unesp UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA
"JÚLIO DE MESQUITA FILHO"
CAMPUS DE GUARATINGUETÁ

ALLAN DOUGLAS DOS SANTOS SILVA

Análise crítica de bancada de baixo custo para medição de emissividade de superfícies

Guaratinguetá - SP
2018

Allan Douglas dos Santos Silva

Análise crítica de bancada de baixo custo para medição de emissividade de superfícies

Trabalho de Graduação apresentado ao Conselho de Curso de Graduação em Engenharia Mecânica da Faculdade de Engenharia do Campus de Guaratinguetá, Universidade Estadual Paulista, como parte dos requisitos para obtenção do diploma de Graduação em Engenharia Mecânica.

Orientador: Prof. Dr. José Alexandre Matelli

Guaratinguetá - SP
2018

Silva, Allan Douglas dos Santos
S586a Análise crítica de bancada de baixo custo para medição de emissividade de superfícies / Allan Douglas dos Santos Silva – Guaratinguetá, 2018.
103 f : il.
Bibliografia: f. 95-97

Trabalho de Graduação em Engenharia Mecânica – Universidade Estadual Paulista, Faculdade de Engenharia de Guaratinguetá, 2018.
Orientador: Prof. Dr. José Alexandre Matelli

1. Emissividade. 2. Radiação. 3. Calor - Transmissão. I. Título.

CDU 535.2

Luciana Máximo
Bibliotecária CRB-8/3595

unesp UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA
"JÚLIO DE MESQUITA FILHO"
CAMPUS DE GUARATINGUETÁ

ALLAN DOUGLAS DOS SANTOS SILVA

ESTE TRABALHO DE GRADUAÇÃO FOI JULGADO ADEQUADO COMO PARTE DO REQUISITO PARA A OBTENÇÃO DO DIPLOMA DE
"GRADUADO EM ENGENHARIA MECÂNICA"

APROVADO EM SUA FORMA FINAL PELO CONSELHO DE CURSO DE GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

Prof. Dr. MARCELO SAMPAIO MARTINS
Coordenador

BANCA EXAMINADORA:

Prof. Dr. JOSÉ ALEXANDRE MATELLI
Orientador/UNESP-FEG

Prof. Dr. ALEX MENDONÇA BIMBATO
UNESP-FEG

Prof. M. FERNANDO HENRIQUE MAYWORM DE ARAÚJO
UNESP-FEG

Dezembro de 2018

dedico este trabalho à milha família,
e de maneira especial, a meus pais
João Marque e Maria Telma.

AGRADECIMENTOS

Agradeço a Deus, meu bom amigo, que nunca me deixou desamparado nestes anos difíceis. A Ele toda honra e glória para sempre.

aos meus pais *João Marques da Silva e Maria Telma dos Santos da Silva*, por estarem sempre comigo nesta jornada e por todo o esforço feito em meu favor durante toda a vida.

à minha família, irmãos, amigos e colegas de classe, por todo apoio e ajuda prestados. Meu mais sincero obrigado a todos vocês que me auxiliaram de alguma forma durante a graduação.

ao meu orientador, *Prof. Dr. José Alexandre Matelli* por me aceitar como orientando. Agradeço o tempo dedicado, os ensinamentos e a cooperação no desenvolvimento deste trabalho.

ao *Prof. Me. Fernando Araújo* e ao técnico *Antônio Rizzato* pelas dicas e pelo apoio nos trabalhos experimentais.

Agradeço ainda a toda equipe do *Laboratório de Ondas Gravitacionais* do *INPE*, por me iniciar ao mundo científico e por fomentar meu interesse a respeito da radiação térmica.

Por fim, agradeço aos professores e funcionários da FEG, por me formarem um Engenheiro Mecânico.

“É sempre mais escuro antes do amanhecer.”

Thomas Fuller

RESUMO

Este trabalho apresenta a análise de uma bancada de baixo custo cujo intuito é determinar a emissividade, uma das mais complexas e importantes propriedades termofísicas dos materiais. Na literatura existem muitos dados a respeito de tal propriedade, porém em certas ocasiões eles podem não ser adequados, devido às variáveis que a influenciam. Os métodos para determiná-la com razoável precisão podem requerer aparatos de custo elevado. Em contrapartida, o conhecimento desta propriedade é indispensável na análise de qualquer processo real que envolva radiação térmica. Por isso, o referido dispositivo foi posto a prova, através de testes experimentais e de uma análise teórica. Com isto, é apontada uma série de melhorias na bancada, algumas das quais já foram postas em prática. São estabelecidos dois modelos analíticos e por meio deles, aponta-se uma direção para a continuidade do desenvolvimento da bancada, que por enquanto, ainda não está apta a cumprir com seu propósito.

PALAVRAS-CHAVE: Emissividade. Radiação Térmica. Transferência de calor.

ABSTRACT

This paper shows the analysis of a low cost bench whose purpose is the determination of emissivity, one of the more complex and important thermophysical properties of the materials. In the literature there are a lot of data about this property, however sometimes they may be not suitable, because of the many variables that have influence on the emissivity value. The methods for measuring such property with acceptable precision demand high cost instruments. In contrast, the knowledge of emissivity is indispensable in the analysis of any real thermal radiation process. Hence, the referred device was put to test experimentally and with theoretical investigations. With this, a series of improvements are pointed out on the bench, being that some of which already was implemented. Two analytical models were established and through them, it is indicated the direction for the continuity of development of the bench, that still could not fulfilling its purpose so far .

KEYWORDS: Emissivity. Thermal Radiation. Heat Transfer.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1 – O espectro eletromagnético 24
Figura 2 – Curvas de poder emissivo espectral para um corpo negro para diferentes índices de refração do meio envolvente. 26
Figura 3 – Curvas de poder emissivo espectral para um corpo negro para diferentes temperaturas. 27
Figura 4 – Elemento de área dA emitindo radiação segundo a direção definida pelos ângulos (θ, ϕ) e segundo o ângulo sólido $d\omega$. 29
Figura 5 – Poder emissivo espectral de um corpo negro e uma superfície real a mesma temperatura. 31
Figura 6 – Distribuição da emissividade direcional total ε_θ com o ângulo de zênite θ para materiais isolantes (a) e materiais metálicos (b). 33
Figura 7 – Distribuição da emissividade normal espectral para diversos materiais 34
Figura 8 – Emissividade em função da temperatura para diferentes materiais. 36
Figura 9 – Emissividade do aço inox sob diferentes estados de oxidação em função da temperatura. 37
Figura 10 – Ilustração da estrutura de banda para um átomo isolado. 40
Figura 11 – Troca radiante entre duas superfícies hipotéticas 45
Figura 12 – Troca radiante líquida em uma superfície 48
Figura 13 – Aplicação do método da rede de radiação a superfície i. 52
Figura 14 – Ilustração esquemática de um reflectômetro por esfera integradora (ISR). 54
Figura 15 – Esquema do dispositivo utilizado para aplicação da MRT 55
Figura 16 – Ilustração esquemática do sistema de medição da emissividade direcional espectral com um espectrômetro FTIR 56
Figura 17 – Ilustração do calorímetro desenvolvido por Perin (2009) para medição da emissividade hemisférica total. Vista explodida (esquerda) e em corte (direita). 58
Figura 18 – Dispositivo do LNE para medição da emissividade hemisférica total. 59
Figura 19 – Bancada original para medição da emissividade hemisférica total de uma placa circular plana. 59
Figura 20 – Ilustração esquemática da bancada original 61
Figura 21 – Fluxos térmicos da bancada na condição ideal. 64
Figura 22 – Teste do termopar do emissor (destacado) em relação a outro termopar de referência 67

Figura 23 – Comparação dos isolamentos do tubo de inox:. 69
Figura 24 – Evolução das temperaturas do emissor e do receptor com o tempo no teste com a bancada modificada 70
Figura 25 – Exemplo simples de Bergman et al. (2015) para medição da emissividade da amostra 72
Figura 26 – Esquema dos fluxos térmicos na cavidade, quando a irradiação do emissor para o tubo não é homogênea. 78
Figura 27 – Rede de radiação para uma cavidade qualquer com três superfícies. 83
Figura 28 – Comparação entre os valores de emissividade produzidos pelo modelo do balanço de energia e pelo da rede de radiação, em função da potência que deixaria o emissor.. 85
Figura 29 – Melhorias a serem feitas no emissor. 90
Figura 30 – Comparação das simulações da bancada quando a placa do emissor é constituída de aço nox (esquerda) e de alumínio (direita).. 91

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Temperaturas do emissor para diferentes níveis de potência, medidas pelo termopar da bancada e por outro de referência. 67
Tabela 2 – Resultado final do teste realizado com a bancada modificada. 71
Tabela 3 – Dados referentes à determinação do coeficiente convectivo na cavidade da bancada. 88

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

CAD	Computer-Aided Design
DP	Diode Port
EP	Entrance Port
FTIR	Fourier Transform Infrared
ISR	Integrating-Sphere Reflectometer
LN_2	Nitrogênio Líquido
LNE	Laboratorie National d'Essais
MLI	Multi-Layer Insulation
MRT	Multispectral Radiation Thermometry
PID	Proportional-Integral-Derivative
S	Sample
SP	Sample Port
TP	Termopar

LISTA DE SÍMBOLOS

E_{acu}	energia acumulada no volume de controle
$\dot{E}_e$	taxa com que a energia entra no volume de controle
$\dot{E}_s$	taxa com que a energia deixa o volume de controle
$\dot{E}_g$	taxa de geração interna de energia no volume de controle
$q"$	fluxo térmico
k	condutividade térmica
T	temperatura
h	coeficiente de convecção; Constante de Planck
Nu	número de Nusselt
Ra	número de Rayleigh
g	aceleração da gravidade
β	parâmetro adimensional de pressão
υ	viscosidade cinemática
Pr	número de Prandtl
α	difusividade térmica; absortividade; ângulo entre o eixo da cavidade cilíndrica e a aceleração da gravidade
L	comprimento característico
R_t	resistência térmica
c	velocidade da luz
λ	comprimento de onda
ν	parâmetro adimensional de tempo
c_0	velocidade da luz no vácuo
E	poder emissivo total
E_λ	poder emissivo espectral
E_b	poder emissivo total de um corpo negro
σ	constante de Stefan-Boltzmann
n	índice de refração; vetor normal a superfície; número de superfícies que compõe uma cavidade
$E_{\lambda,b}$	poder emissivo espectral de um corpo negro
ω	ângulo sólido
θ	ângulo de zênite; ângulo entre a normal a superfície e o fluxo radiante
ϕ	ângulo de azimute
$I_{\lambda,e}$	intensidade espectral de radiação de emissão
$q"_\lambda$	fluxo de radiação espectral
$I_{\lambda,b}$	intensidade espectral de emissão de um corpo negro
ε	emissividade; emissividade hemisférica total
ε_θ	emissividade total direcional
ε_λ	emissividade hemisférica espectral
$\varepsilon_{\theta,\lambda}$	emissividade direcional espectral
k_b	constante de Boltzmann
G	irradiação
$I_{\lambda,e}$	intensidade espectral de radiação incidente
ρ	refletividade
τ	transmissividadae
$\alpha_{\lambda,\theta}$	absortividade espectral direcional
α_λ	absortividade hemisférica espectral

J	radiosidade
F_{ij}	Fator de forma
A	área
I_{e+r}	Intensidade de radiação devida a emissão e a reflexão
$q_{i\rightarrow j}$	taxa de radiação emitida por uma superfície *i* que é interceptada por outra superfície *j*
m	número de divisões de uma superfície composta; razão entre a altura e o diâmetro interno do tubo
$F_{i(j)}$	Fator de forma de uma superfície composta
q_{ij}	troca radiante líquida entre duas superfícies *i* e *j*
q_i	troca radiante líquida em uma superfície
R_i	resistência da superfície à radiação
R_{ij}	resistência de espaço a radiação
$q_{rad,max}$	quantidade máxima de calor que poderia ser emitida pelo emissor
$q_{k,2}$	calor transferido por condução através do tubo
P_{ele}	potência elétrica demandada pelo *cooktop*
H	altura do tubo
D	diâmetro interno do tubo e do emissor
F_{d_i-j}	fator de forma do elemento diferencial *i* para a superfície *j*

SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO 17
2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA 19
2.1 CONCEITOS ELEMENTARES EM TRANSFERÊNCIA DE CALOR 19
2.1.1 **Princípios termodinâmicos** 19
2.1.2 **Modos de transferência de calor** 21
2.2 RADIAÇÃO TÉRMICA 23
2.2.1 **O conceito de radiação e as ondas eletromagnéticas** 23
2.2.2 **Emissão de radiação térmica** 24
2.2.2.1 O corpo negro e suas características 24
2.2.2.2 A intensidade de radiação e sua relação com o poder emissivo 28
2.2.3 **Emissividade** 31
2.2.4 **A Irradiação e sua relação com as outras propriedades radiantes** 37
2.2.4.1 A interação da radiação com a matéria 38
2.2.4.2 Propriedades radiantes adicionais 40
2.2.5 **Relações entre as propriedades radiantes** 41
2.2.6 **Cálculo das trocas radiativas entre superfícies** 44
2.2.6.1 O Fator de Forma 45
2.2.6.2 Trocas radiantes entre superfícies negras 47
2.2.6.3 Balanço de energia em uma superfície emitindo e recebendo radiação 48
2.2.6.4 Troca radiante líquida entre as superfícies de uma cavidade fechada 50
2.2.6.5 A Rede de Radiação 51
2.3 MÉTODOS DE MEDIÇÃO DA EMISSIVIDADE 52
2.3.1 **Método da refletividade** 53
2.3.2 **Método da termometria de radiação multiespectral** 54
2.3.3 **Método da energia de radiação** 55
2.3.4 **Método Calorimétrico** 57
2.3.5 **Bancada Original: o aparato de baixo custo** 59
3 MATERIAIS E MÉTODOS 61
3.1 DESCRIÇÃO DA BANCADA 61
3.2 OPERAÇÃO DO DISPOSITIVO 63
3.3 METODOLOGIA PARA O CÁLCULO ANALÍTICO DA EMISSIVIDADE 64

4 ANÁLISE CRÍTICA E SUGESTÕES DE MELHORIAS 66
4.1 TESTES REALIZADOS COM A BANCADA 66
4.1.1 **Avaliação inicial do protótipo** 66
4.1.2 **Avaliação da bancada com melhorias** 68
4.2 MODELOS PARA O CÁLCULO ANALÍTICO DA EMISSIVIDADE 72
4.2.1 **Modelagem por balanços de energia – análise simplificada** 74
4.2.2 **Modelagem por balanços de energia – análise aprofundada** 76
4.2.2.1 Considerações sobre as reflexões na cavidade 80
4.2.3 **Modelagem com a rede de radiação** 83
4.2.4 **Comparação dos resultados dos modelos** 85
4.3 EFEITOS DA CONVECÇÃO NA CAVIDADE 87
4.4 PROPOSIÇÃO DE MELHORIAS 89
5 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS FUTURAS 93
REFERÊNCIAS 95
APÊNDICE A - ILUSTRAÇÃO DA BANCADA APÓS AS MODIFICAÇÕES 98
APÊNDICE B - SCRIPTS DESENVOLVIDOS NO *GNU OCTAVE 4.4* PARA CALCULAR A EMISSIVIDADE SEGUNDO OS MODELOS PROPOSTOS 99

1 INTRODUÇÃO

A emissividade é uma propriedade que quantifica a capacidade de uma superfície em trocar energia por meio de radiação térmica em relação a um corpo negro. O seu conhecimento é essencial para a análise de processos que envolvam trocas radiativas, além de permitir a determinação do valor de outras propriedades radiantes a partir dela.

Determinar a emissividade de uma superfície não é algo tão trivial. A radiação térmica é um dos meios pelo qual o calor pode ser transferido, e ocorre através das ondas eletromagnéticas. Todos os fenômenos envolvendo ondas eletromagnéticas estão associados às transições eletrônicas dos elétrons que constituem a matéria, o que lhes confere uma natureza espectral, direcional e uma dependência com a temperatura. Isto não é diferente para a radiação térmica e nem para a emissividade. No caso desta última, o estado da superfície e a composição do material também exercerão influência em seu valor (FU; TAN; PANG, 2012).

Ao revisar a literatura sobre os métodos de medição da emissividade, são encontrados variados dispositivos com este fim, muitos dos quais se valem de uma aparelhagem complexa e cuidadosamente controlada, e que provavelmente demandaram um custo elevado. Mesmo assim, ainda não há um método padrão para medir a emissividade (HE et al., 2009). Por outro lado, também são encontradas na literatura muitas tabelas e curvas genéricas de emissividade para os materiais. Estes dados, porém, podem não ser adequados em aplicações mais específicas ou que requerem maior precisão. Nestes casos seria mais interessante medir diretamente a emissividade do objeto em análise. A questão que surge é: seria possível construir um dispositivo funcional para a medição da emissividade que fosse simples e de baixo custo?

Foi proposta então, no trabalho de Porto (2016), uma bancada construída com materiais acessíveis e uma metodologia analítica simples. Este aparato se baseia no método calorimétrico para medição da emissividade, em que tal propriedade seria obtida através de um balanço de energia no dispositivo.

A proposta deste trabalho é, então, analisar criticamente este aparato simples e de baixo custo que, em tese, permitiria estimar a chamada emissividade hemisférica total de uma superfície plana, isto é, uma média em todas as direções e em todo o espectro da radiação térmica para a emissividade da superfície da amostra. Através de testes experimentais e análises teóricas e numéricas espera-se avaliar o desempenho da bancada, verificar possíveis problemas em seu funcionamento, apontar as devidas soluções, estabelecer diretrizes para

modificações futuras no dispositivo e, por fim, concluir se o dispositivo poderia ou não ser capaz de realizar medições de emissividade.

O desenvolvimento de um dispositivo como tal teria importância não só do ponto de vista científico, mas também industrial, uma vez que a correta determinação da emissividade beneficia a análise de qualquer processo em que a radiação térmica esteja envolvida. Segundo Novo et al. (2014) a gestão de recursos energéticos em função do contraste entre a crescente demanda por energia e a necessidade de sua utilização racional é uma questão crítica. Por isso, é fundamental dispor-se de métodos analíticos que permitam projetar sistemas e soluções que utilizem os recursos energéticos com a máxima eficiência.

A radiação térmica possui grande relevância em muitos processos industriais e cotidianos, com a emissividade dos materiais sendo um importante parâmetro. Por exemplo: a seleção do revestimento das paredes de um forno ou de uma estufa ou no projeto de sistemas de aproveitamento da energia solar. A emissividade também é um importante parâmetro de projeto na seleção dos materiais em uma construção com vistas à necessidade de refrigeração ou aquecimento da edificação em função da incidência de radiação solar (JELLE; KALNÆS; GAO, 2015). O conhecimento da emissividade também é imprescindível nos sistemas de imagem e medição de temperatura por infravermelho e no projeto da blindagem térmica de aplicações espaciais ou de supercondutores (MONTE; HOLLANDT, 2010).

Para avaliar o protótipo proposto por Porto (2016), o primeiro passo foi testar o dispositivo em seu estado original. Foram levantados alguns problemas, e após a implementação de algumas alterações a bancada foi testada novamente e os resultados deste teste foram registrados. Paralelo a isto, foram estudados modelos teóricos para descrever as trocas térmicas na cavidade interior do dispositivo e, por meio destes, obter a emissividade de uma das superfícies da cavidade. Ao final, os dados dos testes e os resultados dos modelos puderam ser comparados e combinados, permitindo assim fazer um diagnóstico do dispositivo e quais as perspectivas para ele.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Nesta seção são discutidos os fundamentos teóricos dos principais temas envolvidos com este trabalho, no intuito de fornecer as ferramentas necessárias para compreensão completa da definição da emissividade, da complexidade de sua determinação e por que medi-la. Também são desenvolvidas as ferramentas analíticas essenciais para analisar os problemas de transferência de calor envolvendo trocas por radiação.

2.1 CONCEITOS ELEMENTARES EM TRANSFERÊNCIA DE CALOR

2.1.1 **Princípios termodinâmicos**

Um dos princípios básicos que regem os processos naturais é a lei da conservação de energia. De acordo com esta lei, a energia pode ser transferida ou transformada, mas nunca criada ou destruída; sua quantidade total sempre deve permanecer constante qualquer que seja o processo. Quando existirem interações de calor, trabalho ou fluxo de massa nas fronteiras do objeto em análise, a lei da conservação de energia é expressa pela primeira lei da termodinâmica, segundo a qual a energia total do objeto deve ser conservada, e que só haverá alteração na sua energia total quando houver energia entrando ou saindo por suas fronteiras.

Quando a análise estiver voltada para uma quantidade fixa de massa, tem-se um sistema fechado. Neste caso, as únicas formas pelas quais a energia pode cruzar as fronteiras do sistema são por transferência de calor e por trabalho. Segundo Çengel e Boles (2006, p.48), o calor é definido como "[...] a energia transferida entre dois sistemas (ou entre um sistema e sua vizinhança) em virtude da diferença de temperaturas". Toda a transferência de energia que não for devida a uma diferença de temperatura ou por fluxo massa (no caso de volumes de controle), será por trabalho.

Há situações em que é mais conveniente estudar uma região do espaço ao invés de uma quantidade fixa de massa. Em tais circunstâncias a análise é feita sobre um volume de controle e as fronteiras que o delimitam, sejam reais ou fictícias, são as superfícies de controle. Em um volume de controle, tanto massa quanto energia podem cruzar as suas fronteiras. Assim sendo, surge uma terceira forma na qual a energia pode ser transferida, chamada de advecção de energia, que é a energia transferida para o volume de controle devido ao fluxo de massa em suas fronteiras.

Para aplicar a primeira lei a um volume de controle, devem ser computadas todas as entradas e saídas de energia nas fronteiras. Este procedimento é conhecido como o balanço de energia. O balanço de energia para um volume de controle, segundo Bergman et al. (2015), em um instante *t* qualquer, pode ser escrito conforme equação (1).

$$\frac{dE_{acu}}{dt} = \dot{E}_e - \dot{E}_s + \dot{E}_g \tag{1}$$

O termo E_{acu} refere-se a soma das energias mecânica e interna do material no interior do volume de controle. Para os propósitos deste trabalho a parcela da energia mecânica de E_{acu} poderá ser desprezada, assim como também todas as componentes da energia interna, exceto aquela que é associada às variações de temperatura, que é a energia sensível.

As taxas com que a energia cruza as superfícies de controle são expressas por $\dot{E}_e$ (entradas) e $\dot{E}_s$ (saídas). O termo $\dot{E}_g$ refere-se à geração interna de energia no volume de controle, que é a conversão de outra forma de energia qualquer no interior do volume de controle em energia térmica ou mecânica. Reciprocamente, $\dot{E}_g$ pode se referir também ao consumo interno de energia no volume de controle, ou seja, a conversão de energia térmica ou mecânica em outra forma de energia no interior do volume de controle. Nesse caso, o termo teria sinal negativo.

A equação (1) pode ser estendida também para uma fronteira física, isto é, uma superfície. Por não envolver massa, os termos $\dot{E}_{acu}$ e $\dot{E}_g$ tornam-se nulos, o que resulta na equação (2).

$$\dot{E}_e - \dot{E}_s = 0 \tag{2}$$

Ao serem aplicadas as equações do balanço de energia, uma das primeiras questões que deve ser respondida é sobre a dependência temporal das quantidades envolvidas no problema. Quando as propriedades no sistema ou no volume de controle não variarem mais com o tempo, diz se que foi alcançado o regime permanente. Se o horizonte de tempo especificado no problema não for grande o suficiente para atingir esta condição, o problema será avaliado no regime transiente, e as propriedades da matéria em análise poderão ser uma função do tempo.

2.1.2 **Modos de transferência de calor**

Existem três modos pelos quais o calor pode ser transferido: condução, convecção e radiação.

Na condução térmica, a transferência de energia se dá em nível atômico e molecular, em que as partículas mais energéticas de uma substância cedem energia para as demais devido às interações entre elas (BERGMAN et al., 2015). Por conseguinte, a transferência de energia sempre se dará no sentido da diminuição da temperatura.

De fato a experiência mostrou que o fluxo de calor por condução tem sentido oposto ao do gradiente de temperatura, e também que há uma relação de proporcionalidade entre o módulo destas duas grandezas (LIENHARD IV; LIENHARD V, 2018). Estas duas observações podem ser expressas através da Lei de Fourier, que em sua forma mais genérica descreve a taxa de transferência de calor por unidade de área segundo a equação (3).

$$\overrightarrow{q''} = -k\vec{\nabla}T \tag{3}$$

O fluxo de calor, segundo a expressão (3), é uma grandeza vetorial, cuja direção é sempre perpendicular às superfícies isotérmicas. O parâmetro *k* é a condutividade térmica do material $[W/m \cdot K]$, que pode variar com a temperatura e até mesmo com a posição dentro do corpo. Em muitos casos práticos, porém, a equação (3) pode ser simplificada, admitindo-se (*k)* constante e que o calor se propaga de modo unidirecional, o que conduz a equação (4).

$$q'' = -k\frac{\partial T}{\partial x} \tag{4}$$

A transferência de calor por convecção é aquela que ocorre entre uma superfície e um fluido. Na convecção a energia é transferida através da combinação do movimento aleatório das moléculas do fluido e da movimentação do fluido como um todo. Quando o movimento global do fluido é induzido por uma fonte externa tem-se a chamada convecção forçada. Do contrário, a variação de temperatura no fluido resultará em flutuações em sua densidade, o que por sua vez desencadeará forças de empuxo, ocasionando o deslocamento do fluido. Neste caso, trata-se da chamada convecção natural. Embora cada um dos processos guarde em si seu nível de complexidade, todos os fenômenos convectivos são regidos pela mesma lei: a lei do resfriamento de Newton. A taxa de transferência de calor por unidade de área, segundo a lei do resfriamento de Newton é expressa pela equação (5).

$$q" = h(T_s - T_\infty) \tag{5}$$

O fluxo de calor por convecção, segundo a equação (5), é proporcional a diferença entre a temperatura da superfície T_s e a da corrente livre do fluido T_∞; esta relação de proporcionalidade é quantificada pelo parâmetro h $[W/m^2 \cdot K]$, o coeficiente de transferência de calor por convecção (também chamado de coeficiente de película).

Na literatura é praticamente impossível encontrar diretamente o coeficiente de convecção que corresponda exatamente ao problema que se deseja analisar. Ao invés disso, são determinadas correlações, muitas das vezes empíricas, com parâmetros adimensionais que permitam a determinação do coeficiente de convecção. Para o caso da convecção natural, dois parâmetros fundamentais são: o número de *Nusselt* (Nu_L) e o número de *Rayleigh* (Ra_L), calculados em relação a um comprimento característico *L*. Estes dois parâmetros são definidos pelas equações (6) e (7). Na equação (7), g é a aceleração da gravidade $[m/s^2]$, β é o coeficiente de expansão volumétrica do fluido $[1/K]$, T_s é a temperatura na superfície sob convecção, T_∞ é a temperatura na corrente livre do fluido, suficientemente longe da superfície; υ é a viscosidade cinemática $[m^2/s]$ e Pr é o número de Prandtl, um outro parâmetro adimensional calculado como a razão entre υ e a difusividade térmica do material α $[m^2/s]$.

$$Nu_L = \frac{hL}{k} \tag{6}$$

$$Ra_L = \frac{g\beta(T_s - T_\infty)L^3}{\upsilon^2} Pr \tag{7}$$

Por muitas vezes, em problemas envolvendo condução e convecção, é conveniente fazer uma analogia com os circuitos elétricos, agrupando os parâmetros físicos e geométricos em resistências térmicas (R_t), reconhecendo que a "força motriz" para o fluxo térmico é a diferença de temperatura ΔT e fazendo com que as equações dos fluxos térmicos assumam a forma da equação (8).

$$q = \frac{\Delta T}{R_t} \tag{8}$$

O último modo de transferência de calor a ser discutido é a radiação térmica. Dada sua relevância para este trabalho, as seções seguintes serão dedicadas para uma discussão mais detalhada deste tema.

