

WALTER HADDAD

**APLICAÇÃO DA TÉCNICA DE SIMULAÇÃO DE GRANDES  
ESCALAS DE TURBULÊNCIA PARA AVALIAÇÃO DA EFICIÊNCIA  
DE DUTOS DE EXAUSTÃO NATURAL DE FUMAÇA EM  
EDIFÍCIOS**

Dissertação apresentada à Escola  
Politécnica da Universidade de São Paulo  
para obtenção do título de Mestre em  
Engenharia

São Paulo

2003

**WALTER HADDAD**

**APLICAÇÃO DA TÉCNICA DE SIMULAÇÃO DE GRANDES  
ESCALAS DE TURBULÊNCIA PARA AVALIAÇÃO DA EFICIÊNCIA  
DE DUTOS DE EXAUSTÃO NATURAL DE FUMAÇA EM  
EDIFÍCIOS**

Dissertação apresentada à Escola  
Politécnica da Universidade de São Paulo  
para obtenção do título de Mestre em  
Engenharia

Área de Concentração:  
Engenharia Mecânica

Orientador:  
GUENTHER C. KRIEGER FILHO

São Paulo

2003

À minha esposa Ivani, minha filha Vanessa e  
ao meu neto Henrique, que sempre me  
incentivam em todas as minhas tarefas, dedico  
com amor este trabalho.

*Walter Haddad*

## **AGRADECIMENTOS**

Ao Prof. Dr. Guenther C. Krieger Filho, que como orientador e amigo sempre esteve pacientemente disponível para esclarecer dúvidas e para me incentivar tornando assim este trabalho uma realidade.

À Mariane, Beatriz e Caroline, pela compreensão pela horas de ausência do Prof. Guenther.

Ao Prof. Dr. Ernani V. Volpe e Prof. Dr. Arlindo Tribess, pelas valiosas sugestões que muito me auxiliaram na elaboração desta dissertação.

Aos colegas da UniFEI e da Escola Politécnica, pelo apoio e incentivo.

Aos meus irmãos Luis Carlos e João Jorge que me incentivaram e apoiaram durante este trabalho.

# Sumário

<b>Introdução</b>	<b>2</b>
<b>1 Modelo Matemático de Movimentação de Fumaça</b>	<b>7</b>
1.1 Introdução . . . . .	7
1.2 Equações de Conservação . . . . .	10
1.2.1 Conservação de massa . . . . .	11
1.2.2 Conservação de momento . . . . .	14
1.2.3 Conservação da energia . . . . .	20
1.3 Modelos de Turbulência . . . . .	25
1.4 Modelo de Combustão Turbulenta . . . . .	31
1.4.1 Radiação Térmica . . . . .	41
1.5 Intensidade de Radiação Térmica . . . . .	46
<b>2 Método Numérico</b>	<b>47</b>
2.1 O código computacional FDS . . . . .	47
2.2 Discretização Temporal e Espacial . . . . .	48
2.2.1 Condições Iniciais e de Contorno . . . . .	53
<b>3 Casos Estudados</b>	<b>55</b>
<b>4 Resultados e Conclusões</b>	<b>63</b>
4.1 Validação do código computacional FDS . . . . .	63
4.1.1 Análise dos resultados: Comparação Viegas/FDS . . . . .	64
4.2 Resultados . . . . .	78
<b>Bibliografia</b>	<b>90</b>

# Lista de Figuras

1.1	Relação entre fração de mistura e as frações mássicas de Combustível e Nitrogênio . . . . .	37
1.2	Frações mássicas e fração de mistura . . . . .	39
3.1	Edifício básico . . . . .	57
3.2	Caso 1 - Duto unico com grelhas de insuflamento e exaustao . . . . .	58
3.3	Caso 2 - Dois dutos separados para insuflamento e exaustao . . . . .	59
4.1	Esquema do caso Viegas . . . . .	65
4.2	Temperaturas, em 60 segundos, da coluna D: Comparação Viegas/FDS	67
4.3	Temperaturas, em 60 segundos, da coluna F: Comparação Viegas/FDS	69
4.4	Temperaturas, em 60 segundos, da coluna G: Comparação Viegas/FDS	71
4.5	Temperaturas, em 60 segundos, da coluna H: Comparação Viegas/FDS	72
4.6	Temperaturas, em 60 segundos, da coluna I: Comparação Viegas/FDS	73
4.7	Temperaturas, em 60 segundos, da coluna $L_A$ : Comparação Viegas/FDS . . . . .	74
4.8	Temperaturas, em 60 segundos, da coluna $G_A$ : Comparação Viegas/FDS . . . . .	75
4.9	Temperaturas, em 60 segundos, da coluna $J_A$ : Comparação Viegas/FDS	76
4.10	Velocidades, em 60 segundos, da coluna $A_n$ : Comparação Viegas/FDS	77
4.11	Caso 1 - um duto: temperaturas após 24 segundos . . . . .	79
4.12	Caso 1 - um duto: temperaturas após 48 segundos . . . . .	80
4.13	Caso 1 - um duto: temperaturas após 72 segundos . . . . .	81
4.14	Caso 2 - dois dutos: temperaturas após 24 segundos . . . . .	82
4.15	Caso 2 - dois dutos: temperaturas após 48 segundos . . . . .	83
4.16	Caso 2 - dois dutos: temperaturas após 72 segundos . . . . .	84

# Resumo

A técnica de mecânica dos fluidos computacional é utilizada no presente trabalho para a análise da movimentação de fumaça de incêndio em edifícios altos. O objetivo é o de avaliar a eficácia de exaustão da fumaça em edifícios construídos com saídas de emergência por meio de escadas protegidas por dutos de exaustão natural. Dois conceitos de dutos de exaustão são estudados: um sistema é constituído de um único duto e o outro com dois dutos geminados para a captação de ar/exaustão dos gases. Estes dutos situam-se entre portas corta-fogo, numa antecâmara, e esta antecâmara antecede as escadas. Neste trabalho a técnica utilizada é a do método de campos baseado na Simulação de Grandes Escalas (SGE) turbulentas. Nas simulações SGE as estruturas turbulentas de grandes escalas são calculadas diretamente das equações de transporte e os processos dissipativos, de escala menor que a malha computacional, são modelados. O processo de combustão é descrito pelo modelo de combustão turbulenta da fração de mistura. O processo da radiação térmica emprega a equação de transporte de radiação para um gás cinzento não-espalhante. O código computacional empregado é o FDS (versão 3) desenvolvido pelo NIST. São simulados dois prédios de 18 m e de 36 m de altura. O cenário de estudos é um foco de incêndio no 10. andar dos prédios com a fumaça se deslocando, pelo duto de incêndio para os outros andares. A eficácia da ventilação natural da fumaça pelo duto para proteger a escada de emergência é estabelecida pela observação da evolução temporal da temperatura nos andares 4 e 9. Em ambos os casos o escoamento da fumaça é causado pela convecção natural. Porém, no primeiro caso um só duto é empregado, enquanto que no segundo caso dois dutos geminados são utilizados: um deles para a admissão do ar atmosférico e o outro somente para a exaustão

---

4.17 Caso 1 - um duto: particulas mostradas pelas temperaturas após 24 segundos . . . . .	85
4.18 Caso 1 - um duto particulas com temperatura 48 segundos . . . . .	86
4.19 Caso 1 - um duto particulas com temperatura 72 segundos . . . . .	87
4.20 Caso 2 - dois dutos particulas 24 segundos . . . . .	88



da fumaça e gases quentes. Verifica-se que, no segundo caso, ocorre no duto de ar externo uma contaminação pela fumaça que não podendo sair para a atmosfera, pois ele é fechado pela laje do andar de cobertura, encaminha-se para a grelha do último andar. Dos resultados obtidos, analisando as evoluções de temperaturas nos andares 4.o e 9.o, pode-se concluir que o primeiro caso de um duto mostrou uma melhor eficácia de ventilação natural dos gases para evitar a contaminação pela fumaça nas escadas e compartimentos do edifício.

# Abstract

The computational fluid dynamic method is used in this work to simulate a fire and the smoke movement in a high building. The main goal of this work is concerned to assess the effectiveness natural convection ventilated smoke ducts to protect a emergency staircase with two cases for comparison: single duct versus double duct exhaust smoke constructions. The use of CFD simulations is a powerful tool to firesafety designers and progress increasing to future. Two concepts of exhaust ducts are studied: a system is constituted of a single duct and the other with a double duct for the inflow/exhaust of the gases. These ducts locate between fire-safety doors, in a hall, and this hall precedes the staircases. In this work the used technique is the one of the method of fields based on the Large Eddy Simulation (LES). In the LES simulations the turbulent structures of major scales of turbulence are calculated directly from the transport equations and the dissipativ processes, the scales smaller than the mesh computacional, are modeled. The combustion process is described by the model of the mixture fraction. The process of the thermal radiation uses the equation of radiation transport for a gray no-scattering gas. The code used computacional is FDS (version 3) developed by NIST. There are simulated two buildings of 18 m and of 36 m of height. The scenery of studies is a fire focus in the 1st floor of the buildings with the smoke moving, through the smoke duct into the other floors. The effectiveness of the natural ventilation ducts to protect the emergency staircase is established by the observation of the temporary evolution of the temperature in the 4th and 9th floors. In both cases the extraction of the smoke is caused by the natural convection. However, in the first case, a single duct is used, while in the second case a double-duct is used: one of them for the admission of the

atmospheric air and the other only for the exhaust of the smoke and hot gases. It is verified that, in the second case, it happens very quickly a smoke contamination in the others floors. The smoke does not leave for the atmosphere, because the duct is closed at the top floor. Of the obtained results, analyzing the evolutions of temperatures in the 4th and 9th floors, it can be concluded that the first case of a duct showed a better effectiveness of natural ventilation of the gases to avoid the smoke contamination in the staircase and compartments of the building.

