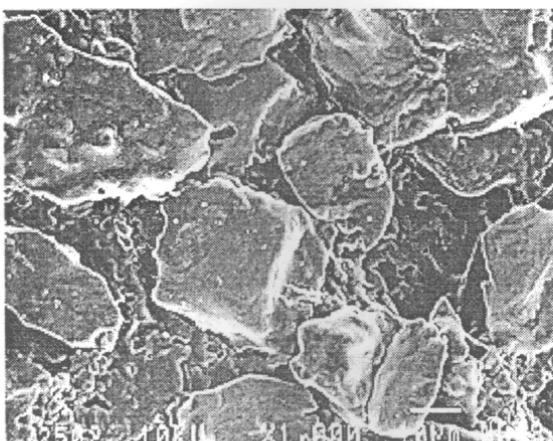
Partículas metálicas aquecidas a temperatura elevadas



lã de vidro (isolante térmico)



Cinzas em suspensão



Partículas de alumina (isolante térmico e utilizado em paredes de fornos)

Figura 4: Exemplo de meio difusores de radiação.

2.4. Dispositivos experimentais

Os meios onde ocorre a transferência de calor por radiação geralmente são constituídos de um aglomerado de partículas, muitas vezes poroso. Exemplos são fibras, espumas, materiais sinterizados, cinzas, entre outros sendo, desta forma, difusores da radiação incidente e, portanto, o modelo radiativo mais complexo. Para quantificar a transferência de calor nestes materiais podem-se utilizar duas técnicas diferentes. A primeira consiste em utilizar um modelo onde se considera a radiação como uma parcela adicionada na equação da condução de calor (Tong & Tien, 1980). Embora este método seja mais simples, ele exige sempre a determinação experimental de parâmetros e a equação obtida será restrita à faixa da determinação destes parâmetros. A segunda técnica, mais abrangente que a primeira, consiste em utilizar a Equação de Transferência Radiativa (ETR) acoplada com a equação de energia e/ou de Navier Stokes. A solução da ETR requer o conhecimento das propriedades radiativas do meio em questão. Estas propriedades podem ser determinadas através de duas técnicas diferentes: *i*) utilizando as equações de Maxwell (ondas eletromagnéticas), sendo necessário conhecer os parâmetros morfológicos e as propriedades óticas espectrais do meio (Cunnington & Lee, 1996, Boulet *et al.*, 1996, Doermann & Sacadura, 1996); *ii*) medindo o campo das intensidades radiativas emitido, transmitido e/ou refletido por uma amostra através de um dispositivo experimental e então identificando as propriedades radiativas através de uma técnica de inversão da ETR (Sacadura & Baillis, 2002, Hendriks & Howell, 1996, Hahn *et al.*, 1997, Silva Neto & Özisik, 1992, Nicolau *et al.*, 1994, Moura *et al.*, 1998, Moura, 1998 e 1999).

A utilização da equação de onda eletromagnética (Equação de Maxwell, Hulin *et al.*, 1998) necessita da determinação experimental das propriedades óticas do material e a solução desta equação pode tornar-se complicada em casos onde as partículas que constituem o meio possuem uma forma irregular, são de composição heterogênea ou não podem ser consideradas suficientemente afastadas para que se possa considerar que a propagação da onda eletromagnética é independente das partículas situadas na vizinhança. Desta forma, a identificação das propriedades radiativas através da inversão da ETR tornou-se uma técnica muito usada.

Dispositivos experimentais são geralmente constituídos de espectrômetro e uma montagem ótica anexa para a realização de leituras direcionais ou hemisféricas. Os espectrômetros podem ser de redes de dispersão (sobretudo para o visível e NIR) ou FTIR (fast transformed infra-red) (NIR e IR). Os espectrômetros a dispersão realizam leituras para cada comprimento de onda e por isso são mais lentos e com pouca energia disponível para a medição. Os FTIR realizam uma leitura conjunta de todos os comprimentos de onda, mas de forma modulada, o sinal então é decomposto numericamente através de uma transformada rápida de Fourier. Desta forma o sinal obtido com um FTIR é mais intenso e a aquisição é muito mais rápida. Um exemplo de espectrômetro FTIR é mostrado na Figura (5).

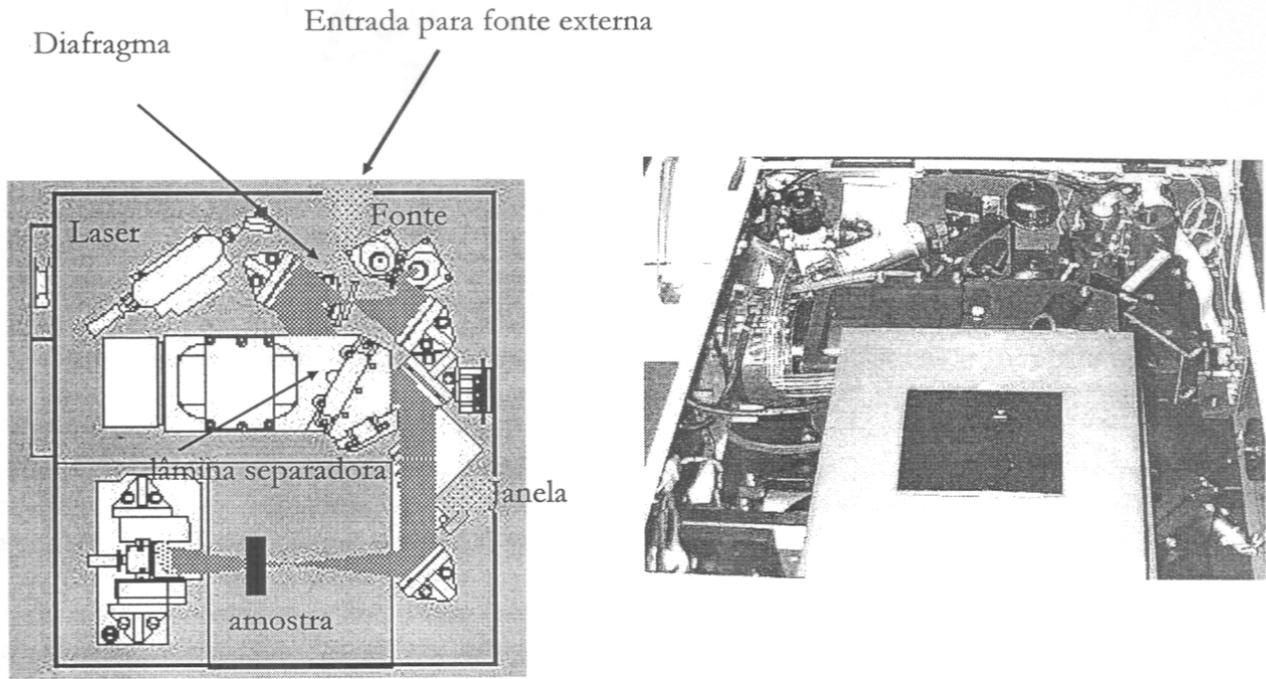


Figura 5: Exemplo de espectrômetro a FTIR: FTS-60A Bio-Rad.

O sinal adquirido pode ser função do ângulo de incidência e de detecção utilizando um dispositivo goniométrico que permite rotacionar o detector em torno da amostra, Figura (6). Outra possibilidade é a realização de medidas hemisféricas que integram toda energia transmitida ou refletida, Figura (7).

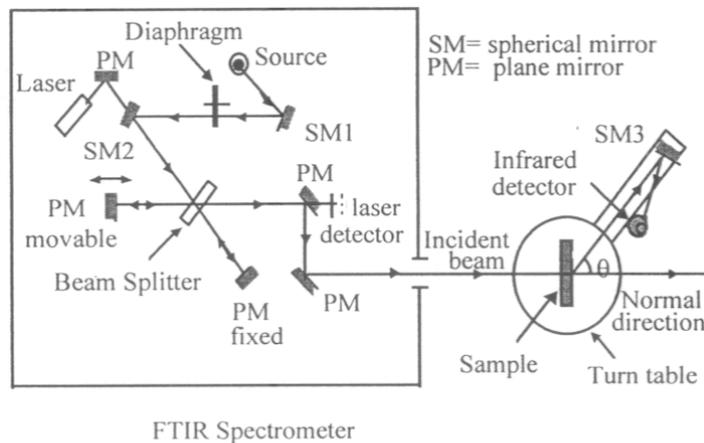


Figura 6: Exemplo de montagem exterior (leitura bidirecional) utilizando um espectrômetro a FTIR: FTS-60A Bio-Rad. (Moura, 1998).

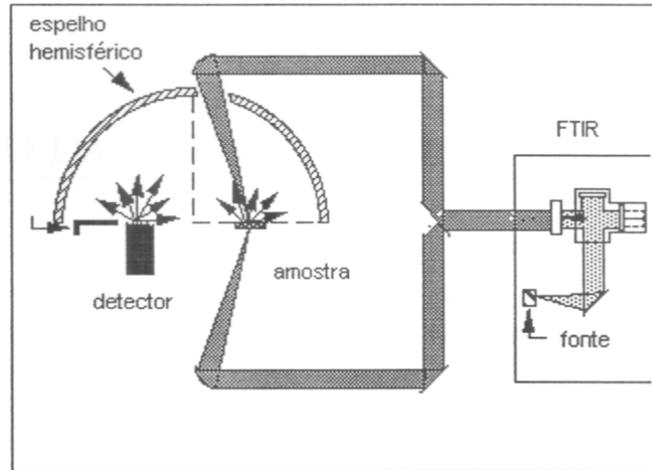
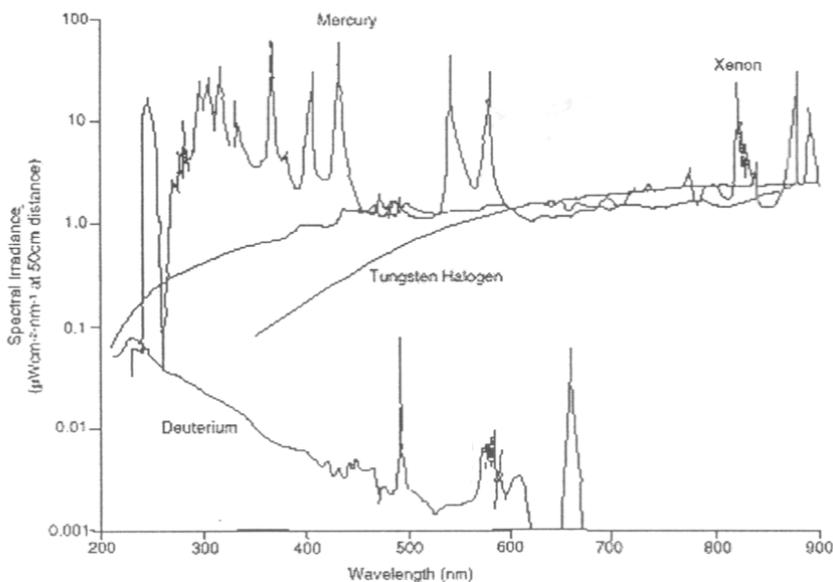


Figura 7: Exemplo de montagem exterior (leitura hemisférica) utilizando um espectrômetro a FTIR.

Dispositivos com montagem hemisférica fornecem um sinal mais intenso, mas se perde a informação direcional da difusão produzida pelo meio, reduzindo assim o número de variáveis que possam ser identificados (Moura, 1998).

Esses dispositivos, além de medições de transmissão e reflexão, permitem também a determinação das características em emissão de fontes. Neste caso, substitui-se a fonte do próprio aparelho pela fonte a qual se deseja obter as suas características e mede-se a energia emitida por esta. Desta forma pode-se determinar as características em emissão espectral de fontes diversas, como lâmpadas, resistências utilizadas em processos de secagem e aquecimento, gases, etc. Com o uso de um corpo negro em conjunto do FTIR pode-se determinar também a emissividade de superfícies de materiais. Um exemplo da caracterização da intensidade de fontes luminoso (visível) é mostrado na Figura (8).



Typical Output Spectra for Ealing Lamp Types

Figura 8: Sinal característico emitido por lâmpadas (Ealing).

3. A EQUAÇÃO DA TRANSFERÊNCIA RADIATIVA

O estudo da transferência de calor por radiação em meios participantes é realizado através da solução da Equação de Transferência Radiativa (ETR). Nesta análise considera-se um meio homogêneo (partícula com índice de refração diferente da matriz sólida), emissor, absorvedor, difusor, com propriedades radiativas com dependência espectral e em equilíbrio termodinâmico. As fronteiras possuem componentes de reflexão especular e difusa, além de efetuarem refração a um feixe incidente não normal a superfície. A ETR é considerada para uma geometria sem simetria azimutal.

Através da Equação da Transferência Radiativa (ETR) pode-se calcular as trocas de energia entre interfaces (paredes, fronteiras) considerando um meio participante (meio semitransparente – mst). A ETR descreve a variação da intensidade radiativa espectral I_λ (num ângulo sólido Ω , função da espessura ótica τ). Esta equação foi obtida para um meio pseudocontínuo em relação à transferência radiativa existente num material disperso real.

Para a obtenção da ETR efetua-se, a uma frequência ν , um balanço dos mecanismos físicos de interação radiação/meio por um feixe de radiação se propagando através de um meio que absorve, emite, ou espalha, obtém-se a expressão da ETR monocromática:

$$\frac{1}{(\sigma_{a\nu} + \sigma_{d\nu})} \Omega \nabla I_\nu(\vec{s}, \vec{\Omega}) + L_\nu(\vec{s}, \vec{\Omega}) = \left(1 - \frac{\sigma_{d\nu}}{(\sigma_{a\nu} + \sigma_{d\nu})}\right) I_\nu^\circ(T) + \frac{1}{4\pi} \frac{\sigma_{d\nu}}{(\sigma_{a\nu} + \sigma_{d\nu})} \int_{\Omega'=4\pi} p_\nu(\vec{\Omega}', \vec{\Omega}) I_\nu(\vec{s}, \vec{\Omega}') d\Omega' \tag{2}$$

onde I_ν é a intensidade radiativa monocromática, I_ν° aquela do corpo negro, \vec{s} é a variável de posição função do sistema de coordenadas utilizado, $\vec{\Omega}$ é a variável direcional, $\sigma_{a\nu}$ é o coeficiente de absorção espectral, $\sigma_{d\nu}$ é o coeficiente de difusão espectral e $p_\nu(\vec{\Omega}', \vec{\Omega})$ é a função de fase espectral. A intensidade total do corpo negro é dada pela formula:

$$I^\circ = \frac{n^2 \sigma T^4}{\pi} \tag{3}$$

onde σ é a constante de Stefan-Boltzmann e n é o índice de refração do meio equivalente a um meio homogêneo.

A ETR pode ser escrita na sua forma adimensional. Neste caso os termos da Eq. (2) serão substituídos por:

$$\begin{aligned} \tau_v &= \beta_v x \\ \beta_v &= \sigma_{av} + \sigma_{dv} \end{aligned} \qquad \omega_v = \frac{\sigma_{dv}}{\sigma_{dv} + \sigma_{av}} = \frac{\sigma_{dv}}{\beta_v} \tag{4}$$

onde β_v é o coeficiente de extinção espectral, τ_v é a espessura óptica na direção do eixo x , sendo que $\tau_v = \beta_v x$ para um coeficiente de extinção invariante com a posição e ω_v é o albedo.

O índice v representa a frequência e será omitido para simplificar a escrita. A radiação percorre uma distância no interior do meio e este percurso deve ser projetado sobre um sistema de coordenadas. O sistema de coordenadas cartesianas e seus co-senos diretores respectivos (μ, ξ, η) são mostrados na Fig. (9). As equações dos ângulos da direção $\vec{\Omega}$ em relação aos eixos são relacionados nas equações (4) a (6). As equações (5) e (6) definem o ângulo θ_p formado entre duas direções ($\vec{\Omega}', \vec{\Omega}$) a partir dos co-senos diretores. O ângulo correspondente a μ é o ângulo polar e o ângulo ϕ é o ângulo de azimute.

$$\begin{cases} \mu = \cos\theta \\ \eta = \cos\alpha_y = \sin\theta \cos\phi \\ \xi = \cos\alpha_z = \sin\theta \sin\phi \end{cases} \qquad d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi \tag{5}$$

$$\vec{\Omega}' \cdot \vec{\Omega} = \cos\theta_p = \mu_p = \mu\mu' + \sqrt{1-\mu^2} \sqrt{1-\mu'^2} \cos(\phi - \phi') \tag{6}$$

$$\cos\theta_p = \mu_p = \mu\mu' + \eta\eta' + \xi\xi' \tag{7}$$

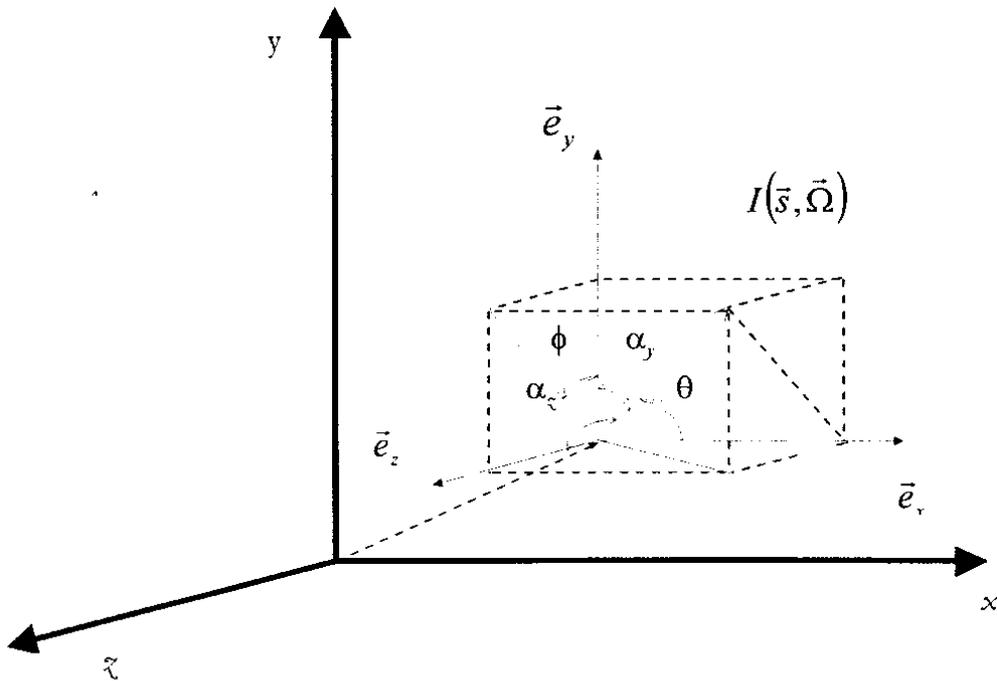


Figura 9: Definição dos co-senos diretores (μ, ξ, η).