2.2 RADIAÇÃO TÉRMICA

2.2.1 **O conceito de radiação e as ondas eletromagnéticas**

A radiação é o termo usado para designar as trocas de energia por meio de ondas ou partículas. Tal definição abrange a radiação de partículas nucleares e até mesmo a radiação gravitacional, além da radiação eletromagnética.

Esta última radiação é a forma mais comum de radiação e aquela que está mais presente no cotidiano. Ela é o meio pelo qual os materiais emitem energia através das transições eletrônicas nos átomos ou moléculas que os constituem (BERGMAN et al., 2015). Sempre que um elétron em um estado excitado retrocede a seu estado energético original ele irá emitir radiação eletromagnética, com energia equivalente a diferença energética da transição eletrônica (CALLISTER JR, 2008).

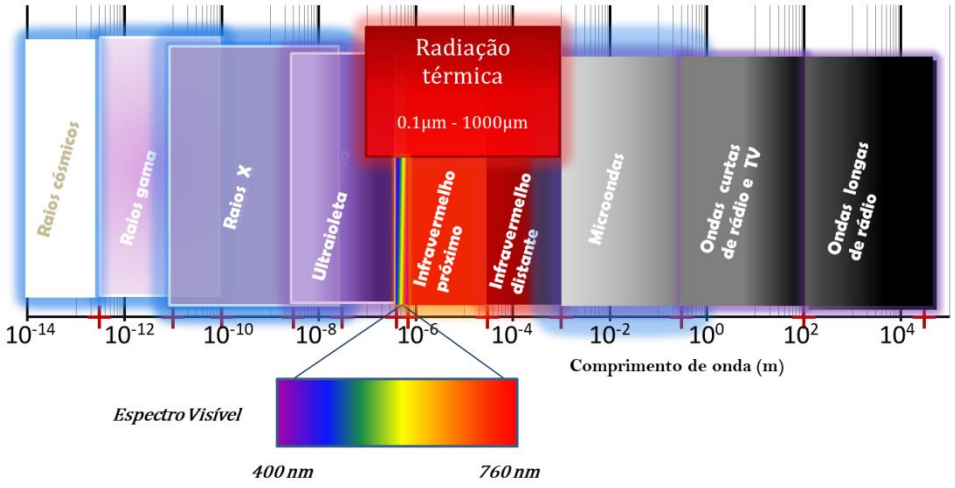
A forma como a energia é transportada pela radiação eletromagnética pode ser encarada por dois pontos de vista distintos. Do ponto de vista clássico, a energia é transportada por meio de ondas eletromagnéticas. Do ponto de vista da mecânica quântica, a energia pode ser transportada também como partículas, na forma de fótons (SPARROW; CESS, 1978). O contexto da aplicação é que determina qual a abordagem mais conveniente. Apesar desta dualidade, é fato que a radiação eletromagnética sempre irá se propagar na velocidade da luz (c) e que ela não precisa de um meio material para ser transmitida. Além disso, podem ser atribuídas a ela uma frequência (ν) e um comprimento de onda (λ) característicos. Estes três parâmetros são relacionados pela equação fundamental de onda (9) com c sendo a velocidade da luz no meio onde a onda está a se propagar.

$$c = \lambda\nu \tag{9}$$

Existem diversas formas de radiação eletromagnética, com cada uma delas ocupando uma faixa específica de comprimentos de onda (ou frequência) do espectro eletromagnético (Figura 1); as radiações que concentram maior energia são aquelas com menor comprimento de onda. Os diferentes tipos de radiação são caracterizados pelo modo como eles são

produzidos. Os raios γ, por exemplo, são produzidos quando da desintegração de elementos radioativos; já os raios X são produzidos quando um metal é bombardeado com elétrons de alta energia (ÇENGEL, 2009). Para fins de transferência de calor, o interesse é voltado somente para o tipo de radiação que afeta a temperatura da matéria, a qual é definida como a radiação térmica. Ela é aquela emitida por um meio exclusivamente por conta de sua temperatura. O espectro em que ela está contida compreende o intervalo de comprimentos de onda de 0,1 a 1000 µm (LIENHARD IV; LIENHARD V, 2018), englobando toda a região do infravermelho e do visível, além de uma pequena parcela do ultravioleta.

Figura 1 – O espectro eletromagnético



Fonte: Autoria própria

2.2.2 **Emissão de radiação térmica**

Um conceito fundamental na emissão de radiação é o poder emissivo de uma superfície, *E*. Ele é definido como a quantidade de energia emitida por unidade de tempo, por unidade de área, em todos os comprimentos de onda e em todas as direções possíveis (BERGMAN et al., 2015). O poder emissivo em um comprimento de onda específico é chamado de poder emissivo espectral ou monocromático (SPARROW; CESS, 1978).

2.2.2.1 O corpo negro e suas características

Segundo os princípios da Segunda Lei da Termodinâmica, para cada combinação de temperatura e comprimento de onda, existe uma quantidade máxima de energia que pode ser emitida por um corpo (SPARROW; CESS, 1978). Somente um emissor ideal seria capaz de

emitir tal quantidade de energia, sendo este emissor denominado corpo negro. Um corpo negro é uma idealização física, definido por três atributos característicos. O primeiro é que um corpo negro sempre irá emitir a máxima quantidade de energia em qualquer combinação de comprimento de onda e temperatura. O segundo é que o corpo negro pode absorver toda a radiação que nele for incidida, independente do comprimento de onda (isto é, o corpo negro é um absorvedor perfeito). Por fim, o último atributo de um corpo negro é que a radiação emitida por ele não depende da direção ou orientação da emissão, isto é, a radiação emitida por um corpo negro é difusa.

A expressão para o poder emissivo de um corpo negro, E_b, com a sua temperatura foi estabelecida experimentalmente por Stefan em 1879, e logo em seguida, em 1884, demonstrada teoricamente por Boltzmann (ÇENGEL, 2009; LIENHARD IV; LIENHARD V, 2018). Tal relação ficou conhecida por Lei de Stefan-Boltzmann e é dada pela equação (10), em que σ, a constante de Stefan-Boltzmann, vale 5,67 x 10^{-8} W/m^2·K^4, e a temperatura T é a temperatura absoluta do corpo negro.

$$E_b(T) = \sigma T^4 \tag{10}$$

A energia emitida por qualquer corpo possui uma distribuição espectral que também pode variar com a sua temperatura. Entretanto, não importa a temperatura e o comprimento de onda da radiação emitida, por definição, o limite superior desta energia sempre será o poder emissivo espectral do corpo negro. Em 1901, Max Planck, através da mecânica estatística e dos conceitos primordiais da mecânica quântica, demonstrou esta dependência da energia emitida com o comprimento de onda e com a temperatura absoluta através da chamada Lei de Planck (SPARROW; CESS, 1978; LIENHARD IV; LIENHARD V, 2018), expressando o poder emissivo espectral do corpo negro segundo a expressão (11) em termos da frequência ν da radiação (SPARROW; CESS, 1978).

$$E_{\upsilon,b} = \frac{2\pi h \nu^3 n^2}{{c_0}^2[\exp(h\nu/k_b T) - 1]} \tag{11}$$

Na equação (11) os parâmetros são os seguintes:

- h = 6,626 X10^{-34} J.s é a constante de Planck.
- n é o índice de refração do meio que envolve o corpo negro.
- c_0 = 2,998 X 10^8 m/s é a velocidade da luz no vácuo.

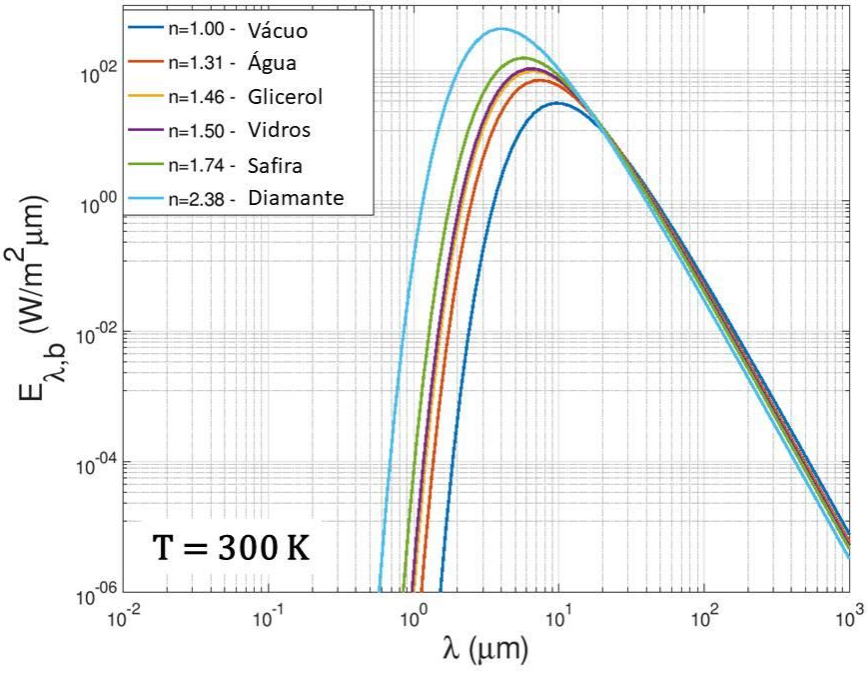
- k_b =1,381 X 10^{-23} J/K.

A equação (11) pode ser convenientemente ordenada para expressar o poder emissivo espectral do corpo negro em função do comprimento de onda ao invés da frequência, desde que o índice de refração do meio não varie com λ (SPARROW; CESS, 1978). O valor de *n* para o quartzo, por exemplo, varia de 1,676 até 1,516 quando λ variar entre 0,185 μm e 2,324 μm (SPARROW; CESS, 1978). Assumindo então que *n* não dependa de λ, pode ser demonstrado que a equação (11) equivale a:

$$E_{\lambda,b} = \frac{2\pi h {c_0}^2}{n^2 \lambda^5 [\exp(hc_0/n\lambda k_b T) - 1]} \tag{12}$$

Na Figura 2 são plotadas curvas de poder emissivo espectral de corpo negro em função do comprimento de onda, sendo que cada curva corresponde a um índice de refração médio de um meio material diferente, conforme dados de Polyanskiy (2018); para todas as curvas a temperatura do corpo negro foi estipulada como 300 K. Assim pode ser observada a diferença nas curvas do poder emissivo espectral quando o meio que envolve a superfície radiante tem um índice de refração $n \neq 1$; quanto maior o índice de refração, mais as curvas são deslocadas para a esquerda, além de apresentar um pico cada vez mais elevado.

Figura 2 – Curvas de poder emissivo espectral para um corpo negro para diferentes índices de refração do meio envolvente.

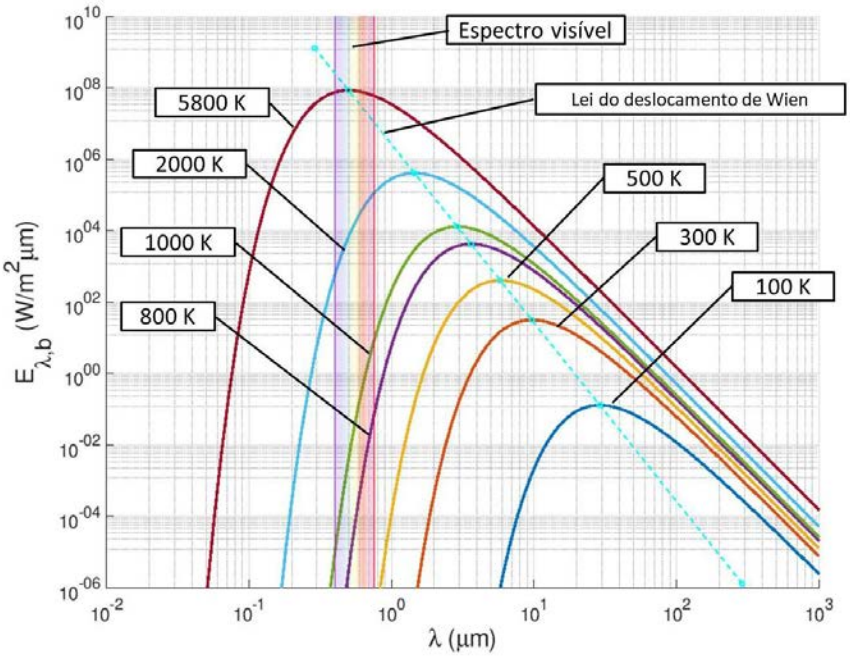


Fonte: Autoria própria

.

Em muitos casos de engenharia, o índice de refração pode ser considerado constante e com valor igual a 1. Assumindo tais hipóteses, foi ilustrada na Figura 3 a dependência das curvas do poder emissivo espectral com a temperatura do corpo negro; a faixa colorida central indica a região visível do espectro eletromagnético. Constata-se da Figura 3 que quanto maior for a temperatura do corpo negro, maior será a fração da radiação emitida em comprimentos de onda mais curtos, ao passo que também maior será a quantidade total de energia emitida.

Figura 3 – Curvas de poder emissivo espectral para um corpo negro para diferentes temperaturas.



Fonte: Autoria própria

As curvas se expandem e se movem para esquerda à medida que a temperatura aumenta. Mais do que isto: ligando-se os picos das curvas pode ser traçada uma reta. Isto ocorre porque existe uma relação entre o comprimento de onda em que $E_{\lambda,b}$ é máximo e a temperatura do corpo negro. Esta relação foi descoberta por Willy Wien em 1894 (ÇENGEL, 2009), e é chamada de Lei do deslocamento de Wien. Através dela, nota-se que o produto entre a temperatura do corpo negro e o comprimento de onda de $E_{\lambda,b}$ resulta em um valor constate, conforme a equação (13), válida para quando o índice de refração for $n = 1$; caso contrário n aparecerá multiplicando o termo a esquerda da equação (13). Os pontos que satisfazem a Lei do deslocamento de Wien estão contidos na linha tracejada da Figura 3.

$$\lambda_{máx} T = 2898\ \mu m \cdot K \tag{13}$$

O poder emissivo total, que para um corpo negro é denotado por E_b, corresponde á integral da equação (12), ou seja, a soma dos poderes emissivos em todos os comprimentos de onda (equação (14)). A equação (15) é o resultado da integração da equação (14) para um meio com índice de refração *n*.

$$E_b(T) = \int_0^\infty E_{\lambda,b}(T)\, d\lambda \tag{14}$$

$$E_b(T) = n^2 \sigma T^4, \tag{15}$$

A constante de Stefan-Boltzmann, σ, da equação (15), decorre da integração da equação (14) e equivale a:

$$\sigma = \frac{2\pi {k_b}^4}{15 {c_0}^2 h^3} \tag{16}$$

A equação (15) se assemelha com a da Lei de Stefan-Boltzmann (equação (10)), e tomará sua forma exata quando o valor de *n* for igual a 1. Isto ocorre quando o meio circundante ao corpo negro for o vácuo, ou quando for um gás, cujo índice de refração pode ser aproximado como sendo 1 (SPARROW; CESS, 1978).

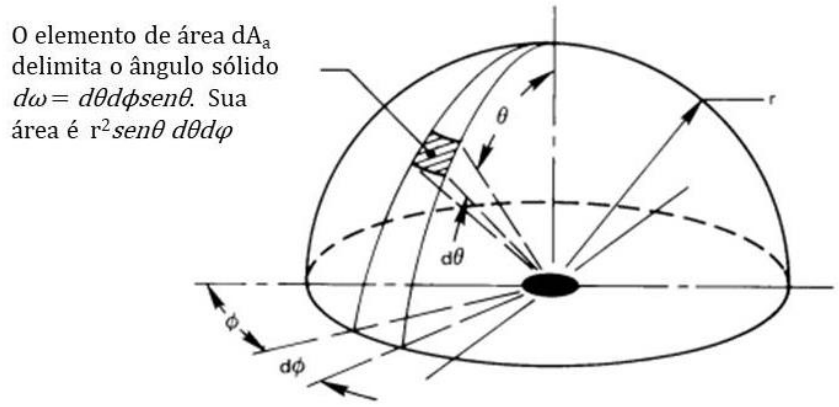
2.2.2.2 A intensidade de radiação e sua relação com o poder emissivo

Além de variar com a temperatura do objeto e também com o comprimento de onda da radiação emitida, a energia radiante trocada por uma superfície também pode variar com a direção de emissão. Assim, faz-se necessário introduzir um conceito mais genérico que o do poder emissivo para a energia emitida por radiação: a intensidade de radiação. Ela é a quantidade que descreve a amplitude de radiação trocada em certa direção (ÇENGEL, 2009)

Para ilustrar este conceito, considera-se um elemento de área circular *dA*, que emite radiação segundo a orientação dos ângulos θ e ϕ, conforme é mostrado na Figura 4. Um elemento de área esférico dA_a, normal a *r* e distando *r* de *dA,* receberia energia proporcionalmente ao ângulo sólido diferencial $d\omega$ delimitado por ele. O ângulo sólido $d\omega$ é definido como:

$$d\omega = \frac{dA_a}{r^2} \tag{17}$$

Figura 4 – Elemento de área dA emitindo radiação segundo a direção definida pelos ângulos (θ, ϕ) e segundo o ângulo sólido $d\omega$.



Fonte: Adaptado de Lienhard IV; Lienhard V (2018). .

Uma definição formal da intensidade de radiação $I_{\lambda,e}$ é :

> [...] taxa na qual energia radiante é emitida no comprimento de onda λ na direção (θ, ϕ), por unidade de área da superfície emissora normal a essa direção, por unidade de ângulo sólido no entorno dessa direção e por unidade de comprimento de onda dλ no entorno de λ. (BERGMAN et al., 2015, p.496)

Esta definição é expressa matematicamente pela equação (18).

$$I_{\lambda,e}(\lambda, \theta, \phi) = \frac{dq_\lambda^{"}}{\cos\theta\, d\omega}, \tag{18}$$

Nesta expressão tem-se os seguintes termos:

- $q_\lambda^{"}$ é a taxa de emissão espectral, isto é, a taxa na qual uma dada superfície emite radiação por unidade de área e por unidade de comprimento de onda em torno de um λ específico.
- $d\omega$ é o ângulo sólido diferencial em torno da direção de emissão.
- θ, ϕ são os ângulos de zênite e azimute, respectivamente, que definem a direção de emissão.

Conforme a Figura 4 e a equação (17), o diferencial de ângulo sólido pode ser escrito como:

$$d\omega = \sin\theta \, d\theta \, d\phi \tag{19}$$

O poder emissivo espectral pode então ser relacionado com a intensidade de radiação isolando $dq_\lambda^{"}$ na equação (18), substituindo $d\omega$ da equação (19) e integrando a equação resultante em todas as direções possíveis, isto é, por todos o hemisfério acima da superfície emissora.

$$E_\lambda = q_\lambda^{"} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} I_{\lambda,e}(\lambda, \theta, \phi) \cos\theta \sin\theta \, d\theta \, d\phi \tag{20}$$

Obviamente, $q_\lambda^{"}$ só poderá ser determinado se a dependência funcional de $I_{\lambda,e}$ com $\lambda, \theta \; e \; \phi$ for conhecida. Uma consideração empregada com frequência é a de que a radiação emitida pela superfície é difusa, ou seja, $I_{\lambda,e}$ não depende da direção de emissão e não é função de $\theta \; e \; \phi$. Isto é particularmente verdade para um corpo negro, que por definição é um emissor difuso; é uma aproximação razoável também para a maioria das aplicações de engenharia (BERGMAN et al., 2015). Deste modo, considerando a emissão difusa, a equação (20) se torna simplesmente:

$$E_\lambda = \pi I_{\lambda,e} \tag{21}$$

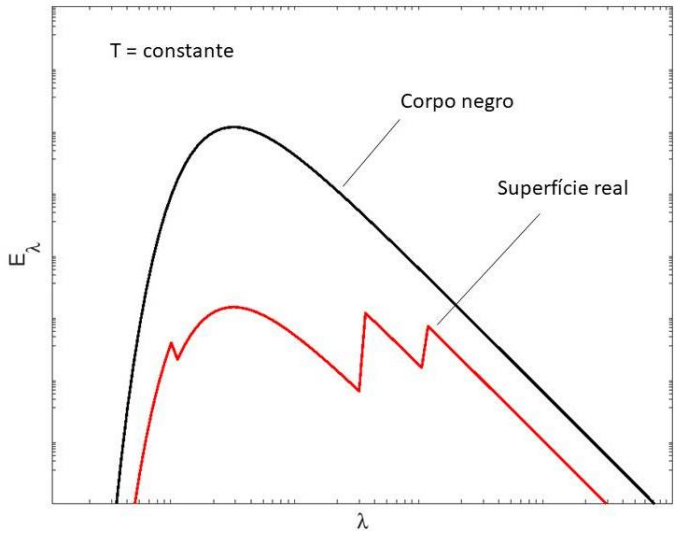
A equação (21) verifica-se não somente em termos espectrais, mas também em termos totais, quando é considerada a radiação emitida em todos os comprimentos de onda. Ela também é válida para outros fluxos radiantes difusos, não somente para a emissão A equação (21) também permite determinar a intensidade de radiação de um corpo negro. Isto é feito isolando-se $I_{\lambda,e}$ na e equação (21) substituindo nela E_λ da equação (12), resultando assim na equação (22). Deste modo, verifica-se que a intensidade de radiação é função também da temperatura do emissor. Portanto, daqui em diante, será adotada uma notação que inclui a temperatura entre as variáveis independentes de $I_{\lambda,e}$.

$$I_{\lambda,b}(\lambda, T) = \frac{2h{c_0}^2}{n^2\lambda^5[\exp(hc_0/n\lambda k_b T) - 1]} \tag{22}$$

2.2.3 **Emissividade**

As propriedades radiantes de um corpo negro são o ponto de partida para definir as propriedades radiantes das superfícies reais. Em alguns casos específicos, uma superfície poderá ser aproximada como um corpo negro, mas em muitas situações as superfícies envolvidas nas trocas por radiação não poderão ser tratadas como tal. Na Figura 5, por exemplo, é mostrado o poder emissivo espectral de um corpo negro e de uma superfície real qualquer.

Figura 5 – Poder emissivo espectral de um corpo negro
e uma superfície real a mesma temperatura.



Fonte: Autoria própria

A emissividade *(ε)* de uma superfície relaciona a sua capacidade de emissão com a de um corpo negro nas mesmas condições, podendo então ser definida como a razão entre a energia emitida pela superfície e aquela emitida por um corpo negro (SPARROW; CESS, 1978; BERGMAN et al., 2015). Como o corpo negro é um emissor ideal, a energia emitida por ele será o limite superior para a emissão de qualquer superfície, em qualquer temperatura, e também em qualquer comprimento de onda, quando em termos espectrais. Deste modo, o valor de ε deve ser tal que:

$$0 \leq \varepsilon \leq 1 \tag{23}$$

Como a intensidade de radiação pode ter uma distribuição espectral, direcional e pode até mesmo variar com a temperatura do objeto, não será diferente para com a emissividade. Quando a emissividade é calculada em relação somente a distribuição direcional da radiação emitida, ela é chamada de emissividade direcional total ε_θ, e seu valor é dado considerando a emissão em todos os comprimentos de onda para diferentes orientações de emissão. Já quando apenas os efeitos espectrais são considerados, tem-se a emissividade hemisférica espectral ε_λ, que leva em conta a média da emissão em todas as direções para cada comprimento de onda. Entretanto, em ambos os casos o valor da emissividade irá depender da temperatura da superfície emissora, e será sempre calculada tendo como base um corpo negro à mesma temperatura.

Para ε_θ utiliza-se a expressão (24)

$$\varepsilon_\theta(\theta, \phi, T) = \frac{I_e(\theta, \phi, T)}{I_b(T)} \tag{24}$$

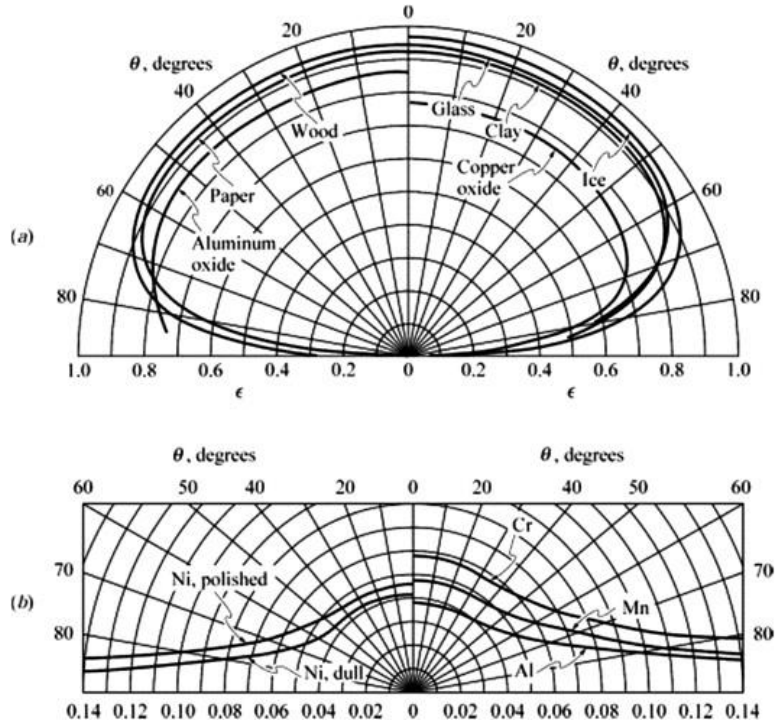
O termo $I_e(\theta, \phi, T)$ é a intensidade de radiação emitida por uma superfície em uma direção (θ, ϕ) e temperatura *T*. Já $I_b(T)$ é a intensidade de radiação de um corpo negro a uma temperatura *T;* o seu valor pode ser calculado combinando a equação (10) e a equação (21) aplicada a um corpo negro, conforme mostrado na equação (25).

$$I_b(T) = \int_0^\infty I_{\lambda,b}(\lambda, T)\, d\lambda = \frac{E_b}{\pi} = \frac{\sigma T^4}{\pi} \tag{25}$$

Em superfícies isotrópicas, isto é, com propriedades idênticas em todas as direções, não há dependência da energia emitida com o ângulo de azimute ϕ (SPARROW; CESS, 1978); tal consideração pode ser estendida para a maioria das superfícies reais (BERGMAN et al., 2015). Portanto, $\varepsilon_\theta(\theta, \phi, T) = \varepsilon_\theta(\theta, T)$ é uma hipótese simplificadora conveniente em grande parte das aplicações de engenharia.

A Figura 6 mostra um gráfico polar de ε_θ com o ângulo de zênite θ; as circunferências correspondem a valores constantes de ε_θ e as linhas radiais, valores constantes de θ. Na primeira linha da Figura 6 estão as curvas para alguns materiais isolantes e na segunda linha, para os materiais metálicos.