# Introdução

Este trabalho trata da aplicação da Dinâmica de Fluidos Computacional ( CFD - *Computational Fluid Dynamics* ) para a análise da movimentação de fumaça em incêndios. Tal aplicação é vasta, abrangendo as mais variadas formas de incêndios, desde aqueles confinados em recintos fechados até os que ocorrem em ambientes atmosféricos abertos.

O conhecimento da propagação do fogo e da movimentação da fumaça, em várias situações, pode salvar vidas humanas, preservar o meio ambiente, poupar patrimônios ou, pelo menos, minimizar as perdas e os danos decorrentes de um incêndio. A obtenção destes conhecimentos podem ser provenientes de situações ocorridas, de experimentos em laboratórios, bem como por meio de análises de simulações numéricas por computador. Dados advindos de situações reais de incêndios, bem como dos experimentos em laboratórios são de importância para a validação de simulações computacionais. Uma vez estabelecidos os resultados para um certo cenário por meio de ensaios, pode-se obter pelo computador, com um custo bem menor, simulações que possibilitam análises de problemas de outros cenários de incêndios mais complexos.

## • Motivação do estudo

A norma brasileira que trata das saídas de emergência em edifícios é a NBR 9077/ ABNT (1993), que estabelece critérios para construções que possuem saídas de emergência com duas portas corta-fogo, tendo entre elas uma antecâmara, e compostas por dois dutos geminados, um para entrada de ar externo e outro para a retirada de fumaça. Como no Brasil, quem legisla em segurança contra incêndio é o Corpo de Bombeiros, a NBR 9077, foi incluída em São Paulo no decreto estadual N° 38069, de 1993, e imposta como exigência para todas as edificações. Atualmente, os

---

parâmetros técnicos para a implementação de um sistema de controle de fumaça são fornecidos pelo Corpo de Bombeiros de São Paulo conforme o previsto no decreto estadual N° 46076, de 2001. Na capital de São Paulo vigora a Lei Municipal - N° 11228, de 1992, que estabelece a caixa da escada com antecâmara contendo um único duto em que a captação de ar externo é feita por uma grelha em sua extremidade inferior e uma grelha lateral no topo do duto para a saída de ar/gases para a atmosfera.

A eficácia da tiragem natural de fumaça de incêndio em edifícios construídos com saídas de emergência para cada um dos casos pode ser estudada por meio de metodologias de simulação numérica, da Dinâmica de Fluidos Computacional, e os resultados obtidos de cada cenário de incêndio podem ser comparados entre si para obtenção de respostas à questões, em geral, relacionadas à preservação da vida, do meio ambiente e do patrimônio. Por experimentações numéricas e por experimentações em laboratórios de ensaios, pode-se melhor conhecer o fenômeno da movimentação da fumaça e gases quentes de um incêndio em edifício.

A existência de um programa computacional já validado para um conjunto consistente de cenários de incêndios motivou a realização deste estudo. O programa computacional utilizado no estudo é o FDS - Fire Dynamics Simulator (Version 3) - [6783, 2002] e [6784, 2002] - desenvolvido pelo NIST - National Institute of Standards and Technology - USA Department of Commerce. O simulador FDS consiste de dois programas de computador. O primeiro, designado por fds3, é um programa computacional em Fortran 90 que resolve as equações de transporte, como descritas na referência [6783, 2002]. O segundo, designado por Smokeview, é um programa gráfico em Open GL que permite a visualização dos resultados da simulação. O simulador FDS requer um computador com uma CPU relativamente rápida e uma quantidade substancial de memória RAM. Este estudo de simulação foi realizado na EPUSP numa estação de trabalho XP 1000 da Compaq com 512 Mb de memória RAM. Foi feita a simulação de 120 segundos de tempo real de incêndio, em cada situação de estudo. Para cada caso analisado, de cada edifício proposto no estudo, foi necessário um tempo computacional de aproximadamente 15 horas de CPU da referida estação de trabalho. Também, em algumas simulações, foi utilizado um microcomputador com processador Pentium, tendo a velocidade do relógio de 150 MHz e a memória RAM com a capacidade de 32 Mb, em Redhat Linux - release 7.2.

---

- **Âmbito do estudo**

Os incêndios em edifícios são do tipo confinados. Quanto ao aspecto construtivo, os edifícios exibem arquiteturas bem diferenciadas, de modo que a entrada de ar novo no local em que ocorre o foco de incêndio depende da geometria, disposição e dimensão das aberturas para o ar atmosférico. O vento pode ter, conforme o seu rumo e incidência no edifício, um efeito considerável na propagação das chamas e na movimentação da fumaça. Dependendo da potência calorífica liberada pelo fogo e da limitação das perdas de calor para o exterior, um compartimento aquecido a temperaturas elevadas pode sofrer inflamação generalizada (*flashover*) de todos os materiais combustíveis existentes e dar origem a um incêndio de muito rápida progressão e de difícil controle.

A provisão de sistema de controle do movimento da fumaça é uma medida que deve ser considerada quando da execução do projeto arquitetônico do edifício. Nesta etapa, além da consideração deste sistema, devem ser levadas em conta outras medidas ativas de proteção contra incêndio relacionadas com a distribuição dos espaços e com a circulação interna no interior do edifício. A compartimentação horizontal, bem como a vertical, visam dividir o edifício em células capazes de suportar a ação da queima dos materiais combustíveis nelas contidos, impedindo o alastramento da fumaça e do incêndio. A contenção do incêndio em seu ambiente de origem tende a facilitar as operações de combate ao fogo. Além disso, as compartimentações restringem a livre movimentação da fumaça no interior do edifício. No caso da existência de sistema de distribuição de ar condicionado, os seus ventiladores devem ser desligados quando for detetado a ocorrência de incêndio no prédio. Mesmo sendo tomada esta providência, a fumaça e os gases quentes podem percorrer os dutos de ar condicionado e adentrar em outros locais e aí disseminar o incêndio. Estes dutos devem apresentar resistência ao fogo compatível com a dos entrepisos e possuir, em cada derivação, um registro corta-fogo operado automaticamente por meio de detetores ( de temperatura ou de fumaça ) ou de fusíveis térmicos, posicionados no setor que transpassa o elemento de compartimentação. Maiores detalhes podem ser obtidos nas referências [Bombeiros, 2001] e [ASHRAE, 1999].

- **Objetivos do estudo**

O objetivo maior deste estudo é mostrar o potencial de utilização da mecânica

dos fluidos computacional para a solução de problemas de engenharia de segurança contra incêndios [Haddad and Krieger, 2002]. O conhecimento ou predição da movimentação da fumaça é de grande importância para a verificação, num compartimento, da interface entre uma camada superior de fumaça e gases quentes e uma camada aquecida, inferior, pouco contaminada pela fumaça. A correta previsão do escoamento junto ao teto é fundamental para a determinação da eventual ignição de materiais combustíveis, bem como para a previsão do início do funcionamento dos detetores de incêndio e acionamento de dispositivos automáticos de extinção ou exaustão de fumaça.

Em virtude das diversas situações apontadas e parâmetros envolvidos em um cenário de incêndio, este estudo restringe-se somente à análise, por CFD, de dutos de ventilação natural para proteção da escada de saída de emergência de edifícios altos. A altura total de um edifício interfere no combate ao incêndio, facilitando ou dificultando a ação dos bombeiros conforme a posição do pavimento afetado pelas chamas. Neste estudo, em face da disponibilidade computacional, optou-se pela simulação de dois prédios: um de 18m e outro de 36m de altura. Também, optou-se pelo 1º andar de cada edifício como local de origem do incêndio, já que o estudo objetiva analisar a movimentação da fumaça para outros andares do prédio. Sabe-se que a fumaça é mais problemática no incêndio que o fogo propriamente dito. A fumaça impede a visão dos ocupantes para as rotas de fuga e saídas de emergência. Além disso, na fumaça também estão contidos gases tóxicos ou asfixiantes como  $CO$  e  $CO_2$  [Drysdale, 1997].

Para cada edifício são simulados dois casos:

- **caso 1-** edificações com somente um duto que serve simultaneamente de admissão de ar atmosférico e de exaustão natural de ar/fumaça.
- **caso 2-** edificações com dois dutos geminados, sendo um deles somente para a captação de ar atmosférico e o outro somente para a exaustão natural de ar/fumaça.

Nos edifícios, de 18m de altura, com cinco andares ( térreo mais quatro andares e cobertura ) ficam abertas as portas corta-fogo (PCF) do 1º andar e do 5º andar, sendo que a PCF do 1º andar está situada entre o ambiente do foco de incêndio e

---

a antecâmara onde fica o duto, e a PCF do 5º andar está situada entre o ambiente de ocupação do prédio e a antecâmara com o duto. As portas corta-fogo dos outros andares, inclusive todas as PCF que dão acesso à escada de incêndio, permanecem fechadas durante a realização das simulações. Estuda-se, assim, a movimentação da fumaça à partir do foco de incêndio para a grelha do duto na antecâmara, a sua propagação vertical pelo interior do duto até a saída para a atmosfera, bem como a verificação, se há ocorrência, de entrada da fumaça pela grelha do duto para a antecâmara do 5º andar, até a contaminação atingir, pela passagem através da PCF aberta, o ambiente de ocupação desse andar.