Para uma geometria unidimensional cartesiana, Fig. (10), a ETR se simplifica:

$$\frac{dI(s, \vec{\Omega})}{ds} + I(s, \vec{\Omega}) = (1 - \omega)I^o(T) + \frac{\omega}{4\pi} \int_{\Omega'=4\pi} p(\vec{\Omega}' \cdot \vec{\Omega}) I(s, \vec{\Omega}') d\Omega' \quad (8)$$

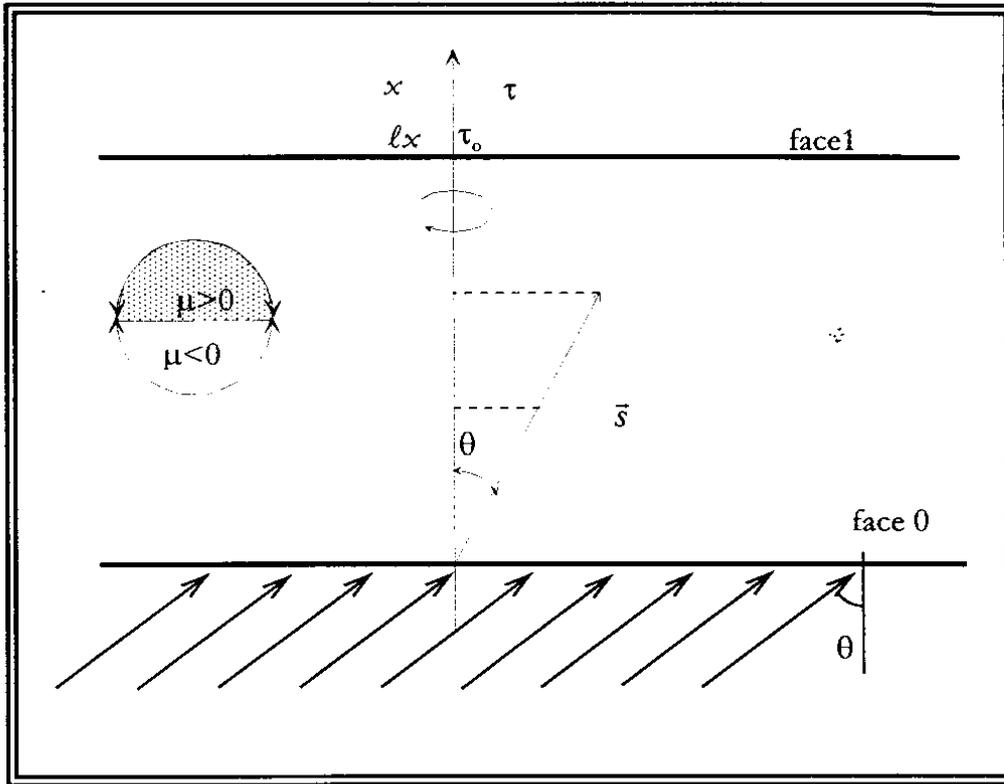


Figura 10: Sistema de coordenada unidimensional (Placa plana semitransparente).

3.1 Condição de simetria azimutal

A condição de simetria azimutal é normalmente utilizada devido a facilidade de resolução que ela fornece a ETR. Utilizando esta condição, as variáveis tornam-se independentes do ângulo de azimute, ϕ , e são constantes em torno de um cone de ângulo sólido Ω centrado no eixo x , Fig. (11). Neste caso:

$$I(s, \vec{\Omega}) = I(x, \mu, \phi) = I(x, \mu) \quad (9)$$

$$\int_{\Omega=4\pi} \dots d\Omega = \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} \sin\theta d\theta d\phi = 2\pi \int_{-1}^1 \dots d\mu$$

A ETR, Eq. (8), torna-se:

$$\mu \frac{\partial I(\tau, \mu)}{\partial \tau} + I(\tau, \mu) = (1 - \omega) I_o(T) + \frac{\omega}{2} \int_{-1}^1 I(\tau, \mu') p(\mu', \mu) d\mu' \quad (10)$$

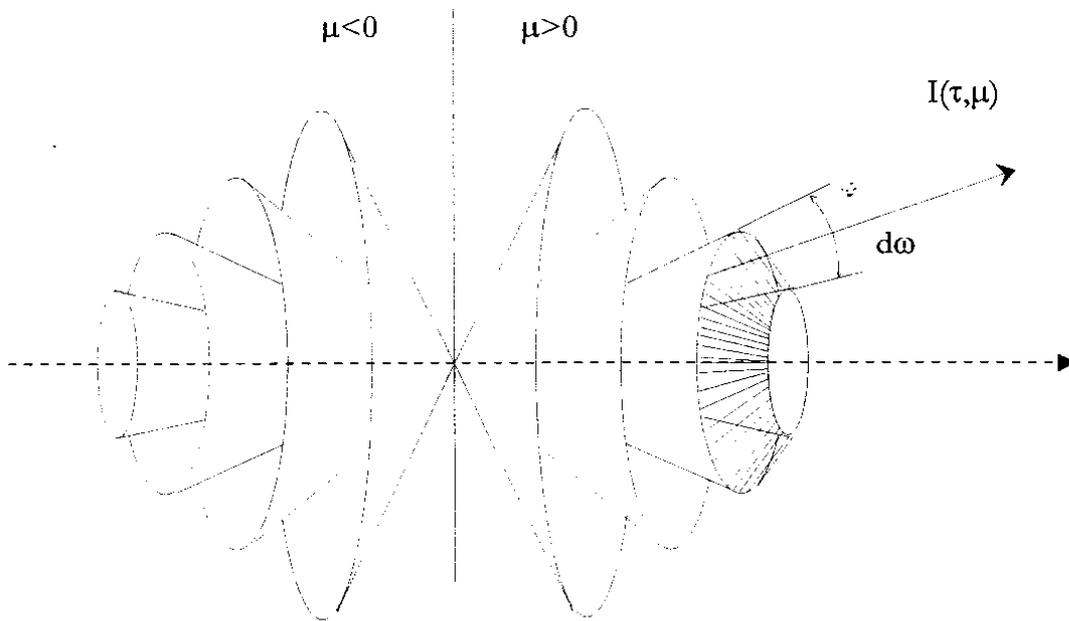


Figura 11: Discretização polar do espaço em vários anéis (Ruperti, 1996).

3.2. Formulação da ETR sem simetria azimutal

Para um problema unidimensional sem simetria azimutal as intensidades radiativas perdem a simetria em relação ao eixo de azimute. Isto não permite a solução da ETR na sua forma mais simplificada, Eq. (10), devendo a ETR ser resolvida na forma da Eq. (8). Existem duas maneiras de se resolver a Eq. (8): desenvolvimento em série ou o uso de uma quadratura espacial.

3.2.1 DESENVOLVIMENTO EM SÉRIE

Se a difusão é anisotrópica o campo de radiação difundido não apresenta mais uma simetria azimutal. Chandrasekhar (1960) e Özisik (1973) propuseram a decomposição das intensidades radiativas $I(\tau, \mu, \phi)$ em termos de série de Fourier em torno do ângulo de azimute ϕ :

$$I(\tau, \mu, \phi) = I \sum_{k=0}^{\infty} I^k(\tau, \mu) \cos k(\phi - \phi_0) + \sum_{k=0}^{\infty} I^k(\tau, \mu) \sin k(\phi - \phi_0) \quad (11)$$

O termo em seno da Eq. (11) é introduzido de maneira a considerar uma condição de contorno difusa. Se não existe uma incidência difusa (caso de um feixe incidente inclinado), o termo em seno não contribui para a solução, em função da simetria do problema ao redor de ϕ_0 (ϕ_0 é o ângulo de incidência do feixe conforme a coordenada ϕ).

O resultado obtido para o campo de intensidade radiativa difusa é uma soma de soluções de problemas com simetria azimutal conforme as equações na forma (Godsalve, 1995):

$$\mu \frac{\partial I_d^k(\tau, \mu)}{\partial \tau} + I_d^k(\tau, \mu) = \frac{\omega}{4\pi} I_0 p^k(\mu, \mu_0, \phi, \phi_0) e^{-\tau/\mu_0} + \frac{\omega}{4} [\delta_{ok} + 1] \int_{\mu=-1}^1 p^k(\mu, \mu') I_d^k(\tau, \mu') d\mu' \quad (12)$$

as intensidades radiativas podem ser obtidas a partir de I_d^k a partir da seguinte relação:

$$I(\tau, \mu, \phi) = \sum_{k=0}^K I_d^k(\tau, \mu) \cos k(\phi - \phi_0) \quad (13)$$

onde $k=0, 1, \dots, K$. A precisão da solução depende do número de termos K utilizados na soma das soluções dos problemas com simetria azimutal.

A Eq. (12) pode ser resolvida por diferentes métodos. Spiga & Vestrucci (1981) e Vestrucci *et al.* (1982) apresentaram um desenvolvimento pelo método P_N para um caso de incidência inclinada, interfaces com reflexão difusa e especular, para um meio com difusão isotrópica e anisotrópica linear. Kumar & Felske (1986) desenvolveram uma solução utilizando o método F_N para um meio com uma difusão anisotrópica do tipo polinômio de Legendre. Além de um feixe inclinado incidente sobre a superfície do meio, as condições de contorno consideram uma incidência difusa, não uniforme e uma reflexão especular e difusa nas interfaces. Stamnes *et al.* (1988) apresentaram equações para o Método das Ordenadas Discretas (formulação matricial) para resolver um meio heterogêneo, não isotérmico, e uma incidência de um feixe colimado inclinado mais uma parte difusa. Godsalve (1995) analisou um problema de incidência inclinada na atmosfera terrestre utilizando o método de Stamnes *et al.* (1988). Para poder analisar uma função de fase de Henyey-Greenstein, típica neste tipo de problema, ele teve de utilizar mais de 300 termos para o desenvolvimento da função de fase com um fator de assimetria igual a 0.95. Em função dos erros de precisão ocasionados pela integração por uma fórmula de quadratura de Gauss, a discretização utilizada deve ter ao mínimo 150 direções para que a integração de polinômios de ordem 300 seja suficientemente precisa. Além disso, vários cálculos são efetuados para obter os termos de índice k da Eq. (12). Kumar & Felske (1986) utilizaram 9 termos, k , em um caso onde a função de fase de Legendre com 16 termos. Entretanto, os resultados destes autores foram obtidos para um ângulo de incidência próxima da normal ($\cos\theta_1=0.99$) e um albedo igual a 0.8. A utilização de um valor do albedo igual a unidade aumenta muito o número de termos (Kumar & Felske, 1986).

A ETR é uma equação do tipo integro-diferencial sendo de difícil solução. Existem técnicas analíticas e numéricas para a solução desta equação. Técnicas analíticas muitas vezes continuam a ser soluções aproximadas devido a aproximações utilizadas e de difícil transposição a outros casos com condições limites diferentes. Desta forma, nos últimos anos técnicas numéricas de soluções desta equação foram otimizadas, obtendo-se excelentes resultados com tempos de computação reduzidos. Um método numérico muito usado na literatura é o Método das Ordenadas Discretas (OD) que consiste em subdividir o espaço em um número discretos de direções e desta forma transformar a ETR num sistema de equações lineares de 1º ordem possível de ser resolvido por métodos analíticos ou numéricos.

A ETR pode ser integrada de maneira a se obter o fluxo radiativo total e este fluxo pode ser acoplado a outras equações de transferência de calor (equação da energia e/ou Navier-Stokes) para o tratamento de problemas acoplados.

Embora muitos códigos já existam para o cálculo de transferência radiativas em um meio semitransparente com geometria complexa poucos dados existem em relação às propriedades radiativas destes meios e grandes erros são realizados.

Métodos espectrais diretos e indiretos existem para o cálculo destas propriedades função do grau de complexidade do material. Uma técnica que pode ser usada para a maioria dos casos é baseada na inversão da ETR e na medição do campo de intensidade radiativa utilizando um dispositivo experimental.

3.3. Solução da Equação de Transferência Radiativa: Método das ordenadas discretas

Neste século vários métodos foram desenvolvidos para calcular as trocas térmicas por radiação entre superfícies e/ou meio para diversas aplicações. Como exemplo, pode-se citar: fornos, indústria aeroespacial, indústria nuclear, combustão, problemas atmosféricos estatelares, leitos fluidizados, entre outros.

Inicialmente, devido à inexistência de computadores eficazes, diversos métodos analíticos, muitas vezes complicados, foram desenvolvidos. Geralmente, obtém-se expressões finais que podem ser aproximadas ou expandidas através de séries e desta forma, inexatas.

Entretanto, muitos métodos não podem ser utilizados de uma maneira geral, isto é, como problemas com acoplamento com outra forma de transferência de calor, meio não cinzentos (sobretudo gases), com difusão anisotrópica ou propriedades variáveis conforme a posição, temperatura ou pressão, ou então com geometria complexas.

Tentando resolver estes problemas vários métodos numéricos foram criados, pode-se citar o método de Monte Carlo, o de zonas, o de multifluxos e o de momentos. O Método de Ordenadas Discretas (MOD) faz parte do método de multifluxos. Ele foi utilizado inicialmente por Chandrasekhar (1960) para a solução de problemas de astrofísica. Em seguida, Carlson & Lathrop (1968) desenvolveram uma solução aplicada à equação de transporte de nêutrons. Desde então, o MOD foi amplamente utilizado por diversos pesquisadores devido a sua facilidade em tratar os vários casos listados no parágrafo anterior.

Muitos trabalhos são encontrados na literatura utilizando ou avaliando o método de Ordenadas Discretas para uma geometria unidimensional cartesiana. Nicolau (1994) e Doermann (1995) determinaram as propriedades radiativas de materiais fibrosos fortemente

anisotrópicos utilizando uma quadratura proposta por Nicolau (1994), específica para um meio com forte pico de espalhamento. Hendricks & Howell (1996), estimaram as propriedades radiativas de materiais cerâmicos (ZrO_2 , SiC) para diferentes densidades de poros considerando dois tipos diferentes de funções anisotrópicas com uma quadratura S6. Fiveland (1987) propôs uma quadratura a pesos constantes que respeita os meio-momentos da radiação de maneira a melhorar a precisão do cálculo do fluxo. Jones *et al.* (1996) compararam valores teóricos a experimentais para as intensidades radiativas emitidas por esferas de aço aquecidas, considerando um problema acoplado com a equação de energia. Gerstl & Zardevki (1985) analisaram a incidência do feixe solar na atmosfera utilizando uma quadratura de Gauss. Stamnes *et al.* (1988) formularam um MOD para um meio não homogêneo.

A hipótese de assimetria do campo azimutal já foi considerada nos trabalhos de Vestrucci *et al.* (1982), Gerstl & Zardecki (1985), Oelund & McCormick (1985), Kumar & Felske (1986), Stamnes *et al.* (1988), Modest (1993) e Godsolve (1995), entre outros. Entretanto estes modelos apresentados são baseados no desenvolvimento da função de fase e do campo radiativo numa série de polinômios de Legendre. A adoção destes polinômios permite a transformação do problema sem simetria azimutal em um somatório de problemas considerando simetria azimutal. Sanchez & McCormick (1982) e Silva Neto & Özisik (1992) demonstraram que a determinação experimental dos coeficientes do polinômio de Legendre só é possível para um número máximo da ordem de 5 termos, entretanto é sabido que materiais com um forte pico de difusão, como lã de vidro e espumas de carbono, necessitam de um número superior a 100 termos para descrever corretamente a difusão. Desta maneira, em virtude do interesse de desenvolver um modelo passível de utilização na identificação das propriedades radiativas de materiais com forte pico de difusão, fez-se necessário à adoção de uma função de fase mais simples, como uma modificação da função de fase de Henyey-Greenstein (Nicolau, 1994) sendo constituída de quatro termos.

Tsay *et al.* (1990) propuseram a utilização de uma média sobre o campo das intensidades radiativas não-azimutal para calcular o fluxo de radiação incidente. Este método é normalmente utilizado para aplicações meteorológicas onde há uma necessidade de códigos rápidos para aplicações em tempo real. Neste caso, a radiação incidente não é considerada como sendo um cone centrado num eixo normal a fronteira do meio, mas num ângulo sólido, $d\omega$.

Se o meio apresenta uma difusão isotrópica o problema pode ser tratado como sendo com simetria azimutal. Özisik (1973) formulou este problema decompondo as intensidades radiativas em uma parte colimada e uma outra difusa. Neste caso o campo radiativo difuso apresenta a característica de simetria azimutal. Modest (1993) apresentou resultados para este caso desenvolvendo uma solução formal com funções integrais e também uma solução aproximada pelo método P1.