Figura 6 – Distribuição da emissividade direcional total ε_θ com o ângulo de zênite θ para materiais isolantes (a) e materiais metálicos (b).



Fonte: Jelle, Kalnæs e Gao (2015)

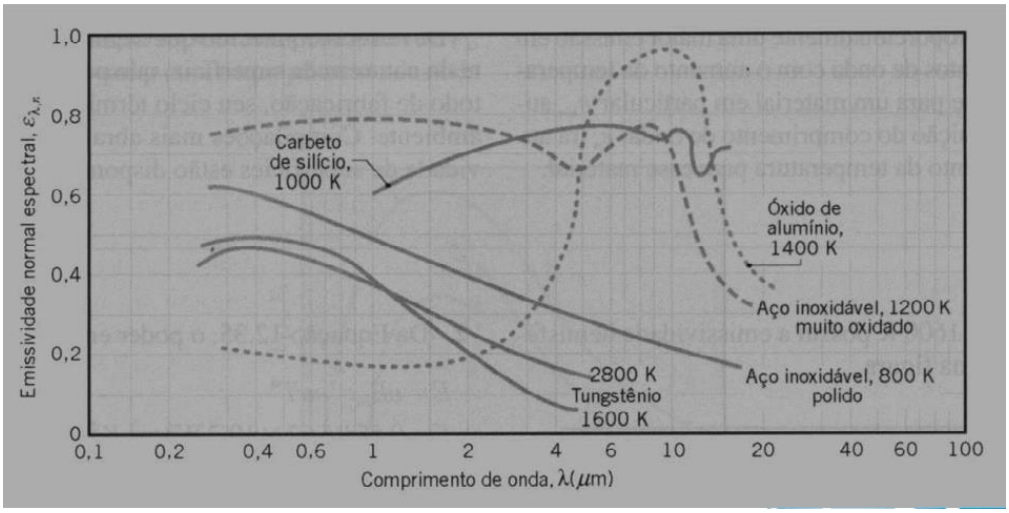
A Figura 6 evidencia a natureza direcional da radiação emitida; de fato existem direções preferenciais para emissão (BERGMAN et al., 2015). Observa-se que a emissividade direcional total dos materiais isolantes é aproximadamente constante entre 0º e no máximo 60º, e depois disso reduz-se rapidamente a zero quando atinge 90º. Nos metais por sua vez, ε_θ pode ser considerado constante somente até 40º. Após isto, o valor de ε_θ aumenta subitamente, e quando se aproxima de 90º ele tem uma redução abrupta até zero. Deve-se observar, porém, que tanto para materiais metálicos quanto para os isolantes, o valor médio de ε_θ por todo o hemisfério (a emissividade hemisférica) pode ser muito bem aproximado pelo valor de ε_θ na direção normal a superfície, isto é, quando $\theta = 0$.

Na determinação de ε_λ utiliza-se a equação (26), com E_λ sendo o poder emissivo espectral da superfície e $E_{\lambda,b}$, o de um corpo negro, ambos para um comprimento de onda λ e uma temperatura T.

$$\varepsilon_\lambda(\lambda, T) = \frac{E_\lambda(\lambda, T)}{E_{\lambda,b}(\lambda, T)} \tag{26}$$

A Figura 7 apresenta o comportamento de ε_λ em função do comprimento de onda para alguns materiais, tendo em mente que a emissividade na direção normal é uma aproximação razoável da emissividade hemisférica. Fica evidente que o valor da emissividade espectral pode variar consideravelmente dependendo do espectro analisado, como ocorre para o óxido de alumínio a 1400 K e para o aço inox muito oxidado a 1200 K.

Figura 7 – Distribuição da emissividade normal espectral para diversos materiais



Fonte: Bergman et al. (2015)

Para ser estimado um valor médio global para a emissividade, em face de todas as variáveis explicitadas até aqui, seria necessário partir primeiro de uma definição mais abrangente que as relacionasse. O caso mais geral possível seria quando tanto a influência do comprimento de onda e da orientação fosse levada em conta em conjunção com a temperatura. Por isso define-se a emissividade direcional espectral $\varepsilon_{\lambda,\theta}$, conforme a equação (27).

$$\varepsilon_{\lambda,\theta}(\lambda,\theta,\phi,T) = \frac{I_{\lambda,e}(\lambda,\theta,\phi,T)}{I_{\lambda,b}(\lambda,T)} \tag{27}$$

Integrando a equação (27) por todo um hemisfério, obtém-se a emissividade hemisférica espectral.

$$\varepsilon_\lambda(\lambda,T) = \frac{\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi/2} I_{\lambda,e}(\lambda,\theta,\phi,T)\cos\theta\,\operatorname{sen}\theta\,d\theta\,d\phi}{E_{\lambda,b}(\lambda,T)} \tag{28}$$

Substituindo a integral da equação (28) pela equação (20), é obtida a definição da emissividade hemisférica espectral, com a equação (28) assumindo a forma da equação (29):

$$\varepsilon_\lambda(\lambda, T) = \frac{E_\lambda(\lambda, T)}{E_{\lambda,b}(\lambda, T)} \tag{29}$$

Para encontrar a emissividade hemisférica total, deve-se integrar a equação (29) por todos os comprimentos de onda.

$$\varepsilon(T) = \frac{\int_0^\infty E_\lambda(\lambda, T)\, d\lambda}{E_b(T)} \tag{30}$$

Em seguida, isolando-se $E_\lambda(\lambda, T)$ da equação (26) e substituindo na equação (30):

$$\varepsilon(T) = \frac{\int_0^\infty \varepsilon_\lambda(\lambda, T) E_{\lambda,b}(\lambda, T)\, d\lambda}{E_b(T)} \tag{31}$$

Conforme a equação (14), a integral da equação (31) é o próprio poder emissivo hemisférico total da superfície $E(T)$, com $\varepsilon_\lambda(\lambda, T)$ relacionando este poder emissivo com o do corpo negro sob as mesmas condições.

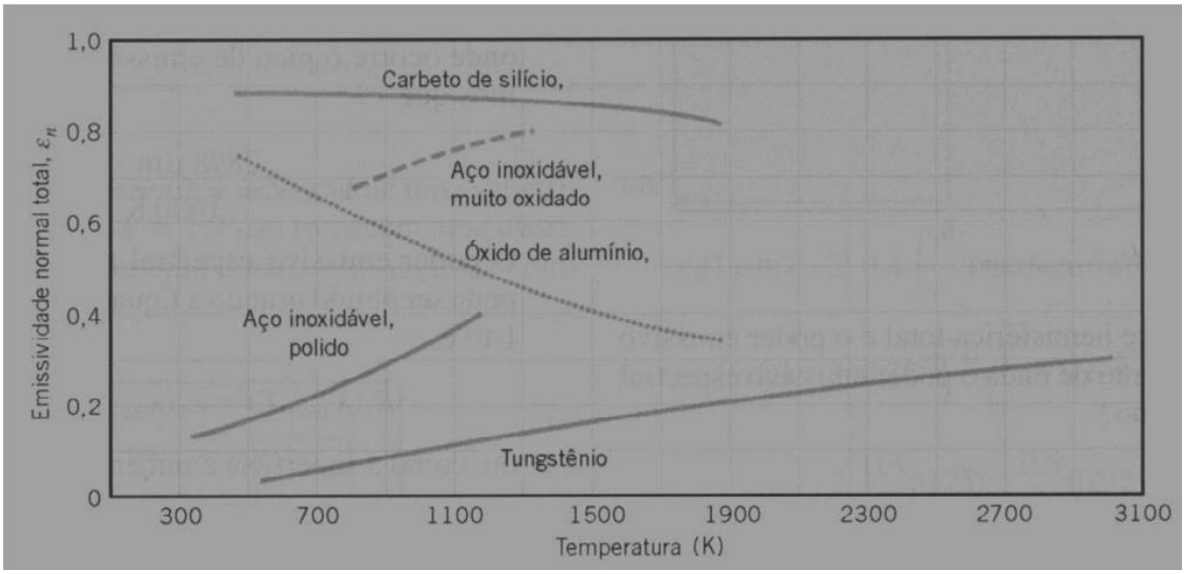
$$E(T) = \int_0^\infty \varepsilon_\lambda(\lambda, T) E_{\lambda,b}(\lambda, T)\, d\lambda \tag{32}$$

Finalmente, substituindo a equação (32) no lugar da integral da equação (31), encontra-se a emissividade hemisférica total, expressa na equação (33).

$$\varepsilon(T) = \frac{E(T)}{E_b(T)} \tag{33}$$

A evolução de $\varepsilon(T)$ para diferentes materiais é mostrada na Figura 8. Em geral, os materiais não condutores apresentam emissividade bem maior que os materiais metálicos, além de a emissividade dos não condutores aumentar com o aumento da temperatura. Nos materiais metálicos a emissividade pode ser substancialmente aumentada quando houver sobre sua superfície uma camada de óxido (BERGMAN et al., 2015)

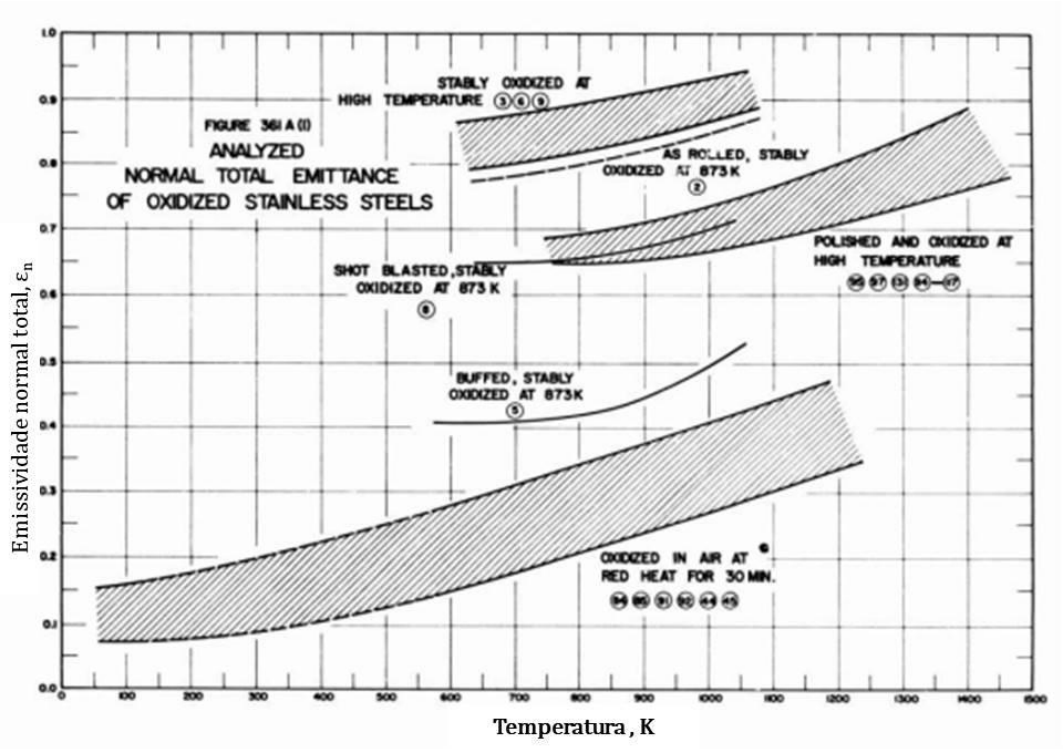
Figura 8 – Emissividade em função da temperatura para diferentes materiais.



Fonte: Bergman et al. (2015)

Além da temperatura, do comprimento de onda e da orientação, cujas influências no cálculo da emissividade foram evidenciadas nas discussões anteriores, existem também outros fatores que podem influir no valor de tal propriedade. A rugosidade e o estado de oxidação da superfície afetam consideravelmente a distribuição direcional de ε_θ (SPARROW; CESS, 1978), além do que o valor da emissividade também pode ser afetado pelo método de fabricação ao qual a superfície foi submetida, por seu ciclo térmico e interações químicas com o ambiente (BERGMAN et al., 2015). A título de exemplo é apresentada a Figura 9, extraída de Touloukian e Dewitt (1970, p. 1219), que contém os valores de ε_n em função da temperatura para o aço inox em diferentes condições de processamento e oxidação. Para uma mesma temperatura existe uma ampla gama de valores de emissividade devido ao estado da superfície. Esta observação fica ainda mais evidente se forem comparados outros dados de Touloukian e Dewitt (1970) para o aço inox com a superfície limpa e também com a superfície polida.

Figura 9 – Emissividade do aço inox sob diferentes estados de oxidação em função da temperatura.



Fonte: Adaptado de Touloukian e Dewitt (1970).

2.2.4 **A Irradiação e sua relação com as outras propriedades radiantes**

A irradiação é a radiação proveniente de outras superfícies (vizinhança) que incide sobre uma superfície. A definição utilizada para a intensidade de radiação emitida também pode ser aplicada a intensidade de radiação incidente $I_{\lambda,i}$, reconhecendo da mesma maneira a sua dependência direcional e espectral. A partir de $I_{\lambda,i}$ pode ser determinada a irradiação, G, que representa a taxa de radiação incidente por unidade de área em todas as direções e comprimentos de onda (BERGMAN et al., 2015); o equivalente de G em termos espectrais também pode ser determinado, conforme as relações apresentadas nas seções anteriores. Na equação (34) G é expresso em termos totais.

$$G = \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} I_{\lambda,i}(\lambda, \theta, \phi) \cos\theta \sin\theta \, d\theta \, d\phi \, d\lambda \tag{34}$$

Deve ser reconhecido que tanto a intensidade de irradiação quanto a irradiação trazem consigo um aspecto diferente das propriedades emissivas, visto que as primeiras não dependem somente de características intrínsecas à superfície trocando radiação, mas também da natureza da radiação que está incidindo sobre ela..

2.2.4.1 A interação da radiação com a matéria

Quando a radiação eletromagnética atinge um sólido, ela pode interagir com ele a nível atômico de duas maneiras principais: induzindo polarizações eletrônicas ou transições eletrônicas (CALLISTER JR, 2008). O resultado destas interações irá determinar como o material se comportará mediante a exposição à radiação eletromagnética.

Se ao incidir sobre um sólido a radiação for transmitida através dele, ela sofrerá um decréscimo em sua velocidade de propagação e, consequentemente, um desvio em sua trajetória na interface do sólido com o meio externo. Estes fenômenos caracterizam a refração, quantificada pelo índice de refração *n*, já citado na seção 2.2.1 e definido pela equação (35), em que c_0 é a velocidade da luz no meio sólido.

$$n = \frac{c_0}{c} \tag{35}$$

Isto ocorre porque a componente do campo elétrico das ondas eletromagnéticas desloca a nuvem eletrônica dos átomos do sólido em relação ao seu núcleo. Neste processo, uma parte da energia radiante acaba sendo absorvida pelo material, e a outra parte será transmitida pelo material com velocidade reduzida. O tamanho dos átomos ou íons que constituem o sólido exerce grande influência no índice de refração, porque átomos maiores sofrerão uma polarização maior em suas nuvens eletrônicas, o que resultaria em uma maior redução na velocidade de propagação da onda e em uma refração mais intensa. A refração não influencia somente a forma como a radiação é transmitida pelo material, mas também a parcela que será refletida; pode ser demonstrado que quanto maior o índice de refração de um material, maior será a porção da radiação incidente que será refletida de volta (CALLISTER JR, 2008).

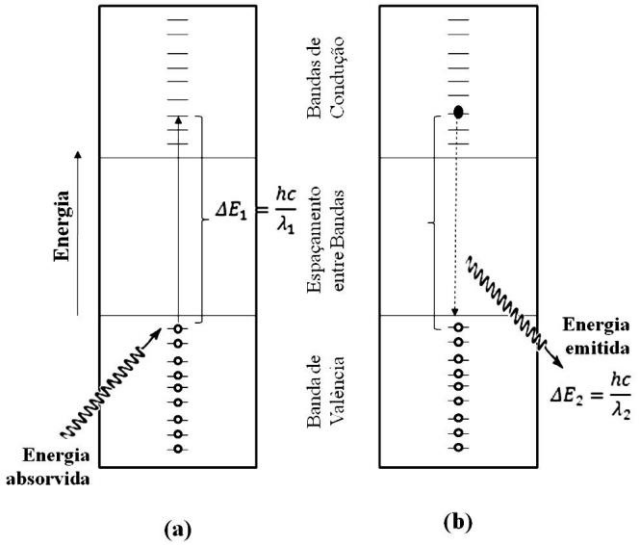
O outro mecanismo pelo qual a radiação eletromagnética interage com a matéria ocorre quando a radiação é capaz de provocar transições eletrônicas entre os níveis energéticos dos átomos que a constituem. Neste ponto, é interessante encarar a radiação eletromagnética do ponto de vista quântico, com os fótons contendo a energia sendo transportada. A energia carregada pelo fóton pode fazer com que os elétrons do material saltem de um estado ocupado de energia para outro vazio, em um nível energético maior. Este estado excitado dos elétrons é transitório, ocorrendo subsequentemente seu decaimento para o estado energético original e a diferença energética entre os níveis é em parte emitida em forma de radiação eletromagnética com comprimento de onda maior que o do fóton original; o restante da energia é absorvido pelo material.

A estrutura de bandas do material é que dita como e se as transições eletrônicas irão ocorrer. Segundo os princípios quânticos, os níveis de energia dos elétrons na matéria são discretos, e são somente estes níveis de energia que os elétrons podem ocupar (CALLISTER JR, 2008; NOVO et al., 2014); esta disposição dos níveis energéticos é a estrutura de banda do material e é ilustrada na Figura 10. Um elétron só pode responder a excitação de um campo elétrico externo se a energia que ele absorver for suficiente para que ele salte da última camada preenchida ou semipreenchida (banda de valência) para a banda vazia imediatamente mais próxima (banda de condução). Assim, para que os elétrons do material sejam excitados pela radiação incidente, a energia dos fótons desta deve ser pelo menos maior que o espaçamento energético entre as bandas de valência e de condução, caso contrário o material será transparente àquela radiação.

A natureza espectral de muitas propriedades radiantes é em parte consequência da estrutura de bandas do material. Quando ocorre uma transição eletrônica, toda a energia do fóton incidente é absorvida pelo elétron, e quando este retornar ao seu estado original, ele também emitirá um fóton com energia condizente a estrutura de bandas, mas menor que a do fóton original; o restante da energia é absorvida pelo material. Os fótons reemitidos pelo decaimento dos elétrons comporão a porção refletida da radiação. A energia de um fóton e também da transição eletrônica proporcionada por ele está diretamente relacionada com o comprimento de onda da radiação, segundo a equação (36).

$$\Delta E = \frac{hc}{\lambda} \tag{36}$$

Figura 10 – Ilustração da estrutura de banda para um átomo isolado, quando da excitação de um elétron para a banda de condução (a) e seu retorno subsequente para a banda de valência (b).



Fonte: Novo et al. (2014).

Desta discussão pode ser concluído que quando uma superfície for irradiada por radiação eletromagnética, parte da radiação será absorvida, parte será refletida de volta e parte será transmitida. Quando estes três fenômenos ocorrem, o material é chamado de semitransparente. O entendimento dos mecanismos citados leva a compreensão de muitas das propriedades radiativas dos materiais em geral. Nos metais, por exemplo, as bandas com estados preenchidos e estados vazios são contíguas e, portanto, não há um intervalo energético entre elas. Deste modo, os elétrons absorverão toda a radiação incidente, sendo que a maior parte da energia absorvida será reemitida de volta, o que explica a alta capacidade dos metais em refletir radiação em boa parte do espectro e também, da mesma forma, o porquê de os metais praticamente não transmitirem radiação alguma.

2.2.4.2 Propriedades radiantes adicionais

Na seção 2.2.3 foi apresentado o conceito de emissividade e todas as suas possíveis definições. Agora devem ser estabelecidas as propriedades que permitem descrever quantitativamente o comportamento de uma superfície quando ela for irradiada por radiação térmica. Porém, as definições utilizadas serão menos rigorosas, uma vez que tais propriedades não são o foco deste trabalho.

Na seção precedente, foi demonstrado que três fenômenos podem correr quando a energia eletromagnética é irradiada sobre uma superfície: reflexão, absorção e transmissão. A qualidade de uma superfície em relação a estes três fenômenos é caracterizada, respectivamente, pela refletividade (ρ), absortividade (α) e pela transmissividade (τ). Seus valores são calculados com relação a irradiação total na superfície; logo, seu valor máximo, tal qual a emissividade, nunca deverá ultrapassar a unidade.

Analogamente à emissividade, ρ, α e τ podem variar com a orientação e o comprimento de onda da radiação incidente, por isso definições similares as da seção 2.2.3 podem ser feitas para levar em conta esta dependência. Por exemplo, as absortividades espectral e total são calculadas pelas equações (37) e (38); expressões análogas também poderiam ser escritas para a refletividade e para a transmissividade.

$$\alpha_\lambda(\lambda) = \frac{\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi/2} \alpha_{\lambda,\theta} I_{\lambda,i}(\lambda,\theta,\phi)\cos\theta\,\mathrm{sen}\,\theta\,d\theta\,d\phi}{\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi/2} I_{\lambda,i}(\lambda,\theta,\phi)\cos\theta\,\mathrm{sen}\,\theta\,d\theta\,d\phi} \tag{37}$$

$$\alpha = \frac{\int_0^{\infty} \alpha_\lambda G_\lambda(\lambda)\,d\lambda}{\int_0^{\infty} G_\lambda(\lambda)\,d\lambda} \tag{38}$$

Estas propriedades são praticamente independentes da temperatura, mas dependem da natureza da irradiação, que é um fator externo a superfície (BERGMAN et al., 2015). Este último aspecto é um complicador na determinação exata destas propriedades, uma vez que elas dependerão não somente das próprias características da superfície irradiada, conforme pontuado na seção 2.2.4

2.2.5 **Relações entre as propriedades radiantes**

Seguindo a discussão da seção precedente, foi mostrado que parte da radiação incidente em um sólido semitransparente será absorvida, outra parte será refletida e outra será transmitida por ele. Entretanto, a energia deve ser conservada neste processo e por isso a soma destas parcelas deve totalizar a energia irradiada sobre o sólido. Isto conduz a equação (39).

$$\rho + \alpha + \tau = 1 \tag{39}$$

Neste trabalho o foco estará voltado para as superfícies opacas, que são aquelas em que não há transmissão de radiação, ou seja, $\tau = 0$. Deste modo a equação (39) se reduzirá a expressão (40) e o conhecimento de uma das variáveis permitirá a determinação direta da outra.

$$\rho + \alpha = 1 \tag{40}$$

Uma hipótese simplificadora que facilita em muito os cálculos envolvendo trocas de calor por radiação é considerar a absortividade da superfície igual a sua emissividade. Isto se verifica para um corpo negro, dadas as suas próprias definições ($\varepsilon = \alpha = 1$). Entretanto, para as superfícies reais, a determinação da absortividade e da refletividade total traz consigo uma dificuldade adicional, visto que elas dependerão também da distribuição espectral e direcional da radiação que incide sobre a superfície e não somente das propriedades físicas da superfície incidida. Assim, se esta hipótese simplificadora puder ser aplicada, basta dispor do valor da emissividade para encontrar todas as propriedades radiantes de um material opaco. O que resta averiguar é em quais condições tal hipótese é válida.

Para qualquer condição pode ser aplicada a equação (41), a forma exata da Lei de Kirchhoff estabelece que um corpo em equilíbrio termodinâmico deve emitir tanta energia quanto ele absorve em cada direção e comprimento de onda, caso contrário a Segunda Lei da Termodinâmica não seria respeitada (LIENHARD IV; LIENHARD V, 2018).

$$\alpha_{\lambda,\theta}(T, \lambda, \theta, \phi) = \varepsilon_{\lambda,\theta}(T, \lambda, \theta, \phi) \tag{41}$$

Ao considerar as definições da emissividade e da absortividade espectral direcional, a Lei de Kirchhoff pode ser estendida para todas as direções, com ε e α variando apenas em termos espectrais. Para tanto, duas situações hipotéticas devem ser analisadas. A primeira é se a intensidade de irradiação pode ser considerada difusa, como é o caso de muitas aplicações. A segunda é se a dependência direcional de $\varepsilon_{\lambda,\theta}$ e $\alpha_{\lambda,\theta}$ pode ser desconsiderada; se isto ocorrer a superfície é dita como superfície difusa. Então, se ao menos uma destas hipóteses for aplicável, a equação (42) poderá ser utilizada.

$$\alpha_{\lambda}(T, \lambda) = \varepsilon_{\lambda}(T, \lambda) \tag{42}$$

Conhecida a distribuição espectral da emissividade, em tese, a absortividade total poderia ser determinada combinando a equação (42) com a equação (38). O problema é que geralmente a distribuição espectral da irradiação G_λ não é conhecida, o que impossibilita o cálculo da absortividade total. Para contornar este problema, emprega-se a Lei de Kirchhoff em termos totais, conforme a equação (43).

$$\alpha(T) = \varepsilon(T) \tag{43}$$

Deve haver um cuidado maior com a aplicação da equação (43), pois os requisitos para sua validade são ainda mais restritivos; segundo Sparrow e Cess (1978), existem 4 situações em que a equação (43) poderá ser empregada, assumindo à priori como verdade alguma das condições impostas para a equação (42).

A primeira situação será quando as trocas radiantes envolverem um corpo cinza: aquele em que ε_λ e α_λ são independentes do comprimento de onda. São raros os materiais para os quais esta premissa se verifica por todo o espectro eletromagnético. Além do mais, α também dependerá da distribuição espectral da irradiação, o que limitará ainda mais as circunstâncias em que a equação (43) poderá ser aplicada diretamente. Todavia, o comportamento de corpo cinza não requer que ε_λ e α_λ sejam independentes do comprimento de onda por todo o espectro; uma superfície poderá ser considerada cinza em um dado intervalo de comprimento de onda desde que ε_λ e α_λ sejam aproximadamente constantes neste mesmo intervalo, e que a irradiação e a emissão superficial estejam concentradas neste mesmo intervalo. Se houver um considerável afastamento na banda espectral de emissão e de irradiação a consideração de corpo cinza não é válida (BERGMAN et al., 2015).

Um segundo caso é quando a irradiação provém de uma fonte a temperatura T_i, que pode ser considerada ou um corpo negro ou um corpo cinza. Além disso, a emissividade espectral da superfície, que se encontra a T_s, deve ser aproximadamente constante no intervalo de temperaturas entre T_i e T_s. Nesse caso, a emissividade será avaliada na temperatura T_i, conforme a equação (44).

$$\alpha = \varepsilon(T_i) \tag{44}$$

O terceiro caso é quando a irradiação provém de uma fonte a uma temperatura T, que pode ser considerada um corpo negro ou um corpo cinza, e incide sobre uma superfície à mesma temperatura T. Para este caso ε será avaliada na temperatura T, como na equação (45).

$$\alpha = \varepsilon(T) \tag{45}$$

O último caso se trata da irradiação proveniente de uma fonte à T_i, que pode ser considerada um corpo negro ou cinza, incidindo sobre uma superfície metálica à T_s. Se a temperatura da fonte for baixa o suficiente para desconsiderar a radiação no espectro visível e no infravermelho próximo, a absortividade se igualará a emissividade, avaliando-se esta última na média geométrica das temperaturas T_s e T_i, conforme expresso na equação (46).

$$\alpha = \varepsilon(\tilde{T}) \tag{46}$$

Para os propósitos deste trabalho será empregada a hipótese de igualdade da emissividade e da absortividade total como ponto de partida para a descrição teórica do aparato de baixo custo a ser analisado.