Nos edifícios, de 36m de altura, com dez andares ( térreo mais nove andares e cobertura ) ficam abertas as PCF do 1º andar e do 10º andar. As outras PCF dos outros andares, inclusive todas as PCF que dão acesso à escada de emergência, permanecem fechadas. Assim, realiza-se a análise da movimentação da fumaça como descrito anteriormente, verificando-se agora a ocorrência de contaminação pela fumaça do ambiente de ocupação do 10º andar.



# Capítulo 1

## Modelo Matemático de Movimentação de Fumaça

### 1.1 Introdução

- Aspectos Gerais

As descrições matemáticas do comportamento dos fluidos só tomaram impulso no século XIX, na forma das 'equações de Navier-Stokes', a partir das contribuições oferecidas pelos trabalhos pioneiros dos franceses [Navier, 1822], [Poisson, 1829] e do inglês [Stokes, 1845]. As soluções analíticas para as equações de Navier-Stokes só foram obtidas para alguns poucos casos, alguns deles apresentados em [Lamb, 1945]. A obra de Lamb é um clássico da mecânica dos fluidos, abordando os diversos aspectos teóricos da estática e dinâmica dos fluidos. De outro lado, os ensaios ou experimentações sobre o comportamento dos fluidos, em movimento ou não, já eram praticados desde épocas remotas: os egípcios utilizaram relógios de água; Aristóteles descreveu o princípio que designamos por continuidade do escoamento; Arquimedes estabeleceu as condições de flutuabilidade ou não de um corpo mergulhado em um fluido; Leonardo da Vinci sugeriu formas de corpos que diminuísse as forças de arrasto neles exercidas pelos fluidos; etc. Os líderes no esforço de colocar a experimentação de escoamento de fluido numa base sólida, usando análise dimensional, foram Osborne Reynolds (1842-1912), Lord Rayleigh (1842-1919), e Ludwig Prandtl (1875-1953). Os estudos e pesquisas colocam rotineiramente seus resultados em forma adimensional, fazendo-os aplicáveis a qualquer fluido newtoniano sob as

mesmas condições de escoamento. Os experimentos da dinâmica dos fluidos constituem prática comum, principalmente nas instituições de pesquisas, devido aos avanços obtidos na instrumentação ( velocímetros e sensores miniaturas de pressão e temperatura ), bem como na visualização do escoamento ([Nakayama, 1988]). A análise dos resultados pertinentes aos escoamentos dos fluidos conduz a uma melhor compreensão da dinâmica dos mesmos, bem como pode dar origem a equações empíricas satisfatórias para uso em aplicações análogas.

### • Modelos Matemáticos para Cenários de Incêndios

As equações de Navier-Stokes, embora fundamentais e rigorosas, são não-lineares e difíceis de resolver. Até hoje, somente umas poucas soluções particulares foram obtidas, não obstante os matemáticos terem interesse nas propriedades gerais dessas equações [Constantin and Foias, 1988]. Com o advento do computador digital, a partir dos anos de 1950, surgiu a alternativa de obter, por intermédio da solução numérica das equações de Navier-Stokes por técnicas computacionais, o campo de velocidades do escoamento de fluidos. A idéia de que a dinâmica de um incêndio pudesse ser estudada numericamente data dos primórdios do computador, visto que já eram conhecidas as equações fundamentais que governam a dinâmica dos fluidos, a transferência de calor e, em parte, até o processo de combustão. Mesmo havendo todos estes recursos, os modelos matemáticos práticos do incêndio são relativamente recentes, devido à inerente complexidade do problema. As dificuldades existem por três razões principais segundo [K. B. McGrattan and Baum, 1994]. A primeira, é que há um enorme número de possíveis cenários de incêndios, devido à natureza acidental deles. A segunda, é que para realizar todos os cálculos necessários dos cenários de incêndios, é preciso uma nítida compreensão física deles e uma ampla capacidade de computação. A terceira reside na difícil caracterização dos combustíveis presentes num incêndio. Um cenário de incêndio em estudo nem sempre é passível de reprodução em laboratório, mesmo em escala reduzida. O custo e o tempo da montagem experimental podem ser proibitivos. [Viegas, 1999], apresentou uma modelagem matemática de incêndios e validação experimental, através de ensaio de uma instalação de dois compartimentos, na sua tese de doutoramento pela Universidade Técnica de Lisboa. Esta referência foi utilizada no presente estudo para validação do código computacional utilizado, como será discutido no capítulo

---

### • Técnicas Computacionais

Os problemas reais de engenharia normalmente requerem o tratamento computacional, porém é comum este ser complementado, pelos tratamentos teóricos exatos e/ou experimentais de laboratório. [Fletcher, 1992] afirma que as técnicas computacionais estão muito mais próximas das experimentais do que das teóricas exatas. Os dois volumes da obra de Fletcher trazem uma coletânea das principais técnicas de 'CFD' até o final da década de 1980. No livro de [J.C. Tannehill and R.H.Pletcher, 1997] pode ser encontrada uma comparação entre as três técnicas para solucionar problemas de mecânica dos fluidos. É uma obra clássica na área de procedimentos numéricos, cobrindo o básico da discretização e métodos numéricos, até geração de malhas e técnicas apropriadas a escoamentos compressíveis e incompressíveis.[Patankar, 1980] desenvolveu o método Simple (*Semi-implicit pressure-linked equations*) e o seu livro foi um marco para a solução numérica de escoamentos incompressíveis e ainda é referência de várias publicações, já que o seu método Simple se popularizou. A notação apresentada por Patankar tornou-se comum nas publicações que tratam de 'CFD', bem como se generalizou o seu procedimento de discretização das equações através de volumes finitos. De forma didática, e com ampla discussão dos conceitos de aplicação de volumes finitos, o livro de [Versteeg and Malalasekera, 1995] apresenta diferentes métodos numéricos para a solução de escoamentos incompressíveis. Na literatura nacional, destacam-se os livros: [Maliska, 1995] que enfoca técnicas avançadas para a simulação numérica de escoamentos e [Fortuna, 2000] que é um texto de caráter introdutório dedicado à análise de fluidos incompressíveis no regime de escoamento laminar e em malhas uniformes.

### • Técnicas Computacionais para Cenários de Incêndios

Para a simulação de incêndios existem dois modelos. O modelo de zonas descreve compartimentos de incêndios, sendo cada um deles dividido em dois volumes homogêneos: uma camada superior quente e uma camada inferior fria. Os balanços de massa e energia são estabelecidos em cada camada. Esta metodologia é bastante útil na análise de grandes área de incêndio com muitos ambientes. No artigo de [Ono and Vittorino, 1998] são analisados os sistemas de escadas de emergência em edifícios altos, por meio de um modelo de zonas, com vista à avaliação da

estanqueidade de cada sistema à fumaça de incêndio. O modelo de zona não permite analisar a distribuição temporal e espacial da fumaça nos compartimentos. Os modelos de campos resolvem as equações de conservação e como resultado fornecem os campos de velocidade, temperatura, pressão e concentrações. Nestes modelos, utilizam-se como modelos de turbulência as técnicas: (i) média de Reynolds, tipo modelo  $k - \epsilon$  [Jones and Launder, 1972] e modelo de tensões de Reynolds [Daly and Harlow, 1970]; (ii) modelos de simulação das estruturas turbulentas. A computação pode tanto ser tratada como uma Simulação Numérica Direta (em inglês *Direct Numerical Simulation -DNS*), na qual os termos dissipativos são computados diretamente; ou como uma Simulação de Grandes Escalas Turbulentas (*Large Eddy Simulation -LES*), na qual os vórtices de grande escala são computados diretamente e os processos dissipativos de escala de sub-malha são estabelecidos por modelo adicional. Para um estudo abrangente dos modelos matemáticos que tratam de incêndio em recintos fechados podem ser consultados: artigo de [Mitler, 1991], cap.23 do livro [Oran and J.P. Boris, 1995], e o artigo de [Novozhilov, 2001]. O artigo de [Yang, 1994] apresenta uma análise dos modelos de campo aplicados a incêndio em recintos fechados. Para a aplicação de 'LES' em movimentação de fumaça em três dimensões podem ser consultados: [Rehm and Baum, 1978], [K. B. McGrattan and Baum, 1994],[H.R. Baum and Rehm, 1994], e [?]. As informações técnicas do 'FDS'(Fire Dynamics Simulator), que é o Simulador da Dinâmica de Incêndio utilizado, podem ser encontradas nos manuais NISTIR 6783 e NISTIR 6784 da [K.B. McGrattan and Hostikka, 2002]. Para complementar as informações sobre edifícios podem ser consultadas as seguintes referências: [?] e [?]. (2001).

## 1.2 Equações de Conservação

As equações de conservação modelam os escoamentos compressíveis e incompressíveis, turbulentos e laminares. Para escoamentos em geometrias elaboradas, a solução destas equações é uma tarefa difícil. Visando reduzir as dificuldades pertinentes à solução numérica dessas equações, dependendo das propriedades do escoamento e do fluido, elas podem ser simplificadas consideravelmente. Para problemas de aplicações gerais, devido à complexidade matemática dessas equações, não são disponíveis

soluções analíticas exatas.