Mais recentemente, diferentes trabalhos foram realizados considerando o problema sem simetria azimutal para um meio anisotrópico, sobretudo para aplicações atmosféricas e oceanográficas onde os raios solares têm um ângulo de incidência variável em relação a camada atmosférica e ao oceano. Nestes trabalhos as propriedades radiativas do meio são consideradas conhecidas e constantes conforme o ângulo de incidência.

A maioria dos trabalhos parte da formulação da Equação da Transferência Radiativa (ETR) apresentada por Chandrasekhar (1968) e por Özisik (1973). Estes autores sugerem um método para transformar a ETR sem simetria azimutal em um problema com simetria azimutal decompondo as intensidades radiativas na forma de uma série de Fourier. Este método também necessita a utilização da função de fase escrita na forma de um polinômio de Legendre.

Uma outra maneira de considerar um problema sem simetria azimutal é utilizando uma quadratura angular em termos de três co-senos diretores (μ, ξ, η). Pouco de trabalhos sobre este método existem na literatura para tratar um problema sem simetria azimutal em uma geometria unidimensional. Oelund & McCormick (1985) utilizaram uma quadratura espacial para resolver um problema sem simetria azimutal pelo método F_N . A quadratura foi construída conforme uma distribuição de direções uniformes e a direção de incidência era interpolada a partir das direções já preexistentes.

Outras análises considerando uma geometria multidimensional, já foram realizadas. Crosbie & Schrenker (1985) publicaram uma solução formal para uma geometria bidimensional cartesiana, Crosbie & Farrel (1984) desenvolveram, utilizando um método integral, uma solução para uma geometria cilíndrica, Kim & Lee (1989) utilizaram o método das Ordenadas Discretas para uma geometria cartesiana bidimensional e uma função de fase anisotrópica.

Desta maneira, propõe-se uma formulação para um problema sem simetria azimutal utilizando uma quadratura em termos de três co-senos diretores. A quadratura foi elaborada de maneira a se ter o máximo de pontos (direções) posicionados num plano definido pela rotação de um sensor em torno da amostra, o que facilita uma montagem experimental. Este método tem o objetivo de ser utilizado numa rotina de identificação de propriedades radiativas de materiais com forte pico de difusão, com o caso de lã de vidro e espumas de carbono.

Neste trabalho, a ETR será resolvida numericamente pelo método das ordenadas discretas (MOD) aplicado a um volume de controle. Esta técnica de solução da ETR é descrita em Moura *et al.* (1997 e 1998). Utiliza-se uma quadratura para a discretização angular, neste caso sem simetria azimutal. Para esta quadratura espacial deverão ser desenvolvidos critérios de adaptação ao problema com mudança de direção do feixe incidente na interface do material devido a refração. Mesmo uma incidência normal (Wu *et al.* (1994), Liou *et al.* (1996) and Hottel *et al.* (1968) deve ser analisada pois devido a variação de índice de refração o ângulo sólido do feixe incidente sofre alteração. No caso da incidência inclinada o problema se torna ainda mais complexo.

Na etapa de identificação utilizar-se-á o método de linearização de Gauss (Moura *et al.*, 1999) para a determinação das variáveis. Nesta etapa o problema torna-se interessante devido ao não conhecimento do índice de refração do meio. Desta forma, as mudanças de direção dos feixes e ângulos críticos existentes também tornam-se incógnitas e o processo de iteração necessita de um recálculo da quadratura a cada passo do processo de identificação. Isto torna o processo de cálculo muito mais lento que em casos normais, necessitando de computadores mais eficientes para a realização desta análise, tanto em capacidade de memória (uso de quadraturas espaciais, além da discretização de volumes de controle) quanto em processamento (resolução de inúmeras vezes do problema direto para a identificação).

A equação (12) é do tipo integro-diferencial, sua solução pelo método de ordenadas discretas (OD) é constituída de duas etapas: *i*) uma discretização angular, sendo o termo integral substituído por uma soma quadrática das intensidades radiativas. Desta maneira, obtém-se um conjunto de equações diferenciais parciais de primeira ordem; *ii*) uma discretização espacial, considerando um volume de controle, para a solução das equações diferenciais parciais.

3.3.1 QUADRATURA ANGULAR

Gerstl & Zardecki (1985) propuseram um modelo de solução da ETR sem simetria azimutal baseada na integração espacial das intensidades radiativas pelo Método das Ordenadas Discretas

(MOD) proposto por Carlson & Lathrop (1968) para problemas de geometria multidimensional. Entretanto, nestes artigos eles não definiram a forma de construção da quadratura espacial (θ, ϕ), nem o ângulo sólido de incidência do feixe.

A quadratura utilizada por Oelund & McCormick (1985) foi construída conforme uma distribuição uniforme de direções e a incidência era interpolada entre as direções já preexistentes. Infelizmente, esta quadratura não é recomendada para o uso na identificação de propriedades radiativas de materiais que apresentem um forte pico de difusão em virtude da necessidade de concentrar o número de medidas próxima ao pico, região onde o sinal é mais intenso (Nicolau, 1994).

As quadraturas espaciais de Carlson & Lathrop (1968), de Fiveland (1991) e de El Wakil (1991) foram elaboradas de maneira a se obter uma simetria de direções em relação a origem, a cada um dos eixos de coordenadas e a todo plano contendo dois eixos de coordenadas (El Wakil, 1991). Estas diferentes simetrias permitem reduzir a quadratura a um 1/8 de esfera na parte frontal e 1/8 de esfera na porção traseira, diminuindo o número de direções para um caso com simetria azimutal. Contudo, a utilização de uma destas quadraturas para um problema sem simetria azimutal não permite a simplificação do problema espacial com 1/8 de esfera. As ponderações destas quadraturas não podem variar com o ângulo sólido de incidência do feixe. Sendo o ângulo sólido de incidência do feixe num dispositivo experimental pequeno, isto implica num número total de direções da quadratura grande, da ordem de 1000, tornando os cálculos exageradamente pesados do ponto de vista computacional.

Para resolver este problema definiu-se uma nova forma de quadratura baseando-se nos seguintes critérios:

A quadratura deve ter uma construção espacial próxima daquela realizada por Nicolau (1994) para um problema com simetria azimutal (chamada na seqüência de *quadratura unidimensional*), isto é, com um número de direções concentradas entorno da direção de incidência do feixe.

O dispositivo experimental possibilita a rotação do sistema de detecção num plano definido por x - z , Fig. (12). Os pontos da quadratura devem ser escolhidos de maneira a ter as direções $\phi=0^\circ$ e $\phi=180^\circ$.

A quadratura deve também respeitar, se possível, os momentos de radiação (Moura *et al.*, 1998).

A partir destas três considerações, propõe-se uma quadratura unidimensional para o plano x - z , Fig. (12) e, a partir de uma rotação do ângulo ϕ entorno do eixo x , gera-se as outras direções. Desta maneira pode-se fazer um refinamento próximo do ângulo sólido do feixe incidente sendo a quadratura final gerada a partir de duas quadraturas unidimensionais: uma sobre o plano x - z obtido da quadratura de Nicolau (1994), outra sobre o plano y - z construído em intervalos angulares constantes.

Esta quadratura, apresenta os mesmos co-senos diretores, μ , para o conjunto de ângulos, ϕ , Fig. (13). As direções são simétricas em relação ao eixo x para um ângulo de incidência $\theta_1=0^\circ$. Isto é, resolver um problema com esta quadratura para uma incidência normal na amostra semitransparente equivale a resolver um problema com simetria azimutal N_{dy} vezes, onde N_{dy} é a ordem da quadratura escolhida para o plano y - z . A quadratura apresenta uma simetria em relação ao plano x - z , isto permite de reduzir por dois o número de direções de cálculo. As ponderações da quadratura espacial são calculadas dividindo os pesos da quadratura x - z por N_{dy}

(Normalmente, deve-se multiplicar as ponderações por 2π para obter uma quadratura espacial, mas isto não é feito pois, desta maneira, a quadratura espacial continua unidimensional para utilização com o sistema de equações definida para um problema com simetria azimutal (é somente o número de direções que aumenta).

Uma rotação do conjunto de direções é efetuada entorno do eixo y , Fig. (12), segundo o ângulo de inclinação do feixe incidente (θ_i) no plano $x-z$. As relações trigonométricas são relacionadas na Eq. (14). A partir dos novos μ' e ϕ' e com as relações da Eq. (14), obtendo-se os novos co-senos diretores (μ', ξ', η').

A função de fase é calculada para o conjunto de direções com uma incidência normal. Desta maneira ela é exatamente a mesma para um mesmo θ_o (se a função de fase fosse escrita após a rotação do conjunto de direções isto provocaria pequenos erros de cálculo em virtude do grande número de operações trigonométricas realizadas).

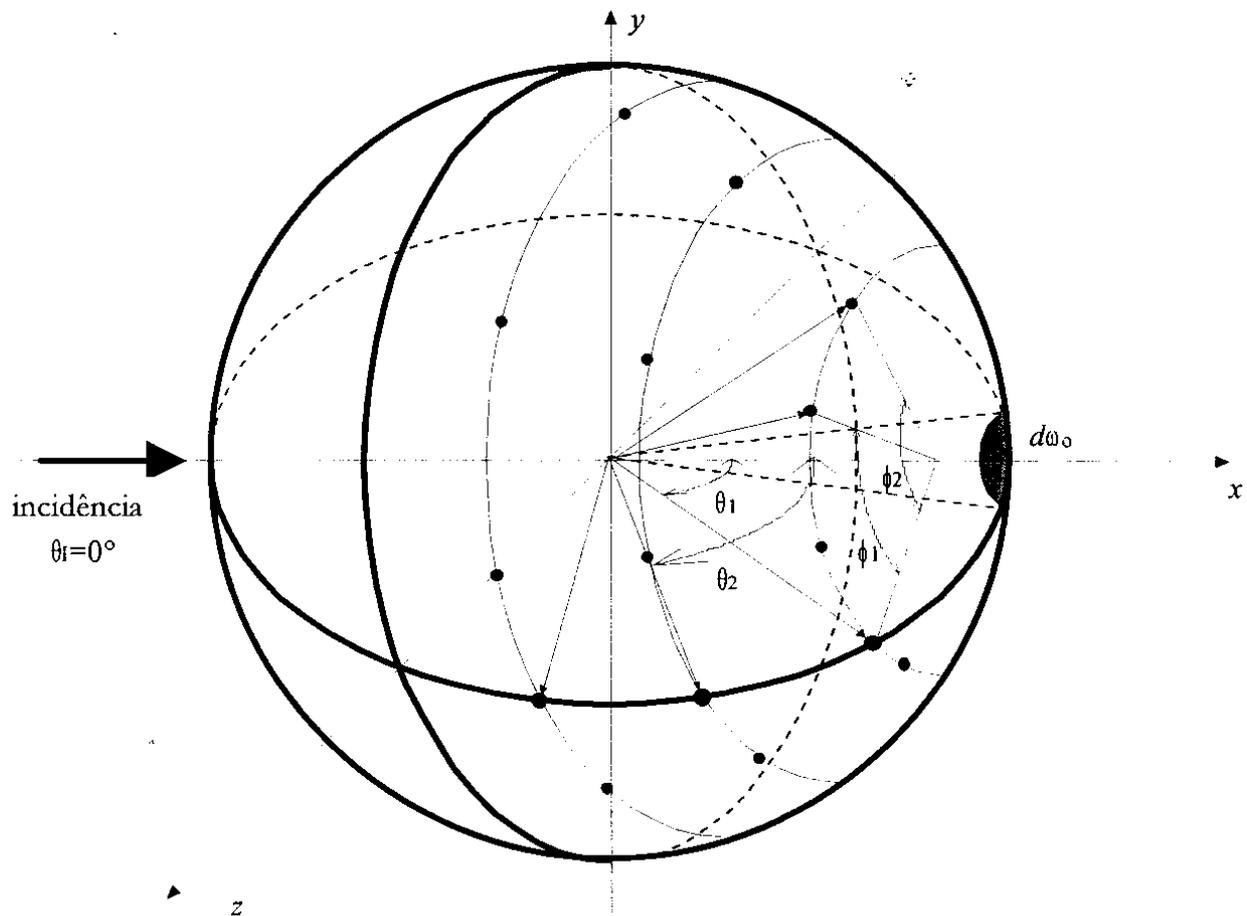


Figura 12: Construção da quadratura para um problema sem simetria azimutal (Moura, 1998).

$$\left\{ \begin{array}{l} \eta = \eta' \\ \mu^2 + \xi^2 = \mu'^2 + \xi'^2 \\ \operatorname{tg} \varphi = \frac{\xi}{\mu} \\ \operatorname{tg} \varphi' = \frac{\xi'}{\mu'} \end{array} \right. \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \varphi' = \varphi + \theta_1 \\ \mu' = \sqrt{\mu^2 + \xi^2} \cos \varphi' \\ \varphi' = \cos^{-1} \left(\frac{\eta}{\sqrt{1 - \sqrt{\mu^2 + \xi^2} \cos^2 \varphi'}} \right) \end{array} \right. \quad (14)$$

A quadratura para o intervalo [0,1], Eq. (15), pode ser aplicada para substituir o termo integral da Eq. (10):

$$\int p(\mu', \mu) I(\tau, \mu') d\mu' + \int p(-\mu', \mu) I(\tau, -\mu') d\mu' = \sum_{i=1}^{Nd/2} w_i [p(\mu_i, \mu) I(\tau, \mu_i) + p(-\mu_i, \mu) I(\tau, -\mu_i)] \quad (15)$$

A Eq.(9), integro-diferencial, torna-se então:

$$\mu_j \frac{\partial I(\tau, \mu_j)}{\partial \tau} + I(\tau, \mu_j) = (1 - \omega) I^0(\tau) + \frac{\omega}{2} \left[\sum_{i=1}^{Nd/2} w_i [p(\mu_i, \mu_j) I(\tau, \mu_i) + p(-\mu_i, \mu_j) I(\tau, -\mu_i)] \right] \quad (16)$$

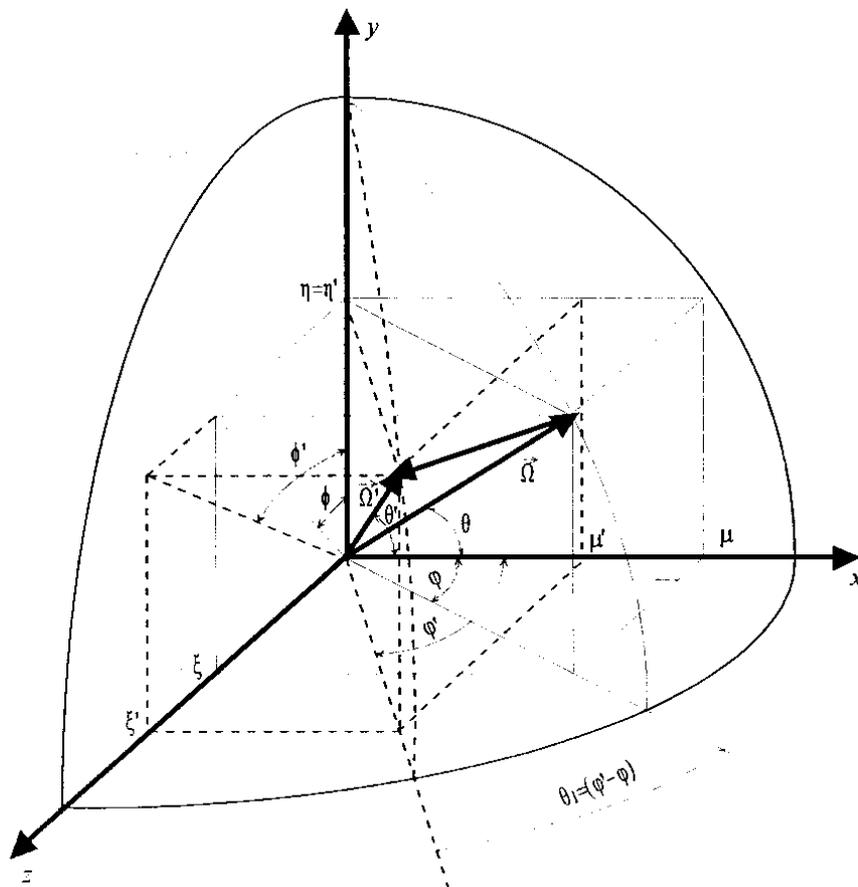


Figura 13: Rotação da quadratura para um problema sem simetria azimutal (Moura, 1998).

com $1 \leq j \leq Nd$. Obtém-se assim o seguinte sistema:

$$\left\{ \begin{array}{l} \mu_j \frac{\partial I(\tau, \mu_j)}{\partial \tau} + I(\tau, \mu_j) = (1 - \omega) I^0(\tau) \\ \quad + \frac{\omega}{2} \left[\sum_{i=1}^{Nd/2} w_i [p(\mu_i, \mu_j) I(\tau, \mu_i) + p(-\mu_i, \mu_j) I(\tau, -\mu_i)] \right] \\ - \mu_j \frac{\partial I(\tau, -\mu_j)}{\partial \tau} + I(\tau, -\mu_j) = (1 - \omega) I^0(\tau) \\ \quad + \frac{\omega}{2} \left[\sum_{i=1}^{Nd/2} w_i [p(\mu_i, -\mu_j) I(\tau, \mu_i) + p(-\mu_i, -\mu_j) I(\tau, -\mu_i)] \right] \end{array} \right. \quad (17)$$

com $1 \leq j \leq Nd/2$ e $\mu_j \geq 0$

As condições de contorno tornam-se:

$$\left\{ \begin{array}{l} I(0, \mu_j) = \varepsilon_0 I^0(0) - 2\rho_0 \sum_{\mu_i < 0} w_i \mu_i I(0, \mu_i) + \rho'_0 I(0, -\mu_j) \quad \mu_j > 0; \tau = 0 \\ \quad + \tau'_0 \delta_{\mu, \mu_j} \sum_{i=1}^{ndl} L_i^C(0, \mu_i) \\ I(\tau_0, \mu_j) = \varepsilon_1 I^0(\tau_0) + 2\rho_1 \sum_{\mu_i > 0} w_i \mu_i I(\tau_0, \mu_i) + \rho'_1 I(\tau_0, -\mu_j) \quad \mu_j < 0; \tau = \tau_0 \end{array} \right. \quad (18)$$

onde ndl é o número de direções para um feixe incidente, L_i^C cuja a distribuição energética pode ser variável com a direção no interior do feixe, ε a emissividade direcional, ρ é a reflexão hemisférica da interface e ρ' a componente de reflexão especular.