2.2.6 **Cálculo das trocas radiativas entre superfícies**

Após introduzir os principais conceitos sobre a radiação térmica e as leis que regem este fenômeno; após as discussões sobre as propriedades radiantes das superfícies, sobre considerações, simplificações e a validade de hipóteses; após expandidas todas estas ideias, devem ser desenvolvidas relações que permitam emprega-las para quantificar de fato as trocas radiantes entre as superfícies reais. É no desenvolvimento de tais relações que esta seção se concentra.

Em primeiro lugar define-se a radiosidade *J.* A radiosidade é o fluxo radiante total que deixa uma superfície, o que inclui a energia emitida por esta e a fração da irradiação refletida. Ao considerar a superfície opaca, a radiosidade é composta pela energia emitida e pela fração refletida da irradiação, como mostrado na equação (47). O conceito de radiosidade é fundamental para o estudo analítico da radiação.

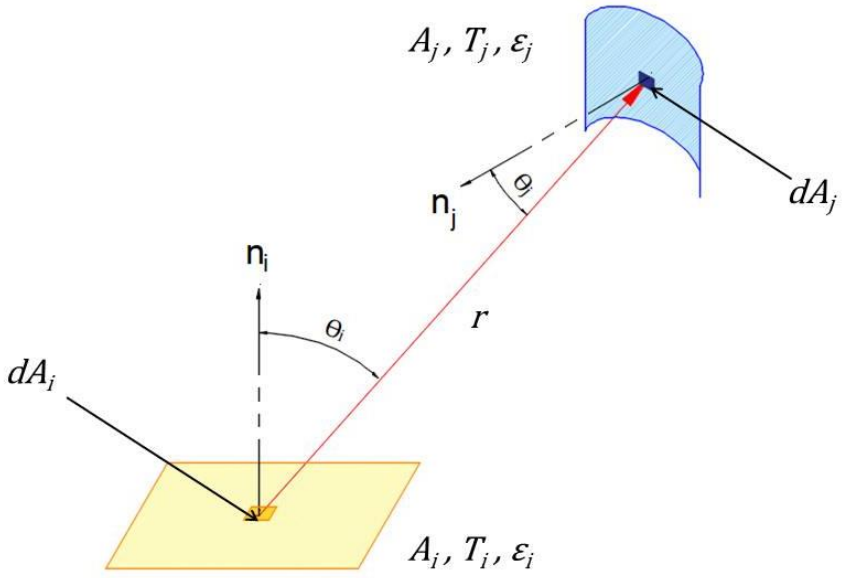
$$J = E + \rho G \tag{47}$$

2.2.6.1 O Fator de Forma[1]

Nas seções anteriores foi visto como calcular a energia radiante total que um elemento de superfície pode emitir em todas as direções, a qual foi denominada poder emissivo. Também foi estabelecido o conceito de intensidade de radiação, em que é determinada a energia radiante que um elemento de superfície troca em uma orientação específica. Para estender estes cálculos às superfícies reais é preciso levar-se em conta que elas são finitas, considerar a orientação relativa entre elas e o ângulo sólido delimitado por cada superfície irradiada. Estas informações são introduzidas no cálculo de radiação através de um fator de forma, representado pelo símbolo F_{ij}. Os índices *i* e *j* referem-se à superfície emissora (*i)* e a superfície irradiada (*j*), respectivamente.

O fator de forma F_{ij} é um parâmetro que leva em conta a geometria das superfícies envolvidas na troca de radiação. Tomando como exemplo duas superfícies quaisquer A_i e A_j como ilustrado na Figura 12, define-se o fator de forma F_{ij} como a fração da radiação emitida pela superfície A_i que é interceptada pela superfície A_j com aquela que efetivamente deixa A_i.

Figura 11 – Troca radiante entre duas superfícies hipotéticas



Fonte: Adaptado de Lienhard IV e Lienhard V (2018).

[1] Também chamado de fator de vista

Tomando como base a equação (18) em termos totais (integrada por todos os comprimentos de onda), a energia radiante que deixa dA_i na direção de dA_j, em termos de intensidade de radiação, é expressa pela equação (48), ao passo que a energia deixando A_i por todas as direções é dada pela equação (49).

$$dq_{dA_i \to dA_j} = I_{e+r} dA_i \cos\theta_i \, d\omega \tag{48}$$

$$dq_{dA_i} = J_i dA_i \tag{49}$$

Supondo a superfície A_i como difusa (o que implica em $I_{e+r} = J_i/\pi$) e que sua radiosidade tenha distribuição uniforme, a expressão para o fator de forma F_{ij} poderá ser determinada a partir da razão entre as equações (48) e (49), sendo a primeira integrada ao longo de A_i e A_j e a última, somente em A_i. Fazendo isto, pode ser encontrada a equação (58).

$$F_{ij} = \frac{1}{A_i} \int_{A_i} \int_{A_j} \frac{\cos\theta_i \cos\theta_j}{\pi r^2} dA_i dA_j \tag{50}$$

A equação (50) é então a expressão para o fator de forma entre duas superfícies finitas, como as da Figura 12, por exemplo. Em sua dedução, a equação (50) e as equações dela derivadas (mostradas mais adiante) tem como premissas que tanto a radiação emitida quanto a radiação refletida são difusas e que as radiosidades se distribuem uniformemente ao longo das superfícies consideradas (SPARROW; CESS, 1978; ÇENGEL, 2009; BERGMAN et al., 2015). Quando estas duas hipóteses puderem ser atendidas, o fator de forma será um parâmetro puramente geométrico (SPARROW; CESS, 1978). Para estes casos, existe na literatura uma ampla gama de fórmulas analíticas, tabelas e curvas para os fatores de forma das mais variadas geometrias e configurações.

Poderiam ser encontradas expressões análogas às equações (48), (49) e, sobretudo, a equação (50), para a situação inversa, apenas substituindo A_i por A_j e vice-versa, se puderem ser feitas sobre A_j as mesmas suposições feitas sobre A_i nos parágrafos anteriores. Fazendo-se isto na equação (50), por inspeção, concluir-se-á que é válida a relação mostrada na equação (51). Esta relação, denominada relação de reciprocidade, permite determinar um fator de forma a partir de outro conhecido de maneira direta, sem a necessidade de realizar integrações (BERGMAN et al., 2015).

$$A_i F_{ij} = A_j F_{ji} \tag{51}$$

Existe outra relação bastante útil para a determinação dos fatores de forma: a regra da soma. Ela decorre da aplicação da conservação de energia as *n* superfícies que compõem uma cavidade fechada e da própria definição do fator de forma (BERGMAN et al., 2015). A regra da soma é expressa pela equação (52).

$$\sum_{j=1}^{n} F_{ij} = 1 \tag{52}$$

Quando as hipóteses de superfícies isotérmicas e radiosidade uniforme não puderem ser garantidas para alguma das superfícies, uma alternativa é torna-la uma superfície composta, subdividindo-a em *n* partes. Por exemplo, quando a superfície receptora for uma superfície composta, a radiação total que irá atingi-la será igual à soma da radiação que atingirá cada uma das suas *m* partes (BERGMAN et al., 2015). Neste caso, uma relação para o fator de forma quando a superfície receptora for composta é dada na equação (53); o sub índice *(j)* de $F_{i(j)}$ indica que a superfície receptora é composta.

$$F_{i(j)} = \sum_{i=k}^{m} F_{ik} \tag{53}$$

2.2.6.2 Trocas radiantes entre superfícies negras

Tomando as superfícies A_i e A_j da Figura 11 e impondo que elas são negras, busca-se calcular como o calor seria trocado por radiação entre elas. Uma vez que as superfícies são negras, a refletividade delas é nula. Com base na equação (47), isto implica que as suas radiosidades serão compostas inteiramente pela emissão de corpo negro. Então, se as superfícies forem isotérmicas, a energia radiante que deixa A_i e incide em A_j pode ser determinada aplicando-se a Lei de Stefan-Boltzmann (equação (10)) ao longo de toda A_i em conjunto com a definição de fator de forma da seção anterior. Esta energia trocada será dada por $q_{i\to j}$ na equação (54).

$$q_{i\to j} = A_i F_{ij} \sigma {T_i}^4 \tag{54}$$

A superfície *j* também emite calor para a superfície *i*, e a expressão para tal é semelhante à equação (54), bastando apenas trocar os índices *i* por *j* e vice-versa. A quantidade de calor então que é efetivamente trocada entre estas duas superfícies é o resultado da diferença líquida entre $q_{i\to j}$ e $q_{j\to i}$. Esta quantidade é chamada de troca radiante líquida, q_{ij} , dada pela equação (55).

$$q_{ij} = A_i F_{ij} \sigma (T_i^{\,4} - T_j^{\,4}) \tag{55}$$

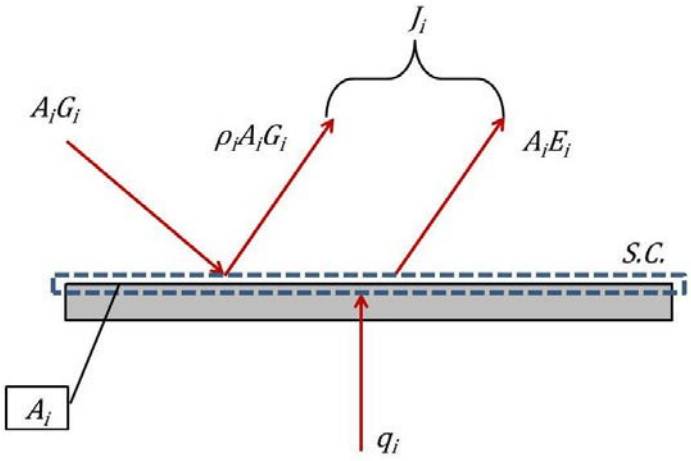
2.2.6.3 Balanço de energia em uma superfície emitindo e recebendo radiação

Uma superfície genérica *i* é ilustrada na Figura 12. Ela é irradiada por G_i e emite radiação na taxa E_i, além do que calor é adicionado à superfície a taxa q_i. Se for considerado que a irradiação é uniforme sobre a superfície e que esta é isotérmica e difusa, as taxas com que o calor chega ou sai da superfície por meio de radiação são determinadas simplesmente multiplicando os fluxos radiantes (J_i, E_i *e* G_i) pela área A_i da superfície. Aplicando então um balanço de energia (equação (2)) à superfície de controle (S.C.) da Figura 12:

$$q_i + A_i G_i - A_i J_i = 0 \tag{56}$$

$$q_i = A_i (J_i - G_i) \tag{57}$$

Figura 12 – Troca radiante líquida em uma superfície



Fonte: Autoria própria

Se a superfície for considerada também opaca, a equação (40) pode ser utilizada para expressar a refletividade em função da absortividade e então, substituindo esse resultado e a definição de radiosidade da equação (47) na equação (57), obtém-se uma forma alternativa desta última equação.

$$q_i = A_i[E_i + (1 - \alpha_i)G_i - G_i] \tag{58}$$

$$q_i = A_i(E_i - \alpha_i G_i) \tag{59}$$

Existe na literatura uma forma mais conveniente de expressar a troca radiante em uma superfície quando se trata de cavidades (SPARROW; CESS, 1978; BERGMAN et al., 2015). Para deduzir tal expressão, deve-se assumir que as superfícies sejam cinzas. Assim, tomando como verdade a igualdade entre a absortividade e a emissividade da equação (43), isolando-se α na equação (40), e substituindo esse resultado na equação (47), a irradiação poderá ser expressa pela equação (61):

$$J_i = E_i + (1 - \varepsilon_i)G_i \tag{60}$$

$$G_i = \frac{J_i - E_i}{(1 - \varepsilon_i)} \tag{61}$$

Isolando o poder emissivo de uma superfície real na equação (33), e substituindo o poder emissivo de corpo negro da Lei de Stefan-Boltzmann (equação (10)), encontra-se o poder emissivo de uma superfície real, mostrado na equação (62), para a superfície *i* em análise.

$$E_i = \varepsilon\sigma {T_i}^4 \tag{62}$$

Substituindo as equações (61) e (62) na equação (59), e após alguma manipulação algébrica, é encontrada uma nova expressão para a troca radiante líquida em uma superfície.

$$q_i = \frac{\sigma T^4 - J_i}{\frac{(1 - \varepsilon_i)}{\varepsilon_i A_i}} \tag{63}$$

Logo, utilizando a equação (63) e conhecendo-se a temperatura e a emissividade da superfície, o único requisito que restaria para determinar q_i seria conhecer a sua radiosidade.

2.2.6.4 Troca radiante líquida entre as superfícies de uma cavidade fechada

Na seção anterior foi visto como relacionar o calor adicionado a uma superfície por meios outros que não a radiação com a energia radiante trocada efetivamente na superfície. Esse fluxo radiante em uma superfície no interior de uma cavidade fechada ocorre como resultado das trocas radiativas de tal superfície com as demais.

Sendo duas superfícies genéricas *i* e *j* como as da Figura 11, isotérmicas, cinzas e com radiosidades uniformes, a taxa líquida de transferência de calor entre elas será a diferença entre os fluxos radiantes de uma para outra, ou seja:

$$q_{ij} = A_i F_{ij} J_i - A_j F_{ji} J_j \tag{64}$$

Usando a relação de reciprocidade (equação (51)), pode ser obtida uma forma mais conveniente para q_{ij} da equação (64), indicada abaixo:

$$q_{ij} = A_i F_{ij} (J_i - J_j) \tag{65}$$

Se a superfície *i* estiver inserida em uma cavidade fechada onde a transferência de calor se dá apenas por radiação, pelo princípio de conservação de energia, o calor total trocado nesta superfície deve igual ao somatório da troca líquida com cada uma das N superfícies que comporiam a cavidade (ÇENGEL, 2009). Portanto, a taxa líquida q_i na qual a radiação deixa a superfície i pode ser representada pela equação (66).

$$q_i = \sum_{j=1}^{N} A_i F_{ij} (J_i - J_j) \tag{66}$$

2.2.6.5 A Rede de radiação

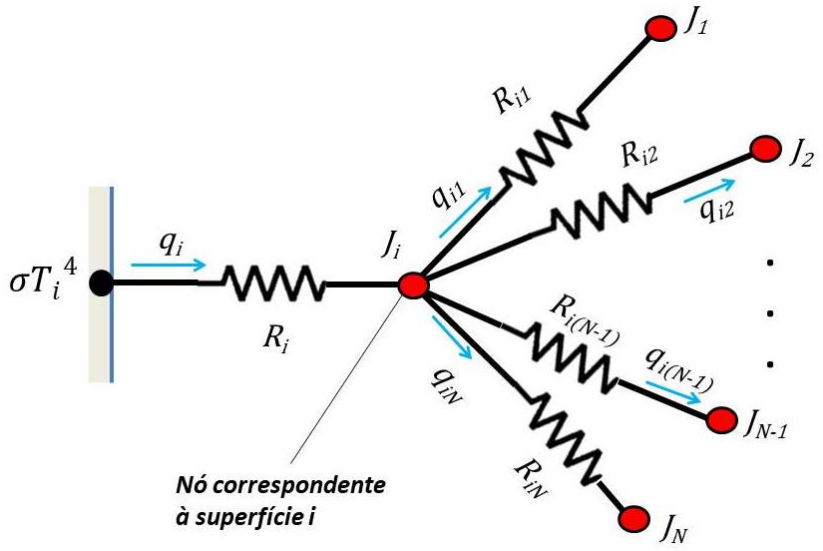
Uma técnica que pode ser empregada para a resolução de problemas envolvendo radiação térmica em cavidades fechadas é o método da rede de radiação, proposto por A. K. Oppenheim em 1956. Neste método, as equações (63) e (66) são arranjadas de modo a se estabelecer uma analogia com circuitos elétricos (SPARROW; CESS, 1978). Além disso, a conservação de energia exige que a troca radiante líquida em uma superfície deve ser igual à soma das trocas líquidas desta para com todas as outras superfícies da cavidade, o que implica na igualdade das equações (63) e (66).

$$\frac{\sigma T_i^{\,4} - J_i}{R_i} = \sum_{j=1}^{N} \frac{(J_i - J_j)}{R_{ij}} \tag{67}$$

Na equação (67), o denominador do lado esquerdo da equação (63) é representado por R_i, uma resistência da superfície a radiação, ao passo que o temo $\sigma T^4 - J_i$ representaria uma diferença de potencial (ÇENGEL, 2009). Do mesmo modo, o denominador do lado esquerdo da equação (66) é representado na equação (67) por R_{ij}, a resistência de espaço a radiação entre as superfícies i e j, enquanto que o termo $(J_i - J_j)$ representaria a diferença e potencial entre tais superfícies. As taxas líquidas nas superfícies e para as superfícies, q_i e q_{ij} seriam as correntes que fluiriam nos ramos da rede de radiação. Esquematicamente, esta analogia é representada na Figura 13 para a superfície i e as demais superfícies da cavidade.

Forma-se então um circuito com nós de radiosidades correspondentes a cada superfície. O método consiste em aplicar a lei de conservação de energia ao nó referente a cada superfície, o que redundará na equação (67). Posteriormente, obtém-se um sistema de equações do qual poderão ser determinadas as taxas líquidas de transferência de calor ou temperaturas das superfícies que compõem a cavidade.

Figura 13 – Aplicação do método da rede de radiação a superfície i.



Fonte: Adaptado de Çengel (2009) e Bergman et al. (2015).

2.3 MÉTODOS DE MEDIÇÃO DA EMISSIVIDADE

As discussões a respeito da emissividade das seções anteriores evidenciam o quão complexo pode ser a determinação de seu valor exato para uma superfície, dado que este valor pode sofrer a influência de variados fatores. Existem na literatura muitos dispositivos propostos para medição da emissividade, muito embora ainda não exista ainda um método padrão para determinação de tal propriedade (HE et al., 2009). Também pode ser encontrada na literatura uma vasta gama de informações sobre a emissividade dos materiais, como em Touloukian e Dewitt (1970). Entretanto, há ocasiões em que estes dados não poderão ser empregados, pois a variação direcional e espectral da emissividade importa, além do que os valores tabelados podem não ser condizentes com a realidade devido ao estado e processamento da superfície analisada. Deste modo, para aplicações com um nível de especificidade e acurácia mais elevadas, como é o caso das medições de temperatura por sistema de imagem infravermelho, é importante dispor-se de vias de medir diretamente a emissividade.

Segundo He et al. (2009) existem 4 métodos principais para estimar a emissividade de uma superfície:

- Método da refletividade;
- Método da termometria de radiação espectral;
- Método da energia de radiação.
- Método calorimétrico;

As seções a seguir apresentam uma visão geral de cada um destes métodos.

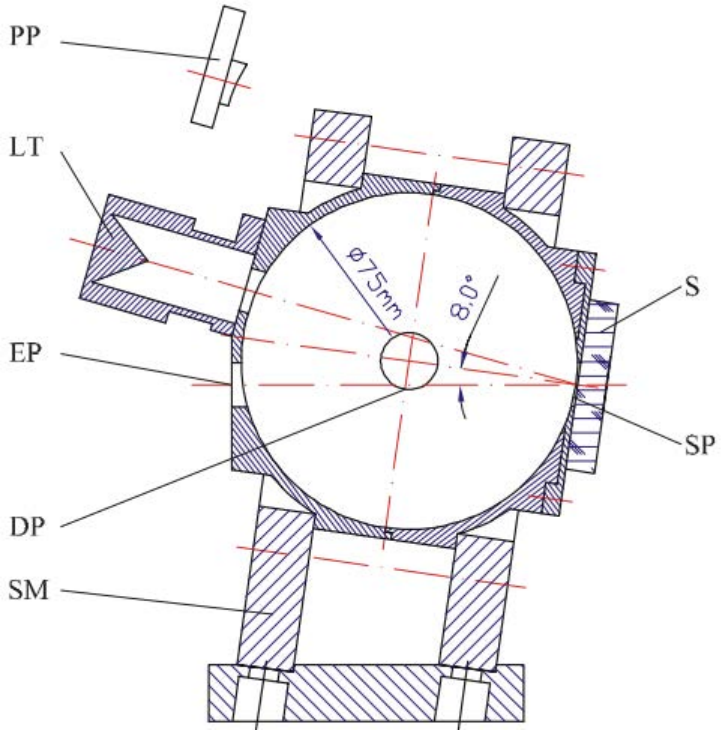
2.3.1 **Método da refletividade**

Este método é dito como indireto, porque o valor da emissividade é determinado a partir da medição de outra propriedade radiante, a refletividade (ADIBEKYAN, 2016). Basicamente neste método uma amostra opaca é irradiada com radiação infravermelha e então é determinada a fração da radiação que é refletida (HE et al., 2009). Uma vez encontrada a refletividade da amostra, sua emissividade é determinada utilizando a equação (40) e a Lei de Kirchhoff (equações (41)-(43)). É comum a utilização de uma esfera integradora, que envolve a amostra, com o intuito de determinar as componentes difusa e especular da refletividade.

Em Seifter, Boboridis e Obst (2003) é reportada a medição da emissividade hemisférica espectral usando um reflectômetro por esfera integradora (*ISR*: *integrating-sphere reflectometer*), cujo aparato é mostrado na Figura 14. Uma esfera, cuja superfície interna é revestida com ouro e tem altíssima refletividade, que também conta com quatro pequenos orifícios (portas), é posta sobre a amostra (S), de modo a cobrir todo o hemisfério acima dela. Um *laser*, através da porta de entrada (EP), irradia a superfície da amostra pela porta da amostra (SP).

A parte da radiação que é refletida difusamente pela amostra irá incidir sobre a superfície difusa e altamente reflexiva da esfera e logo distribuir-se uniformemente sobre esta. Um fotodiodo (DP) é responsável por coletar o sinal proveniente da luz integrada por toda a esfera. A refletividade é então determinada comparando-se o sinal coletado quando a amostra é testada com aquele obtido quando, no lugar da amostra, utiliza-se uma amostra-padrão de refletividade conhecida. A parcela da radiação que sofre reflexão especular na superfície da amostra é absorvida entrando em uma cavidade por outra porta adicional (LT).

Figura 14 – Ilustração esquemática de um reflectômetro por esfera integradora (ISR).



Fonte: Seifter, Boboridis e Obst (2003).

2.3.2 **Método da termometria de radiação multiespectral**

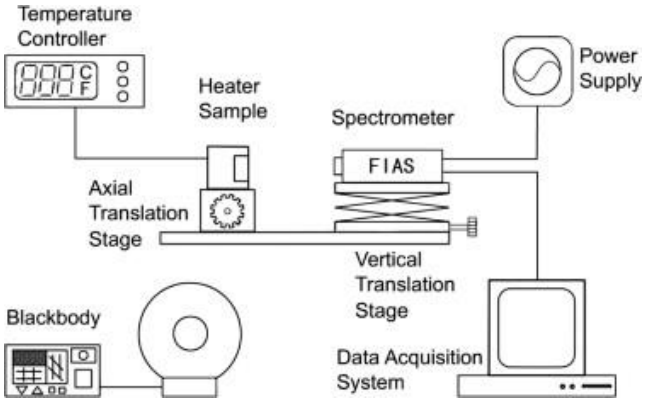
A termometria de radiação é uma técnica utilizada para medição da temperatura com base na intensidade de radiação proveniente de uma superfície (WEN, 2010). As medidas de intensidade de radiação podem ser feitas em um comprimento de onda específico, em dois comprimentos de onda distintos, ou em três ou mais comprimentos de onda. Neste último caso, trata-se da termometria de radiação multiespectral (MRT) (WEN, 2010), uma técnica conveniente para a medição de superfícies com baixa emissividade, como as metálicas, e também aquelas cuja emissividade varia significativamente com o comprimento de onda (DANIEL; FENG; GAO, 2016). Utilizando modelos matemáticos analíticos ou empíricos que relacionam a emissividade com a temperatura, a MRT permite a determinação simultânea tanto da emissividade espectral quanto da temperatura (HE et al., 2009).

Como um exemplo de aplicação deste método, pode ser citado o trabalho realizado por Wen (2010), em que foi estudado o comportamento da emissividade espectral do aço em função do comprimento de onda, da temperatura, da composição do aço e do tempo de aquecimento da amostra. Com os dados da emissividade espectral, foram colocados à prova

seis modelos de emissividade utilizados com a MRT, avaliando a precisão com que eles permitiam inferir a temperatura da amostra.

O aparato utilizado nas medições com a técnica da MRT realizadas por Wen (2010) é apresentada na Figura 15. Um espectrômetro de infravermelho é posto de frente para amostra a fim de medir a intensidade de radiação que ela emitir em função de sua temperatura. A amostra, por sua vez, fica alojada em uma espécie de aquecedor que permite o controle de sua temperatura. Uma vez medida a intensidade de radiação que emana da amostra em um dado comprimento de onda, conhecendo-se a sua temperatura e a temperatura do ambiente, é possível calcular a emissividade espectral da amostra utilizando um balanço de energia em conjunto com a Lei de Planck (equação (12)).

Figura 15 – Esquema do dispositivo utilizado para aplicação da MRT



Fonte: Wen (2010).

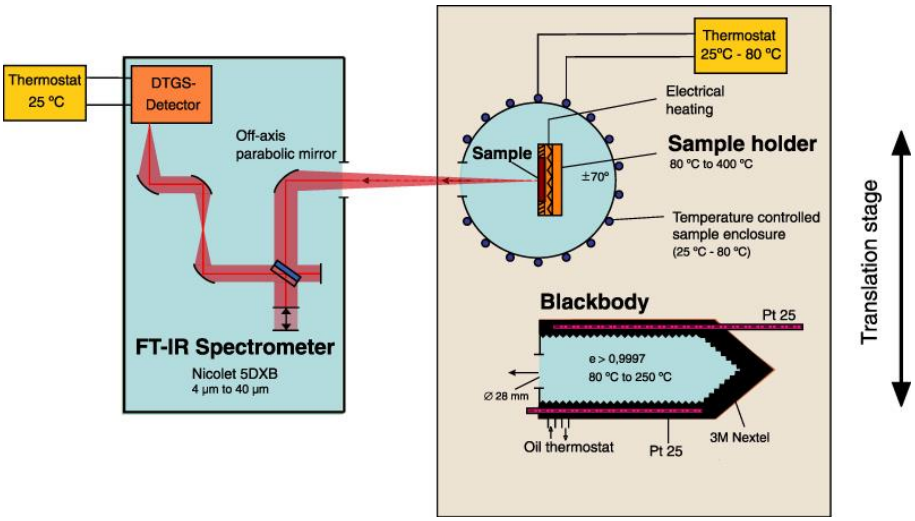
2.3.3 **Método da energia de radiação**

Em termos gerais, o método da energia de radiação baseia-se em medir a energia emitida por uma amostra em relação àquela emitida por um corpo negro real a mesma temperatura (HE et al., 2009; NOVO et al., 2014). Assim, o sucesso deste método passa por conseguir reproduzir experimentalmente o comportamento de corpo negro, visto que o sinal emitido por ele será utilizado como referência e calibração do instrumento de medição (HE et al., 2009; ISHII; ONO, 2001).

É comum em sistemas de medição de emissividade que lançam mão deste método utilizar um espectrômetro infravermelho com Transformada de Fourier (FTIR). Destacam-se aqui os trabalhos desenvolvidos por Monte e Hollandt (2010) e Adibekyan (2016), onde é apresentado um sistema capaz de medir a emissividade direcional espectral. Um esquema do aparato utilizado por Monte e Hollandt (2010) é mostrado na Figura 16.