As equações de conservação podem ser representadas por uma variável genérica  $\phi$ . Se for definido que essa variável genérica,  $\phi$ , que representa uma propriedade do escoamento, por exemplo velocidade; as equações de conservação podem ser escritas para volume de controle, em notação simbólica, como:

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\phi\vec{V}) = \nabla \cdot (\Gamma\nabla\phi) + S_\phi, \quad (1.1)$$

sendo  $\Gamma$  o coeficiente de difusão,  $S_\phi$  um termo-fonte específico para cada  $\phi$  e,  $\vec{V}$  o vetor velocidade. No primeiro membro: o primeiro termo,  $\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t}$ , corresponde à variação temporal do fluxo líquido mássico da variável  $\phi$ , e o segundo termo,  $\nabla \cdot (\rho\phi\vec{V})$ , corresponde ao fluxo líquido do transporte advectivo através do volume de controle. O primeiro termo do segundo membro,  $\nabla \cdot (\Gamma\nabla\phi)$ , corresponde ao fluxo líquido do transporte difusivo através do volume de controle. O vetor velocidade pode ser expresso em coordenadas cartesianas por,

$$\vec{V} = (u\hat{x}, v\hat{y}, w\hat{z}, t), \quad (1.2)$$

sendo  $\hat{x}, \hat{y}$  e  $\hat{z}$  os versores das coordenadas.

No âmbito deste trabalho, a dinâmica dos gases nos compartimentos de um edifício é descrita pelas equações de conservação da massa, da quantidade de movimento, do transporte de espécies e de energia. Os gases do incêndio correspondem a uma mistura, multi-componente, de gases admitidos ideais, em regime transitório de escoamento. A equação (2.1) adaptada para cada formulação específica de equações de conservação de massa, espécies, momento e energia toma o formato conforme o apresentado a seguir.

### 1.2.1 Conservação de massa

Na ausência de fontes de massa ou de sorvedouros, toda a massa que entra em um sistema deve dele sair, em regime de escoamento permanente, ou nele se acumular, caso o regime seja transitório. Assim, na equação (2.1), pode-se considerar que o termo-fonte seja  $S_\phi=0$  e a variável genérica seja  $\phi=1$ . Dessa maneira, a equação da

conservação de massa, também designada por equação da continuidade da massa no escoamento de fluidos, é expressa por:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{V}) = 0. \quad (1.3)$$

O segundo termo do primeiro membro da equação (2.2),  $\nabla \cdot (\rho \vec{V})$ , é designado por divergente do campo de velocidade.

Pode-se, também, dispor da relação [Aris, 1991]:

$$\nabla \cdot (\rho \vec{V}) = \rho(\nabla \cdot \vec{V}) + \vec{V} \cdot (\nabla \rho) = \text{div}(\rho \vec{V}), \quad (1.4)$$

que em coordenadas cartesianas pode ser expressa por:

$$\nabla \cdot (\rho \vec{V}) = \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z}. \quad (1.5)$$

A equação da continuidade, que descreve a conservação de massa, pode ser analisada quando aplicada a um escoamento tri-direcional de fluido incompressível ou compressível. Considere-se um volume elementar de arestas  $dx$ ,  $dy$  e  $dz$  num sistema cartesiano cujos vetores unitários, versores, em cada direção respectiva seja simbolizado por  $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$ . A variação da quantidade total de massa dentro do elemento de fluido corresponde a  $\frac{\partial \rho}{\partial t}(dx)(dy)(dz)$ . Esta variação depende da análise do termo do divergente do campo de velocidades do escoamento. O teorema de Gauss, da análise vetorial, estabelece que a integral de volume do divergente de um campo vetorial aplicada a qualquer volume,  $\vartheta$ , é igual à integral de superfície de  $S$  aplicada à superfície fechada no entorno do volume  $\vartheta$ , ou seja:

$$\int \int \int_{\vartheta} \nabla \cdot (\rho \vec{V}) d\vartheta = \int \int_S (\rho \vec{V}) \cdot \hat{n} dS. \quad (1.6)$$

O vetor unitário  $\hat{n}$  é normal à superfície  $S$  através da qual tem-se o fluxo  $\rho \vec{V} \cdot \hat{n}$ .

Considere-se uma região delimitada pela fronteira  $S$ , que inclui as superfícies  $S_1, S_2, S_3, S_4, S_5$  e  $S_6$ . O fluido entra com velocidade  $u_1$  através da superfície  $S_1$ , e deixa a região por  $S_2$  com velocidade  $u_2$ . Entra com  $v_1$  através de  $S_3$ , e deixa  $S_4$  com  $v_2$ . Entra com  $w_1$  através de  $S_5$ , e deixa  $S_6$  com  $w_2$ . Definindo-se as propriedades

macroscópicas do fluido (como densidade, temperatura, concentração) no centro de cada uma das faces  $S$  e considerando as respectivas velocidades de escoamentos uniformes e normais nas suas extensões, e no restante da fronteira  $S$  suas velocidades normais sejam nulas, o segundo membro da expressão (1.6) corresponde a:

$$\begin{aligned} \iint_S (\rho \vec{V}) \cdot \hat{n} dS &= \int_{S_1} \int (\rho \vec{V}) \cdot \hat{n} dS + \int_{S_2} \int (\rho \vec{V}) \cdot \hat{n} dS + \int_{S_3} \int (\rho \vec{V}) \cdot \hat{n} dS + \\ &+ \int_{S_4} \int (\rho \vec{V}) \cdot \hat{n} dS + \int_{S_5} \int (\rho \vec{V}) \cdot \hat{n} dS + \int_{S_6} \int (\rho \vec{V}) \cdot \hat{n} dS \end{aligned} \quad (1.7)$$

Na extensão da superfície  $S_2$  o vetor velocidade  $\vec{V}$  do fluido tem sentido oposto ao vetor normal  $\hat{n}$  a ela, o mesmo acontecendo com as superfícies  $S_4$  e  $S_6$ , de modo que o fluxo de massa  $\dot{m}$  resultante corresponde a uma quantidade invariável no tempo que entra e sai do volume  $\vartheta$  através de suas faces.

Quando ocorre desigualdade entre o que entra e o que sai de massa do volume  $\vartheta$ , a quantidade de massa varia com o tempo. Disso resulta um acúmulo (entra mais do que sai) ou esvaziamento (sai mais do que entra) de massa do volume de controle. Se  $\dot{m} > 0$ , há um fluxo resultante de massa para fora do volume. Isso faz com que a massa total dentro do volume diminua. A variação da quantidade total de massa é o negativo de  $\dot{m}$ . O divergente de  $(\rho \vec{V})$  recebe, assim, o sinal negativo. Para um elemento de fluido, tem-se:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} dx dy dz = -\dot{m} = -\nabla \cdot (\rho \vec{V}) dx dy dz. \quad (1.8)$$

Como  $-\nabla \cdot (\rho \vec{V})$  representa o excesso do escoamento de entrada sobre o de saída (convergência do fluido), então  $+\nabla \cdot (\rho \vec{V})$  representa o excesso do escoamento de saída sobre o de entrada (divergência do fluido). O máximo valor da função  $\nabla \cdot (\rho \vec{V})$  é utilizado como um diagnóstico de escoamento compressível.

Pode-se dispor do produto escalar do vetor  $\vec{V}$  pelo operador nabla  $\nabla$  que, em coordenadas cartesianas, é dado por:

$$\vec{V} \cdot \nabla = u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z}. \quad (1.9)$$

Utilizando-se a relação (1.9) na derivada substântiva,  $\frac{D\phi}{Dt}$ , obtém-se :

$$\frac{D\phi}{Dt} = \frac{\partial\phi}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \nabla)\phi. \quad (1.10)$$

O conceito de derivada substântiva será utilizado na análise da equação de conservação de momento.

### 1.2.2 Conservação de momento

As equações de conservação de momento são obtidas pela aplicação da segunda lei do movimento de Newton: 'A taxa de variação temporal do momento de uma partícula é igual à resultante das forças que agem sobre essa partícula'.

Para as acelerações dos elementos de fluido pode-se utilizar a derivada substântiva de  $\vec{V}$ , na expressão (1.10), substituindo-se a variável genérica  $\phi$  pela velocidade  $\vec{V}$ . A massa do elemento de fluido, por unidade de volume, é dada por  $\rho = \frac{dm}{d\phi}$ . De modo que, para escoamentos incompressíveis ( $\rho = \text{constante}$ ),

$$\rho \left( \frac{D\vec{V}}{Dt} \right) = \rho \left[ \frac{\partial\vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \nabla)\vec{V} \right]. \quad (1.11)$$

O segundo termo,  $(\vec{V} \cdot \nabla)\vec{V}$ , do segundo membro, pode ser expresso pela identidade vetorial [White, 1991]:

$$(\vec{V} \cdot \nabla)\vec{V} = \frac{1}{2}\nabla|\vec{V}|^2 - \vec{V} \times \vec{\omega}, \quad (1.12)$$

em que  $\vec{\omega}$  é a vorticidade.

Substituindo-se a expressão, (1.12), na equação (1.11) resulta:

$$\rho \left( \frac{D\vec{V}}{Dt} \right) = \rho \left[ \frac{\partial\vec{V}}{\partial t} + \frac{1}{2}\nabla|\vec{V}|^2 - \vec{V} \times \vec{\omega} \right]. \quad (1.13)$$

As forças que agem sobre o fluido podem ser de dois tipos:

- Forças de campo ( $\vec{f}_g$ )



Atuam sobre cada ponto de um elemento de fluido, ou seja, agem sobre a massa de fluido como um todo. No escoamento de fumaça, objeto deste estudo, considera-se como importante somente o efeito da força da gravidade. As expressões matemáticas dessas forças são, em geral, consideradas no termo fonte  $\vec{f}_g$ , que é um vetor que representa as forças atuantes no elemento de fluido por unidade de volume. O efeito da força da gravidade, por unidade de volume de fluido em escoamento, é considerada através de  $\vec{f}_g = \rho\vec{g}$ . O vetor  $\vec{g}$  é o da aceleração gravitacional.