3.3.2 DISCRETIZAÇÃO ESPACIAL

A discretização espacial é realizada subdividindo-se o sistema de equações diferenciais, Eq. (16), em um conjunto de "volumes" justapostos (volumes de controle) a fim de poder resolvê-lo por um método iterativo. A equação obtida para descrever a variação das intensidades radiativas no interior de um volume de controle deve conservar a energia (Moura, 1997).

Para o cálculo da variação da intensidade radiativa no interior do volume de controle utiliza-se um fator de ponderação f que será detalhado em seguida para os diferentes esquemas de interpolação. A relação das intensidades radiativas entre as faces e o centro do volume é dada pela seguinte equação:

$$I_{i+1/2,j} = f I_{i+1,j} + (1 - f) I_{i,j} \quad (19)$$

Obtém-se então, a partir da eq. (12), uma equação discretizada na seguinte forma:

$$I_{i+1/2,j} = \frac{1}{(1 + f\alpha_j)} [f\alpha_j S_{i+1/2,j} + I_{i,j}] \quad (20)$$

sendo

$$\alpha_j = \frac{\Delta\tau_{i+1/2}}{\mu_j} \quad (21)$$

$$S_{i+1/2,j} = (1 - \omega)I_b(T_{i+1/2}) + \frac{\omega}{2\beta} \left[\sum_{n=1}^{N/2} w_n (p_{nj} I_{i+1/2,n} + p_{-nj} I_{i+1/2,-n}) \right] \quad (22)$$

desta forma, $I_{i+1,j}$ é calculado a partir das equações (19) e (20):

$$I_{i+1,j} = \frac{1}{(1 + f\alpha_j)} [f\alpha_j S_{i+1/2,j} + (1 - \alpha_j + f\alpha_j) I_{i,j}] \quad (23)$$

onde o índice $i+1/2$ representa o centro do volume situado entre as faces de índices i e $i+1$. Na eq. (19) $I_{i,j}$ é um valor conhecido e calcula-se $I_{i+1/2,j}$ através de várias iterações, atualizando o termo fonte $S_{i+1/2,j}$. As ponderações são representadas por w_n e são associadas a direção μ_n .

O método de solução é progressivo, conhecendo-se a intensidade radiativa numa face do volume $I_{i,j}$ e utilizando a eq. (19), calcula-se a intensidade radiativa no centro do volume e então a intensidade noutra face $I_{i+1,j}$. Para as direções positivas ($\mu > 0$) o cálculo é realizado no sentido crescente dos volumes i . Para as direções negativas ($\mu < 0$) o sentido é inverso e considera-se as condições limites da outra face do meio.

Para um valor de $f=1$ (formulação *upwind*) as intensidades radiativas calculadas são sempre positivas. Para valores de f inferiores a 1 deve-se escolhe-lo de maneira a evitar a obtenção de intensidades radiativas negativas, desta maneira, as seguintes condições devem ser respeitadas:

$$\alpha_j S_{i+1/2,j} + (1 - \alpha_j + f\alpha_j) I_{i,j} > 0 \quad (24)$$

$$f \geq 1 - \frac{S_{i+1/2,j}}{I_{i,j}} \frac{1}{\alpha_j} \quad (25)$$

O termo fonte $S_{i+1/2,j}$ é um valor positivo e estabiliza a eq. (20) evitando a obtenção de intensidades radiativas negativas. Quando a espessura ótica ($\tau_{i+1/2}$) aumenta α_j também aumenta e valores de f mais próximos de 1 devem ser utilizados.

3.3.2.1 FORMULAÇÃO STEP (OU UPWIND)

Esta formulação garante a obtenção de intensidades radiativas positivas, mas apresenta uma convergência demorada é definida como:

$$f=1 \tag{26}$$

$$I_{i+1,j} = I_{i,j} \tag{27}$$

3.3.2.2 FORMULAÇÃO LINEAR

A formulação linear é a que mais aparece em trabalhos neste domínio (Fiveland, 1985; Kumar *et al.*, 1990 e Moura *et al.*, 1997). Esta formulação impõe uma lei de variação linear das intensidades radiativas no interior do volume de controle.

$$f=1/2 \tag{28}$$

$$I_{i+1,j} = \frac{1}{(1 + 0.5\alpha_j)} \left[0.5\alpha_j S_{i+1/2,j} + (1 - \alpha_j + 0.5\alpha_j) I_{i,j} \right] \tag{29}$$

Fiveland (1985) calcula o número necessário de volumes para se evitar as intensidades radiativas negativas utilizando a eq. (25) na qual ele considera o termo fonte como nulo, desta forma obtém-se:

$$\left| \frac{\mu_{\min}}{\Delta\tau} \right| > \frac{1}{2} \tag{29}$$

onde μ_{\min} é a direção da quadratura mais próxima de $\mu=0$.

Um procedimento utilizado por Lathrop (1969) consiste em tornar zero as intensidades radiativas negativas obtidas durante o processo iterativo. Este método melhora a convergência mas não evita as oscilações obtidas no campo de intensidades radiativas convergido, sobretudo para as direções próximas de $\mu=0$, Figura (14).

3.3.2.3 FORMULAÇÃO EXPONENCIAL

Com o objetivo de se obter uma formulação mais próxima da solução física, Lathrop (1969) propôs a integração da eq. (20) considerando o termo fonte constante no trajeto de integração.

Desta forma obtém-se uma solução na seguinte maneira:

$$I_{i+1,j} = I_{n,j} e^{-\alpha_j} + \int_0^{\Delta x/\mu_j} e^{-\alpha_j} S(x) dx \tag{31}$$

$$I_{i+1,j} = I_{i,j} e^{-\alpha_i} + S_{i+1/2,j} (1 - e^{-\alpha_i}) / \beta \quad (32)$$

$$I_{i+1/2,j} = I_{i,j} (1 - e^{-\alpha_i}) / \alpha_j + [1 - (1 - e^{-\alpha_i}) / \alpha_j] S_{i+1/2,j} / \beta \quad (33)$$

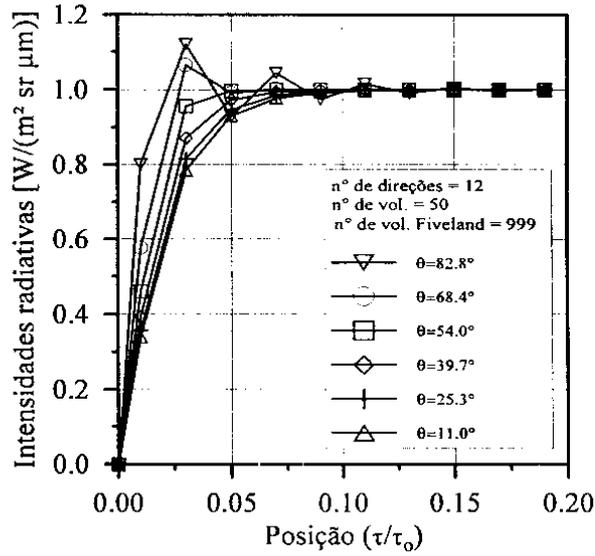


Figura 14: Oscilações obtidas no cálculo das intensidades radiativas $\tau_0=50$, $\omega=0$, $\epsilon_1=\epsilon_2=1$ e com meio mantido a uma temperatura constante (adimensionalizado com uma emissão unitária). (Moura, 1998).

o fator f é calculado comparando-se a eq. (33) com a eq. (20)

$$f = \frac{1}{1 - e^{-\alpha_j}} \frac{1}{\alpha_j} \quad (34)$$

3.3.2.4 FORMULAÇÃO INTEGRAL

Esta formulação proposta por El Wakil e Sacadura (1992) para um problema bidimensional foi adaptada por De Miranda e Sacadura (1996) para um caso unidimensional. Desta vez, considera-se um meio volume de controle para o cálculo de $I_{n+1/2}$:

$$I_{i+1,j} = I_{i,j} e^{-\alpha_i} + S_{i+1/2,j} (1 - e^{-\alpha_i}) / \beta \quad (35)$$

$$I_{i+1/2,j} = I_{i,j} e^{-\alpha_j/2} + S_{i+1/2,j} (1 - e^{-\alpha_j/2}) / \beta \quad (36)$$

O fator f é calculado da mesma maneira que o caso anterior:

$$f = \frac{1 - e^{-\alpha_j/2}}{1 - e^{-\alpha_j}} \tag{37}$$

Apresenta-se na Figura (15) a variação do fator f em função da espessura ótica (τ) para os quatro diferentes casos. Para as formulações exponencial e integral o valor de f é variável com a espessura do meio.

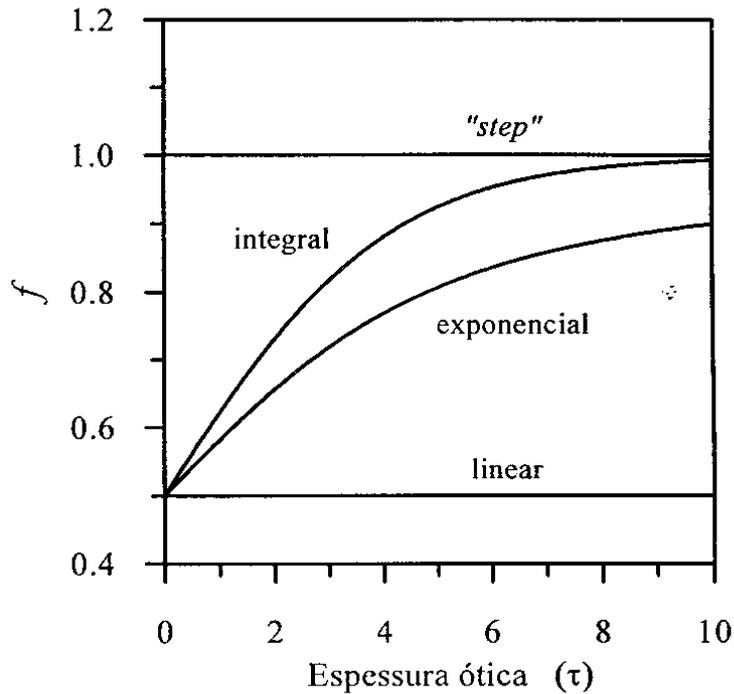


Figura 15: Variação do fator f com a espessura ótica (τ) do meio.

3.3.2.5 LINEARIZAÇÃO DO TERMO FONTE

Esta formulação foi apresentada por Chai *et al.* (1994) para o tratamento da ETR em uma geometria bidimensional. De maneira similar, esta formulação é aplicada a um problema unidimensional. Considera-se neste caso que a intensidade radiativa $I_{i+1/2,j}$ do termo fonte (eq. (22)) é uma incógnita na eq. (20) e não uma variável conhecida da iteração anterior. Desta forma, obtém-se o seguinte sistema de equações:

$$I_{i+1/2,j}^{n+1} = \frac{2}{[2(1 + f\alpha_j) - f\alpha_j \omega w_j p_{jj}]} [S'] \tag{38}$$

onde

$$S' = f\alpha_j S_{i+1/2,j}(I_{i+1/2,j}^n) - \frac{\omega}{2} w_j p_{jj} I_{i+1/2,j}^n + I_{s,j} \tag{39}$$

3.3.2.6 FLUXO DE CALOR E TRANSMITANCIA HEMISFERICA

O fluxo de calor, q , e a transmitância hemisférica são definidos respectivamente como:

$$q_i = 2\pi \sum_{n=1}^{N/2} w_n \mu_n (I_{i,n} - I_{i,-n}) \quad (40)$$

$$T_{ch} = \frac{\sum_{n=1}^{N/2} w_n \mu_n I_{i,n}}{I_o d\omega_o} \quad (41)$$

onde $I_o d\omega_o$ representa a fluxo radiativo incidente na parede num ângulo sólido de $d\omega_o$.

3.4. Função de fase

Para partículas orientadas de maneira aleatória no espaço, a função de fase depende somente do ângulo de difusão, θ_o , formado entre a direção de incidência e a direção de difusão da intensidade radiativa. Uma maneira usual é a representação da função de fase como uma expansão na forma de polinômios de Legendre, infelizmente essa forma necessita de um número elevado de coeficientes para descrever a difusão de materiais com forte pico de difusão (anisotrópico), Fig. (16). A função de fase de Henyey-Greenstein (HG) ou uma combinação de funções deste tipo podem ser empregadas para uma representação com poucos termos a determinar (Nicolau *et al.*, 1994). A função de fase de materiais fibrosos e espumas apresenta geralmente um forte pico de difusão na direção de incidência da intensidade radiativa e um pico reduzido de retrodifusão demonstrando um comportamento altamente anisotrópico, Figura (16).

A função de fase de Henyey-Greenstein (HG) ou uma combinação de funções deste tipo podem ser empregadas para uma representação com uma forma mais simples (Nicolau *et al.*, 1994 e Hendricks & Howell, 1996). Neste trabalho, emprega-se uma função escrita através de uma ponderação de funções HG conforme proposição de Nicolau (1994):

$$p_{HG,g}(\theta_o, g) = \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g \cos \theta_o)^2} \quad (42)$$

$$p(\theta_o) = f_1 f_2 p_{HG,g_1}(\theta_o) + (1 - f_1) f_2 p_{HG,g_2}(\theta_o) + (1 - f_2)$$

onde os parâmetros g_1 e g_2 influem na forma das funções HG (p_{HG,g_1} e p_{HG,g_2}) nas direções de incidência e de retrodifusão, respectivamente. O parâmetro f_1 é uma ponderação entre as funções p_{HG,g_1} e p_{HG,g_2} e f_2 pondera a função entre a parte isotrópica e anisotrópica. Um exemplo da forma desta função é demonstrado na Fig. (17).

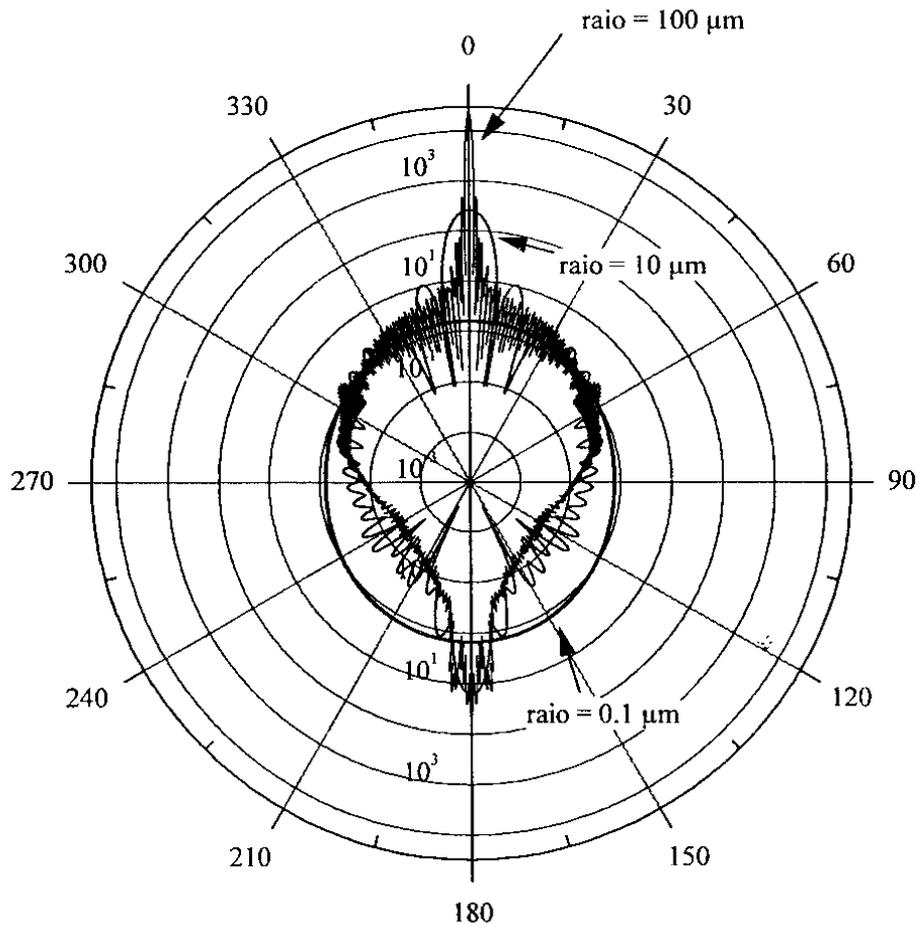


Figura 16: Difusão de uma partícula esférica em função do diâmetro, $n=(8,4 \cdot 10^{-7}i+1,754)$ e $\lambda=3 \mu\text{m}$.