O FTIR recebe a radiação proveniente do estágio de translação, enviando-a para um par de espelhos dispostos em L, compondo um interferômetro de Michelson (ADIBEKYAN, 2016). O feixe que deixa o interferômetro carregará um padrão de interferência, sendo que a partir destas informações de interferência é que poderá ser obtida a intensidade do sinal coletado em função do comprimento de onda. A emissividade é obtida com base na razão entre o sinal da amostra e o sinal de um corpo negro de referência (MONTE; HOLLANDT, 2010). O aparato construído permite alternar entre medir o sinal da amostra e medir o sinal dos corpos negros de referência por meio do estágio de translação. Também é possível alterar a orientação da amostra dentro de seu suporte em posições próximas a 70º.

Figura 16 – Ilustração esquemática do sistema de medição da emissividade direcional espectral com um espectrômetro FTIR



Fonte: Monte e Hollandt (2010).

2.3.4 **Método Calorimétrico**

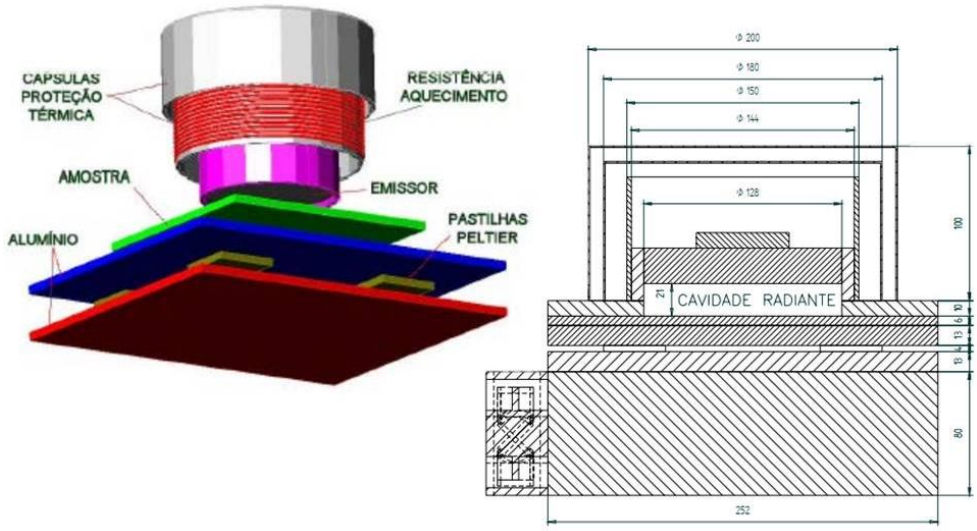
Em termos conceituais, o método calorimétrico é talvez o mais simples dentre os métodos de medição de emissividade. Ele consiste em fornecer energia para uma amostra e promover trocas radiativas em sua superfície, de modo a permitir que a emissividade desta seja determinada com base na potência térmica dissipada e no balanço térmico no aparato experimental (HE et al., 2009; ADIBEKYAN, 2016). Existem duas maneiras pelas quais o método calorimétrico pode ser utilizado para determinar a emissividade. Em uma delas a emissividade é determinada avaliando-se o problema no regime transiente, enquanto na outra a análise é feita no regime permanente (ADIBEKYAN, 2016). Para os propósitos deste trabalho, o foco está voltado sobre os dispositivos deste último tipo, em que é medida a potência de entrada necessária para manter a amostra a uma temperatura constante.

O método calorimétrico tem por vantagem a sua simplicidade: é um método direto; não depende de uma amostra de referência como no método da energia; e não é influenciado pela variação angular da refletância como o seria no método da refletividade. Sendo assim, ele é um método eficaz para a medição da emissividade hemisférica total em revestimentos, substrato e sólidos em geral (EFFERTZ; PERNPEINTNER; SCHIRICKE, 2016). Por outro lado, a desvantagem deste método é que ele fica restrito a medir somente a emissividade hemisférica total, além do que algumas imperfeições podem comprometer drasticamente os resultados, como é o caso das não uniformidades na distribuição de temperatura das superfícies radiantes e fluxos térmicos adicionais que não sejam trocas radiativas na superfície da amostra (FU; TAN; PANG, 2012; ADIBEKYAN, 2016). Assim, o sucesso deste método irá depender da avaliação cuidadosa de todas as perdas térmica dos dispositivos (HE et al., 2009) e de meios para garantir a uniformidade das temperaturas nas superfícies radiantes.

Foi desenvolvido por Perin (2009) um calorímetro para medição da emissividade hemisférica total no regime permanente, mostrado na Figura 17. Um bloco de alumínio é energizado em sua face superior por um resistor elétrico. Por meio de sua face inferior (superfície emissora), pintada de preto para alta emissividade, ele emite esta energia para uma amostra colocada abaixo. Forma-se então uma cavidade com as faces do emissor e da amostra, e uma superfície cilíndrica rerradiante de isolamento térmico, recoberta por papel alumínio. Envolvendo o emissor e o isolamento cilíndrico está uma blindagem térmica, cuja temperatura é controlada de forma que ela se iguale a temperatura do emissor e, desta maneira, faça com que o calor entregue ao bloco de alumínio seja totalmente direcionado ao emissor.

A amostra fica sobre as placas de um aquecedor termoelétrico, que a mantém a temperatura ambiente, de modo que ela não troque calor pelas bordas com o ambiente. A emissividade é então determinada com base na potência elétrica injetada no calorímetro e nas temperaturas das superfícies da cavidade

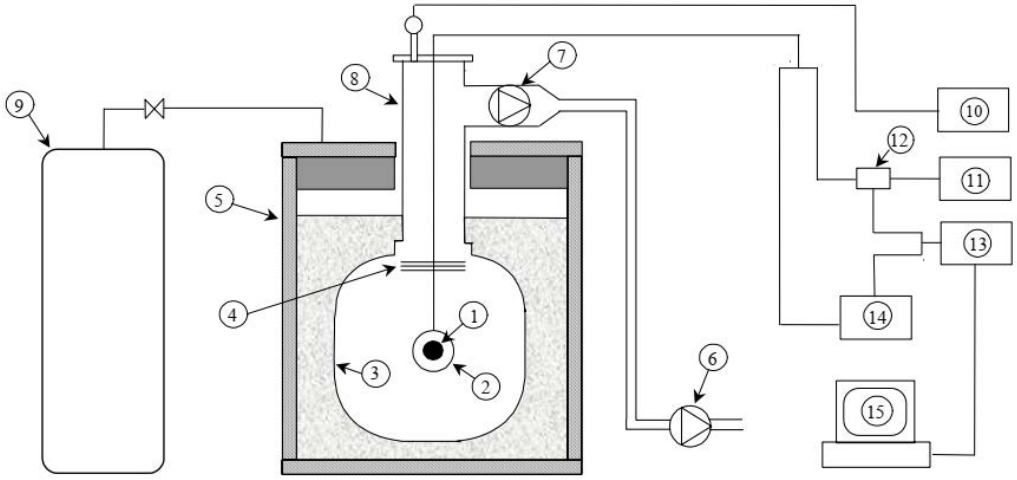
Figura 17 – Ilustração do calorímetro desenvolvido por Perin (2009) para medição da emissividade hemisférica total. Vista explodida (esquerda) e em corte (direita).



Fonte:Adaptado de Perin (2009).

Outro dispositivo que utiliza o método calorimétrico é aquele descrito por Hameury, Hay e Filtz (2007) e Monchau et al. (2017), projetado pelo *Laboratoire National d'Essayis* (LNE); o dispositivo é apresentado na Figura 18. O aparato consiste de um dewar (5), recipiente próprio para material criogênico, preenchido com LN_2. Imerso no banho de LN_2 fica uma câmara de aço inox (3) com a superfície interna pintada com tinta preta de alta emissividade. É feito vácuo na câmara por meio de uma bomba de paletas (7) e uma bomba turbo molecular (6), a fim de mitigar qualquer troca de calor gasosa dentro da câmara. A pressão atingida na câmara fica menor que 10^{-3} Pa. Um sistema de aquecimento (2), de formato cilíndrico e que contém duas amostras cilíndricas idênticas (1), fica suspenso à meia altura da câmara. Entre as amostras é posto um resistor que fornece calor a elas, enquanto que uma guarda térmica é aquecida a mesma temperatura das amostras e as envolve, no âmbito de manter o fluxo térmico na direção axial. Aplicando um balanço de energia ao conjunto das amostras, é possível determinar a emissividade média entre elas. O dispositivo é capaz de operar entre -20 e 200ºC.

Figura 18 – Dispositivo do LNE para medição da emissividade hemisférica total.



Fonte: Hameury, Hay e Filtz (2007).

2.3.5 **Bancada original: o aparato de baixo custo**

Este trabalho tem como ponto de partida o dispositivo projetado originalmente por Porto (2016), mostrado na Figura 19. Trata-se de uma bancada para medição da emissividade hemisférica total, valendo-se do método calorimétrico em regime permanente. Diferentemente dos dispositivos que foram apresentados nas seções precedentes, o propósito desta bancada é ser um dispositivo simples no que diz respeito ao aparato experimental e a descrição teórica, e ao mesmo tempo ser um dispositivo de baixo custo.

Figura 19 – Bancada original para medição da emissividade hemisférica total de uma placa circular plana.

Fonte: Porto (2016).

A bancada é composta de um disco circular com uma das faces pintada de preto, chamada de emissor. Sobre o emissor foi posto um tubo cilíndrico de aço inox, também pintado de preto em sua face interna, revestido externamente por um isolamento térmico de madeira. Uma amostra circular, cuja emissividade da superfície inferior deverá ser determinada, é colocada sobre o tubo. Assim formava-se uma cavidade com as faces planas do emissor e da amostra (ou receptor) e a superfície interna lateral do tubo de inox.

Na face superior da amostra fica um compartimento preenchido com água em fusão para assegurar a condição isotérmica do receptor e aumentar o gradiente de temperatura entre emissor e receptor, para que deste modo fosse intensificado o calor trocado por radiação entre estas superfícies. A temperatura do emissor e do receptor é monitorada por termopares do tipo K. A bancada conta ainda com uma bomba de vácuo, para remover o ar da cavidade e minimizar qualquer troca de calor convectiva que pudesse ocorrer por meio dele. A placa circular do emissor fica sobre o queimador de um fogão elétrico tipo *cooktop*, cuja função é fornecer calor para a bancada. Assim, na condição ideal, toda a potência elétrica dissipada pelo *cooktop* seria transferida para o emissor, e este por sua vez emitiria parte deste calor para o receptor e para a superfície interna do tubo de inox, sendo o restante transferido por condução através da parede cilíndrica do tubo de inox. Com a medida da potência térmica dissipada no *cooktop* e utilizando equações de balanço térmico na cavidade, seria possível determinar a emissividade do receptor. Detalhes adicionais sobre a bancada são dados no capítulo seguinte.

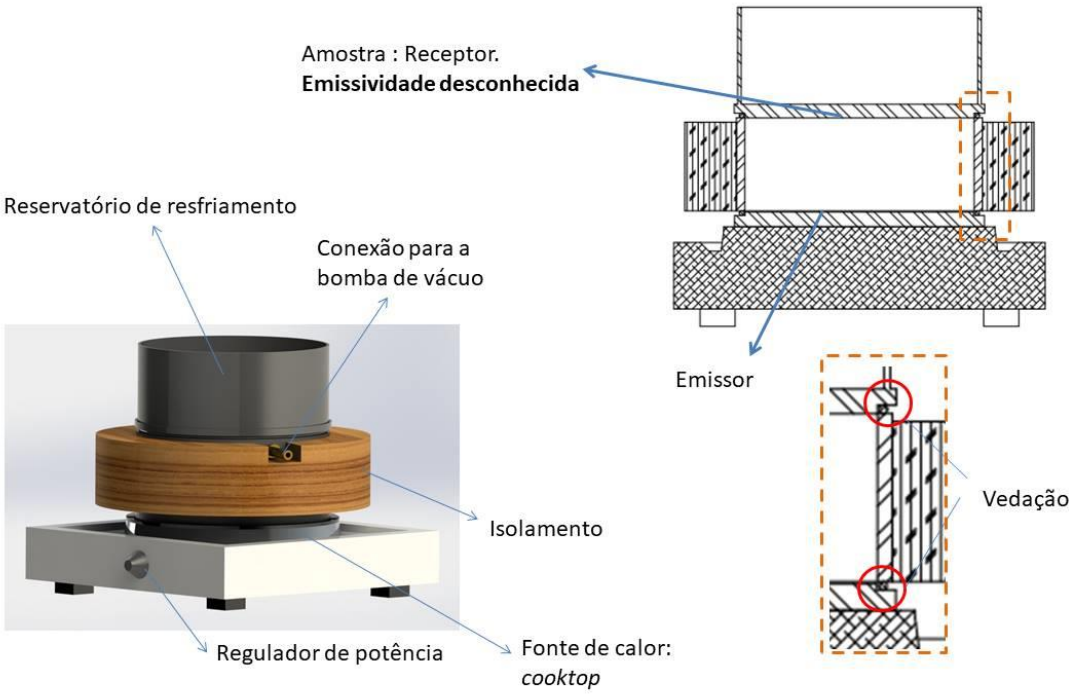
3 MATERIAIS E MÉTODOS

3.1 DESCRIÇÃO DA BANCADA

Neste trabalho é analisado o desenvolvimento do protótipo projetado por Porto (2016), apresentado na seção 2.2.6.5. Na Figura 20 é mostrada uma representação em CAD da bancada (esquerda) acompanhada de sua vista em corte (direita).

A bancada basicamente é composta por um *cooktop*, pela placa circular do emissor, por um tubo cilíndrico envolvido por isolamento térmico, por uma bomba de vácuo e pela amostra. O emissor, o receptor e a superfície cilíndrica interna do tubo formam uma cavidade fechada.

Figura 20 – Ilustração esquemática da bancada original



Fonte: Autoria própria

O *cooktop* é a fonte de calor do dispositivo. Trata-se de um mini fogão elétrico Xion, modelo XI-H1,que opera a 220V, de 1000 W de potência e com 6 níveis de temperatura. O seu aquecedor tem diâmetro de 155 mm.

Sobre o *cooktop* é posta a placa circular do emissor, um disco de inox de 143 mm de diâmetro e 9 mm de espessura total. A face superior tem 130 mm de diâmetro e 2 mm de altura, para que esta possa ser encaixada no tubo de inox juntamente com o anel que veda a interface dela com o tubo . Esta face superior recebe o nome de emissor. Ela é pintada com tinta preta para aumentar sua emissividade e intensificar o calor trocado por radiação na cavidade.

A peça intermediária da bancada é um tubo de inox, com diâmetro externo de 141 mm, 50 mm de comprimento e espessura de parede de 5 mm . Distando 10 mm de sua borda superior há um furo de 6 mm de diâmetro para encaixe da conexão da bomba de vácuo. A superfície externa deste tubo é coberta por um isolamento térmico de madeira de 29 mm de espessura, com um rebaixo para acomodar a conexão da bomba de vácuo.

A amostra utilizada é uma placa circular plana de aço inox de 143 mm de diâmetro externo e 8 mm de espessura. A amostra também tem uma face com 130 mm de diâmetro, com altura de 3 mm, para sua montagem e vedação com o tubo de inox. Esta face é o receptor. Ela é uma superfície de inox parcialmente oxidada. Sobre a face superior da amostra é soldada uma casca cilíndrica com diâmetro de 139 mm, formando um recipiente aberto, com capacidade para comportar um volume de 800 ml. Neste recipiente é colocada água em fusão, de modo a resfriar e homogeneizar a temperatura do receptor, além de intensificar as trocas radiantes deste para com o emissor.

Uma bomba de vácuo é conectada ao tubo de inox, com o propósito de remover o ar da cavidade e minimizar as trocas térmicas convectivas. A bomba de vácuo é uma *Deep Vacuum Pump*, modelo DV-42, de capacidade de 42 litros/min e 1/4 HP, que opera em 110 V. A pressão na cavidade é medida através do manômetro da bomba, que indica a pressão vacuométrica na linha. A vedação da cavidade se dá por meio de anel colados nas extremidades do tubo de inox, encaixados junto às faces do emissor e do receptor.

As temperaturas do receptor e do emissor são monitoradas na realização dos testes. Para tanto, há um termopar do tipo K instalado em cada uma destas superfícies. O termopar do emissor atravessa radialmente o disco do emissor, saindo por uma pequena abertura na superfície deste. Tanto a abertura como a junção do termopar são cobertas por uma resina, de modo a fixar o termopar e vedar a pequena abertura. De modo semelhante, o termopar do receptor é inserido na lateral do disco do receptor e o atravessa radialmente, até sair por uma abertura na superfície do receptor, onde o termopar é fixado e a abertura é vedada. A leitura dos dados dos termopares é feita com um termômetro digital para termopar.

O teste se dá fornecendo energia ao *cooktop* e preenchendo com gelo o recipiente sobre a amostra. Depois de alcançado o regime permanente, mede-se a potência elétrica dissipada no *cooktop* e as temperaturas do receptor e do emissor. Com estes dados e por balanço térmico na cavidade, seria possível determinar a emissividade do receptor.

3.2 OPERAÇÃO DO DISPOSITIVO

A operação do dispositivo se dá de acordo com um procedimento de 9 passos, detalhados como segue:

1) Centralizar a placa do emissor sobre o aquecedor do *cooktop*;
2) Ligar o *cooktop* na rede elétrica em 220 V, com a chave de potência em *off*;
3) Preencher o recipiente sobre a amostra com água e gelo.
4) Encaixar a amostra no tubo de inox.
5) Conectar a bomba de vácuo na rede elétrica em 110 V e ligá-la. Cuidar para que os elementos que formam a cavidade estejam montados de modo que o vácuo não permita a desmontagem manual do dispositivo.
6) Ajustar a chave do seletor de potência do *cooktop* para a posição 1. Assim é dado início ao teste
7) Aguardar até que o sistema atinja o regime permanente, conferindo quando as temperaturas do emissor e receptor se estabilizam;
8) Registrar a temperatura final do emissor, do receptor e a pressão do manômetro da bomba de vácuo.
9) Utilizar os dados obtidos na etapa 8 para calcular a emissividade a partir de modelo apropriado.

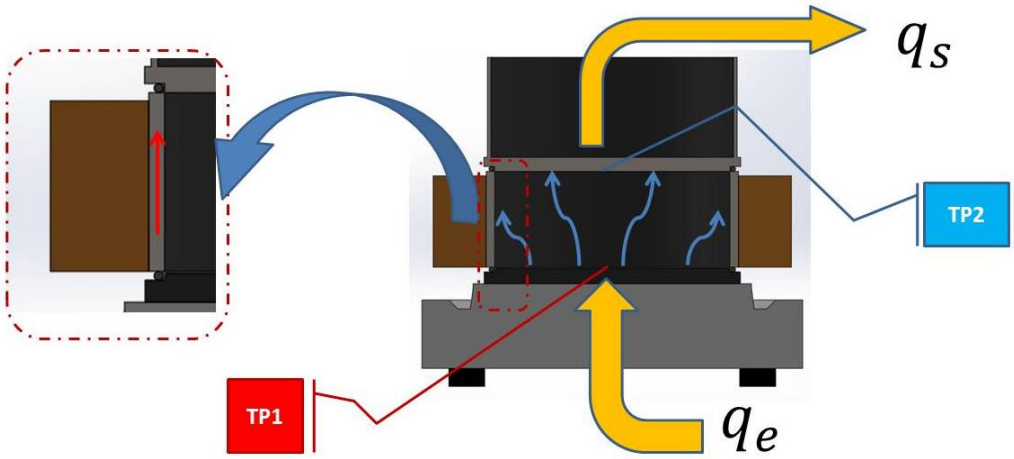
A potência elétrica demandada pelo *cooktop* é calculada pelo produto da tensão da rede e pela corrente elétrica medida no equipamento. Segundo Porto (2016), o tempo recomendado para aguardar até que o regime permanente seja alcançado é de 90 minutos.

3.3 METODOLOGIA PARA O CÁLCULO ANALÍTICO DA EMISSIVIDADE

Neste trabalho são propostos modelos analíticos alternativos para os processos de transferência de calor que ocorrem na bancada, no intuito de por meio destes determinar a emissividade do receptor.

Em um dispositivo ideal, como mostrado na Figura 21, toda a potência elétrica demandada pelo *cooktop* seria transformada em calor entregue ao disco do emissor. Este fluxo térmico fluiria de maneira uniforme e unidirecional até o emissor, onde dali o calor seria somente emitido para o receptor e para o tubo de inox, e também transferido por condução através das paredes deste último.

Figura 21 – Fluxos térmicos da bancada na condição ideal.



Fonte: Autoria própria

Ao final, todo o calor cedido ao *cooktop* deixaria o disco do receptor, ou seja, $q_e = q_s$. Estas considerações são usadas como ponto de partida para o equacionamento das trocas térmicas na bancada. Subsequentemente, são analisados alguns desvios com relação a estas hipóteses, como por exemplo, a distribuição não uniforme de temperatura no tubo de inox e a ocorrência de trocas térmicas através do ar residual na cavidade. Também é considerado um isolamento térmico ideal ao redor do tubo de inox, desprezando-se qualquer fluxo térmico radial deste para com o ambiente.

Para equacionar as trocas radiantes na cavidade foram utilizadas duas abordagens. A primeira consiste em fechar volumes de controle nos componentes e superfícies da cavidade individualmente, relacionando os fluxos radiantes de modo a encontrar uma equação que seja função da emissividade do receptor. Com a leitura das temperaturas dos termopares (TP1 e TP2) e da potência demandada pelo *cooktop*, a emissividade do receptor seria determinada. A outra abordagem seria utilizar o método da rede de radiosidades (seção 2.2.6.5) para obter um sistema de equações, do qual a emissividade do receptor poderia ser determinada. Em ambos os casos, foi lançado mão do software *GNU Octave* 4.4 para auxiliar na solução numérica das equações analíticas dos modelos. Dimensões da bancada, parâmetros, códigos e scripts utilizados encontram-se nos Apêndices APÊNDICE A - e APÊNDICE B - .

4 ANÁLISE CRÍTICA E SUGESTÕES DE MELHORIAS

4.1 TESTES REALIZADOS COM A BANCADA

As análises experimentais no protótipo da bancada de baixo custo foram realizados em duas etapas. Em um primeiro momento, o dispositivo original foi testado com o objetivo de obter dados de referência e encontrar pontos a serem melhorados no projeto original. Após algumas modificações e correções terem sido executadas na bancada, ela foi novamente submetida a testes. Desta vez, foram feitas análises mais minuciosas, com resultados mais detalhados, além de permitir estabelecer a sequência passo-a-passo para utilização da bancada apresentada na seção 3.2.

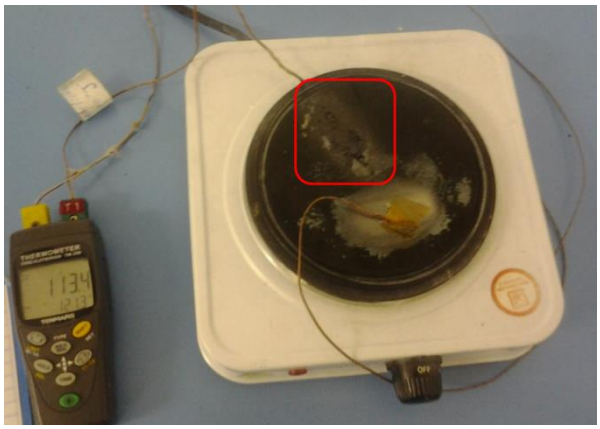
4.1.1 **Avaliação inicial do protótipo**

Na avaliação inicial do protótipo original da bancada, a pressão mínima alcançada foi de 60 cmHg (vacuométrica). Entretanto, não foi possível nos testes realizados obter medidas confiáveis de temperatura e, tampouco, de emissividade. Por outro lado, as dificuldades experimentais encontradas nesta primeira avaliação forneceram as diretrizes para propor alterações no projeto da bancada.

Sob a suspeita de que as medidas de temperatura do emissor não eram precisas, foi feita uma averiguação do seu termopar. Outro termopar foi tomado para servir de referência. Então, uma parte do emissor foi limpa e o termopar de referência foi fixado ali com fita Kapton, conforme Figura 22. A placa do emissor foi posta sobre o *cooktop* e então foram comparadas as leituras fornecidas por ambos os termopares em diferentes temperaturas, verificando se havia concordância entre as leituras.

As leituras feitas com o termopar da bancada e com o de referência são mostradas na Tabela 1. Constatou-se que a resina utilizada na fixação do termopar estava concentrando calor, causando uma perturbação na distribuição de temperaturas do emissor e redundando em uma temperatura maior nas adjacências da resina em relação às demais áreas do emissor. Soma-se a isto a baixa resistência térmica da resina, muitas vezes exalando um odor desagradável. Portanto, a utilização daquela resina no emissor foi descartada.

Figura 22 – Teste do termopar do emissor (destacado) em relação a outro termopar de referência



Fonte: Autoria própria

Tabela 1 – Temperaturas do emissor para diferentes níveis de potência, medidas pelo termopar da bancada e por outro de referência.

$T_{bancada}$ [ºC]	$T_{referência}$ [ºC]	Desvio percentual (%)	Nível de potência
27,1	26,5	2,3	[Desligado]
139,1	135,9	2,4	1
126,4	118,5	6,7	[Desligado]
204,5	193,4	5,7	2

Outra possível fonte de erro na leitura da temperatura do emissor era que o termopar do emissor passava por dentro do próprio emissor, que é uma fonte intensa de calor. A força eletromotriz entre os terminais de um termopar se desenvolve ao longo dos seus fios devido ao gradiente de temperatura entre a junção quente (ponto de medida da temperatura) e a junção fria. Assim, a transferência de calor do emissor para os fios do termopar produziria uma voltagem diferente daquela que seria gerada somente pela diferença de temperatura entre as junções quente e fria, o que poderia resultar em medidas incorretas de temperatura. Por isto, a fixação do termopar teve de ser repensada.

O isolamento de madeira do tubo de inox foi mais um componente da bancada que teve de ser substituído. Quando este trabalho foi iniciado, o isolamento apresentava uma grande rachadura em sua superfície lateral, provavelmente porque ele não deve ter resistido às tensões térmicas associadas a variações de temperatura nas quais ele foi submetido em testes anteriores. Como a rachadura permitia o contato do ar ambiente com o tubo, a eficiência do isolamento estava comprometida. Também foi observado que as superfícies laterais do queimador do *cooktop* e do emissor ficavam totalmente expostas ao ambiente. Em vista disso, deveria ser proposto um novo isolamento para o tubo de inox: um que fornecesse o

isolamento térmico necessário e, ao mesmo tempo, fosse resistente às temperaturas alcançadas nos testes da bancada.

Nestes primeiros testes também havia certa desconfiança sobre a vedação da cavidade. Os anéis de vedação utilizados estavam ressecados e desgastados, o que levou a concluir que a substituição destes anéis permitiria atingir uma pressão ainda menor na cavidade.

Diante destes problemas, o diagnóstico da bancada original era que ela não estava apta a medir a emissividade da amostra. Com os dados coletados nestes primeiros testes e com o modelo teórico original da bancada, nenhum valor de emissividade que fizesse sentido fisicamente foi encontrado. Para realizar uma nova avaliação do projeto da bancada de baixo custo foram implementadas algumas modificações, visando sanar os problemas supracitados. Paralelamente, foram estudadas descrições teóricas alternativas à original encontrada em Porto (2016) para as trocas de calor na cavidade.