- *Forças de superfície* ( $f_{sup}^{\vec{}}$ )

Forças de superfície atuam somente sobre a superfície do elemento de fluido. Estas forças decorrem da pressão exercida por um elemento exterior sobre o fluido, bem como por meio das tensões viscosas normais e de cisalhamento provenientes do atrito decorrente entre elementos de fluido adjacentes à superfície em análise. A pressão  $p$  aparece como uma das tensões normais. Sendo o vetor unitário normal à superfície  $\hat{n}$  dirigido no sentido oposto à força normal devida à atuação da pressão  $p$ , pode-se considerar como  $(-\nabla p)$  a variação da pressão em cada direção cartesiana. A pressão  $p$  é decomposta, no caso de movimentação de fumaça de incêndio, em três componentes, ou seja:

$$p = p_0 - \rho_{\infty}gz + \tilde{p}, \quad (1.14)$$

sendo  $p_0$  a pressão reinante no ambiente,  $\rho_{\infty}gz$  é a pressão hidrostática e  $\tilde{p}$  é a pressão de perturbação induzida no escoamento. Para muitas aplicações o valor de  $p_0$  é constante. No entanto, se o invólucro for herméticamente fechado,  $p_0$  pode aumentar com o tempo quando a pressão interna elevar-se devido à expansão térmica dos gases. Se houver ventilação forçada no invólucro,  $p_0$  pode diminuir com o tempo. Também, se a altura do domínio computacional for da ordem de quilômetros,  $p_0$  não pode mais ser admitido constante e deve ser considerado como uma função da altitude.

Aplicando-se o operador  $\nabla$  à pressão  $p$ , resulta:

$$\nabla p = \rho_{\infty}\vec{g} + \nabla\tilde{p}. \quad (1.15)$$

De modo que, o vetor  $\vec{g}$  da aceleração gravitacional atua em  $\vec{f}_g$  e em  $f_{sup}^{\vec{}}$  causando, esta combinação, o efeito das forças de empuxo, que devem vencer as forças decorrentes das tensões viscosas do fluido. As tensões viscosas são indicadas, em geral, pelo símbolo  $\tau'_{ij}$ . Nesta nomenclatura os sub-índices ( $i$ ) e ( $j$ ) indicam que a tensão age na direção ( $j$ ) sobre a superfície normal à direção ( $i$ ). As tensões viscosas  $\tau'_{ij}$  são entidades tensoriais. As tensões que atuam no elemento fluido são dadas então por:

$$\tau_{ij} = -p\delta_{ij} + \tau'_{ij}. \quad (1.16)$$

O tensor das tensões,  $\tau_{ij}$ , indica que quando o termo das tensões viscosas,  $\tau'_{ij}$ , for zero, a lei de deformação deve reduzir-se à condição de pressão hidrostática,  $\tau_{ij} = -p\delta_{ij}$ , onde  $\delta_{ij}$  é a função delta de Kronecker ( $\delta_{ij} = 1$ , se  $i = j$  e  $\delta_{ij} = 0$ , se  $i \neq j$ ).

A parcela  $\tau'_{ij}$  correspondente às tensões viscosas do fluido é expressa, pela lei de deformação [Stokes, 1845] de fluido newtoniano, por:

$$\tau'_{ij} = \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \delta_{ij} \frac{2}{3} \nabla \cdot \vec{V} \right). \quad (1.17)$$

Daqui por diante, emprega-se a notação  $u_{ij}$  para expressar  $\frac{\partial u_i}{\partial x_j}$ . Cada derivada de velocidade pode ser expressa por uma taxa de deformação,  $\epsilon$ , mais uma velocidade angular,  $\dot{\Omega}$ , da seguinte maneira:

$$\begin{aligned} u_{ij} &= \epsilon_{ij} + \dot{\Omega}_{ij} \\ u_{ji} &= \epsilon_{ji} + \dot{\Omega}_{ji}. \end{aligned} \quad (1.18)$$

A velocidade angular não deforma o elemento de fluido, de modo que somente a taxa de deformação causa efeito. Fazendo-se o produto de  $u_{ij}$  pelos termos da equação (1.17), tem-se:

$$\tau_{ij}(u_{ij}) = -p(u_{ij})\delta_{ij} + \tau'_{ij}(u_{ij}). \quad (1.19)$$

No primeiro termo do segundo membro tem-se o produto  $(u_{ij})\delta_{ij}$  que implica em:

$$(u_{ij})\delta_{ij} = \text{div}\vec{V} = \nabla\vec{V}. \quad (1.20)$$

O segundo termo do segundo membro da equação (1.19) corresponde à função de dissipação,  $\Phi$ , definida por:

$$\Phi \equiv \tau'_{ij}(u_{ij}). \quad (1.21)$$

Assim, a equação (1.19) pode ser escrita como:

$$\tau_{ij}(u_{ij}) = -p\text{div}\vec{V} + \Phi. \quad (1.22)$$

Esta relação será utilizada mais adiante no tratamento da equação de quantidade de movimento, na forma apropriada à análise neste trabalho. O tensor das tensões,  $\tau_{ij}$ , na forma matricial em sistema cartesiano, indica as forças atuantes nas faces de um elemento de fluido de arestas  $dx, dy, dz$ :

$$\tau_{ij} = \begin{pmatrix} \tau_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \tau_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \tau_{zz} \end{pmatrix}. \quad (1.23)$$

A primeira fileira da matriz dá a força líquida,  $f_x$ , por unidade de volume, na direção  $x$ :

$$f_x = \frac{\partial\tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial\tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial\tau_{zx}}{\partial z}. \quad (1.24)$$

Por razões de equilíbrio  $\tau_{ij}$  é um tensor simétrico, ou seja,  $\tau_{ij} = \tau_{ji}$ . Assim, pode-se escrever a equação (1.24) como:

$$f_x = \frac{\partial\tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial\tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial\tau_{xz}}{\partial z}. \quad (1.25)$$

Esta expressão (1.25) é equivalente a realizar o divergente do tensor das tensões. Analogamente,  $f_y$  e  $f_z$  são as divergências das segunda e terceira fileiras de  $\tau_{ij}$ . Desta forma, o vetor força de superfície ( $\vec{f}_{sup}$ ) total, é dado por:

$$\vec{f}_x = \nabla \cdot \tau_{ij} = \frac{\partial\tau_{ij}}{\partial x_j}. \quad (1.26)$$

Tendo sido analisadas as forças que agem sobre o fluido, pela aplicação da segunda lei do movimento de Newton, pode-se escrever:

$$\rho \frac{D\vec{V}}{Dt} = \vec{f}_g + \vec{f}_{sup}, \quad (1.27)$$

onde, com as definições de forças de corpo e de superfície, chega-se a:

$$\vec{f}_g + \vec{f}_{sup} = (\rho - \rho_\infty) \vec{g} - \nabla \tilde{p} + \nabla \cdot \tau'_{ij}. \quad (1.28)$$

Porém, para o lado esquerdo da (1.27) vale a expressão (1.13). Assim sendo, obtém-se:

$$\rho \left[ \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \frac{1}{2} \nabla |\vec{V}|^2 - \vec{V} \times \vec{\omega} \right] = (\rho - \rho_\infty) \vec{g} - \nabla \tilde{p} + \nabla \cdot \tau'_{ij}. \quad (1.29)$$

Dividindo esta equação pela densidade  $\rho$  e definindo-se a pressão total como:

$$\nabla H \approx \frac{1}{2} \nabla |\vec{V}|^2 + \frac{1}{\rho} \nabla \tilde{p}, \quad (1.30)$$

pode-se re-escrever a equação 1.29 como:

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \nabla H = \vec{V} \times \vec{\omega} + \frac{1}{\rho} [(\rho - \rho_\infty) \vec{g} + \nabla \cdot \tau'_{ij}]. \quad (1.31)$$

O empuxo  $(\rho - \rho_\infty) \vec{g}$  é predominante no escoamento dos gases do incêndio, enquanto que a influência da flutuação da pressão  $\nabla \tilde{p}$  é pequena.

Aplicando-se o operador divergente na equação (1.31) e rearranjando-a, tem-se:

$$\nabla^2 H = - \frac{\partial (\nabla \cdot \vec{V})}{\partial t} - \nabla \cdot \vec{F}. \quad (1.32)$$

O vetor  $\vec{F}$  corresponde à expressão:

$$\vec{F} = -\vec{V} \times \vec{\omega} - \frac{1}{\rho} [(\rho - \rho_\infty) \vec{g} + \nabla \cdot \tau'_{ij}]. \quad (1.33)$$

A equação da pressão total  $H$  é resolvida aplicando as condições de contorno especificadas a seguir.

### • Condições Iniciais e de Contorno

A seguir são apresentadas as condições iniciais e de contorno adotadas para a simulação numérica da movimentação da fumaça de incêndio nos edifícios descritos anteriormente.

#### \* Condições Iniciais

Inicialmente, em  $t = 0,0$  s, foram assumidas as seguintes condições iniciais para a simulação:

As velocidades  $\vec{V}$  foram assumidas como zero em qualquer lugar do domínio computacional, ou seja, em todos os volumes de controle, bem como no contorno onde existem paredes sólidas e aberturas para o exterior do domínio:  $\vec{V}=0$

A pressão  $p$  foi adotada à pressão atmosférica padrão de 101 kPa em todo o domínio computacional:  $p=p_{atm}=101$  kPa abs.

A temperatura  $T$  foi assumida à temperatura ambiente da atmosfera (admitida, 21C) em todos os volumes de controle:  $T_{amb} = 21C$ .