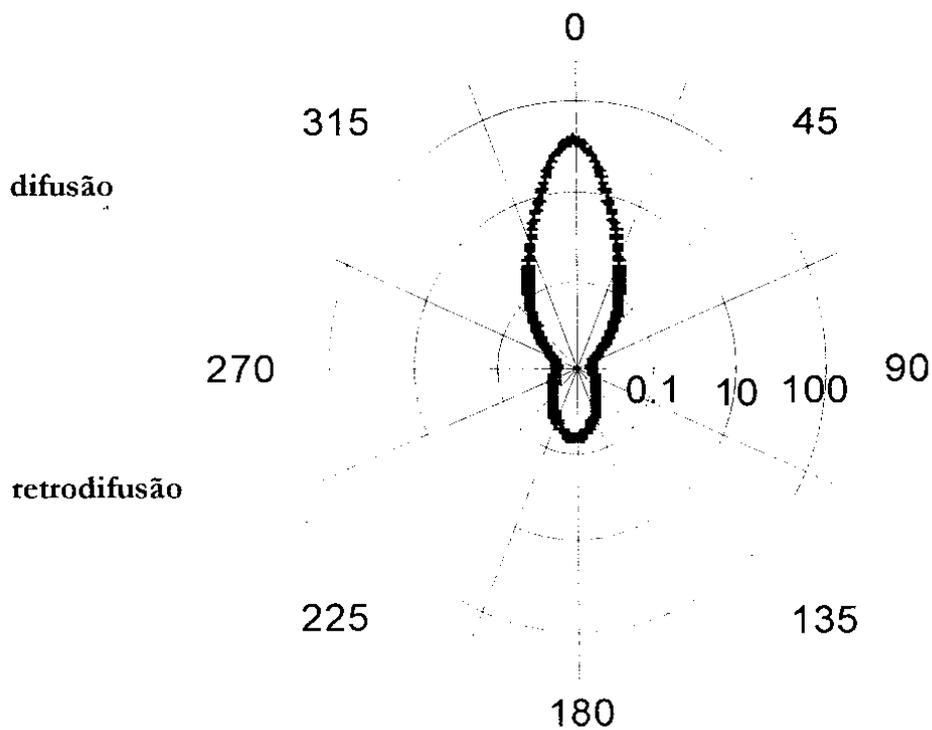


Figura 17: Função de fase ($f_1=0,9$, $g_1=0,84$, $f_2=0,95$, $g_2=-0,6$).

4. FORMULAÇÃO PARA A MUDANÇA DE ÍNDICE DE REFRAÇÃO

Muitas análises apresentadas na literatura para um meio semitransparente e difusor, através Equação da Transferência Radiativa (ETR), foram realizadas considerando um meio pseudocontínuo, isto é, embora o meio difusor seja constituído de partículas difusoras, a formulação considera que o processo de difusão ocorre num volume de controle, com um valor médio das propriedades radiativas. Esta hipótese obriga a determinação destas propriedades de materiais com um certo número de camadas de fibras ou partículas, suficientemente importante de maneira que o fato de acrescentar ou reduzir o número destas camadas não alteram os valores médios das propriedades radiativas. Além disso, a maioria dos trabalhos encontrados na literatura internacional considera o meio sem interface, isto é, as partículas constituintes deste meio apresentam uma distância elevada entre si de maneira que a porosidade seja extremamente elevada, sendo assim o feixe incidente não sofre mudança de direção ao penetrar no material. Diz-se então que o meio tem um índice de refração unitário.

Entretanto, muitos materiais, tais como cerâmicas e metais de baixa ou nula porosidade, estão longe desta consideração e a mudança de índice de refração necessita ser assumida. Além da mudança de direção, em problemas acoplados com a equação da difusão, no qual são considerados também os gradientes de temperatura, é necessário levar em conta o aumento da emissão local, termo da emissão de corpo negro, por um fator do índice de refração ao quadrado, n^2 .

Na análise proposta, condições especiais na interface devem ser levadas em conta devido à refração. Hottel et al. (1968) apresentaram uma solução aproximada para um problema sem simetria azimutal através do método das ordenadas discretas. Wu et al. (1994) analisam um meio isotrópico para um problema com simetria azimutal, considerando o índice de refração do meio variável. Desta maneira pode-se considerar a variação da mudança de direção do feixe de radiação bem como o ângulo crítico. Liou et al. (1996), utilizando esta mesma formulação analisa a influência do índice de refração num problema multicamadas.

Mais recentemente, Abdallah e Le Dez (2000) analisaram pelo método de “ray-tracing”, utilizando equações formais de Kernel (funções erro) a intensidade emitida de radiação de uma placa plana semitransparente não difusora com um índice de refração variando com a posição. Lemonnier e Le Dez em 2002 analisam o mesmo problema utilizando agora o Método das Ordenadas Discretas obtendo boa concordância. Neste caso a solução pelo MOD também será aproximada, pois as direções seguidas pelo feixe de radiação variam fortemente devido a variação interna do índice de refração do meio. Lacroix et al. (2002) analisam um problema semelhante aos anteriores, mas agora consideram o acoplamento com a equação da difusão do calor. Estas análises devem ser motivadas para aplicações com o uso de fibra ótica em condições com grandes gradientes térmicos, o que explica a consideração da variação do índice de refração com a posição. Provavelmente grandes gradientes podem colapsar o processo utilizado para a transmissão de dados por fibra ótica.

4.1. Equações gerais

Tradicionalmente na literatura separam-se as equações envolvendo mudança de índice de refração em materiais metálicos e dielétricos (Özisik, 1973, Modest, 1993, McCluney, 1994 e Siegel e Howell, 2002). Todas estas soluções são obtidas a partir das equações de Maxwell, Planck (1914) e Hulin *et al.* 1998. Como os materiais que se procura analisar são considerados dielétricos, apresenta-se a seguir somente a equação referente a esta classe de material.

Seja a intensidade radiativa, $I_{\lambda,1}$ num ângulo sólido $d\omega_1$, percorrendo um material dielétrico com índice de refração n_1 , passando para um segundo material, também dielétrico com índice de refração n_2 , Figura (18).

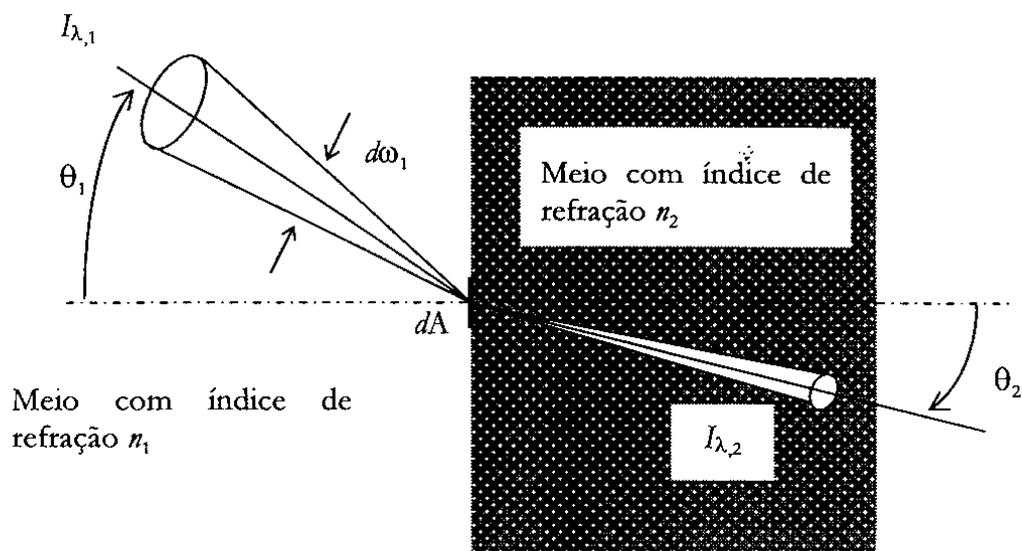


Figura 18: Intensidade de radiação $I_{\lambda,1}$, atravessando uma interface de um material dielétrico com diferente índice de refração (Siegel e Howell, 2002).

A lei de Snell, eq. (43), é que relaciona as mudanças de direção para uma incidência num meio com índice de refração distinto:

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{\text{sen } \theta_2}{\text{sen } \theta_1} \tag{43}$$

Diferenciando a equação acima, temos:

$$n_1 \cos \theta_1 d\theta_1 = n_2 \cos \theta_2 d\theta_2 \tag{44}$$

Realizando um balanço de energia na superfície de controle num elemento de área plano da interface, dA , Fig (18), Siegel e Howell, 2002 e Brewster, 1992:

$$I_{\lambda_1}(\lambda_1)[1 - \rho_\lambda(\theta_1)]\cos \theta_1 dA d\omega_1 d\lambda_1 = I_{\lambda_2}(\lambda_2)\cos \theta_2 dA d\omega_2 d\lambda_2 \quad (45)$$

onde $\rho_\lambda(\theta_1)$ é a refletividade direcional-hemisférica da interface. A relação entre λ_1 e λ_2 é dada pela seguinte relação (Siegel e Howell, 2002):

$$\lambda_2 = \frac{n_1}{n_2} \lambda_1 \quad (46)$$

Usando as relações para ângulo sólido, $d\omega = \sin \theta d\theta d\varphi$, a partir da equação (45), obtemos a seguinte relação:

$$I_{\lambda_1}(\lambda_1)[1 - \rho_\lambda(\theta_1)]\sin \theta_1 \cos \theta_1 dA d\theta_1 d\lambda_1 = I_{\lambda_2}(\lambda_2)\sin \theta_2 \cos \theta_2 dA d\theta_2 d\lambda_2 \quad (47)$$

Substituindo a equação acima na eq. (44), obtemos:

$$\frac{I_{\lambda_1}(\lambda_1)[1 - \rho_\lambda(\theta_1)]d\lambda_1}{n_1^2} = \frac{I_{\lambda_2}(\lambda_2)d\lambda_2}{n_2^2} \quad (48)$$

A refletividade direcional-hemisférica que aparece a partir da equação (45), e é obtida também a partir das equações de Fresnel. A equação é relacionado em termos de $n = n_1/n_2$ e o do ângulo de incidência na interface θ_1 somente. Considerando a hipótese que a reflexão seja uma ponderação média entre as duas componentes da luz, temos:

$$\rho = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta} - \cos \theta}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta} + \cos \theta} \right)^2 + \left(\frac{n^2 \cos \theta - \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}{n^2 \cos \theta + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}} \right)^2 \right] \quad (49)$$

ou em termos da transmissão, a partir da eq. (49) (McCluney, 1994 e Brewster, 1992):

$$\tau = (1 - \rho) \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^2 \tag{50}$$

Sendo a intensidade radiativa calculada com a seguinte equação (Hottel *et al.*, 1968):

$$\frac{I(\tau_1, \mu)}{I(\tau_1, \mu')} = \frac{I(0, \mu)}{I(0, \mu')} = \frac{[1 - \rho]}{n^2} \tag{51}$$

considerando $n = n_2/n_1$.

4.2 A quadratura

Como já expresso na eq. (45) e Fig. (18), mesmo para uma incidência normal do feixe de radiação haverá alteração do ângulo sólido deste feixe. Isto necessita ser considerado no momento de definir as direções da quadratura e desta forma não é possível a utilização de quadraturas tidas como clássicas pela literatura, como é o caso das quadraturas de Gauss e Radau utilizadas inicialmente por Chandrasekhar (1960). Moura (1998) demonstrou que pequenas variações no ângulo sólido do feixe incidente em relação à quadratura utilizada podem provocar grandes erros no momento da identificação da função de fase. Desta maneira é recomendável utilizar quadraturas que possam se adaptar as condições do feixe incidente, ou seja, em função da mudança do índice de refração, possa-se recalculer a direção $\mu = \pm 1$ e conseqüentemente sua ponderação para cada caso. Wu *et al.* (1994), Liou e Wu (1996), Krauth (1994), utilizaram uma transformação linear para resolver este problema, nas quadratura já existentes, com o objetivo de respeitar as restrições impostas, sendo assim as direções μ ($\mu = \cos \theta$) e ponderações w são escritas como:

$$\mu'_j = (\mu_j + 1)/2 \quad w'_j = w_j/2 \tag{52}$$

$$\int_0^1 f(\mu') d\mu' = \int_{-1}^1 f\left(\frac{\mu + 1}{2}\right) d\mu \tag{53}$$

Desta forma pode-se obter a direção de incidência com o ângulo sólido desejado ou então concentrar outras direções em posições preferenciais, por exemplo, na região onde se tenha um sinal de maior intensidade para ser detectado, Fig (19).

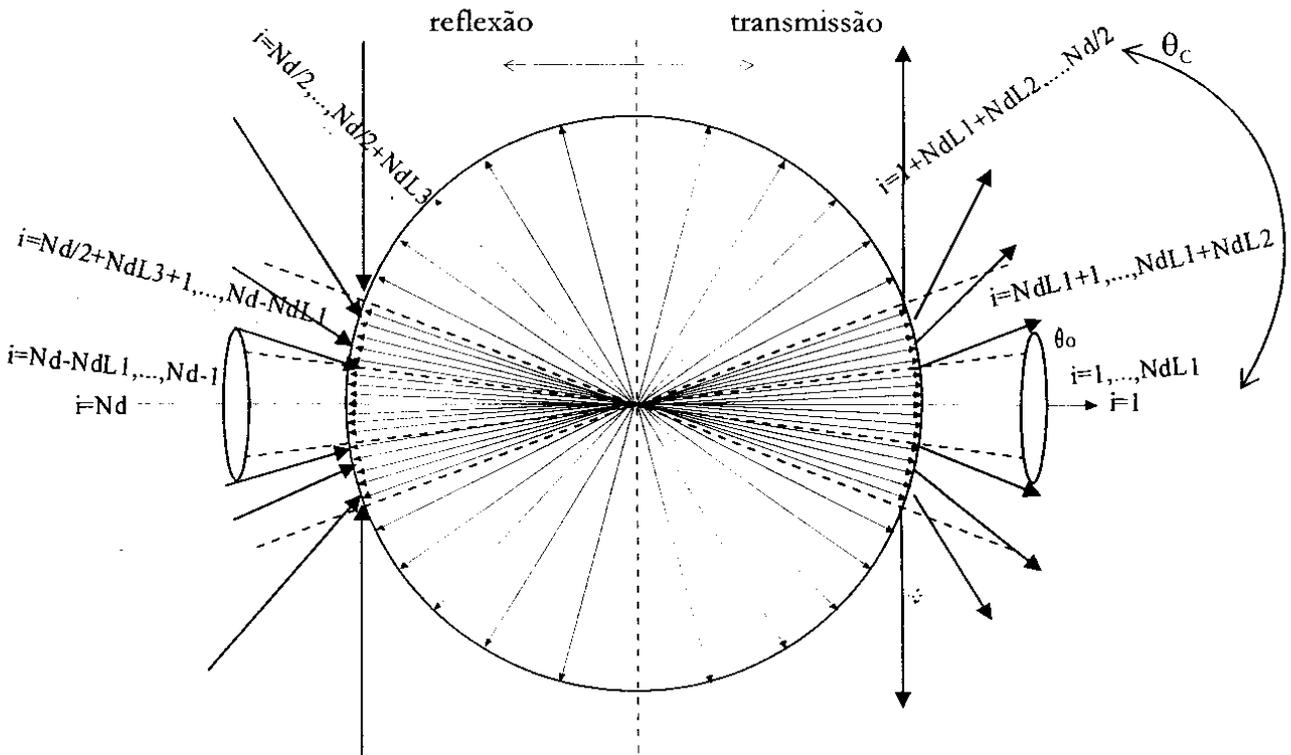


Figura 19: Exemplo de quadratura para um problema com simetria azimutal (Nicolau, 1994).

4.3 O ângulo crítico

A reflexão especular (ρ^s) de uma interface para um material dielétrico depende das componentes de polarização do feixe incidente, na eq. (49) considera-se a reflexão como uma média das componentes de polarização paralela e perpendicular. Entretanto um dielétrico tem o comportamento como mostra a Fig (20).

É este fenômeno que faz com que a água não seja um bom espelho quando olhada perpendicularmente, mas a torna um bom refletor em ângulos rasantes (“grazing angles”).

Para os dielétricos, a reflexão especular torna-se mínima para o ângulo θ_B , ângulo de Brewster (Brewster, 1992):

$$\theta_B = \tan^{-1}\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \tag{54}$$

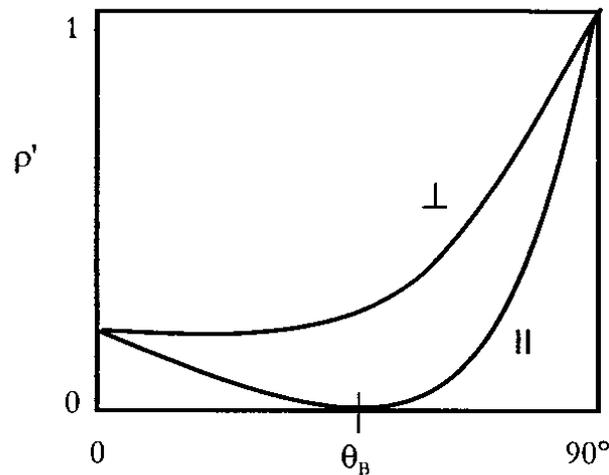


Figura 20: Reflexão especular de um material dielétrico com $n_2 > n_1$ (Brewster, 1992).

Para este ângulo, a componente de radiação com polarização paralela em um material dielétrico será completamente transmitida pela interface. Entretanto para problemas de transferência de calor por radiação a consideração das componentes de polarização da intensidade radiativa não é importante. Geralmente as superfícies dos materiais não possuem uma rugosidade com direções preponderantes e pode-se usar uma média ponderada entre as duas componentes, eq. (49).

Além disso, deve-se levar em consideração na interface, outros dois casos. No primeiro assume-se $n_2 > n_1$, onde o feixe de radiação é proveniente de um meio com um baixo índice de absorção (ar/vidro). Na outra face, o inverso ocorre e a reciprocidade nas equações permanece parcialmente constante. Nesta condição ocorrerá o chamado ângulo crítico, θ_c (Brewster, 1992), Fig. (21):

$$\theta_c = \arcsen\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \tag{55}$$

Para ângulos superiores a θ_c o feixe de radiação será completamente refletido para o interior do material², Fig. (22). Este ângulo deve ser levado em consideração na montagem da quadratura angular.