4.1.2 **Avaliação da bancada com melhorias**

Para corrigir os problemas com o isolamento térmico e com a instrumentação do emissor, a bancada foi modificada conforme mostrado na Figura 23. Foi feito um anel de lã de vidro, com espessura de 25 mm, fechado por chapas metálicas. A face inferior deste anel foi soldada diretamente na face inferior do emissor, mas a superfície do queimador continuou exposta ao ar ambiente. Deste modo, não houve mais preocupações sobre o rompimento do isolamento devido à temperatura. Por outro lado, devido ao contato direto da chapa metálica do isolamento estar soldada no emissor, parte do calor fornecido ao emissor é perdido para o fechamento metálico do isolamento. Se esta perda não puder ser contabilizada com precisão, é um item que deve ser retrabalhado no isolamento térmico.

O termopar do emissor agora passa pelo isolamento e pela lateral do tubo de inox, por meio de um tubo metálico que os atravessa (em destaque, à direita, na Figura 23). Com isto foi minimizada a transferência de calor para os fios do termopar. Esta configuração permitiu que somente a junção quente do termopar fosse fixada no emissor e que a resina fosse dispensada, já que não havia mais necessidade de fechar a abertura no emissor por onde passava o termopar. Para o último teste realizado, o termopar do emissor foi fixado provisoriamente com fita kapton.

Após estas modificações, toda instrumentação da bancada foi verificada: foi conferida a continuidade dos fios dos termopares, acertadas as suas polarizações e aferidas suas medidas frente a um termopar de referência. Dessa forma, a instrumentação da bancada tornou-se habilitada a produzir medidas mais confiáveis de temperatura durante os testes com a bancada.

Nesta nova configuração, o tubo de inox foi soldado diretamente ao emissor, dispensando o anel de vedação que havia naquela interface. Na parte superior do tubo de inox, o anel antigo também foi descartado; agora a vedação com o receptor é feita com adesivo de silicone para motor ORBIVED, da ORBI Química, com resistência a até 320 ºC intermitente. Este adesivo de silicone também foi utilizado na vedação da entrada do termopar no isolamento. Uma ilustração do dispositivo após as modificações, bem como também um desenho esquemático com algumas dimensões construtivas pode ser conferida no APÊNDICE A - .

Ao contrário do que era esperado, ao ser feito vácuo novamente na bancada, a pressão vacuométrica atingida foi 60 cmHg, igualando-se a pressão obtida com a configuração original. Este é um indício de que o fator limitante para minimização da pressão na cavidade seja a capacidade da bomba de vácuo. Se este for o caso, uma bomba de vácuo mais potente resolveria o problema, mas descaracterizaria o requisito de baixo custo da bancada, já que uma bomba mais potente seria mais cara.

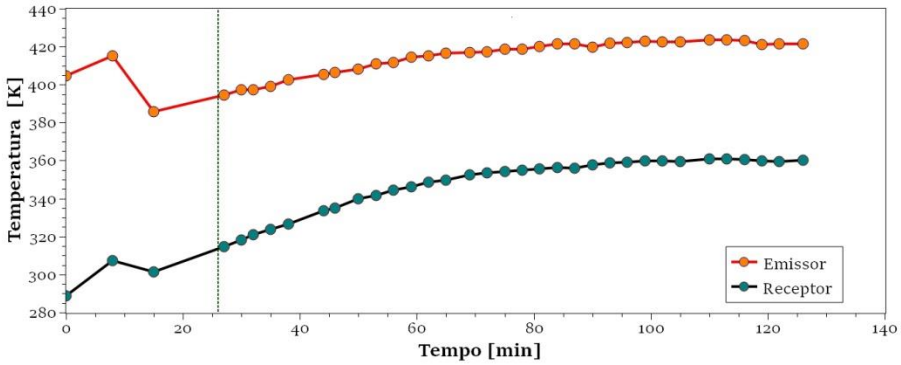
Figura 23 – Comparação dos isolamentos do tubo de inox: o antigo (esquerda) e o atual (direita).

Fonte: Autoria própria

A despeito disso, com as modificações concluídas, a bancada se tornou mais simples de operar e a sua instrumentação se mostrou mais estável. Anteriormente havia uma dificuldade em encaixar os componentes do dispositivo na posição exata em que a vedação funcionasse. Agora, a união entre os componentes é mais rígida e o vácuo na cavidade pode ser obtido sem muito esforço.

Um novo teste com a bancada modificada foi então realizado, seguindo os procedimentos da seção 3.2. O teste foi conduzido até ser verificado que o regime permanente foi alcançado, tendo uma duração total de 2 horas e 6 minutos. A evolução com o tempo das temperaturas do emissor e do receptor foi registrada e é apresentada na Figura 24.

Figura 24 – Evolução das temperaturas do emissor e do receptor com o tempo no teste com a bancada modificada



Fonte: Autoria própria

Constatou-se que é preciso dispor de um volume de gelo muito maior que o equivalente ao do recipiente sobre a amostra para mantê-la isotérmica a 0º C até o regime permanente ser atingido (com menos de 30 min de teste, todo o gelo do recipiente já havia sido fundido). A linha pontilhada vertical da Figura 24 demarca o ponto a partir do qual os dados experimentais foram tomados sem haver mais gelo no recipiente.

Na Figura 24 pode ser observado que as curvas de temperatura no fim do teste tendiam a uma assíntota horizontal, o que indica o estabelecimento do regime permanente. Algumas pequenas flutuações nestas curvas são devido ao funcionamento intermitente do *cooktop,* que para manter a temperatura no seu aquecedor constante, alternava automaticamente seu estado de ligado para desligado. Para um controle mais preciso de temperatura, talvez seja o caso de substituir a fonte de calor por outra na qual estas alternâncias de temperatura e potência sejam menos abrutas, como, por exemplo, um aquecedor com controlador de temperatura PID. Não obstante, foram computados os resultados ao final do teste, conforme mostrado na Tabela 2.

Tabela 2 – Resultado final do teste realizado com a bancada modificada.

Pressão [cmHg]	60
$T_{emissor}$ [K]	421,7
$T_{receptor}$ [K]	360,4
Corrente elétrica [A]	4,2
Tensão elétrica [V]	212,0
Potência elétrica [W]	890,4

O próximo passo na análise da bancada seria então equacionar corretamente as trocas de calor na cavidade, de modo a obter o valor da emissividade hemisférica total da amostra com os dados coletados. Porém, uma análise preliminar dos dados da Tabela 2 já indica que existe um déficit energético muito significativo em relação à potência elétrica demandada pelo equipamento e os fluxos térmicos máximos na cavidade, conforme o modelo ideal da seção 3.3.

Considerando o emissor uma superfície negra isotérmica e combinando as equações (10), (47) e (49), a quantidade máxima de calor que ele poderia emitir seria:

$$q_{rad,max} = A_e \sigma {T_e}^4 = 0{,}013376 \cdot 5{,}67 \cdot 10^{-8} \cdot 421{,}7^4 \approx 24\ W \tag{68}$$

Desprezando a resistência térmica de contato entre o emissor e a base do tubo, a resistência térmica da vedação do receptor para com o tubo, a quantidade máxima de calor transferida pelo tubo, a partir da equação (8), seria:

$$q_{k,2} = \frac{(T_e - T_r)}{R_t} = \frac{(T_e - T_r)}{\frac{H_t}{A_t k_t}} = \frac{421{,}7 - 360{,}4}{\frac{0{,}0532}{0{,}002 \cdot 18}} \approx 44{,}2\ W \tag{69}$$

Conforme a Figura 21, a potência demandada pelo *cooktop* deveria ser igual ao calor que chega ao emissor, que por sua vez seria dado pela soma de toda energia emitida pelo emissor com aquela que é transferida por condução no tubo. De acordo com as equações (68) e (69), o limite superior para este total seria 68,2 W. Por outro lado, conforme a Tabela 2, a potência demandada pelo *cooktop* foi de 890,4 W, um valor cerca de 13 vezes maior que a máxima energia que poderia deixar o emissor nas mesmas condições, segundo o modelo ideal da seção 3.3. Esta discrepância impossibilitou, em princípio, qualquer dos modelos estudados preverem corretamente a emissividade das amostras a partir dos resultados experimentais e das considerações do modelo ideal da seção 3.3.

Portanto, para um funcionamento mais adequado da bancada, seria útil em trabalhos futuros aumentar a eficiência com que a potência elétrica é convertida em calor para a superfície do emissor. É provável que o funcionamento intermitente do *cooktop* tenha contribuído para tamanha incongruência entre a potência demandada pelo aparelho e aquela que efetivamente deixou o emissor.

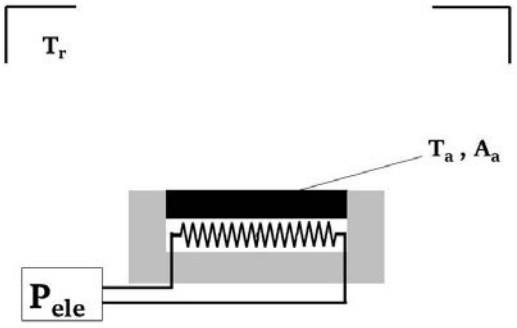
4.2 MODELOS PARA O CÁLCULO ANALÍTICO DA EMISSIVIDADE

O caso ideal, no que concerne a simplicidade da descrição matemática das trocas de calor na bancada, seria o exercício proposto em Bergman et al. (2015, p.405), mas sem trocas com o ar ambiente. Esta montagem é ilustrada na Figura 25. O índice "*a*" se refere à amostra enquanto que "*r*", ao recinto. Nesta situação, toda potência elétrica gerada por um aquecedor colocado na superfície inferior da amostra seria transferida para ela. Amostra e aquecedor ficariam isolados do ambiente, a não ser somente pela superfície superior da amostra, que estaria livre para trocar calor com o recinto.

Da equação (59) e considerando a amostra como um corpo cinza:

$$q_a = A_a(E_a - \varepsilon_a G_a) \tag{70}$$

Figura 25 – Exemplo simples de Bergman et al. (2015) para medição da emissividade da amostra



Fonte: Adaptado de Bergman et al. (2015).

Se a área do recinto for suficientemente grande em relação a área da amostra, o primeiro poderá ser considerado como um corpo negro. Isto implicaria em o recinto emitir radiação como um corpo negro, e que também toda a radiação emitida pela amostra seria absorvida pelo recinto, isto é $F_{a-r} = 1$. Por conseguinte, o calor adicionado à amostra (equação (70)) pode ser escrito como:

$$q_a = A_a \varepsilon_a F_{a-r} \sigma {T_a}^4 - A_r F_{ra} \varepsilon_a \sigma {T_r}^4 \tag{71}$$

$$q_a = A_a \varepsilon_a \sigma ({T_a}^4 - {T_r}^4) \tag{72}$$

A equação (72) foi obtida valendo-se da relação de reciprocidade.

Das condições do problema e da conservação de energia, toda a energia recebida pela amostra deverá ser emitida para o recinto, isto é, $q_a = P_{ele}$. Deste modo, a emissividade da amostra poderia ser determinada pela equação (73).

$$\varepsilon_a = \frac{P_{ele}}{A_a \sigma ({T_a}^4 - {T_r}^4)} \tag{73}$$

As hipóteses assumidas neste modelo o tornam muito simplificado e inadequado para modelar as trocas radiativas na cavidade. Porém, a análise das suas simplificações é válida para salientar algumas questões a serem consideradas no correto equacionamento de um calorímetro para medição de emissividade.

Em primeiro lugar, para que a equação (73) possa ser aplicada, a soma das áreas que comporiam o recinto deve ser 100 vezes maior que a da amostra (FU; TAN; PANG, 2012). Assim, é necessário utilizar fatores de vista e emissividades para as superfícies que compõem a cavidade da bancada.

Outra consideração implícita na equação (73) é a uniformidade das temperaturas e dos fluxos radiantes. Esta é uma simplificação que, se puder ser garantida, facilita muito o equacionamento dos balanços térmicos; caso contrário, o resultado exato só poderá ser obtido por meio de expressões matemáticas de elevada complexidade, o que seria incoerente com a proposta de simplicidade da bancada. Como exemplo, Sparrow e Cess (1978) mostram o equacionamento de um conjunto de aletas retangulares radiativas, no vácuo, montadas em uma placa isotérmica, resultando em um sistema de equações integro-diferencial de segunda ordem.

Ao revisar a literatura citada na seção 2.3, observa-se que há um cuidado na modelagem matemática dos dispositivos de medição da emissividade em introduzir fatores que computem as perdas térmicas e outras trocas de calor que não sejam a radiação da superfície emissora para com o seu envolvimento. Isto é o oposto da equação (73), em que é assumido que toda a potência demandada pelo aquecedor é transferida para o emissor, e deste para as paredes do recinto. No trabalho de Perin (2009), o calorímetro é modelado por um circuito térmico que inclui resistências térmicas de condução unidimensional, tridimensional, através do ar e perdas externas indesejáveis (*by-pass*). Hameury, Hay e Filtz (2007) consideraram as perdas por condução entre as amostras e as guardas térmicas, e a radiação na face cilíndrica das amostras; até mesmo as perdas por condução através do ar foram analisadas, mesmo em condições de vácuo.

A seguir são apresentados os modelos analíticos propostos neste trabalho. Para tanto, as superfícies da cavidade receberam a seguinte numeração: (1) emissor, (2) lateral do tubo e (3) receptor. Ao final desta seção, são comparados os resultados produzidos por cada modelo.

4.2.1 **Modelagem por balanços de energia – análise simplificada**

Na Figura 21 (seção 3.3) foi mostrado que, na condição ideal, todo o calor fornecido pelo *cooktop* ou será emitido pelo emissor ou será transmitido por condução através das paredes do tubo. Considera-se aqui também o *cooktop* como uma fonte de calor ideal, em que a potência elétrica demandada por ele será toda transferida para o emissor. Considerando uma superfície de controle em torno do emissor, pela conservação de energia, vale a seguinte relação:

$$q_1 = P_{ele} - q_{k,2} \tag{74}$$

Para determinar $q_{rad,1}$, pode ser utilizada a equação (59) modificada para uma cavidade de *n* superfícies.

$$q_1 = A_1 \left[\sum_{j=1}^{n} E_{1j} - \alpha G_1 \right] \tag{75}$$

Os fluxos radiantes emitidos do emissor para as demais superfícies da cavidade são representados por E_{1j}, enquanto que o termo G_1 denota a irradiação para o emissor. Estas quantidades são expressas pelas equações (76)-(78), sendo que G_1 é determinado com base na radiosidade das demais superfícies da cavidade:

$$E_{1j} = F_{1j}\varepsilon_1 \sigma {T_1}^4 \tag{76}$$

$$A_1 G_1 = \sum_{j=1}^{n} A_j F_{j1} J_j \tag{77}$$

$$G_1 = \frac{1}{A_1} \sum_{j=1}^{n} A_j F_{j1} J_j \tag{78}$$

Usando a relação de reciprocidade (equação (51)) na equação (78) resulta:

$$G_1 = \sum_{j=1}^{n} F_{1j} J_j \tag{79}$$

A determinação da irradiação para o emissor (equação (79)) será facilitada se as radiosidades forem compostas apenas pela energia emitida pelas superfícies, isto é, desprezando a contribuição da reflexão nas radiosidades. Por outro lado, com esta suposição, a aplicabilidade deste modelo ficará restrita somente a casos quando esta hipótese puder ser assegurada. Isto não é um problema para o tubo e para o emissor, que tem suas superfícies pintadas na cor preta. Para amostras de alta emissividade com comportamento de superfície cinza, este modelo será adequado, mas não é válido para amostras de alta refletividade.

Desprezando então a reflexão na cavidade e utilizando as equações (47) e (76), a equação (79) se tornará:

$$G_1 = \sum_{j=1}^{n} F_{1j}\varepsilon_j \sigma {T_j}^4 \tag{80}$$

Substituindo então as equações (76) e (80) na equação (75), considerando o emissor uma superfície cinza, e em seguida utilizando a equação (52):

$$q_1 = A_1\varepsilon_1\sigma\left[{T_1}^4\sum_{j=1}^{n}F_{1j} - \sum_{j=1}^{n}F_{1j}\varepsilon_j{T_j}^4\right] = A_1\varepsilon_1\sigma\left[{T_1}^4 - \sum_{j=1}^{n}F_{1j}\varepsilon_j{T_j}^4\right] \quad (81)$$

No caso da bancada, a cavidade é composta por 3 superfícies. Desta forma, para *n=3,* o desenvolvimento algébrico da equação (81) permite obter uma expressão para a emissividade do receptor, conforme a equação (82).

$$\varepsilon_3 = \frac{1}{F_{13}{T_3}^4}\left[{T_1}^4 - \varepsilon_2 F_{12}{T_2}^4 - \frac{q_1}{A_1\varepsilon_1\sigma}\right] \quad (82)$$

A potência elétrica demandada pelo *cooktop* P_{ele} pode ser medida (Tabela 2). O calor conduzido através do tubo pode ser determinado com base nas temperaturas do emissor e do receptor, conforme equação (69). Assim, $q_{rad,1}$ pode ser calculado. As temperaturas do emissor e do receptor são também medidas (Tabela 2). A temperatura T_2 do tubo é aproximada pela média aritmética das temperaturas do emissor e do receptor. São conhecidos os fatores de vista na cavidade, e as emissividades do emissor e do tubo são aproximadas por aquela de um corpo negro. Assim, a emissividade do receptor ε_3 poderá então ser determinada.

Devido à discrepância entre o valor medido e o esperado de P_{ele} ,conforme a discussão da seção 4.1.2, foram obtidos valores incoerentes de emissividade do receptor. Para tentar um melhor aproveitamento deste modelo, seria necessário incluir no balanço de energia da equação (74) outros termos que representassem as perdas existentes na bancada, ao passo que estas ainda carecem de um maior entendimento para sua correta caracterização.

4.2.2 **Modelagem por balanços de energia – análise aprofundada**

No modelo apresentado na seção anterior, está implícita a suposição de que todas as superfícies são isotérmicas e que suas radiosidades se distribuem uniformemente para as demais superfícies. O receptor pode ser considerado isotérmico, devido ao recipiente sobre ele estar preenchido com água em mudança de fase e assim uniformizar a sua distribuição de temperaturas. O emissor é constituído de aço inox, que tem uma baixa condutividade se comparado com outros metais. Ele também é submetido a diferenças de temperaturas relativamente altas e seu equilíbrio térmico ainda é perturbado nas extremidades pelo calor perdido para o tubo de inox. Assim há uma propensão do emissor em apresentar uma

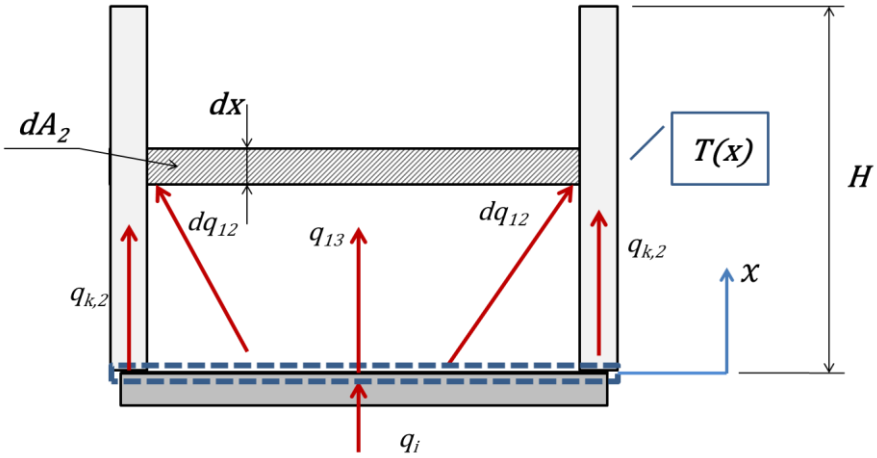
distribuição de temperaturas não homogênea, resultados de efeitos multidimensionais na condução de calor. O mesmo ocorre com o tubo, também de inox, e que está sujeito ao gradiente de temperatura do receptor para o emissor.

Analisar as trocas radiativas na cavidade com o emissor não sendo isotérmico seria uma tarefa demasiadamente complexa de ser executada por meios analíticos. A solução para o problema da placa circular aquecida por uma fonte circular finita foi proposta por Mehta e Bose (1983), em que a distribuição de temperatura radial da placa é determinada e o efeito da espessura é levado em conta, porém é lançado mão de um ferramental matemático robusto e de maior complexidade. Neste caso, utilizar softwares com a capacidade de realizar simulações de trocas radiativas seria uma alternativa a se considerar para analisar mais precisamente o comportamento da bancada e se, de fato, os gradientes de temperatura nos componentes da bancada são relevantes. Com o *SolidWorks*®, por exemplo, seria possível modelar os componentes da bancada e, ao mesmo tempo, simular os testes aos quais ela foi submetida, tanto por elementos finitos (pacote de análise térmica do *Simulation*) quanto por volumes finitos (com o pacote *Flow Simulation*). Outra opção é buscar meios de garantir que o calor seja transferido no emissor somente na direção axial, minimizando os gradientes de temperatura radiais. Isto poderia ser feito construindo o emissor com metais de maior condutividade, como o alumínio (237 W/m K) ou cobre (401 W/m K) puros (BERGMAN et al., 2015).

A troca de calor com a superfície lateral do tubo tem um complicador adicional, porque, além de o tubo não ser isotérmico, a irradiação sobre ele proveniente do emissor não é uniforme, conforme exemplificado por Bergman et al. (2015, p.558). Pensando em termos de distância, é intuitivo imaginar que a irradiação do emissor afetaria muito mais a região da base do tubo do que aquela mais afastada, no topo deste, junto ao receptor. O mesmo raciocínio pode ser feito para a irradiação proveniente do receptor.

Buscou-se então encontrar uma expressão para a troca líquida radiante entre uma placa circular no fundo de um cilindro e a lateral deste cilindro, como na Figura 26, em que é mostrado o emissor e a superfície de controle que o envolve e os fluxos térmicos a ele associados. Em relação à condução no tubo de inox, considera-se que sua distribuição de temperatura seja linear, ou seja, que a condução seja unidimensional na direção axial do tubo.

Figura 26 – Esquema dos fluxos térmicos na cavidade, quando a irradiação do emissor para o tubo não é homogênea.



Fonte: Autoria própria.

O ponto de partida foi expressar a troca líquida entre a placa circular e um elemento de área anular dA_2 no tubo, com temperatura $T(x)$. No caso deste trabalho, a reflexão no emissor e no tubo pode ser desprezada porque estas superfícies são pintadas de preto. Isto também permite admitir que a emissividade destas seja aproximadamente igual a um. Com estas considerações, a troca líquida radiante entre o emissor e o elemento anular no tubo, com base na equação (55), pode ser expressa por:

$$dq_{1-d_2} = A_1 F_{1-d_2} \sigma \varepsilon_1 [{T_1}^4 - T(x)^4] \tag{83}$$

A expressão do fator de forma entre um anel de um cilindro para um disco no fundo do cilindro, mostrada na equação é encontrada em Howell (2001), em que D é o diâmetro do disco.

$$F_{d_2 \to 1}(x) = \frac{\left({}^{x}/_{D}\right)^2 + {}^{1}/_{2}}{\sqrt{1 + \left({}^{x}/_{D}\right)^2}} - \frac{x}{D} \tag{84}$$

Dividindo ambos os lados da equação (83) por dA_2, valendo-se da relação de reciprocidade (equação (51)) e sabendo que $dA_2 = \pi D dx$:

$$\frac{dq_{1-d_2}}{dx} = \pi D \sigma F_{d_2-1} \varepsilon_1 [{T_1}^4 - T(x)^4] \tag{85}$$

Sob a hipótese de que a temperatura ao longo do tubo tem distribuição linear, $T(x)$ poderá ser descrito pela equação (86), com $\Delta T = T_3 - T_1$.

$$T(x) = \frac{\Delta T}{H} x + T_1 \tag{86}$$

A troca líquida radiante entre o emissor e a superfície do tubo poderá ser determinada integrando-se a equação (85) por todo o comprimento do tubo, conforme a equação (87), substituindo as equações (86) e (84) no momento da integração.

$$q_{12} = \pi D \sigma \varepsilon_1 \int_0^H F_{d_2-1} [{T_1}^4 - T(x)^4] \, dx \tag{87}$$

Após inúmeras integrações por partes e extensos desenvolvimentos algébricos, encontra-se uma expressão para q_{12} em função de termos conhecidos. Essa expressão é dada pela equação (88). Ela é válida para a troca líquida radiante de um disco no fundo de um cilindro para a superfície lateral deste cilindro, sendo estes do mesmo diâmetro, com a mesma emissividade e desprezando a reflexão em ambos. Considera-se ainda que a distribuição de temperatura no cilindro seja linear. Os parâmetros da equação (88) e o script para seu cálculo no *GNU Octave 4.4* encontram-se no APÊNDICE B - . A constante m é a razão entre a altura da cavidade e seu diâmetro, isto é , $m = H/D$.

$$\begin{aligned} q_{12} = \Bigg(& \left\{ \frac{D^5}{24} \left[m\sqrt{m^2+1}(4m^4 - 2m^2 + 3) - 3\sinh^{-1}(m) \right] - \frac{mH^5}{6} \right\} (-a1) \\ & + \left\{ \frac{D^4}{10} \left[\sqrt{m^2+1}(2m^4 - m^2 + 2) - 2 \right] - \frac{mH^4}{5} \right\} (-b1) \\ & + \left\{ \frac{D^3}{8} \left[m\sqrt{m^2+1}(2m^2 - 1) + \sinh^{-1}(m) \right] - \frac{mH^3}{4} \right\} (-c1) \\ & + \left\{ \frac{D^2}{6} \left[\sqrt{m^2+1}(2m^2 - 1) + 1 \right] - \frac{mH^2}{3} \right\} (-d1) \Bigg) \pi D \sigma \varepsilon_1 \end{aligned} \tag{88}$$

A fim de verificar a validade da equação (88), compara-se o valor de q_{12} produzido por ela com aquele obtido na análise simplificada, considerando a irradiação no tubo uniforme e a temperatura deste constante igual à média aritmética das temperaturas do receptor e do emissor. Para estabelecer esta comparação, utilizam-se as temperaturas da Tabela 2 e consideram-se o emissor e o tubo como superfícies negras.

No caso da análise simplificada, tem-se:

$$T_2 = \frac{T_1 + T_3}{2} = 391{,}05\ K \tag{89}$$

$$q_{12,ideal} = A_1 F_{12} \sigma \left({T_1}^4 - {T_2}^4 \right)$$

$$= 0{,}013376 \cdot 0{,}56379 \cdot 5{,}67 \cdot 10^{-8} \cdot (421{,}7^4 - 391{,}05^4)$$

$$= 3{,}52\ W \tag{90}$$

Agora, utilizando a equação (88) com os mesmos parâmetros do caso anterior, obtém-se que $q_{12,real} = 2{,}91\ W$. Verifica-se então que o resultado produzido pela equação (88) é coerente, dado que justamente na região da base do tubo, onde a radiação do emissor teria maior influência, o gradiente de temperatura é mínimo e, portanto, o calor ali trocado por radiação o será também; apenas nas regiões do tubo com menores temperaturas, e que estão mais distantes do emissor, haveria uma troca de radiação mais efetiva. Então é razoável que o resultado obtido com a equação (88) seja menor do que aquele calculado com a equação (90) considerando a irradiação uniforme e a superfície cilíndrica isotérmica, com uma temperatura que é menor que a do emissor.