#### \* Condições de Contorno

As condições de contorno válidas para qualquer instante de tempo no processo de solução foram as seguintes:

As condições de contorno em que não há fluxo ou escoamento forçado são especificadas por

$$\frac{\partial H}{\partial n} = -F_n - \frac{\partial u_n}{\partial t} \quad (1.34)$$

O termo  $F_n$  corresponde à componente normal de  $\vec{F}$  na parede sólida ou abertura (por exemplo, uma grelha), e  $(\frac{\partial u_n}{\partial t})$  corresponde à prescrita taxa de variação da componente normal da velocidade numa abertura de escoamento forçado. Para fronteiras abertas para o exterior do domínio computacional o termo  $H$  (interpretado como pressão) é prescrito como condição de contorno. Dependendo do sentido do escoamento (saindo ou entrando), apresentam-se as seguintes condições:

$H = \frac{1}{2} |\vec{V}|^2$  escoamento saindo

$H = 0$  , escoamento entrando

A condição de contorno 'saindo' supõe que:

- (i) a perturbação de pressão  $\tilde{p}$  seja zero numa fronteira em que o escoamento sai, e
- (ii) que  $H$  seja constante ao longo das linhas de corrente.

A condição de contorno 'entrando' supõe que  $H$  seja zero infinitamente longe.

### 1.2.3 Conservação da energia

O princípio da conservação da energia (Primeira Lei da Termodinâmica) aplicado a um elemento de fluido estabelece que 'a variação temporal da energia no elemento corresponde ao fluxo resultante de calor para o interior do elemento mais o trabalho realizado sobre o elemento pelas forças de campo e de superfície'.

Quando o número de Mach, que representa a razão entre a velocidade máxima do fluido e a velocidade característica do som no fluido, é 'baixo' as equações de conservação podem ser simplificadas. Rehm e Baum simplificaram as equações de conservação para calcular situações pertinentes à dinâmica do incêndio. Suas equações simplificadas tem sido extensamente adotadas pela comunidade de pesquisa em engenharia de segurança contra incêndios. Pode-se considerar a fumaça e gases quentes na situação de incêndio como uma mistura de gases perfeitos. Para isto, empregam-se as relações para mistura de gases perfeitos:

$$M = \sum_i \frac{M_i}{Y_i}, \quad (1.35)$$

$$h = T \sum_i c_{p,i} Y_i, \quad (1.36)$$

$$p_0 = \rho T \left( \frac{\mathfrak{R}}{M} \right) = \left( \frac{\gamma - 1}{\gamma} \right) \rho h, \quad (1.37)$$

sendo  $\rho$  a densidade da mistura de gases,  $T$  a temperatura da mistura de gases,  $\mathfrak{R}$  a constante universal do gás ideal,  $M$  o peso molecular da mistura de gases,  $M_i$  o peso molecular da  $i$ -ésima espécie de gás na mistura e  $Y_i$  a fração de massa da  $i$ -ésima espécie de gás na mistura,  $\gamma$  a relação de calores específicos  $\left( \frac{c_p}{c_v} \right)$ ,  $c_p$  o

calor específico à pressão constante,  $c_v$  o calor específico à volume constante e  $h$  a entalpia da mistura de gases. A pressão  $p$ , que aparece na equação de estado do gás ideal e no termo do trabalho realizado da equação da energia, é substituída pela pressão  $p_0$  reinante no ambiente do domínio computacional. Isto é feito com o intuito de  $p_0$  eliminar as flutuações de pressão que viajam à velocidade do som para os escoamentos com baixo Mach. Esta situação é verificada com as velocidades típicas de escoamentos esperadas em aplicações de incêndio.

A equação da energia, para um sistema, pode ser escrita :

$$\frac{DE}{Dt} = \frac{DQ}{Dt} + \frac{DW}{Dt}, \quad (1.38)$$

sendo  $\frac{DE}{Dt}$  a derivada substantiva da energia no sistema;  $\frac{DQ}{Dt}$  o fluxo resultante de calor no interior do elemento, incluindo os efeitos das fontes de calor externas, como absorção de radiação térmica pelo fluido e de fontes de calor internas, como reações químicas;  $\frac{DW}{Dt}$  é a taxa de trabalho realizado sobre o fluido pelas forças externas, ou seja, trabalho devido às tensões viscosas e à pressão e trabalho devido às forças de campo.

Utilizando a definição de entalpia específica  $h = i + pv$ , onde  $i$  é a energia interna específica do fluido,  $p$  é a pressão e  $v$  é o volume específico do fluido, na derivada material da energia (1.10), e fazendo-se a variável genérica

$$\phi = (h - pv) + e_{cin} + e_{pot}, \quad (1.39)$$

obtem-se:

$$\frac{D(E)}{Dt} = \frac{\partial(\rho h)}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla(\rho h) - \left[ \frac{\partial p}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla p \right] + \frac{D(\rho e_{cin})}{Dt} + \frac{D(\rho e_{pot})}{Dt}, \quad (1.40)$$

onde  $e_{cin}$  é a energia cinética específica do elemento de fluido e  $e_{pot}$  é a energia potencial específica do elemento de fluido.

A expressão entre colchetes do segundo membro dessa equação corresponde à derivada material da pressão  $p$ , ou seja:

$$\frac{D(p)}{Dt} = \left[ \frac{\partial p}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla p \right] \quad (1.41)$$

A expressão da derivada material da energia total  $E$  pode ser escrita em função da derivada material da pressão pela equação:

$$\frac{D(E)}{Dt} = \frac{\partial(\rho h)}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla(\rho h) - \frac{D(p)}{Dt} + \frac{D(\rho e_{cin})}{Dt} + \frac{D(\rho e_{pot})}{Dt}. \quad (1.42)$$

O termo  $\frac{DQ}{Dt}$  da equação da energia (1.38) representa todas as formas de fluxo de calor líquido no volume de controle considerado. Este termo é composto pela soma de :

$\dot{q}''' =$  taxa de liberação de calor, por unidade de volume, na combustão.

$-\nabla \cdot \vec{q}_r =$  fluxo líquido de calor por radiação térmica.

$\nabla \cdot k \nabla T =$  fluxo de calor através das paredes do volume de controle, devido à presença de gradientes de temperatura, sendo  $k$  a condutividade térmica do fluido.

$\nabla \cdot \sum_i h_i (\rho D)_i \nabla Y_i =$  transporte das espécies (vide 1.115 e 1.35), sendo  $h_i$  a entalpia da  $i$ -ésima espécie e  $D$  o coeficiente de difusão das espécies na mistura.

De modo que, pode-se escrever:

$$\frac{DQ}{Dt} = \dot{q}''' - \nabla \cdot \vec{q}_r + \nabla \cdot k \nabla T + \nabla \cdot \sum_i h_i (\rho D)_i \nabla Y_i. \quad (1.43)$$

O termo  $\frac{DW}{Dt}$  da equação da energia é composto por,  $W_{visc.,p}$ , que é o trabalho devido às tensões viscosas e à pressão e por  $W_{campo}$ , que é o trabalho devido às forças de campo. A seguir, faz-se um desenvolvimento matemático considerando os efeitos das forças de superfície e de campo, que se traduzem em trabalho realizado sobre um volume de controle, para a obtenção de uma expressão conveniente de  $\frac{DW}{Dt}$ .

Para um elemento de fluido, pode-se calcular a potência fornecida em função da velocidade e da tensão atuante numa face do volume de controle:

$$\frac{DW}{Dt} = \frac{\partial(u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + w\tau_{xz})}{\partial x} + \frac{\partial(u\tau_{yx} + v\tau_{yy} + w\tau_{yz})}{\partial y} + \frac{\partial(u\tau_{zx} + v\tau_{zy} + w\tau_{zz})}{\partial z}. \quad (1.44)$$

ou em notação tensorial:

$$\frac{DW}{Dt} = \nabla \cdot (\vec{V} \cdot \tau_{ij}). \quad (1.45)$$



O segundo membro pode ser decomposto, por propriedade vetorial, em:

$$\nabla \cdot (\vec{V} \cdot \tau_{ij}) = \vec{V} \cdot (\nabla \cdot \tau_{ij}) + \tau_{ij} \cdot (\nabla \cdot \vec{V}). \quad (1.46)$$

Utilizando-se a expressão  $(u_{ij})\delta_{ij} = \text{div}\vec{V} = \nabla\vec{V}$  (1.20), tem-se:

$$\nabla \cdot (\vec{V} \cdot \tau_{ij}) = \vec{V} \cdot (\nabla \cdot \tau_{ij}) + \tau_{ij}(u_{ij}). \quad (1.47)$$

Das equações (1.26) e (1.27), obtém-se:

$$\nabla \cdot \tau_{ij} = \rho \frac{D\vec{V}}{Dt} - \vec{f}_g. \quad (1.48)$$

Introduzindo-se esta expressão no termo  $\vec{V} \cdot (\nabla \cdot \tau_{ij})$  da equação (1.47), tem-se:

$$\nabla \cdot (\vec{V} \cdot \tau_{ij}) = \rho \vec{V} \cdot \frac{D\vec{V}}{Dt} - \vec{V} \cdot \vec{f}_g + \tau_{ij}(u_{ij}). \quad (1.49)$$

Assim, a equação (1.45) pode ser escrita:

$$\frac{DW}{Dt} = \rho \vec{V} \cdot \frac{D\vec{V}}{Dt} - \vec{V} \cdot \vec{f}_g + \tau_{ij}(u_{ij}). \quad (1.50)$$

No segundo membro desta equação, tem-se:

(a) o primeiro termo é a variação temporal da energia cinética, ou seja:

$$\frac{D(\rho e_{cin})}{Dt} = \rho \vec{V} \cdot \frac{D\vec{V}}{Dt}. \quad (1.51)$$

(b) o segundo termo é a variação temporal da energia potencial, ou seja:

$$\frac{D(\rho e_{pot})}{Dt} = -\vec{V} \cdot \vec{f}_g, \quad (1.52)$$

sendo  $\vec{f}_g$  a força conservativa do campo gravitacional:  $\rho \vec{g}$ .