² Este é o princípio da fibra ótica

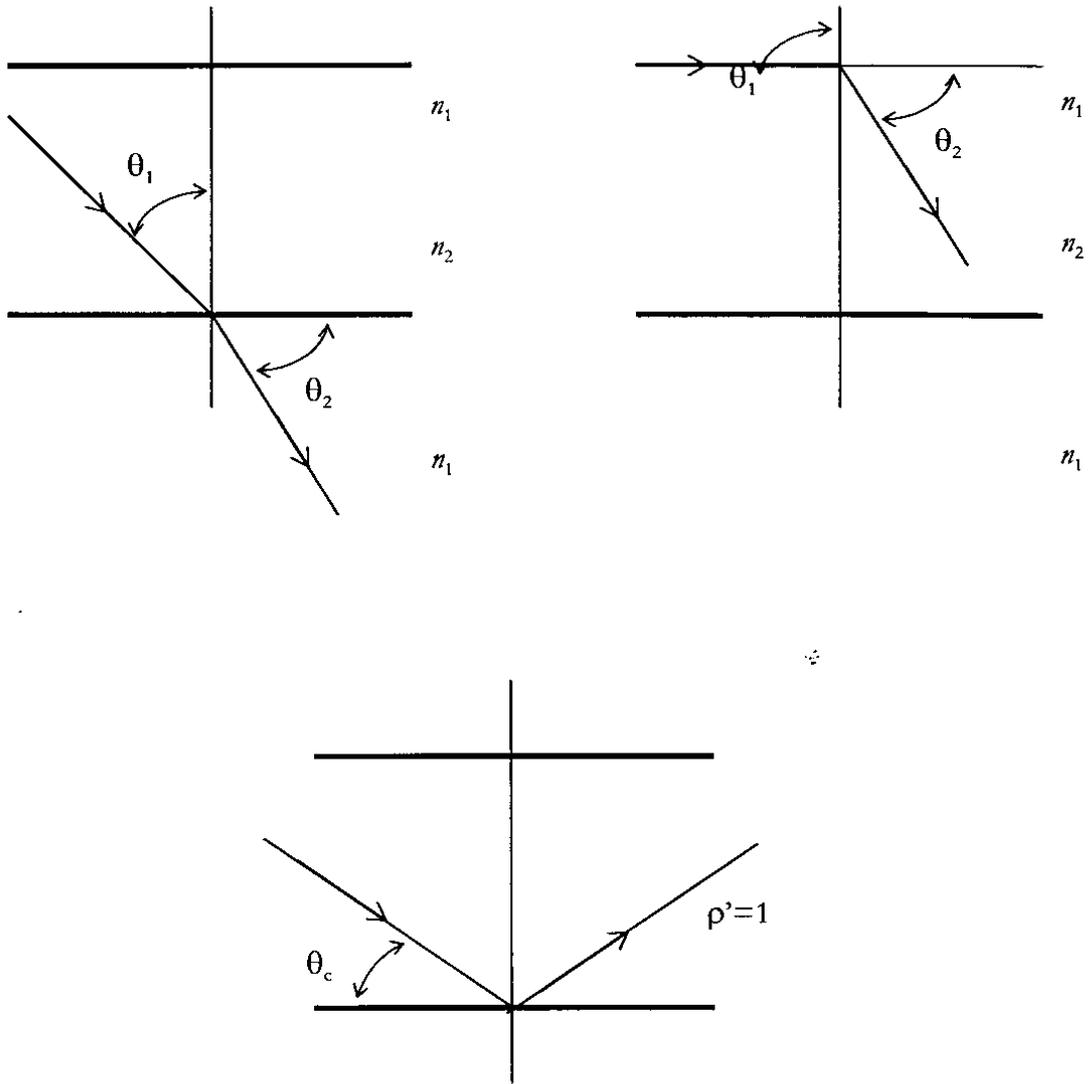


Figura 21: Ilustração sobre o ângulo crítico (Brewster, 1992).

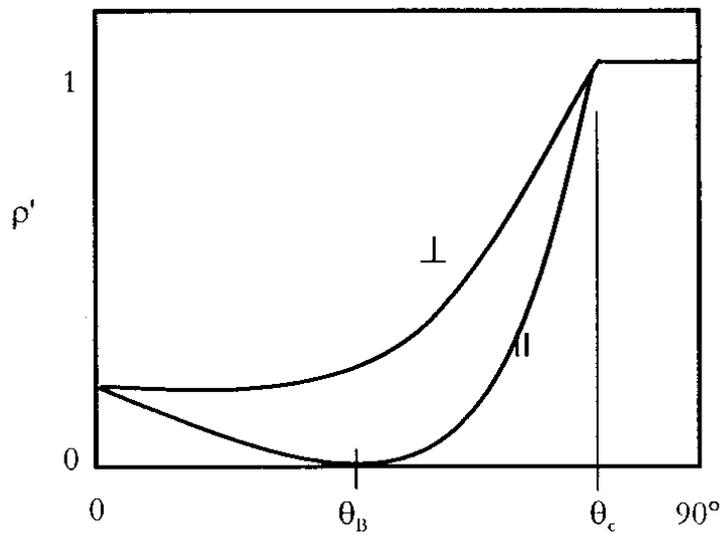


Figura 22: Reflexão especular de um material dielétrico com $n_2 > n_1$ (Brewster, 1992).

4.4 A mudança do ângulo de divergência

Como para o ângulo crítico, eq. (54), o feixe de radiação, com ângulo de incidência, θ_1 , que esta percorrendo um meio com índice de refração n_1 , quando entra em um meio com índice de refração n_2 , sofre alteração do seu ângulo sólido, θ_2 , Fig. (18) segundo a seguinte relação:

$$\theta_2 = \arcsen\left(\frac{\text{sen}\theta_1 n_1}{n_2}\right) \quad (55)$$

5. RESULTADOS

O modelo descrito no capítulo anterior foi implementado no programa de simulação de transferência de calor por radiação chamado, carinhosamente, de **Raio-1D**. A descrição resumida do problema por ele tratado encontra-se nos capítulos 2 e 3, maiores informações é possível de se obter nos trabalhos de Moura *et al.*, 2001-1994. Nestes trabalhos são analisados parâmetros referentes a discretização angular e espacial além da análise de erros referentes a diferentes escolhas de discretização.

Para a validação do modelo apresentado neste trabalho compara-se com os resultados obtidos por Hottel *et al.*, 1968, que simularam pelo método das ordenadas discretas um problema similar, considerando uma função de fase inicialmente isotrópica e uma escrita em termos de polinômios de Legendre na forma: $p(\mu)=1.0+[1.6P_1(\mu)-P_2(\mu)+0.4P_3(\mu)]/3$, onde (Abramowitz & Stegun, 1972) :

$$\begin{aligned} P_1(\mu) &= \mu, \\ P_2(\mu) &= \frac{1}{2}(3\mu^2 - 1), \\ P_3(\mu) &= \frac{1}{2}(5\mu^3 - 3\mu), \dots \end{aligned} \tag{55}$$

Sendo as constantes das equações acima determinadas por estimação de parâmetros a partir da teoria de Mie (Bohren & Huffman, 1983). A forma da função de fase é representada na Fig. (23).

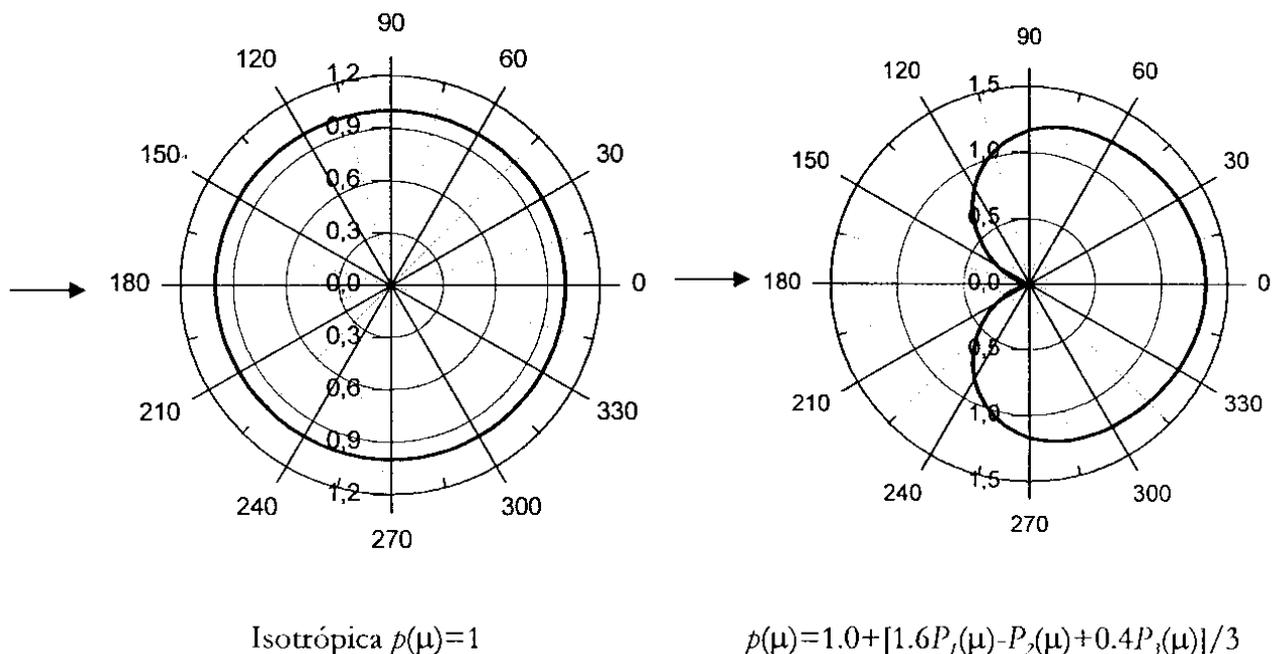


Figura 23: Funções de fase utilizadas por Hottel *et al.*, 1968.

Como já listado anteriormente, existem outros trabalhos mais recentes na literatura que também poderiam ser utilizados para a validação do modelo. A publicação de Hottel *et al.* de 1968 apresentam os cálculos das intensidades radiativas direcionais enquanto que os outros trabalhos calculam os valores hemisféricos das transmitâncias e refletâncias. Realmente para aplicações de engenharia os valores integrados de transmitâncias e refletâncias são melhores de serem analisados, mas reduz a possibilidade de compreensão física do fenômeno. Além deste fato, a determinação das propriedades radiativas pelo método da identificação de parâmetros torna-se mais eficaz, como mostrado por Moura *et al.*, (1998), quando são disponíveis medidas direcionais do meio analisado.

O fato de considerar a mudança de índice de refração exigiu um elevado número de mudanças no programa **Raio1D**, sobretudo nas sub-rotinas referentes ao cálculo da quadratura e das condições de contorno.

A alteração da quadratura exige um recálculo das direções de propagação das intensidades radiativas, utilizando a lei de Snell, bem como a consideração da refletividade especular da interface, Figs. 20, 21, 22 e 24. Na Fig. (24), apresenta-se a refletividade especular da superfície, quando o feixe de radiação atinge a superfície na qual o meio possui um índice de refração maior, ou então quando o feixe de radiação, já no interior do material passa para um meio com índice de refração inferior. No último caso observa-se claramente para ângulos entre 30 e 53,13° a presença do ângulo crítico onde, além deste ângulo, a reflexão torna-se 100%. O ângulo de Brewster, θ_B , não é notado nesta figura pois a Eq. (49) utilizada para calcular a refletividade considera uma média quadrática entre as componentes perpendicular e paralelo do feixe de radiação. Com o aumento do índice de refração observa-se um aumento do ângulo crítico, ($\theta_c = 90^\circ - \theta_c'$) e uma redução do ângulo de divergência do feixe incidente.

Na Fig. (25) observa-se os valores de transmitância e refletância bidirecionais obtidos para um meio isotrópico com $\omega=0.9$ e $\tau_0=1$. Estes resultados são exatamente iguais aos de Hottel *et al.*, 1968, validando assim o modelo numérico desenvolvido. Ele utilizou as quadraturas de Gauss, de Gauss normalizada e de Radau, com no máximo 20 direções. Nas análises aqui apresentadas foi utilizada uma quadratura mais adaptada ao problema, obtida através de uma transformação linear sobre a quadratura de Gauss normalizada e Radau obtida pelas eqs. (51) e (52). Utilizou-se um número de 66 direções para a discretização angular. O fato de se possuir mais direções de medidas permite uma melhor definição da distribuição angular das intensidades radiativas, sobretudo nos ângulos onde existem variações significativas. Para a solução do conjunto de equações diferenciais obtidos a partir da discretização angular empregou-se um número de 450 volumes de controle, sendo aproximadamente o dobro do necessário para se evitar valores de intensidade radiativas negativas. Para efeitos comparativos da radiação difusa não aparece os valores de transmitância e refletância na direção normal do feixe incidente ($\sin^2 \theta=0$) que são muito maiores a estes analisados. É evidente a redução dos valores de transmitâncias e refletâncias para um meio com índice de refração igual a 1.5, em princípio em função da perda de energia devido a primeira reflexão na interface do material e também causada pela maior absorção da energia radiante pelo meio, em decorrência de um percurso maior do feixe de radiação no interior do material, provocada pelas múltiplas reflexões. Além disso, é visível o efeito do ângulo crítico em direções rasantes ($\sin^2 \theta \approx 1$) onde há uma brusca redução das intensidades radiativas nestas direções.

Na Fig. (26) apresenta-se o resultado obtido para transmitância e refletância bidirecionais considerando um meio com uma função de fase anisotrópica, polinômio de Legendre, Fig. (23). Neste caso, Hottel *et al.*, 1968, obtiveram estes resultado somente para um meio cujo índice de refração é unitário e eles concluíram que uma quadratura de 10 direções já apresenta valores

iguais a uma quadratura de 20 direções quando comparado visualmente no gráfico. Pelo método desenvolvido neste trabalho a concordância foi excelente, quando comparado ao obtido por Hottel *et al.*, 1968. Mostra-se também nesta figura os valores de transmitância e refletância que seriam medidos caso o índice de refração do meio fosse 1,5. Novamente se observa um fenômeno similar ao obtido no caso anterior, de difusão isotrópica.

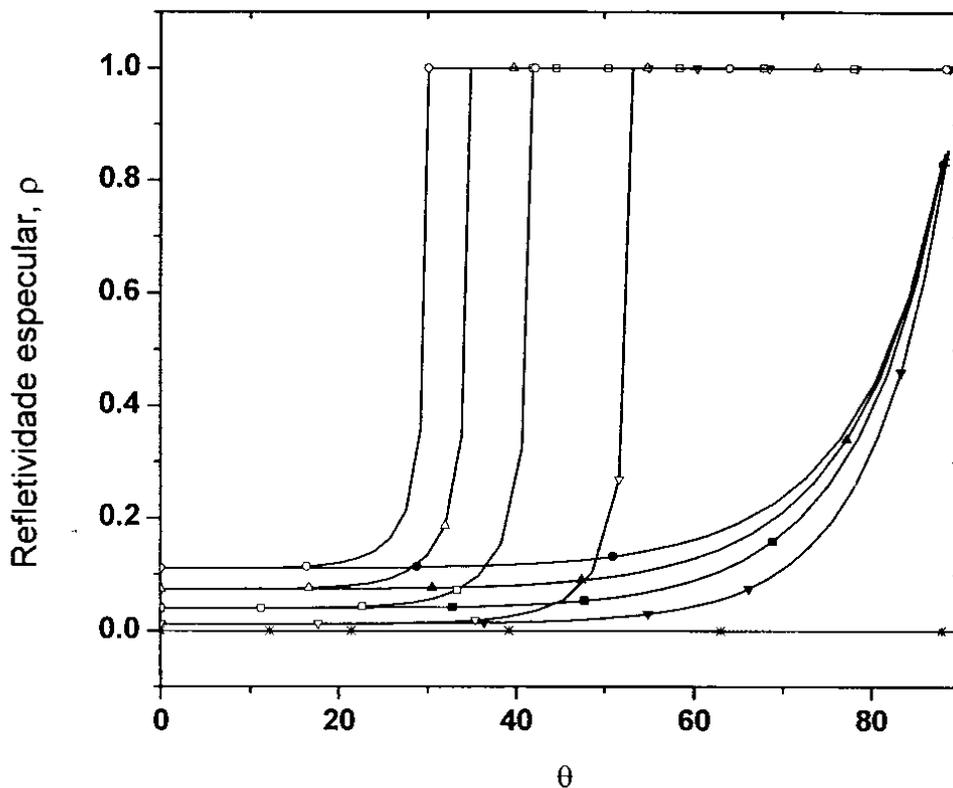
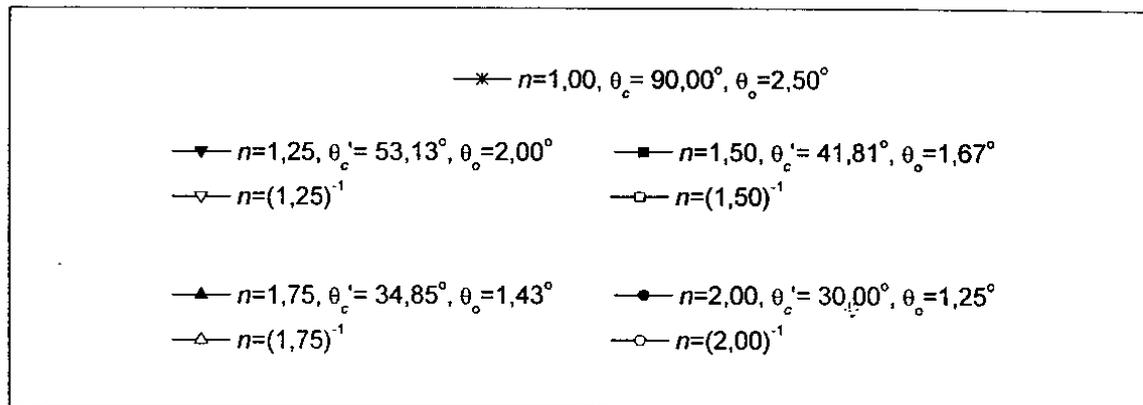


Figura 24: Refletividade especular de interfaces com índices de refração diferentes da unidade.