No caso da bancada, assumir a superfície do tubo como isotérmica e a irradiação vinda do emissor como uniforme, implicará em um erro de 17% no valor de q_{12}. Em contrapartida, a diferença entre os valores de q_{12} representa menos de 3% da quantidade máxima de calor que o emissor pode emitir, calculada na equação (68). Assim, deve ser avaliado se o benefício em utilizar a equação (88) compensa o esforço de utilizar uma equação tão mais trabalhosa de ser resolvida.

4.2.2.1 Considerações sobre as reflexões na cavidade

A suposição de que a parcela da radiosidade correspondente à reflexão é desprezível é razoável para o emissor e para o tubo de inox, visto que eles são pintados com tinta preta. Quando a amostra for uma superfície cinza de alta emissividade, esta suposição também poderá ser aplicada. Contudo, isto pode não ser verdade para amostras com superfícies reflexivas, como a maioria das superfícies metálicas limpas. Faz-se necessário então verificar a radiosidade do emissor nestas duas circunstâncias.

Fechando uma superfície de controle em torno do receptor e tendo em vista o modelo ideal da seção 3.3, a quantidade de calor transferido para a superfície de controle será:

$$q_3 = q_{k,2} - P_{ele} \tag{91}$$

Pela conservação de energia, q_3 deve ser também a troca radiante líquida na superfície, dada pela equação (63). Aplicando-se então esta equação ao receptor, igualando-a com a equação (91) e resolvendo para a radiosidade, é obtida a equação (92).

$$J_3 = E_{b,3} - \frac{(q_{k,2} - P_{ele})(1 - \varepsilon_3)}{\varepsilon_3 A_3} \tag{92}$$

A troca radiante líquida do emissor para o receptor pode ser determinada através da equação (65). A radiosidade do emissor pode ser considerada inteiramente composta pela sua emissão, como discutido no parágrafo inicial desta seção. Deste modo, tem-se que:

$$q_{13} = A_1 F_{13}\left(\sigma \varepsilon_1 {T_1}^4 - J_3\right) \tag{93}$$

Substituindo a equação (92) na equação (93), finalmente pode ser determinada uma expressão para a troca líquida entre emissor e receptor, levando em conta a reflexão na superfície da amostra, conforme segue:

$$q_{13} = A_1 F_{13}\left\{\sigma \varepsilon_1 {T_1}^4 - \left[\sigma {T_3}^4 - \frac{(q_{k,2} - P_{ele})(1 - \varepsilon_3)}{\varepsilon_3 A_3}\right]\right\} \tag{94}$$

Para verificação da validade da equação (94), compara-se o valor de q_{13} encontrado através dela com aquele que seria achado na análise simplificada. Nesta comparação, o emissor será definido como uma superfície negra e serão utilizadas as temperaturas da Tabela 2. A emissividade do receptor ε_3 será definida como 0,46, consoante ao que foi sugerido por Porto (2016). Utilizar a potência demandada pelo *cooktop* da Tabela 2, com base em tudo o que foi discutido até aqui, conduziria a resultados incoerentes. Portanto, utiliza-se como P_{ele} a soma dos resultados das equações (68) e (69), isto é, 68,5 W.

Na análise simplificada, a troca radiante líquida seria:

$$q_{13,ideal} = A_1 F_{13} \sigma \left({T_1}^4 - \varepsilon_3 {T_3}^4 \right)$$

$$= 0{,}013376 \cdot 0{,}43621 \cdot 5{,}67 \cdot 10^{-8} (421{,}7^4 - 0{,}46 \cdot 360{,}4^4)$$

$$= 7{,}9\ W \tag{95}$$

Utilizando estes mesmos dados na equação (94), resultaria em $q_{13,real} = 17{,}2\ W$, mais que o dobro do valor obtido da análise simplificada. Por isso, conclui-se que a análise simplificada poderia ser aplicada somente em amostras de alta emissividade, caso contrário o erro inerente devido à omissão da reflexão poderia comprometer as medições de emissividade. No caso desta comparação, a diferença entre os valores encontrados corresponde a quase 40 % do máximo que o emissor poderia emitir na temperatura do teste, de acordo com o resultado da equação (68).

A equação (94) pode ser ainda utilizada para calcular a emissividade do receptor. Resolvendo-a para ε_3, podem ser encontradas as equações (96) e (97).

$$\varepsilon_3 = \frac{1}{\chi + 1} \tag{96}$$

$$\chi = \left[\sigma \left({T_3}^4 - \varepsilon_1 {T_1}^4 \right) + \frac{q_{13}}{A_1 F_{13}} \right] \frac{A_3}{\left(q_{k,2} - P_{ele} \right)} \tag{97}$$

Para encontrar ε_3 com esta metodologia, q_{13} precisa ser previamente determinado. Isto pode ser feito recordando que a troca radiante líquida em uma superfície dentro de uma cavidade é o somatório das trocas líquidas daquela superfície com as demais. A troca líquida radiante na superfície do emissor, pela conservação de energia, é determinada pela equação (74). Dessa maneira, poderá ser escrita a equação (98).

$$q_{13} = P_{ele} - q_{k,2} - q_{12} \tag{98}$$

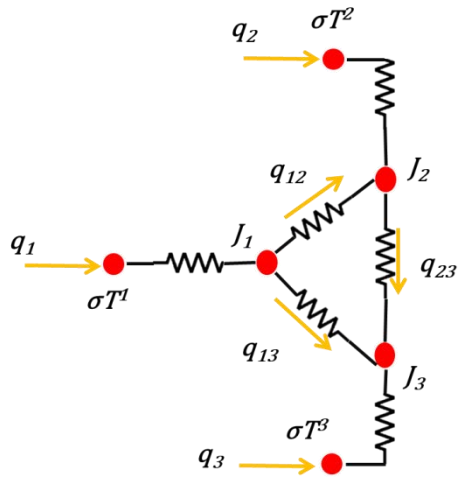
Outras melhorias poderiam ser feitas neste modelo. Como exemplo, pode-se citar o trabalho de Fu, Tan e Pang (2012) que, além de introduzir na sua equação do calorímetro termos relativos a diversos fatores de perdas, utilizaram uma correlação para correção da hipótese de corpo cinza para superfícies metálicas. Correções como esta são deixadas para trabalhos futuros.

4.2.3 **Modelagem com a rede de radiação**

Neste modelo é lançado mão da estratégia descrita na 2.2.6.5 em descrever as trocas radiativas em uma cavidade fechada através de uma rede de radiação, com nós de radiosidade representativos a cada uma das superfícies que compõem a cavidade. Esta abordagem tem como vantagem a contabilização das reflexões em todas as superfícies, porém, ele pressupõe radiosidades uniformes e superfícies isotérmicas, o que é uma desvantagem para o caso da bancada em estudo.

A rede de radiação equivalente a uma cavidade genérica com 3 superfícies é mostrada na Figura 27; a emissividade de uma das superfícies, ε_3, é desconhecida e deverá ser determinada. A estratégia aqui é aplicar a equação (67) em cada nó de radiosidade, o que resultará em um sistema de equações de terceira ordem. Depois, separa-se de um lado da equação os termos com as radiosidades e do outro, os termos constantes. Com este procedimento é possível solucionar o sistema, cujo vetor solução corresponde às radiosidades das superfícies.

Figura 27 – Rede de radiação para uma cavidade qualquer com três superfícies.



Fonte: Autoria própria

Seguindo o procedimento descrito, é encontrado o seguinte sistema de equações:

$$\begin{cases} \dfrac{\sigma T_1^4 \varepsilon_1}{(1-\varepsilon_1)} = \left[F_{12} + F_{12} + \dfrac{\varepsilon_1}{(1-\varepsilon_1)}\right] J_1 - F_{12} J_2 - F_{13} J_3 \\ \dfrac{\sigma T_2^4 \varepsilon_2}{(1-\varepsilon_2)} = -F_{12}\dfrac{A_1}{A_2} J_1 + \left[F_{23} + F_{12}\dfrac{A_1}{A_2} + \dfrac{\varepsilon_2}{(1-\varepsilon_2)}\right] J_2 - F_{23}\dfrac{A_3}{A_2} J_3 \\ \dfrac{\sigma T_3^4 \varepsilon_3}{(1-\varepsilon_3)} = -F_{13}\dfrac{A_1}{A_3} J_1 - F_{23}\dfrac{A_2}{A_3} J_2 + \left[F_{13}\dfrac{A_1}{A_3} + F_{23}\dfrac{A_2}{A_3} + \dfrac{\varepsilon_3}{(1-\varepsilon_3)}\right] J_3 \end{cases} \quad (99)$$

Com isto, pode ser escrita a equação matricial (100) a partir do sistema de equações (99).

$$A(\varepsilon_3) J = B(\varepsilon_3) \quad (100)$$

Notar que a matriz A e o vetor B dependem da emissividade desconhecida ε_3. Faz-se necessário, então, estipular um valor inicial para ε_3 para que o vetor solução J das radiosidades possa ser determinado.

A radiosidade de uma superfície é encontrada com uma expressão semelhante a da equação (92), substituindo o valor apropriado de transferência líquida de calor para a superfície. Resolvendo então a equação (92) para ε_3:

$$\varepsilon_3 = \frac{1}{\gamma + 1} \quad (101)$$

$$\gamma = \frac{\left(\sigma {T_3}^4 - J_3\right) A_3}{q_3} \quad (102)$$

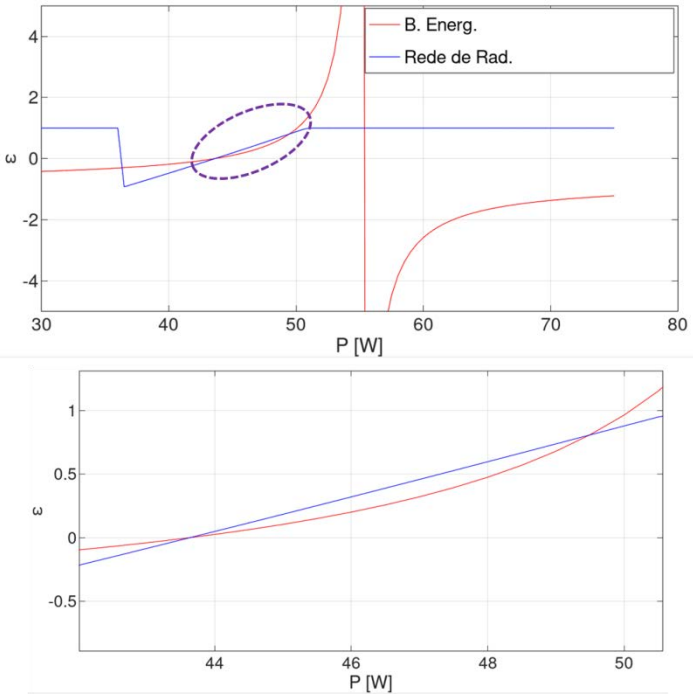
Deste modo, uma vez determinada a radiosidade da superfície de emissividade desconhecida, esta radiosidade é utilizada nas equações (101) e (102) para realizar uma nova estimativa do valor de ε_3. Então é feita uma nova iteração, recalculando as matrizes A e B da equação (100), obtendo um novo vetor de radiosidades e depois utilizando J_3 para calcular ε_3 novamente. Este processo se dará até que seja alcançada convergência.

Para aplicar este método basta substituir a equação (91) na equação (102) e utilizar os parâmetros da bancada onde necessário. Um script do *Octave 4.4* para o cálculo da emissividade segundo este método consta no APÊNDICE B - .

4.2.4 **Comparação dos resultados dos modelos**

Em uma primeira análise, nenhum dos modelos propostos neste trabalho foi bem sucedido em determinar a emissividade da amostra com os dados da Tabela 2. Mesmo assim, foram comparados os valores de emissividade que seriam determinados com os dois métodos de modelagem usados neste trabalho: o do balanço de energia e o da rede de radiação. Como a potência demandada pelo *cooktop* invariavelmente conduziu a valores inadequados de emissividade, parametrizou-se os modelos para fornecer a emissividade em função da potência total que deixaria o emissor por radiação e condução térmica, conforme a seção 3.3. Os demais parâmetros foram os mesmos para ambos os modelos. O modelo do balanço de energia utilizado nesta comparação foi o da análise aprofundada. O resultado desta comparação é mostrado na Figura 28.

Figura 28 – Comparação entre os valores de emissividade produzidos pelo modelo do balanço de energia e pelo da rede de radiação, em função da potência que deixaria o emissor. A segunda linha é uma ampliação da região destacada na primeira linha.



Fonte: Autoria própria

A primeira observação a ser feita é que os dados utilizados para alimentar os modelos devem ser confiáveis, visto que as equações só convergem para valores reais de emissividade em uma faixa estreita do gráfico. Foi mostrada na Figura 28 a variação do valor da

emissividade com a potência deixando o emissor, porém constatações semelhantes seriam feitas se os modelos fossem parametrizados em relação à temperatura do emissor ou do receptor por exemplo. Daí, então, a importância de se conhecer a potência que de fato chega ao emissor e de incluir nos balanços térmicos termos que contabilizem corretamente as perdas no dispositivo.

É interessante notar que, na região de valores de emissividade fisicamente aceitáveis, isto é, $0 \leq \varepsilon \leq 1$, os resultados dos dois modelos caminham juntos e com valores relativamente próximos. Esta região fica dentro do intervalo de 44 – 50 W. Conforme as equações (68) e (69), a quantidade de calor máxima que deixaria o emissor por condução e radiação seria de 68,2 W. Sabe-se que existe uma resistência térmica considerável da vedação do silicone na interface do tubo com o emissor, por isso o calor transferido através do tubo deve ser menor do que o valor indicado na equação (69). Também foi observado que a pintura do emissor está desgastada, por isso seu poder emissivo será menor do que aquele suposto na equação (68). Portanto, devido a estas imperfeições, é razoável cogitar que a potência térmica que deixa o emissor por condução e radiação térmica seja menor que 68,2 W e que, talvez, resida no intervalo destacado na Figura 28. Assim, há uma coerência entre os resultados produzidos por estes modelos e pode ser que com ele e com algumas melhorias na bancada seja possível realizar medições de emissividade. Porém, testes mais rigorosos de avaliação devem ser empregados para validar a modelagem analítica aqui apresentada.

Um desdobramento desta comparação é que se a quantidade total de calor que deixa o emissor puder ser determinada com precisão, e que se esta quantidade for somente devida à radiação e condução a partir do emissor, a bancada estaria apta para medir a emissividade da amostra com os modelos aqui propostos. A soma do calor total emitido pelo emissor e conduzido através do tubo seria a potência de entrada nos modelos. Não seria mais necessário medir a potência demandada pelo *cooktop*. Somente as temperaturas do emissor e do receptor seriam necessárias para determinação da emissividade da amostra, porque o calor fornecido ao emissor seria calculado como nas equações (68) e (69). Não haveria mais a necessidade também de caracterizar rigorosamente todas as perdas no dispositivo, mas sim caracterizar corretamente a condução através do tubo e a emissão total do emissor, tarefas estas muito mais simples de serem executadas e que exigiriam menor investimento e retrabalho na bancada para serem implementadas, se comparados ao que seria necessário para compensar o déficit entre a potência demandada pelo dispositivo e aquele que efetivamente deixa o emissor.

Note ainda que, na Figura 28, todos os valores aceitáveis de emissividade estão contidos em um intervalo de potência de menos de 7 W. Deste modo, mesmo com esta abordagem alternativa, ainda sim seria necessário analisar minunciosamente como o calor deixaria o emissor para que a emissividade da amostra fosse calculada com razoável precisão. Seria necessário conhecer a resistência térmica oferecida pela vedação, a condutividade térmica e dimensões do tubo exatas, de igual modo as dimensões do emissor, a emissividade da tinta (que deveria apresentar valor elevado) com que o tubo e o emissor seriam pintados, além de avaliar-se a incerteza nas medidas de temperatura fornecidas pelos termopares. Uma fonte de calor controlada também seria uma opção a se considerar. Com isto, pode ser que a bancada pudesse medir com confiabilidade a emissividade da amostra, utilizando os modelos aqui desenvolvidos.

4.3 EFEITOS DA CONVECÇÃO NA CAVIDADE

Nos testes realizados na bancada, a pressão mínima atingida no interior da cavidade foi 60 cm Hg abaixo da pressão atmosférica (vacuométrica), ou seja, 16,7 kPa. Foi verificado então se, com esta pressão, a convecção natural devido ao ar residual na cavidade seria significativa.

Para fazer esta verificação, antes era necessário estimar o coeficiente de convecção no interior da cavidade. Isto foi feito utilizando a correlação do número de Nusselt, determinada por Schneider e Straub (1992), para a convecção natural, devido ao escoamento laminar em uma cavidade cilíndrica, perfeitamente isolada na lateral e sob diferentes temperaturas nas extremidades. Esta correlação é dada pela equação (103). Ela é válida quando o parâmetro Ra for tal que $4000 \leq Ra \leq 80\,000$, quando a razão entre a altura e o diâmetro (H/D) da cavidade estiver compreendida dentro do intervalo [1/2 2] e para Pr $\geq$ 0,7. Nesta equação, α é o ângulo entre o eixo da cavidade cilíndrica e a aceleração da gravidade, que para a bancada em estudo é 0º.

$$\begin{aligned} Nu = 1 + 0{,}052\left(\frac{H/D - 0{,}1}{0{,}9}\right)^{-1/2} & \left[(\operatorname{sen}\alpha)^{1/2}\right. \\ & \left. + 1.3\left(H/D\right)^{3/4}(1+\cos\alpha)^{1/2}\right]^3 \\ & + 0{,}42\left[Ra^{1/4} - (5000)^{1/4}\right]\left[2(\cos(\alpha/2))^{1/2} - \cos(\alpha/2)\right]^4 \end{aligned} \tag{103}$$

Segundo Schneider e Straub (1992), o comprimento característico quando $\alpha = 0°$ é a altura H do cilindro. As propriedades termodinâmicas do ar foram avaliadas na pressão de 16,7 kPa e na média entre as temperaturas do emissor e do receptor no teste realizado (vide Tabela 2), que é 391,1 K. Tais propriedades foram obtidas de Çengel (2009). Uma vez levantados todos os dados necessários, o número de Rayleigh foi determinado com a equação (7), depois determinou-se o número de Nusselt com a equação (103), e a partir deste, o coeficiente de convecção na cavidade foi calculado com a equação (6). Todos estes dados constam na Tabela 3.

Tabela 3 – Dados referentes à determinação do coeficiente convectivo na cavidade da bancada.

Dados gerais	
H [m]	0,0532
D [m]	0,131
α	0°
T_∞ [K]	391,1
P [kPa]	16,7
Propriedades termodinâmicas do ar em 16,7 kPa e 391,1 K	
$\nu[m^2/s]$	$1{,}52 \times 10^{-4}$
$k\ [W/m \cdot K]$	0,0322
Pr	0,708
$\beta\ [K^{-1}]$	1/391,1
Parâmetros adimensionais	
Ra_H	3561,4
Nu_H	1,51
Coeficiente de convecção na cavidade	
$h\ [W/m^2 \cdot K]$	0,914

Com isto, o calor perdido pelo emissor foi estimado, mesmo com o número de Rayleigh encontrado estando um pouco abaixo do limite inferior do intervalo de validade da equação (103). Então, utilizando a equação (5) ao longo de toda a superfície do emissor:

$$q_{conv} = hA_1(T_1 - T_\infty)$$

$$= 0{,}914 \cdot 0{,}013376 \cdot (421{,}7 - 391{,}1)$$

$$= 0{,}374\ W \tag{104}$$

Embora seja uma estimativa, o resultado mostrado na equação (104) sugere que, para a pressão atingida pela bancada durantes os testes e demais condições da cavidade, o mecanismo da convecção não é significativo para a transferência de calor na cavidade, visto que a convecção representaria menos de 1% do total do calor que deixaria o emissor (68,2 W). Este é um bom indício de que a quantidade líquida de calor adicionada à superfície é determinada apenas pela condução e emissão a partir do emissor.

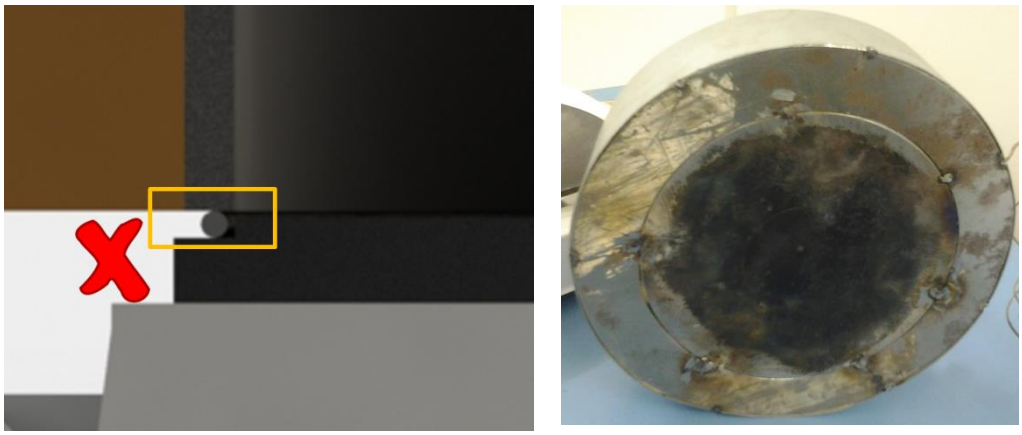
4.4 PROPOSIÇÃO DE MELHORIAS

As alterações que deverão ser feitas no projeto da bancada dependem de como o calor adicionado ao emissor será calculado. Com base nos resultados obtidos até aqui, parece ser mais viável determinar esta quantidade com base no calor que deixa o emissor. Mesmo assim, algumas modificações principais no projeto da bancada podem ser feitas para aperfeiçoar seu funcionamento.

Como atualmente a base do tubo está soldada junto ao emissor, não há mais necessidade do rebaixo na extremidade do emissor para a vedação (Figura 29); a face superior da placa do emissor poderia agora ser uma superfície totalmente plana. Removendo este rebaixo não haveria resistência térmica entre o emissor e a face onde fica a base do tubo, e a temperatura ali seria determinada com mais precisão.

O isolamento térmico da bancada precisa ser modificado para que não haja perda de calor pela lateral da placa do emissor e do tubo para o fechamento metálico do isolante, pois isto é uma fonte de erro para as equações de conservação de energia da cavidade. Sobre este tema, deve se atentar para a base do emissor, que está soldada no fechamento metálico do isolamento (Figura 29), onde ali também o aquecedor do *cooktop* permanece em altas temperaturas fornecendo calor também para o ar a sua volta. As trocas térmicas que ocorrem naquela região resultam no aquecimento de todo o fechamento metálico e o leva a atingir também temperaturas relativamente altas durante os testes. Isto, além de prejudicar a bancada do ponto de vista técnico, também a prejudica em relação à segurança, porque o contato direto com o fechamento metálico poderia ferir quem a estivesse operando.

Figura 29 – Melhorias a serem feitas no emissor: (a) remover o rebaixo da vedação e (b) eliminar o contato com o fechamento metálico do isolamento.



(a) (b)

Fonte: Autoria própria

Foi abordado neste trabalho a importância em o fluxo radiante do emissor ser uniforme para a aplicação dos modelos propostos. Também foi comentado sobre a propensão do emissor em apresentar uma distribuição não homogênea de temperaturas, devido à baixa condutividade do material da placa do emissor e do fluxo térmico para o tubo nas suas extremidades. Isso acabaria por causar uma radiosidade não uniforme ao longo do emissor. Por isso, deve-se considerar substituir toda a placa do emissor por outra de um material de melhor condutividade térmica, como o alumínio ou cobre por exemplo.

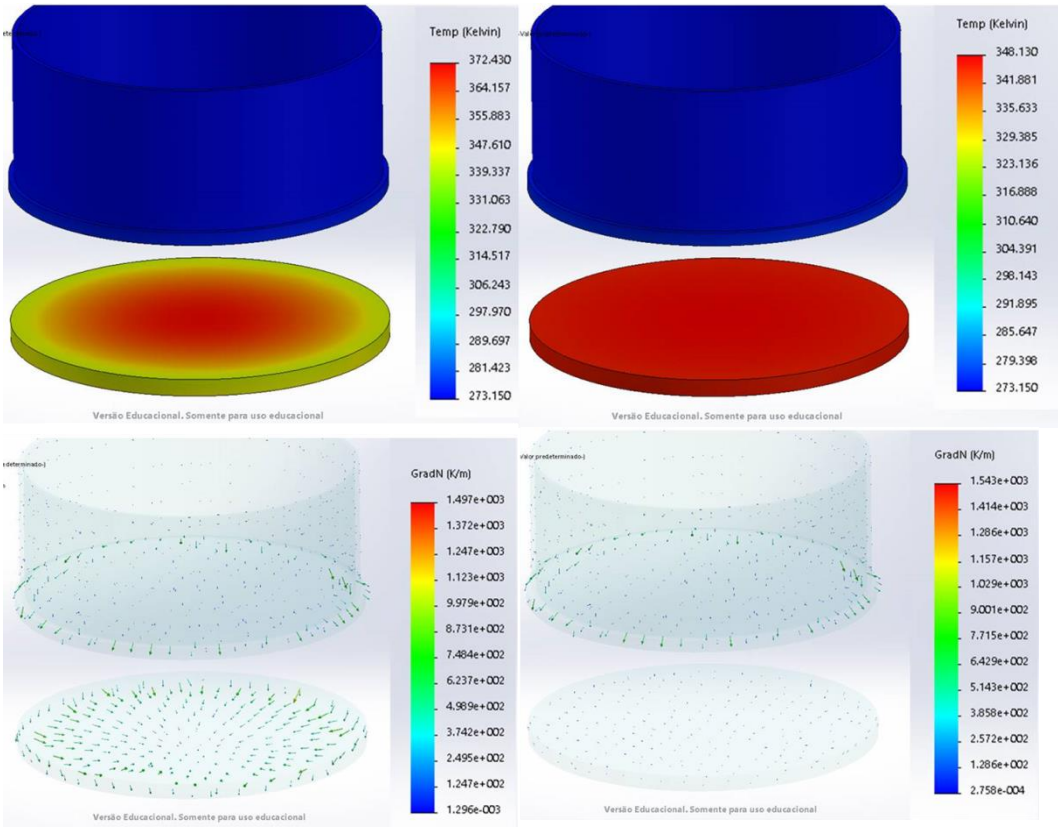
Para verificar a eficácia desta modificação, a bancada foi reproduzida em *CAD* com a versão educacional do software *SolidWorks*® 2014. Através do seu pacote de simulações térmicas, o modelo da bancada foi simulado, ora com a placa do emissor sendo constituída de aço inox ferrítico (k = 18 W / m K), ora com Alumínio Al 1060 (k =230 W / m K). Em ambos os casos eram considerados 50 W de potência na face inferior do emissor, as emissividades do tubo e do emissor foram definidas como 0,9 e a do receptor, como 0,46. A temperatura da face superior da amostra foi definida como isotérmica, com temperatura fixada em 273,15 K.