(c) o terceiro termo é dado pela equação (1.22), que envolve o trabalho da pressão e das tensões viscosas. Para baixos números de Mach, a taxa de dissipação da energia

mecânica devida à ação das tensões viscosas pode ser desprezada. Assim, o terceiro termo pode ser assim escrito:

$$\tau_{ij}(u_{ij}) = -p \operatorname{div} \vec{V} = -p_0 \nabla \cdot \vec{V}, \quad (1.53)$$

sendo  $p_0$  a pressão reinante no ambiente do domínio computacional.

Substituindo-se na equação (1.50) as equações (1.51), (1.52) e (1.53), obtém-se:

$$\frac{DW}{Dt} = \frac{D(\rho e_{cin})}{Dt} + \frac{D(\rho e_{pot})}{Dt} - p_0 \nabla \cdot \vec{V}. \quad (1.54)$$

Finalmente, substituindo-se as equações (1.42), (1.43) e (1.54) na equação da energia (1.38), resulta:

$$\frac{\partial(\rho h)}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla(\rho h) - \frac{D(p)}{Dt} + p_0 (\nabla \cdot \vec{V}) = \dot{q}''' - \nabla \cdot \vec{q}_r + \nabla \cdot k \nabla T + \nabla \cdot \sum_i h_i (\rho D)_i \nabla Y_i. \quad (1.55)$$

Utilizando-se ainda:

$$p_0 = p_0(\rho h) \quad (1.56)$$

e

$$\nabla \cdot (\rho h \vec{V}) = \rho h (\nabla \cdot \vec{V}) + \vec{V} \cdot (\nabla \rho h) \quad (1.57)$$

e ainda

$$p_0(t) = \left[ \frac{\gamma - 1}{\gamma} \right] \rho h, \quad (1.58)$$

então a equação (1.55) pode ser escrita:

$$\frac{\partial(\rho h)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho h \vec{V}) - \frac{D(p)}{Dt} = \dot{q}''' - \nabla \cdot \vec{q}_r + \nabla \cdot k \nabla T + \nabla \cdot \sum_i h_i (\rho D)_i \nabla Y_i \quad (1.59)$$

Fazendo-se a derivada material de pressão (1.58) e introduzindo na equação anterior, pode-se calcular o divergente do campo de velocidade por:

$$\nabla \cdot \vec{V} = \frac{\gamma - 1}{\gamma p_0} \left( \dot{q}''' - \nabla \cdot \vec{q}_r + \nabla \cdot k \nabla T + \nabla \cdot \sum_i c_{p,i} T (\rho D)_i \nabla Y_i - \frac{1}{\gamma - 1} \frac{dp_0}{dt} \right). \quad (1.60)$$

Se o recinto, ou invólucro do domínio computacional, for herméticamente fechado, a pressão reinante do ambiente  $p_0$  não poderá ser admitida constante devido ao aumento ou diminuição de massa e de energia térmica no interior dele. A equação de evolução da pressão é obtida pela integração da equação(1.60) em todo domínio  $\Omega$ :

$$\frac{dp_0}{dt} = \frac{\gamma - 1}{\vartheta} \left( \int_{\Omega} \dot{q}''' d\vartheta - \int_{\partial\Omega} \nabla \cdot \vec{q}_r + \int_{\partial\Omega} k \nabla T \cdot d\vec{S} + \sum_i \int_{\partial\Omega} c_{p,i} T (\rho D)_i \nabla Y_i \cdot d\vec{S} \right) - \frac{\gamma p_0}{\vartheta} \int_{\partial\Omega} \vec{V} \cdot d\vec{S}, \quad (1.61)$$

sendo  $\vartheta$  o volume do recinto.

Esta relação será utilizada no método numérico de solução das equações de transporte, como será descrito no capítulo 2

### 1.3 Modelos de Turbulência

A pesquisa sistemática concernente à turbulência foi iniciada por [Reynolds, 1883] que mostrou, utilizando escoamento de água numa tubulação de secção circular, que existem regimes de escoamentos regular e irregular separados por um valor crítico. O escoamento regular, ou laminar, num tubo circular já era conhecido como escoamento com um perfil de velocidades parabólico [Hagen, 1839],[Poiseuille, 1840]. A turbulência, em sua forma totalmente desenvolvida, está associada com infinitos graus de liberdade e portanto muito incômodo para ser tratada por meio do método determinístico [Bathelor, 1953]. Em vez disso, a abordagem estatística é empregada mais convenientemente.

Retornando a atenção para a experiência de Reynolds, nota-se que o escoamento é devido à diferença de pressão entre a entrada e a saída do tubo. Para gerar turbulência no escoamento é necessária uma diferença de pressão extra, cujo trabalho fornecido por essa diferença de pressão é consumido na produção da energia cinética da turbulência e na compensação da dissipação de energia da turbulência. No estado estável de turbulência, o trabalho fornecido pela pressão por unidade de tempo deve ser balanceado pela taxa de dissipação de energia da turbulência. A turbulência pode ser identificada como uma agregação de vórtices de diferentes tamanhos, intensidades e direções [Hinze, 1975]. O processo da transição do regime de escoamento laminar para o turbulento indica que os vórtices iniciais de grande escala, que tem cerca do mesmo tamanho e direção daqueles provenientes da crescente perturbação do laminar, são deformados em vórtices pequenos e menores sucessivamente, até que os ainda menores vórtices sofrem degeneração pela viscosidade. Energeticamente, o trabalho fornecido é transformado primeiro em energia cinética dos maiores vórtices, e então sucessivamente naqueles pequenos e menores vórtices, até que seja eventualmente convertido para energia interna nos ainda menores vórtices [Pope, 2000].

[Kolmogorov, 1941] considerou que embora as estruturas de grandes escalas de escoamentos turbulentos podem ser diferentes entre si, nelas pode existir um estado de equilíbrio local para vórtices pequenos que é universal à todos escoamentos turbulentos. Ele propôs uma hipótese de que este estado de equilíbrio local seja estacionário, isotrópico e governado pelos parâmetros externos que representam as energias para e desses pequenos vórtices. A novidade de sua idéia consiste em que ele assumiu um equilíbrio somente nos componentes de pequena escala de turbulência. Os vórtices pequenos são gerados pela energia advinda dos grandes vórtices por intermédio de vários passos de transferência de energia.

A estrutura de grande escala de um escoamento turbulento é estatisticamente expresso pelo escoamento médio. Um método para análise de escoamentos turbulentos é o de redigir as equações diferenciais parciais que incorporam os princípios básicos de conservação de massa, momento, energia e espécie. Em seguida, realizar uma decomposição de Reynolds e estabelecer a média das equações no tempo. O resultado obtido é designado por equações médias de Reynolds [White, 1991].

O processo de média tem duas principais consequências:

- elimina os finos detalhes do escoamento, pelo fato de só trabalhar com valores médios.
- faz aparecer novos termos nas equações médias de Reynolds que originalmente não existiam.

A busca de uma maneira de calcular ou aproximar estes novos termos é frequentemente dita de problema de fechamento da turbulência. Um modelo de turbulência é um procedimento computacional para fechar o sistema de equações médias do escoamento. As simulações LES são modelos de turbulência onde as equações de escoamento, dependentes do tempo, são resolvidas para o escoamento médio e para os maiores vórtices, enquanto os efeitos dos menores vórtices são modelados [A.P.S. Freire and Su, 2002]. Algumas questões em LES são :

- como fechar a equação de momento para as tensões de pequena escala ( Sub-Grid Scale, SGS );
- como fechar as equações de LES que envolvem outros fenômenos de pequena escala, tais como reação química e combustão;
- como colocar as condições de contorno.

O fechamento do sistema de equações, segundo [Pope, 2000], é obtido pela modelagem do tensor de tensão residual contido na equação de momento. O vetor velocidade é decomposto na soma de uma componente filtrada, ou resolvida, com uma componente residual ( SGS ).

A resolução junto à parede, em LES, pode ser estabelecida por dois caminhos distintos [Pope, 2000]:

- LES com resolução junto à parede, quando o filtro e a malha são suficientemente finos para resolver 80% da energia em toda parte, inclusive na região viscosa junto à parede;
- LES com modelagem junto à parede.

Os artigos de [Morrison and Westbury, 1996], [Jiménez, 1999], e [Spalart, 2000] oferecem técnicas e conceitos concernentes à física da turbulência junto à parede, bem como estratégias para a modelagem da turbulência.

- **Modelo de Turbulência SGE**

Na Simulação Numérica de Grandes Escalas (SGE) ou em inglês *Large Eddy Simulation - LES*, os movimentos turbulentos transientes e tridimensionais pertinentes às estruturas turbulentas transportadoras de energia e quantidade de movimento são obtidos diretamente da solução das equações filtradas, enquanto que os efeitos dos movimentos de menores escalas são modelados. Em custo computacional, a metodologia de Simulação de Grandes Escalas (SGE) situa-se entre a Simulação Numérica Direta (em inglês *Direct Numerical Simulation - DNS*) e a simulação por intermédio das equações médias de Reynolds. Existem quatro passos conceituais em SGE [Pope, 2000]:

- 1) Uma operação de filtragem é definida para decompor a velocidade  $\vec{V}(\vec{x}, t)$  na soma de uma componente filtrada, ou resolvida,  $\bar{U}(\vec{x}, t)$  com uma componente residual, ou escala sub-malha (em inglês *Sub-Grid Scale - SGS*)  $u'(\vec{x}, t)$ . O campo de velocidade filtrada  $\bar{U}(\vec{x}, t)$ , que é dependente do tempo e tridimensional, representa o movimento dos grandes vórtices;
- 2) As equações para a evolução do campo de velocidade filtrada são derivadas das equações de Navier-Stokes;
- 3) O fechamento do sistema de equações é obtido pela modelagem do tensor de tensão residual contido na equação de momento;
- 4) As equações filtradas são resolvidas numericamente para  $\bar{U}(\vec{x}, t)$ , que fornece uma aproximação para os movimentos de grande escala do escoamento turbulento.