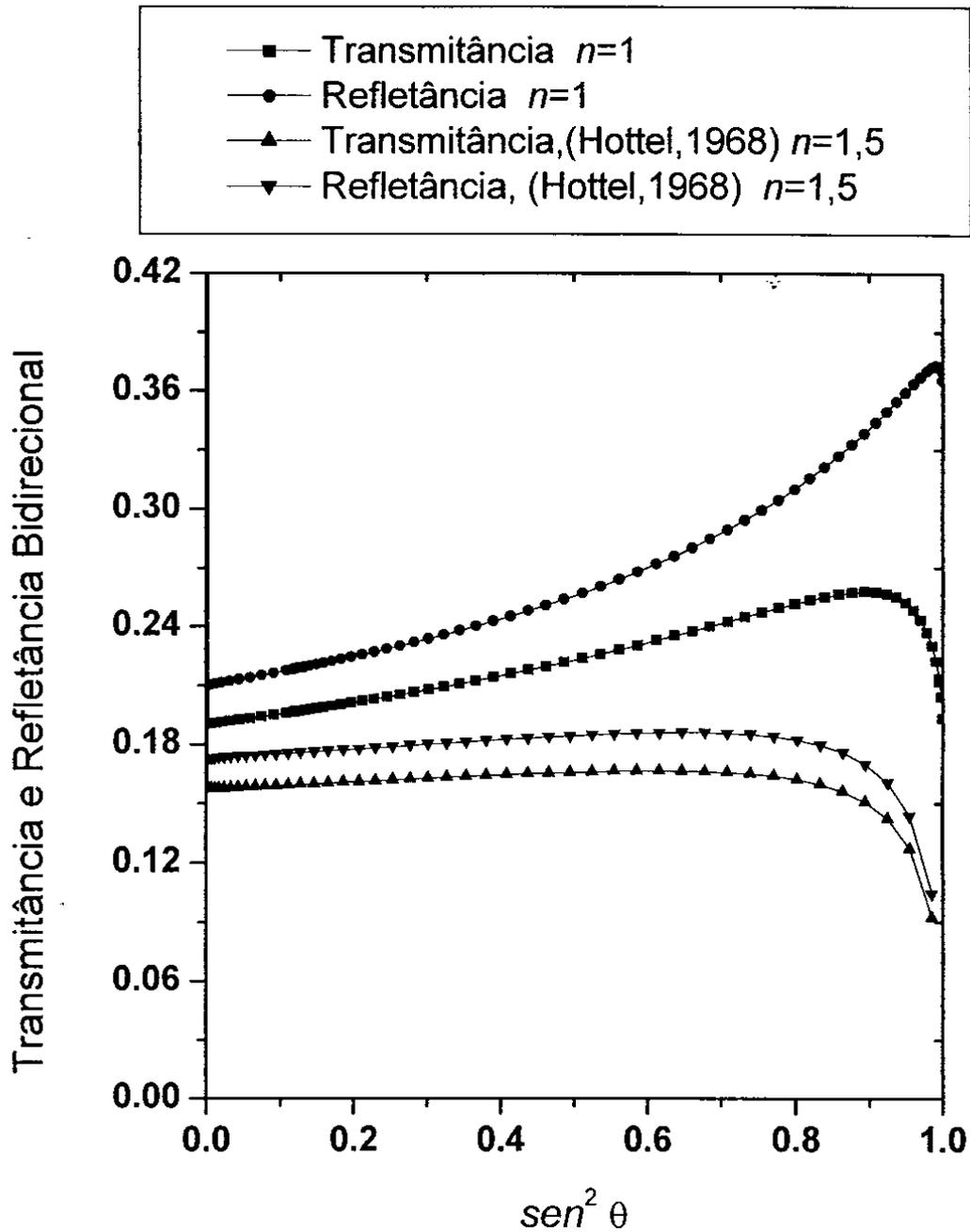


Figura 25: Transmitância e Refletância bidirecional calculadas para um meio isotrópico, $\omega=0.9$ e $\tau_0=1$. Comparação com Hottel *et al*, 1968.

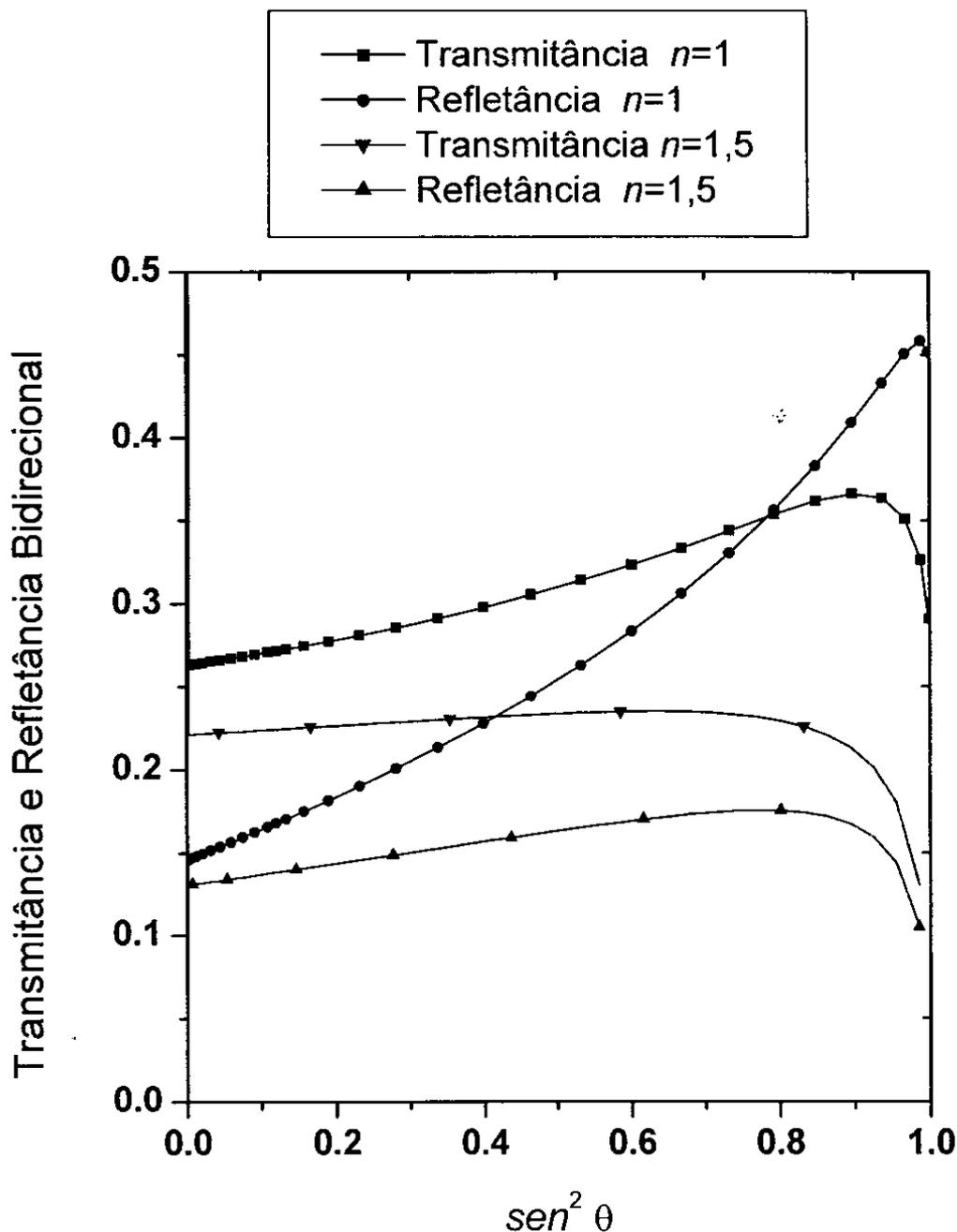


Figura 26: Transmitância e Refletância bidirecional calculadas para um meio anisotrópico, $p(\mu)=1.0+[1.6P_1(\mu)-P_2(\mu)+0.4P_3(\mu)]/3$, $\omega=0.9$ e $\tau_0=1$.

Na Fig. (27), observa-se a diferença entre meios com diferentes índices de refração, analisados para uma função de fase do tipo mista de Henyey-Greenstein (Nicolau, 1994) obtida através da eq. (42). As propriedades radiativas adotadas para esta análise são: $\tau_0=5$, $\omega=0,95$;

$f_1=0,9$; $f_2 = 0,95$; $g_2=-0,6$ e para $g_1=0,84$. Este meio espera-se que seja muito próximo aos de aerogéis que se pretende identificar as propriedades radiativas futuramente. Observa-se uma redução significativa da energia transmitida e refletida pela amostra, o que implica em dois fenômenos antagônicos no processo de transferência de calor. O fato de transmitir menos energia é o efeito esperado para a utilização destes materiais como isolantes térmicos, na substituição de vidros, entretanto o material também reflete menos calor, isto é, não devolve a sua fonte de origem, e sim, o absorve, e conseqüentemente, aquecendo-se. Este efeito sugere que para aplicações em engenharia seria recomendável a simulação da transferência de calor considerando o acoplamento com a equação da energia. Contudo, antes disso, é necessário determinar as propriedades radiativas do material. Um outro ponto necessário de ser analisado é que a redução de energia transmitida e refletida pela amostra reduz também os níveis de energia mesuráveis, aumentando desta maneira os erros devidos a ruídos de medição.

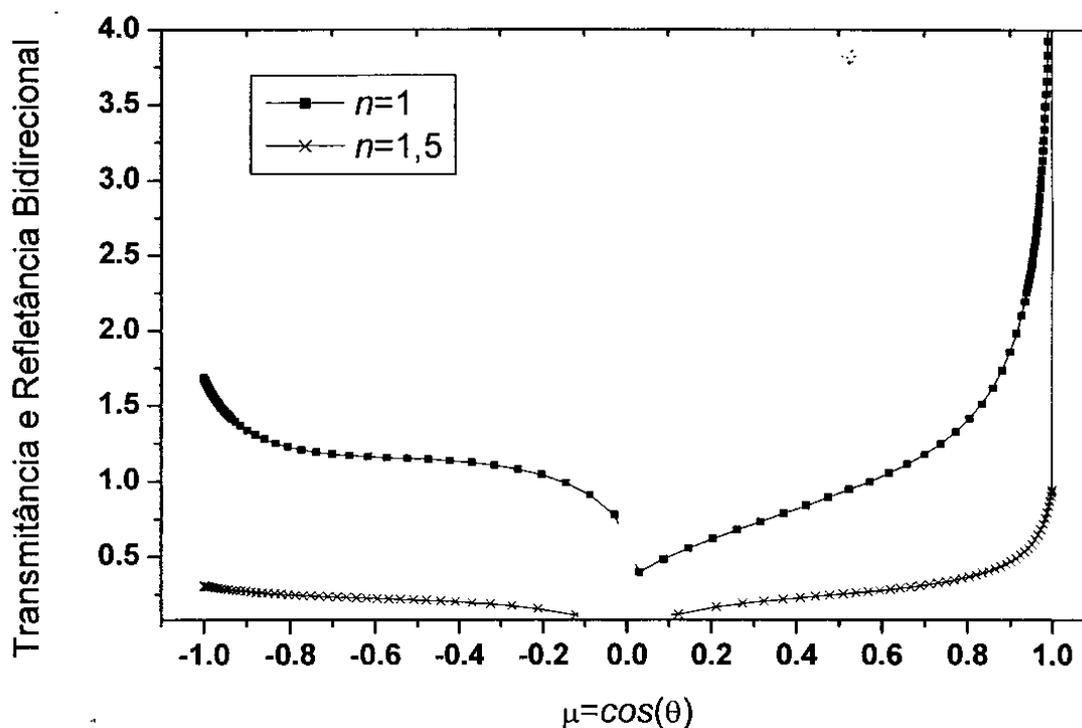


Figura 27: Transmitâncias e refletâncias obtidos para uma função de fase de Nicolau (1994) e $\tau_0=5$, $\omega=0,95$; $f_1=0,9$; $f_2 = 0,95$; $g_2=-0,6$ e para $g_1=0,84$.

Na Fig. (28), apresenta-se os valores de transmitâncias e refletâncias obtidos para diferentes espessuras óticas, $n=1.5$, mantendo os outros parâmetros iguais ao da Fig. (27). Para a medição da refletância observa-se que não há alterações destes valores para espessuras óticas superiores à 5. Isto significa que em uma rotina de identificação a espessura ótica provocará um aumento muito grande do número de condicionamento da matriz de sensibilidade (Moura *et al.*, 1999) dificultando a identificação. Certamente uma análise de otimização indicará valores ideais de espessura ótica inferiores a 5. Além disso, um fenômeno interessante é observado para os

valores de transmitância obtidos. A parcela difusa da energia transmitida para $\tau_o=0.1$ é inferior a $\tau_o=1$ e $\tau_o=5$, sendo o máximo em $\tau_o=1$, e novamente reduzindo para $\tau_o=5, 10, 15$. Este fenômeno pode ser explicado considerando que para valores de espessura ótica baixos não existe a possibilidade de difundir a energia, sendo transmitida praticamente toda de maneira direta. A partir que a espessura aumenta há a possibilidade de difundir mais a energia, mas a partir de uma determinada espessura e das reflexões múltiplas existentes na interface, a radiação difusa começa a ser absorvido em uma quantidade maior pelo meio.

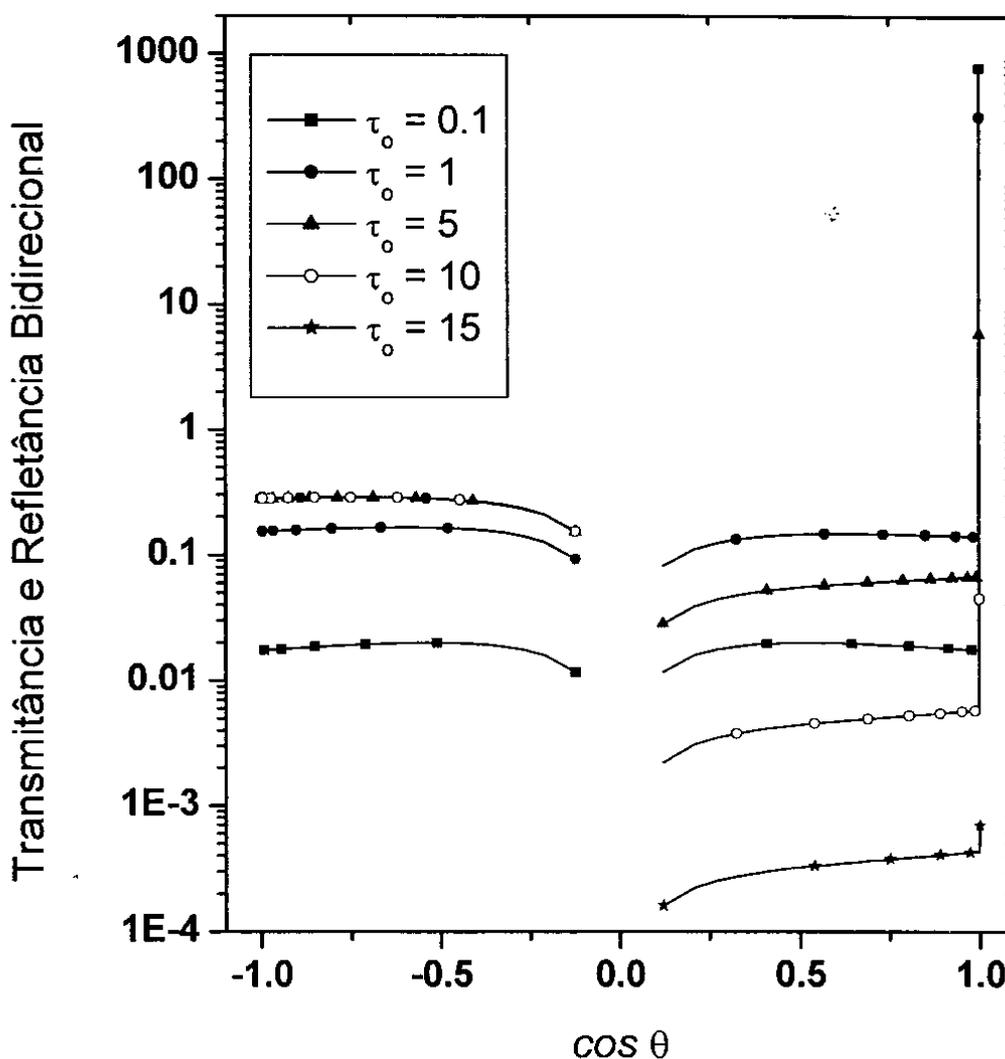


Figura 28: Transmitâncias e refletâncias obtidos para uma função de fase de Nicolau (1994), diferentes espessuras óticas, $\omega=0,95$; $f_1=0,9$; $f_2 = 0,95$; $g_2=-0,6$ e para $g_1=0,84$.