Os resultados destas simulações são mostrados na Figura 30. Nas plotagens mostradas, o tubo de inox foi ocultado para melhor visualização do emissor. Nas plotagens de temperatura, é visualmente notória a maior uniformidade da temperatura do emissor quando ele é constituído de alumínio, sendo a diferença entre a temperatura do centro e da borda do emissor menor que 7 K, atingindo a máxima de 348,1K no centro e sendo 2 % menor nas bordas. Quando, porém, o emissor se constitui de aço inox, essa diferença chega a 25 K, com temperatura máxima de 372,4 K no centro e sendo quase 7% menor nas bordas. Essa

constatação é confirmada se forem observadas as plotagens do vetor gradiente local de temperatura no emissor. Devido a sua pequena intensidade, estes vetores são praticamente imperceptíveis no caso do emissor de alumínio, mas aparecem bem mais destacados para o emissor de aço inox.

O ponto negativo de alterar o material do emissor seria a dificuldade da soldagem com o tubo. Haveria uma maior dificuldade de unir tubo e emissor se eles se constituíssem de materiais diferentes, sobretudo para a soldagem de alumínio, que requer maior cuidado e destreza. Assim, a vedação na interface entre emissor e tubo deve ser repensada, caso opte por esta modificação.

Figura 30 – Comparação das simulações da bancada quando a placa do emissor é constituída de aço inox (esquerda) e de alumínio (direita). São comparadas as temperaturas (primeira linha) e o gradiente local de temperatura (segunda linha) no regime permanente.



Fonte: Autoria própria

O ideal na cavidade seria que a troca de calor preponderante se desse devido à interação radiativa do emissor para com o receptor. Atualmente é a condução térmica através do tubo que parece ter a maior contribuição no total de calor que deixa o emissor, conforme as equações (68) e (69). Por isso, podem ser pensadas formas de aumentar a resistência térmica no percurso de condução entre o receptor e o emissor. Também pode ser verificada a possibilidade de alterar o comprimento do tubo, de modo a encontrar para ele um comprimento ótimo, maximizando o fator de vista entre o emissor e o receptor ao passo que a resistência térmica a condução do tubo não seja demasiadamente reduzida.

O modelo da rede de radiação implicitamente assume que a transferência líquida de calor para o tubo é nula, enquanto que no modelo do balanço de energia não é considerada a reflexão nem no emissor e nem na superfície do tubo, sob a suposição de proximidade destas superfícies com a de um corpo negro. Neste sentido, pintar o emissor e o tubo com uma tinta de alta emissividade seria uma alteração benéfica para ambos os modelos. Deste modo, as reflexões no emissor e no tubo seriam reduzidas. Além disso, conforme a equação (63), um valor de emissividade próximo de um resulta em uma troca líquida radiante praticamente nula para a superfície, favorecendo os balanços térmicos utilizados no modelo da rede de radiação. Se a troca líquida para a superfície do tubo puder ser garantida como sendo nula, poderia ser empregada uma modelagem teórica ainda mais simples, supondo a superfície do tubo como rerradiante. Esta abordagem para uma cavidade com três superfícies pode ser conferida em Bergman et al. (2015,p.565).

Existe margem para melhoria da bancada em aspectos outros que não seu projeto. Para melhor precisão na aquisição das temperaturas, deve-se procurar por um sistema de medição com menor incerteza do que o utilizado atualmente. Também é necessário considerar a substituição do *cooktop* por outro aquecedor que permita maior controle da potência entregue a bancada e que o faça com mais eficiência. Poderia ser estudada a utilização de aquecedores flexíveis de silicone ou de filme de poliamida, por exemplo.

5 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS FUTURAS

Foi analisada neste trabalho uma bancada de baixo custo para medição da emissividade hemisférica total de superfícies planas. Obter o valor de tal propriedade não é uma tarefa fácil, como foi constatado neste trabalho. Para tal, existem na literatura diversos métodos, porém requerem muitas vezes a utilização de aparatos complexos e com alto custo envolvido. Por isso, construir uma bancada simples e de baixo custo, que possibilite calcular corretamente a emissividade de uma superfície, seria uma contribuição importante.

Os primeiros contatos com a bancada permitiram detectar alguns problemas em seu projeto original. Foram então realizadas algumas modificações que possibilitaram o funcionamento do dispositivo. Também foi estabelecido um procedimento para realização de testes com o aparato. Paralelamente a isso, uma modelagem teórica alternativa foi estudada, resultando em alguns interessantes desenvolvimentos e análises teóricas. Dois modelos analíticos foram então propostos, mas ambos falharam em determinar a emissividade a partir dos dados coletados nos testes. Por outro lado, a comparação dos resultados produzidos pelos modelos mostrou que, no intervalo de valores aceitáveis para a emissividade, os resultados dos modelos concordavam entre si. Também desta comparação foram obtidos indícios de que o problema com a descrição analítica da bancada talvez esteja na potência que é assumida como de entrada. Esta quantidade seria mais bem representada pela soma condução térmica e emissão a partir da superfície emissora, uma vez que na cavidade do dispositivo, conforme averiguado, os efeitos convectivos não seriam significativos. Em cima destas observações, foram prescritas várias melhorias no projeto da bancada, que poderiam aproximá-la ainda mais das condições ideais supostas nos modelos.

Embora não tenha sido possível obter medidas de emissividade, este trabalho realizou o diagnóstico, com clareza e sólido embasamento conceitual, do dispositivo, apontado um caminho para a continuidade de seu desenvolvimento. Constatou-se ainda a possibilidade da bancada estar muito próxima de se tornar plenamente funcional, no caso da suposição da potência a partir do emissor e se os modelos estiverem corretos. Caso seja feita a opção por utilizar como potência de entrada a energia total que deixa o emissor, é fundamental, antes de qualquer coisa, caracterizar minuciosamente a condução e a emissão a partir do emissor.

Como sugestões para trabalhos futuros, recomenda-se, primeiramente, um estudo da potência térmica que deixa o emissor, o que passa principalmente pela determinação da resistência térmica de condução entre o emissor e o receptor, e pela determinação do poder emissivo do emissor. Para a primeira, bastaria cobrir provisoriamente as superfícies da cavidade da bancada com um material altamente reflexivo e que minimizasse a radiação térmica, como o *Multi-layer insulation* (*MLI*), e então executar um teste com o dispositivo; a partir das temperaturas no regime permanente do receptor e do emissor seria calculada a resistência térmica de condução. No caso da determinação do poder emissivo do emissor, seria necessário pintá-lo com uma tinta de alta emissividade da qual se disponha de informações técnicas sobre sua emissividade. Concluída esta caracterização, a bancada poderia ser testada novamente e então verificar se os dados coletados permitem obter valores razoáveis de emissividade para o receptor.

Se o passo anterior for bem sucedido, seria válido buscar descrições teóricas mais simples para a bancada. Pode-se tentar a abordagem da superfície reirradiante para o modelo da rede de radiação, e assumir a irradiação uniforme do emissor para o tubo de inox no modelo do balanço de energia. Em seguida poderiam ser comparados os resultados destes modelos mais simples com os propostos neste trabalho e verificar a concordância dos resultados.

A seção 4.4 lista algumas modificações no projeto da bancada que também devem ser consideradas em trabalhos futuros, mas podem ser executadas gradativamente, de modo a causar o menor impacto no dispositivo e gerar o menor gasto. Por exemplo, as alterações no emissor e no isolamento podem ser realizadas praticamente sem custos. As alterações mais onerosas do ponto de vista técnico e financeiro, como o são a substituição do aquecedor, da aquisição de temperaturas e do emissor por outro com melhor condutividade térmica; estas modificações mais trabalhosas podem ser deixadas por último e implementadas somente se houver necessidade.

REFERÊNCIAS

ADIBEKYAN, Albert. **High-accuracy spectral emissivity measurement for industrial and remote sensing applications.**2016. 148 f. Tese (Doutorado em Curso de Física) – Universität Wuppertal, Fakultät Für Mathematik Und Naturwissenschaften» Physik, Wuppertal, 2016. Disponível em: <http://nbn-resolving.de/urn/resolver.pl?urn=urn%3Anbn%3Ade%3Ahbz%3A468-20160421-144304-2>. Acesso em: 16 nov. 2018.

BERGMAN, Theodore L. et al. **Fundamentos de transferência de calor e de massa.** 7.ed. Rio de Janeiro: Ltc, 2015.

CALLISTER JUNIOR, Willian D. **Ciência e engenharia de materiais:** Uma introdução. 7.ed. Rio de Janeiro: LTC, 2008.

ÇENGEL, Yunus A. **Transferência de calor e massa:** uma abordagem prática. 3.ed. São Paulo: Mcgraw-hill, 2009.

ÇENGEL, Yunus A.; BOLES, Michael A. **Termodinâmica.** 5.ed. São Paulo: Mcgraw-hill, 2006.

DANIEL, Ketui; FENG, Chi; GAO, Shan. Application of multispectral radiation thermometry in temperature measurement of thermal barrier coated surfaces. **Measurement**, [s.l.], v. 92, p.218-223, out. 2016. Elsevier BV. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1016/j.measurement.2016.06.023>. Acesso em: 16 nov. 2018.

EFFERTZ, Timo; PERNPEINTNER, Johannes; SCHIRICKE, Björn. Steady state calorimetric measurement of total hemispherical emittance of cylindrical absorber samples at operating temperature. In: SOLARPACES 2016: INTERNATIONAL CONFERENCE ON CONCENTRATING SOLAR POWER AND CHEMICAL ENERGY SYSTEMS, 1., 2016, Abu Dhabi. **Proceedings... .** [s.l.]: Aip Conference Proceedings, 2017. v. 1850, p. 020003. Disponível em: <https://doi.org/10.1063/1.4984327>. Acesso em: 16 nov. 2018.

FU, Tairan; TAN, Peng; PANG, Chuanhe. A steady-state measurement system for total hemispherical emissivity. **Measurement Science And Technology**, [s.l.], v. 23, n. 2, p.025006-025006, 11 jan. 2012. IOP Publishing. Disponível em: <https://doi.org/10.1088/0957-0233/23/2/025006>. Acesso em: 16 nov. 2018.

HAMEURY, J.; HAY, B.; FILTZ, J. R. Measurement of Total Hemispherical Emissivity Using a Calorimetric Technique. **International Journal Of Thermophysics**, [s.l.], v. 28, n. 5, p.1607-1620, 26 jul. 2007. Springer Nature.. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1007/s10765-007-0213-z>. Acesso em: 17 nov. 2018.

HE, Xiaodong et al. High emissivity coatings for high temperature application: Progress and prospect. **Thin Solid Films**, [s.l.], v. 517, n. 17, p.5120-5129, jul. 2009. Elsevier BV.. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1016/j.tsf.2009.03.175>. Acesso em: 16 nov. 2018.

HOWELL, John R.. A Catalog of Radiation Heat Transfer Configuration Factors. In: ____. **Thermal Radiation Heat Transfer.** 4. ed. New York: Taylor And Francis, 2001. p. B-93. Disponível em: <http://www.thermalradiation.net/indexCat.html>. Acesso em: 02 dez. 2018.

ISHII, Juntaro; ONO, Akira. Uncertainty estimation for emissivity measurements near room temperature with a Fourier transform spectrometer. **Measurement Science And Technology**, [s.l.], v. 12, n. 12, p.2103-2112, 6 nov. 2001. IOP Publishing.. Disponível em: <http://stacks.iop.org/MST/12/2103>. Acesso em: 16 nov. 2018.

JELLE, Bjørn Petter; KALNÆS, Simen Edsjø; GAO, Tao. Low-emissivity materials for building applications: A state-of-the-art review and future research perspectives. **Energy And Buildings**, [s.l.], v. 96, p.329-356, jun. 2015. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1016/j.enbuild.2015.03.024>. Acesso em: 15 nov. 2018.

LIENHARD IV, John H.; LIENHARD V, John H. **An heat transfer textbook.** 4. ed. Cambridge: Phlogiston Press, 2018. Disponível em: <http://web.mit.edu/lienhard/www/ahtt.html>. Acesso em: 17 out. 2018.

MEHTA, R.c.; BOSE, T.k. Temperature distribution in a large circular plate heated by a disk heat source. **International Journal Of Heat And Mass Transfer**, [s.l.], v. 26, n. 7, p.1093-1095, jul. 1983. Elsevier BV.. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1016/s0017-9310(83)80136-7>. Acesso em: 01 dez. 2018

MONCHAU, Jean-pierre et al. Comparative study of radiometric and calorimetric methods for total hemispherical emissivity measurements. **Heat And Mass Transfer**, [s.l.], v. 54, n. 5, p.1415-1425, 30 nov. 2017. Springer Nature.. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1007/s00231-017-2238-6>. Acesso em: 17 nov. 2018.

MONTE, Christian; HOLLANDT, Jörg. The determination of the uncertainties of spectral emissivity measurements in air at the PTB. **Metrologia**, [s.l.], v. 47, n. 2, p.172-181, 8 mar. 2010. IOP Publishing.Disponível em: <http://stacks.iop.org/Met/47/S172>. Acesso em: 16 nov. 2018.

NOVO, M. M. M. et al. Fundamentos básicos de emissividade e sua correlação com os materiais refratários, conservação de energia e sustentabilidade. **Cerâmica**, [s.l.], v. 60, n. 353, p.22-33, mar. 2014. Fap. UNIFESP (SciELO). Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1590/s0366-69132014000100004>. Acesso em: 16 nov. 2018.

PERIN, Aryston Luiz. **Desenvolvimento de um equipamento para medição de emissividade.** 2009. 115 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) – Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 2009. Disponível em: <http://hdl.handle.net/10183/15838>. Acesso em: 16 nov. 2018.

POLYANSKIY, M. N. **Refractive index database.** Disponível em: <https://refractiveindex.info>. Acesso em: 15 nov. 2018.

PORTO, Gabriel de Oliveira Maitino. **Desenvolvimento de um protótipo de uma bancada para medição da emissividade de superfícies.** 2016. 30 f. TCC (Doutorado em Engenharia Mecânica) – Universidade Estadual Paulista, Faculdade de Engenharia de Guaratinguetá., Guaratinguetá, 2016. Disponível em: <http://hdl.handle.net/11449/155409>. Acesso em: 17 out. 2018.

SCHNEIDER, Stefan; STRAUB, Johannes. Laminar natural convection in a cylindrical enclosure with different end temperatures. **International Journal Of Heat And Mass Transfer**, [s.l.], v. 35, n. 2, p.545-557, fev. 1992. Elsevier BV.. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1016/0017-9310(92)90289-5>. Acesso em: 04 dez. 2018

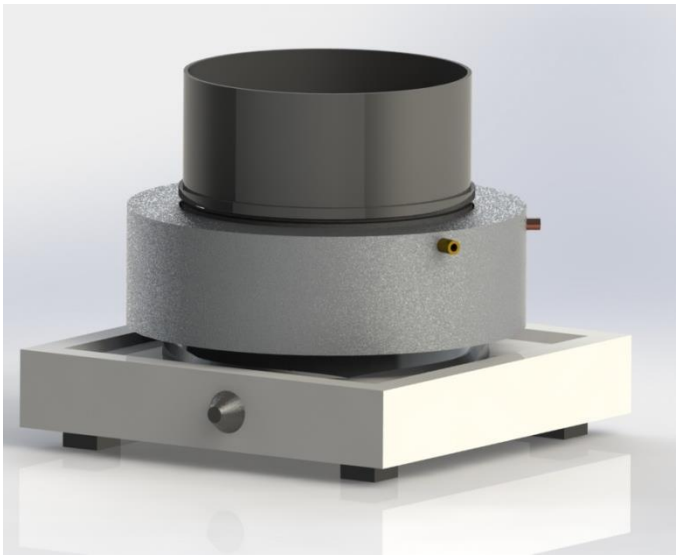
SEIFTER, Achim; BOBORIDIS, Konstantinos; OBST, Andrew W. Comparison of emissivity measurements using an integrating sphere reflectometer and a laser polarimeter on surfaces with various degrees of roughness. In: IMEKO WORLD CONGRESS, 17., 2003, Dubrovnik. **Proceedings... .** Dubrovnik: IMEKO, 2003. p. 1623 - 1628. Disponível em: <http://www.imeko.org/publications/wc-2003/PWC-2003-TC12-009.pdf>. Acesso em: 16 nov. 2018.

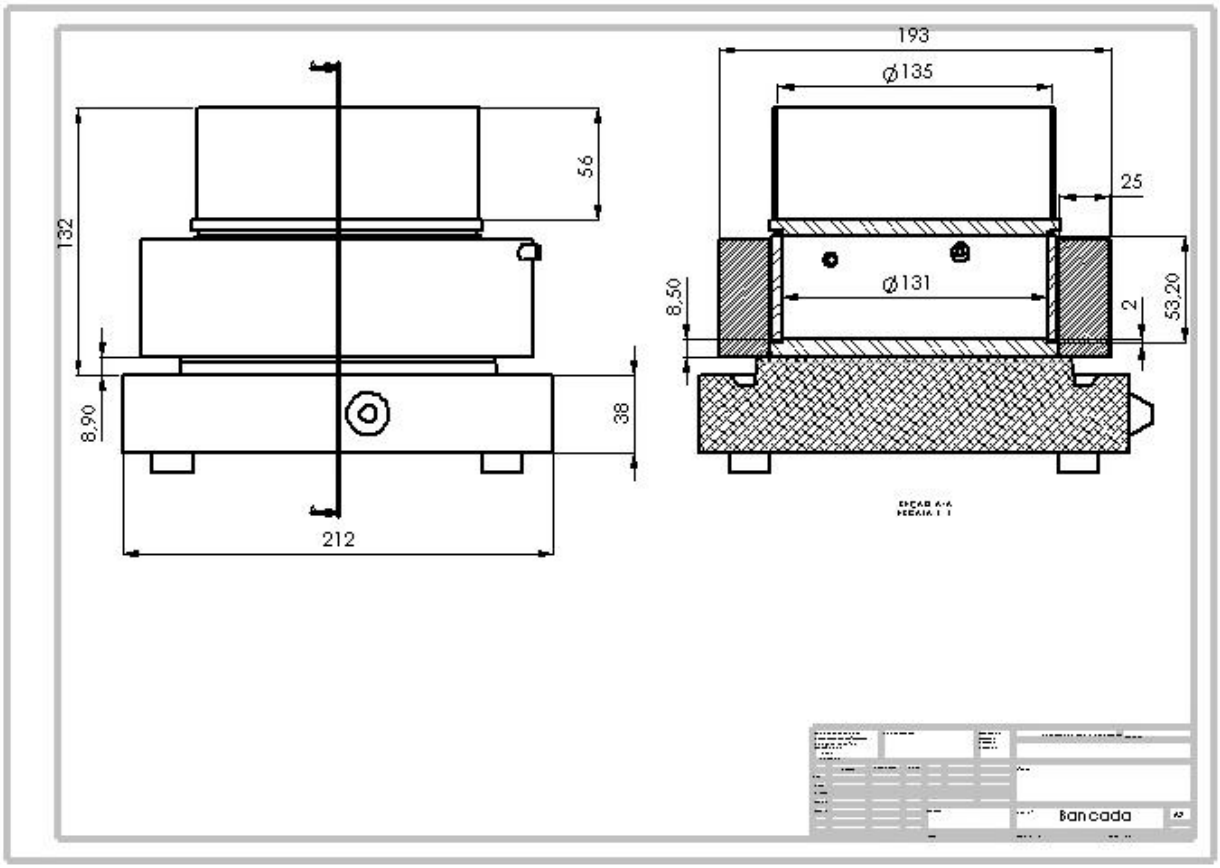
SPARROW, Ephraim M.; CESS, R. D. **Radiation heat transfer.** Washington: Hemisphere Pub. Corp., 1978.

TOULOUKIAN, Y. S.; DEWITT, D. P. **Thermal radiative Properties:** Metallic Elements and Alloys. New York: IFI / Plenum, 1970. (Thermophysical Properties of Matter - The TPRC Data Series Vol. 7.).

WEN, Chang-da. Investigation of steel emissivity behaviors: Examination of Multispectral Radiation Thermometry (MRT) emissivity models. **International Journal Of Heat And Mass Transfer**, [s.l.], v. 53, n. 9-10, p.2035-2043, abr. 2010. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2009.12.053>. Acesso em: 16 nov. 2018.

APÊNDICE A - Ilustração da bancada após as modificações





APÊNDICE B - Scripts desenvolvidos no *GNU Octave 4.4* para calcular a emissividade segundo os modelos propostos

LISTA DE PARÂMETROS DA BANCADA

Script utilizado nos dois modelos desenvolvidos

```
%=====================================================
%Análise crítica de bancada de baixo custo...
%para medição de emissividade de superfícies

%Por Allan Douglas
%Dez/2018
%=====================================================
%Parâmetros da bancada

%Espessura do emissor
e=0.0085;
%Espessura do receptor
e_r=0.0078;
%Diâmetro do emissor/receptor
D=0.131;
%Área da sup. emissora
A1=(pi*D^2)/4;

%Área da sup. receptora
A3=A1;
%Diâmetro externo da camisa
Dt=0.1405;
%Espessura da camisa
t=0.0047;
%Área de condução da camisa
At=pi*((Dt^2-(Dt-2*t)^2)/4);
%Comprimento da camisa
H=0.0532;
%Eixo menor do O'Ring
h=0.0025;
%Distância entre as faces radiantes do emissor e receptor
%L=H+2*h;
L=H;

%Área emissora da camisa
A2=pi*D*H;

%Cálculo do fator de vista
% Conferir Bergman et. al (2015)
R1=D/2/L;
R3=R1;
S=1+(1+R3^2)/R1^2;
F13=(0.5)*(S-(S^2-4)^0.5);
F12=1-F13;
%Por simetria
F23=A1*F12/A2;
```

```
%Propriedades físicas

%condutibilidade térmica da camisa
kt=18;
%condutibilidade térmica do O'Ring
ko=0.16;
%Resistência térmica entre o receptor e o emissor
%Rt=(H*ko+2*h*kt)/At/kt/ko;
Rt=(H)/At/kt;
%Emissividade do emissor
E1=0.9;
%Emissividade da camisa
E2=0.9;
sigma_stb=5.67E-008;

%Temperaturas no regime permanente - [K]
%T0=446.55;
T1=421.65;
T3=360.4;
T2=(T1+T3)/2;
%T2=424.04;
%TG=278;

%Potência dissipada no cooktop
%Corrente - [A]
I=4.2;
V=212;
%P=V*I; ou
P=67.5;
```

CÁLCULOS COM O MODELO DO BALANÇO DE ENERGIA

Script principal

```
%Análise crítica de bancada de baixo custo...
%para medição de emissividade de superfícies

%Por Allan Douglas
%Dez/2018
%=====================================================
%Modelo 2 - Modelo por balanço de energia...
%Análise aprofundada

%Carregando as informacoes do experimento
Parametros

%Cálculo do calor trocado entre as partes do experimento

%Caso seja utilizado T0 em vez da potência dissipada,
% descomentar a linha seguintes
  %qk1=kt*A1*(T0-T1)/e;

%Potencia fornecida pelo cooktop
qk1=P;
%Calor transferido por conução na camisa e O'Rings
qk2=(T1-T3)/Rt;
%Calor que deixa o receptor por condução
%qkg=kt*A3*(T3-TG)/e_r;
qkg=P;
```

```
%Calor emitido por radiação pelo emissor
qr1=qk1-qk2;
%Troca líquida de calor entre o emissor e a camisa
q12=Calc_q12();

%Troca líquida de calor entre emissor e receptor
q13=qr1-q12;

%Estimando a emissividade do receptor

%=>Calculando Xi
pI=sigma_stb*(T3^4-E1*T1^4);
pII=q13/A1/F13;
pIII=A3/(qk2-qkg);

X=pIII*(pI+pII);
E3=1/(X+1);
```

Função auxiliar para calcular a troca radiante líquida entre emissor e tubo

```
function q12 = Calc_q12()
%Carregando as informacoes do experimento
Parametros

%Cálculo do calor trocado com a camisa

%Parâmetros da distribuição linear de temperatura na quarta potência
%Delta T
DT=T3-T1;
%Coeficientes
a1=(DT/L)^4;
b1=4*T1*(DT/L)^3;
c1=6*T1^2*(DT/L)^2;
d1=4*T1^3*(DT/L);
% Notar que L = H
m=L/D;

  pI=(D^5/24)*(m*sqrt(m^2+1)*(4*m^4-2*m^2+3)-...
    3*asinh(m))-m*(L^5)/6;

  pII=(D^4/10)*(sqrt(m^2+1)*...
    (2*m^4-m^2+2)-2)-m*(L^4)/5;

  pIII=(D^3/8)*(m*sqrt(m^2+1)*(2*m^2-1)+...
    asinh(m))-m*(L^3)/4;

  pIV=(D^2/6)*(sqrt(m^2+1)*(2*m^2-1)+1)-m*L^2/3;


  q12=((-a1)*pI+(-b1)*pII+(-c1)*pIII+(-d1)*pIV)*pi*D*E1*sigma_stb;
endfunction
```

CÁLCULOS COM O MODELO DA REDE DE RADIAÇÃO

Script principal

```
%Análise crítica de bancada de baixo custo...
%para medição de emissividade de superfícies

%Por Allan Douglas
%Dez/2018
%=====================================================
%Modelo 3 - Modelo da rede de radiação

%Rotina para calcular a emissividade do receptor,...
%no modelo 3.

%O equacionamento do modelo 3 ...
%encontra-se na função "CalcEmissivity".

%Inicializando as varáveis
Diff=1000;
cont=1;


%Chute inicial do valor da emissividade
E3_ii=0.1;

%Iterando
while Diff >0.000000001
  E3_i=E3_ii;
  E3_ii=CalcEmissivity(E3_i);
  Diff=abs(E3_ii-E3_i);
  cont=cont+1;
end

%Mostrar na janela de comandos o numero...
%de iterações e o valor da emissividade

cont
E3=E3_ii
```

Função para calcular os valores individuais de emissividade

```
% Funçao para calcular a emissividade,
% Com base no modelo 3
function NovoE3 = CalcEmissivity(E3inicial)
%Carregando lista de parâmetros físicos e geométricos
Parametros;

%Calor que chega por condução no receptor
qk2=(T1-T3)/Rt;

%Calor perdido pelo receptor
%qkg=kt*A3*(T3-TG)/e_r
qkg=P;

%Quantidade líquida de calor que é ADICIONADA ao receptor
q3=qk2-qkg;
```

```
%Definino a matriz B
E3=E3inicial;
b1=sigma_stb*T1^4*E1/(1-E1);
b2=sigma_stb*T2^4*E2/(1-E2);
b3=sigma_stb*T3^4*E3/(1-E3);

B=[b1;b2;b3];

%Definindo a matriz A
a11=F12+F13+E1/(1-E1);
a21=F12*A1/A2;
a22=F23+F12*A1/A2+E2/(1-E2);
a23=F23*A3/A2;
a31=F13*A1/A3;
a32=F23*A2/A3;
a33=F13*A1/A3+F23*A2/A3+E3/(1-E3);

A=[a11 -F12 -F13;-a21 a22 -a23;-a31 -a32 a33];

%Resolvendo o sistema linear para as radiosidades
J=A\B;

%Recalculando E3
gama=(sigma_stb*T3^4-J(3))*A3/q3;
NovoE3=1/(gama+1);
endfunction
```

Embora os códigos aqui tenham sido implementados no ambiente *GNU Octave,* com algumas pequenas alterações, eles poderão ser adaptados para a linguagem *MATLAB*. Para mais informações a esse respeito, consultar: https://en.wikibooks.org/wiki/MATLAB_Programming/Differences_between_Octave_and_MATLAB