6. CONCLUSÃO

Apresentou-se neste trabalho um modelo de transferência de calor por radiação em materiais constituídos de uma matriz com índice de refração diferente da unidade e partículas dispersas nesta matriz difusora de radiação. O modelo é baseado na Equação de Transferência Radiativa, sendo resolvida pelo método das Ordenadas Discretas aplicado a volumes de controle. Utilizou-se a equação de Fresnel para o tratamento das interfaces e cálculo do ângulo crítico.

A motivação tecnológica deste estudo é perspectiva em futuramente se utilizar este modelo para a identificação das propriedades radiativas dos materiais chamados aerogéis, que serão, talvez, substitutos ao vidro, com a propriedade de uma melhor isolamento térmica de ambientes. Os aerogéis são constituídos de uma matriz com uma condutividade térmica inferior a do vidro, além de reduzirem a radiação que passa por este meio.

Demonstrou-se que efetivamente ocorre uma redução da energia transmitida, contudo observou-se que a energia absorvida pelo meio também é maior, ocorrendo, em aplicações, um maior aquecimento deste material em relação ao vidro.

Os resultados apresentados neste trabalho são considerando um feixe de radiação incidente normal a superfície da amostra/meio, o que simplifica o modelo e permite comparações com trabalhos encontrados na literatura. Pretende-se implementar na seqüência este modelo com a condição de um feixe de radiação sem simetria azimutal, isto é, com uma incidência inclinada sobre a interface do material. Esta implementação apresentará dificuldades maiores, pois neste caso a mudança de direção do feixe será no espaço e a equação de Snell deverá ser escrita em termos das projeções dos co-senos diretores.

Numa próxima etapa será analisada a possibilidade de identificação das propriedades radiativas destes materiais. Em relação ao trabalho desenvolvido por Moura (1998), sobre identificação de materiais ditos sem interface ($n=1$) esta nova proposta possui como dificuldade o aumento em mais uma propriedade a ser identificada pelo método e uma análise sobre a idetifialidade do método tornam-se necessária. Para todas os resultados apresentados obteve-se uma redução da transmitância e da refletância, sendo um fator importante para a aplicação, entretanto isto implica um sinal de leitura mais fraco para ser captado pelo sensor de radiação e obviamente, um erro porcentual provocado pelo ruído maior. Alguma informação adicional do modelo talvez possa ser obtida através da medida do feixe de radiação refletida pela interface de maneira especular, aumentando as possibilidades de identificação.

7. BIBLIOGRAFIA

- Abdallah, P.B., Le Dez, V., Radiative transfer in a plane parallel slab of anisotropic uniaxial semi-transparent medium, *Journal Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, pp. 21-42, 2000.
- Abdallah, P.B., Le Dez, V., Radiative flux inside an absorbing-emitting semi-transparent slab with variable spatial refractive index at Radiative conductive coupling, *Journal Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, pp. 125-137, 2000.
- Abdallah, P.B., Le Dez, V., Thermal emission of a semi-transparent slab with variable spatial refractive index, *Journal Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, pp. 185-198, 2000.
- Abramowitz, M., Stegun, I.A. *Handbook of mathematical functions*. New York: Dover Publications, Inc.- 1046p. , 1972.
- Baillis, D., Sacadura, J.-F., Thermal radiation properties of dispersed media: theoretical prediction and experimental characterization, *Journal Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 67, pp. 327-363, 2000.
- Bohren, C.F., Huffman, D.R., *Absorption and scattering of light by small particles*. John Wiley & Sons, Inc. 529p., 1983.
- Boulet, P., Jeandel, G., Morlot, G., Etude théorique de l'influence des infibrés sur le comportement radiatif des isolants fibreux. *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 39, No. 15, p.3221-3231, 1996.
- Brewster, M.Q., *Thermal radiative transfer and properties*. New York: John Wiley and Sons, 543p. , 1992.
- Carlson, B.G. & Lathrop, K.D., Transport Theory - The Method of Discrete Ordinates, In: *Computing Methods in Reactor Physics*. Edited by H. Greenspan, C. N. Kleber and D. Okrent. New York : Gordon and Breach, p. 171-266, 1968.
- Chai, J.C., Lee, H.S., Patankar, S.V., "Improved Treatment of Scattering Using the Discrete Ordinates Method", *Journal of Heat Transfer*, Vol. 116, pp. 260-263, 1994.
- Chandrasekhar, S., *Radiative Transfer*. New York : Dover Publication, 393p. , 1960.
- Crosbie, A.L. & Schrenker, R.G., Multiple scattering in two-dimensional rectangular medium exposed to collimated radiation. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, Vol. 33, No. 2, pp. 101-125. , 1985.
- Crosbie, A.L. & Farrel, J.B., Exact formulation of multiple scattering in a three-dimensional cylindrical geometry. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, Vol. 31, No. 5, pp. 397-416, 1984.

- Cunnington, G.R., Lee, S.-C. Radiative Properties of Fibrous Insulations: Theory Versus Experiment. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 10, No 3, pp. 460-465, July-September, 1996.
- De Miranda, A.B., Sacadura, J.F., An Alternative Formulation of the S-N Discrete Ordinates for Predicting Radiative Transfer in Nongray Gases. *Journal of Heat Transfer*, Vol. 118, pp.650-653, August 1996.
- Doermann, D., Sacadura, J.F. Heat transfer in open cell foam insulation. *Journal of Heat Transfer*, Vol. 118, pp. 88-93, February 1996.
- Doermann, D., Modélisation des transferts thermiques dans des matériaux semi-transparents de type mousse à pores ouverts et prédiction des propriétés radiatives. Thèse de doctorat n° 95ISAL0010, INSA, Lyon, 271p. , 1995.
- El Wakil, N., Etude de transferts de chaleurs par conduction, convection et rayonnement couplés dans des milieux semi-transparents fluides ou poreux. Elaboration de modèles de simulation en géométrie bidimensionnelle. Thèse de doctorat n° 91ISAL0050, INSA de Lyon, Lyon. 298p. , 1991.
- Fiveland, W.A., The Selection of Discrete Ordinate Quadrature Sets for Anisotropic Scattering. In: *Fundamentals of Radiation Heat Transfer* / Edited by W.A. Fiveland, A.L. Crosbie, A.M. Smith and T.F. Smith. ASME-HTD, 160, pp. 89-96, 1991.
- Fiveland, W.A., Discrete ordinate methods for radiative heat transfer in isotropically and anisotropically scattering media. *J. of Heat Transfer*, Vol. 109, pp. 809-812, 1987.
- Fiveland, W.A., Discrete ordinate methods for radiative heat transfer in isotropically and anisotropically scattering media. ASME HTD. Vol. 49, pp.1-8, 1985.
- Gerstl, S.A.W. & Zardevki, A., Discrete-ordinates finite-element method for atmospheric radiative transfer and remote sensing. *Applied Optics*, Vol. 24, pp.81-93, 1985.
- Godsalve, C., The inclusion of reflectances with preferred direction in radiative transfer calculations, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, Vol. 53, No. 3, pp. 289-305, 1995.
- Hahn, O., Raether, F., Arduini-Schuster, M.C., Fricke, J., Transient coupled conductive/radiative heat transfer in absorbing, emitting and scattering media: application to laser-flash measurements on ceramic materials. *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 40, No. 3, pp. 689-698, 1997.
- Hendricks, T.J. & Howell, J.R., Absorption/scattering coefficients and scattering phase functions in reticulated porous ceramics. *J. of Heat Transfer*, Vol. 118, pp. 79-87, 1996.
- Hottel, H.C., Sarofim, A.F., Evans, L.B., Vasalos, I.A., Radiative Transfer in Anisotropically Scattering Media: Allowance for Fresnel Reflection at the Boundaries, *Journal of Heat Transfer*, February, 56-62, 1968.
- Hulin, M., Hulin, N., Perrin, D., Équations de Maxwell: Ondes Électromagnétiques, 3^o Edição, Paris: Dunod, 278p., 1998.
- IMSL, 2500 ParkWest Tower One, 2500 City Blvd., Houston, TX 77042.

- Jones, P.D., Mcleod, D.G. & Dorai-Raj, D.E., Correlation of measured and computed radiation intensity exiting a packed bed. *J. of Heat Transfer*, Vol. 118, pp. 94-102, 1996.
- Kim, T.K. & Lee, H., Radiative Transfer in two-dimensional anisotropic scattering media with collimated incidence, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, Vol. 42, No. 3, pp. 225-238, 1989.
- Krauth, P.-J., Etude spectroradiométrique de l'influence de la pollution de surface sur les propriétés radiatives de tôles laminées. Application aux lignes de recuit continu. Thèse de doctorat. Université de Reims Champagne-Ardenne, 259p., 1994.
- Kumar, S., Majumdar, A. & Tien, C.L., The differential-discrete-ordinate method for solutions of the equation of radiative transfer. *J. Heat Transfer*, Vol. 112, pp.424-429, 1990.
- Kumar, S. & Felske, J.D., Radiative Transport in a planar medium exposed to azimuthally unsymmetric incident radiation. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, Vol. 35, No. 3, pp. 187-212, 1986.
- Lacroix, D., Parent, G., Asllanaj, F., Jeandel, G., Coupled radiative and conductive heat transfer in a non-grey absorbing and emitting semitransparent media under collimated radiation. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, Vol. 75, p. 589-609, 2002.
- Lathrop, K. D, "Spatial Differencing of the Transport Equation: Positivity vs Accuracy", *Journal of Computational Physics*, vol.4, pp. 475 - 498, 1969.
- Lemonnier, D. Le Dez, V. Discrete ordinates solution of radiative transfer across a slab with variable refractive index. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, Vol. 73, pp. 195-204, 2002.
- Liou, B.-T., Wu, V.-Y., Composite Discrete-ordinate solutions for radiative transfer in a two-layer medium with Fresnel interfaces. *Numerical Heat Transfer, Part A*, Vol. 30, pp. 739-751, 1996.
- Lopes, R., Moura, L.M., Delmas, A. & Sacadura, J.F. Directional Spectral Emittance of a Packed Bed: Correlation between theoretical prediction and experimental data. *Asme Journal of Heat Transfer*, Vol. 123, pp.1-9, 2001.
- Lopes, R., Moura, L.M., Delmas, A. & Sacadura, J.F. Prediction of directional spectral emittance of packed ceramic spheres at high temperature. *High Temperatures High Pressures, Great Britain*, v. 31, pp. 213-220, 1999.
- Lopes, R., Moura, L.M., Delmas, A. & Sacadura, J.F. Prediction of directional spectral emittance of an absorbing and scattering ceramic material at high temperature. *14th Brazilian Congress of Mechanical Engineering*, December 8-12th, Brasil, 1997.
- Lopes, R., Moura, L.M., Delmas, A. & Sacadura, J.F., Directional spectral emittance of ceramic material: theoretical prediction compared to experimental data. *7th ALAA/ASME Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference*, Albuquerque, New Mexico, USA, June 15-18, 1998, AIAA98-2934.
- Lopes, R., Moura, L.M., Baillis, D. & Sacadura, J.F., Directional spectral emissivity of a packed bed: correlation of theoretical prediction and experimental data. *1998 ASME International*

Mechanical Engineering Congress and Exposition, Anaheim, California, USA, November 15-20, 1998.

McCluney, R., *Introduction to Radiometry and Photometry*, Boston: Artech House, 402p., 1994.

Modest, M.F., *Radiative Heat Transfer*, New York: McGraw-Hill, 832p, 1993.

Moura, L. M., Baillis, D., Sacadura, J. F., *Determinação de Propriedades Radiativas: Incidência Difusa sobre a amostra, Uberlândia. 16th Brazilian Congress of Mechanical Engineering. 2001.*

Moura, L. M., Baillis, D., Sacadura, J. F. *Estudo da transferência de calor por radiação em um meio unidimensional sem simetria azimutal. Campinas, SP. XXII Iberian Latin-American Congress on Computational Methods in Engineering. 2001.*

Moura, L. M. *Identificação de propriedades radiativas: Uso de várias amostras. In: ENCIT 2000, Porto Alegre. 2000.*

Moura, L. M., Baillis, D., Sacadura, J. F. *Análise de sensibilidade de parâmetros na identificação de propriedades radiativas. In: XV Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica, 1999, Águas de Lindóia. 1999.*

Moura, L.M., Baillis, D., Sacadura, J. F. *Análise do Método de Ordenadas Discretas: Discretização Espacial. In: ENCIT98. 1998.*

Moura, L.M. *Identification des propriétés radiatives des matériaux semi-transparentes diffusants en situation de non-symétrie azimutale du champ radiatif. Thèse de doctorat 98ISAL0059, INSA Lyon, 15 de julho 1998.*

Moura, L.M., Baillis, D. & Sacadura, J.F., *Identification of thermal radiation properties of dispersed media: comparison of different strategies. 11th International Heat Transfer Conference, Kyongju, Korea, 23-28 August, 1998.*

Moura, L.M., Lopes, R., Baillis, D. & Sacadura, J.F., *Parameter identification for packed spheres system: solid hemispherical spectral reflectivity, Latcym98, ref. 222, 5 a 8 de outubro 1998, Salta, Argentina.*

Moura, L.M., Baillis, D., Sacadura, J.-F., *Identification of thermal radiation properties of dispersed media: comparison of different strategies, 11th International Heat Transfer Conference, 23-28 August, Kyongju, Korea, pp. 409-414, 1998.*

Moura, L.M, Baillis, D., Sacadura, J.F., *Analysis of the discrete ordinate method: angular discretization. 14th Brazilian Congress of Mechanical Engineering, CD-ROM, December 8-12th, COB1425, Bauru, Brasil, 1997.*

- Moura, L.M., Da Silva, S., Sacadura, J.F. & LAURENT, M. Comparação entre dois métodos de ordenadas discretas aplicados à forma integral da equação de transferência radiativa. 6^o ENCIT/LATCYM, Nov. 1996, Florianópolis, Brasil, pp. 1667-1672
- Moura, L.M. *Contribution à la mise au point d'un dispositif spectrométrique de type BRDF/BTDF - Application à l'identification des propriétés radiatives des matériaux semi-transparents diffusants*. Diplôme d'Etude Approfondies, INSA Lyon, CETHIL, 1994. 52p.
- National Institute of Standards and Technology - NIST - CODATA Internationally recommended values of the fundamental physical constants, <http://physics.nist.gov/cuu/Constants/index.html?codata86.html>, 03/03/97.
- Nicolau, V.P., Raynaud, M., Sacadura, J.-F., Spectral radiative properties identification of fiber insulating materials. *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 37, pp. 311-324, 1994.
- Nicolau, V.P., 1994, *Identification des Propriétés Radiatives des Matériaux Semi-Transparents Diffusants*. Thèse de doctorat n° 94ISAL0001. INSA, Lyon 234p.
- Oelund, J.C. & McCormick, N.J., 1985, Sensitivity of multiple-scattering inverse transport methods to measurement errors. *J. Opt. Soc. Am.*, November, Vol. 2, No 11, pp. 1972-1978.
- Özisik, M.N., 1973, *Radiative Transfer and interaction with conduction and convection*, John Wiley and Sons, New York, 575p
- Planck, M., *The theory of heat radiation*. Blakiston Son & Co., 1914.
- Ruperti JR., N.J., *Etude du problème inverse de conduction-rayonnement de la chaleur*. Thèse de doctorat n° 96ISAL0041, INSA de Lyon, Lyon, 152p., 1996.
- Sacadura, J.F., Baillis, D. Experimental characterization of thermal radiation properties of dispersed media. *International Journal of Thermal Sciences*. Vol 41, pp. 699-707, 2002.
- Sanchez, R. & McCormick, N.J., Numerical evaluation of optical single-scattering properties using multiple-scattering inverse transport methods. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, Vol. 28, No. 3, pp. 169-184, 1982.
- Siegel, R., Howell, J.R., *Thermal Radiation Heat Transfer* New York : Taylor & Francis, 4th Edition 868p. , 2002.
- Silva Neto, A.J. & Özisik, M.N., An inverse analysis of simultaneously estimating phase function, albedo and optical thickness. *ASME-HTD - Developments in Radiative Heat Transfer*, Vol. 203, pp. 23-30, 1992.
- Spiga, G., Vestrucci, P., Radiative Transfer in Plane Media Without Azimuthal Symmetry. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, Vol. 26, pp. 157 -174, 1981.
- Stamnes, K., Tay, S.C., Wiscombe, W. & Jayaweera, K., Numerically stable algorithm for discrete-ordinate method - radiative transfer in multiple scattering and emitting layered medium. *Applied Optics*, Vol. 27, No. 12, pp. 2502-2509, 1988.
- Tong, T.W., Tien, C.L., Analytical models for thermal radiation in fibrous insulation. *Journal of Thermal Insulation*, Vol. 4, pp. 28-44, July 1980.

- Tsay, S.C., Stamnes, K. & Jayaweera, K., Radiative transfer in stratified atmospheres: development and verification of a unified model. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, Vol. 43, No. 2, pp. 133-148, 1990.
- Vestrucci, P. Spiga, G., Santarelli, F. & Stramigioli, C., Radiative transfer in an absorbing and anisotropically scattering slab with reflecting boundaries: The non-azimuthally symmetric case. *Proc. of the Seventh International Heat Transfer Conference, Münch*, Vol. 2, pp. 565-570, 1982.
- Wu, C.-Y., Liou, B.-T. , Liou, J.-H., Discrete-ordinate solutions for radiative transfer in a scattering medium with Fresnel boundaries, *Proc. of the tenth Int. Heat Transfer Conf.*, Vol. 2, Brighthon, UK pp. 159-164, 1994.
- Xia, X.-L., Huang, Y., Tan, H.-P., Zhang, X.-B., Simultaneous radiation and conduction heat transfer in a graded index semitransparent slab with gray boundaries. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol.45, pp. 2673-2688, 2002.