Para escoamentos incompressíveis, as equações governantes filtradas obtidas das equações de transporte, são:

- Equação da Continuidade Filtrada :

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1.62)$$

Dessa equação obtém-se a equação para a velocidade sub-malha :

$$\frac{\partial \mathbf{u}'_i}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} (\vec{V}_i - \bar{U}_i) = 0 \quad (1.63)$$

- Equação do Momento Filtrada :

$$\frac{\partial \bar{U}_j}{\partial t} + \frac{\partial \bar{U}_i \bar{U}_j}{\partial x_i} = \nu \frac{\partial^2 \bar{U}_j}{\partial x_i \partial x_i} - \frac{\partial \tau'_{ij}}{\partial x_i} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j}, \quad (1.64)$$

sendo  $\nu$  a viscosidade cinemática,  $\bar{p}(\vec{x}, t)$  o campo de pressão filtrada.  $\tau'_{ij}$  é o tensor de tensão residual anisotrópico dado por:

$$\tau'_{ij} = \mu \left( 2 \text{def} \vec{V} - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \vec{V}) \vec{I} \right), \quad (1.65)$$

onde  $\vec{I}$  é o vetor matriz identidade e o tensor deformação:

$$\text{def} \vec{V} = \frac{1}{2} \left[ \nabla \vec{V} + (\nabla \vec{V})^t \right]. \quad (1.66)$$

- Modelo de Smagorinsky

Um modelo para o tensor de tensão residual anisotrópico,  $\tau'_{ij}$ , é necessário para fechar as equações para a velocidade filtrada. O modelo mais simples é aquele proposto por [Smagorinsky, 1963], que corresponde a um modelo de viscosidade turbulenta linear. Da equação (??), obtém-se:

$$\tau'_{ij} = -2\nu' \bar{S}_{ij}, \quad (1.67)$$

sendo a viscosidade  $\nu'$  modelada por:

$$\nu' = l_s^2 \bar{S} = (C_s \Delta)^2 \bar{S}, \quad (1.68)$$

- Equação da Continuidade Filtrada :

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1.62)$$

Dessa equação obtém-se a equação para a velocidade sub-malha :

$$\frac{\partial u'_i}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{V}_i - \bar{U}_i) = 0 \quad (1.63)$$

- Equação do Momento Filtrada :

$$\frac{\partial \bar{U}_j}{\partial t} + \frac{\partial \bar{U}_i \bar{U}_j}{\partial x_i} = \nu \frac{\partial^2 \bar{U}_j}{\partial x_i \partial x_i} - \frac{\partial \tau'_{ij}}{\partial x_i} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j}, \quad (1.64)$$

sendo  $\nu$  a viscosidade cinemática,  $\bar{p}(\vec{x}, t)$  o campo de pressão filtrada.  $\tau'_{ij}$  é o tensor de tensão residual anisotrópico dado por:

$$\tau'_{ij} = \mu \left( 2 \text{def} \vec{V} - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \vec{V}) \vec{I} \right), \quad (1.65)$$

onde  $\vec{I}$  é o vetor matriz identidade e o tensor deformação:

$$\text{def} \vec{V} = \frac{1}{2} \left[ \nabla \vec{V} + (\nabla \vec{V})^t \right]. \quad (1.66)$$

- Modelo de Smagorinsky

Um modelo para o tensor de tensão residual anisotrópico,  $\tau'_{ij}$ , é necessário para fechar as equações para a velocidade filtrada. O modelo mais simples é aquele proposto por [Smagorinsky, 1963], que corresponde a um modelo de viscosidade turbulenta linear. Da equação (??), obtém-se:

$$\tau'_{ij} = -2\nu' \bar{S}_{ij}, \quad (1.67)$$

sendo a viscosidade  $\nu'$  modelada por:

$$\nu' = l_s^2 \bar{S} = (C_s \Delta)^2 \bar{S}, \quad (1.68)$$



O modelo de Smagorinsky com constante  $C_s$  produz resultados satisfatórios para a maioria de aplicações de grande escala onde as camadas limites não são resolvidas.

## 1.4 Modelo de Combustão Turbulenta

Nesta seção será descrito o modelo de combustão turbulenta utilizado no presente trabalho.

Um dos maiores problemas da simulação de escoamentos reativos turbulentos é a formulação adequada do termo de fonte nas equações de transporte das espécies [Pope, 1985], [Kuo, 1986]. Modelos de escoamentos turbulentos formulados em equações de transporte médias implicam na especificação de um valor para o termo de fonte médio, isto é, a taxa média de produção ou consumo de uma determinada espécie. Para determinados combustíveis, a cinética química é relativamente bem conhecida e aceita pela comunidade científica. Entretanto, as taxas calculadas a partir do mecanismo de cinética química, ou mecanismo químico, adotado se refere a valores instantâneos de concentração, temperatura e pressão. A grande dificuldade para incorporar as taxas de formação instantâneas em um modelo de turbulência estatístico reside na ponderação dos produtos de valores instantâneos, de forma a se obter uma expressão para a taxa de formação/consumo média. Um modelo de combustão turbulenta largamente utilizado é o modelo da fração de mistura, que foi proposto originalmente por [Bilger, 1980]. Na verdade, o modelo da fração de mistura, reduz o problema de combustão a um problema de mistura, por considerar que as reações de combustão se processam muito mais rapidamente que o processo de mistura. O modelo da fração de mistura é bastante apropriado à simulação com LES, visto que, neste caso, as grandes estruturas, que basicamente determinam o processo de mistura, são resolvidas diretamente e não modeladas. Há que se observar, entretanto, que as pequenas escalas de comprimento, onde ocorre o processo de mistura molecular, são modeladas. Isto significa que, mesmo no método LES existe a influência do modelo de mistura no processo de combustão. Outra vantagem do modelo da fração de mistura é a sua fácil implementação numérica e tempo computacional envolvido. Todo o processo de combustão é descrito pela fração de mistura, para a qual é formulada uma equação de transporte como mostrado nos itens seguintes.

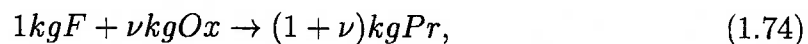
Uma das principais justificativas para a utilização da técnica SGE em simulação de incêndios é que os processos convectivos e radiativos dominantes ocorrem nas grandes escalas, que são resolvidas diretamente. Outro aspecto é o caráter intrinsecamente transiente do incêndio. Métodos de turbulência estatísticos, normalmente são aplicados para situações de regime permanente.

- Fração de Mistura

A fração de mistura  $Z$  é definida, para um determinado volume de controle, como a razão entre a massa de material originária da corrente do combustível e a massa de mistura presente no volume de controle. Assim pode-se calcular a fração de mistura  $Z$  em um volume de controle por:

$$Z = \frac{\text{massa de material originária da corrente de combustível}}{\text{massa da mistura}} \quad (1.73)$$

A massa de material originária da corrente do combustível, pode ser entendida para combustíveis tipo hidrocarbonetos como os elementos carbono ou hidrogênio. Qualquer massa destes elementos, independente da forma em que eles apareçam no volume de controle em análise, terão sido injetadas no domínio de cálculo pela corrente de combustível, já que eles não estão presentes no ar. A fração de mistura nada mais é que uma fração mássica definida de forma especial combinando as espécies presentes no processo de combustão: combustível, oxidante e produtos. Considere-se uma reação global de queima de um combustível qualquer descrita por:



onde  $F$ ,  $Ox$  e  $Pr$  representam combustível, oxidante e produtos respectivamente. Pode-se, então, escrever a fração mássica  $Z$  como:

$$Z = (1)Y_F + \left(\frac{1}{\nu + 1}\right)Y_{Pr} + (0)Y_{Ox}, \quad (1.75)$$

onde  $Y_F$  é a fração mássica de combustível no volume de controle,  $Y_{Pr}$  é a fração mássica de produtos da combustão e  $Y_{Ox}$  é a fração mássica de oxidante. Na equação

( 1.75), o fator 1 no primeiro termo do lado direito, indica que toda a massa de combustível é originária da corrente de injeção de combustível. O fator  $\frac{1}{\nu+1}$  indica que da massa de produtos, somente uma parte, dada pela razão estequiométrica, vem da corrente do combustível. O fator 0 que multiplica a fração mássica de oxidante  $Y_{Ox}$  indica que da massa do oxidante, por não ter sua origem na corrente de combustível, nada contribui para o cálculo da fração de mistura. Assim, a fração de mistura num volume de controle pode ser calculada a partir das frações mássicas de combustível  $Y_F$  e produtos  $Y_{Pr}$ :

$$Z = Y_F + \left(\frac{1}{\nu+1}\right)Y_{Pr} \quad (1.76)$$

- Equação de Conservação da Fração de Mistura

A larga aplicação do conceito da fração de mistura em modelos de combustão turbulenta decorre do fato de que sua equação de conservação não tem termo de fonte, como será mostrado a seguir. Mais detalhes podem ser encontrados em [?]

Considere a equação de conservação da fração mássica de combustível  $Y_F$ , para um volume de controle unidimensional:

$$\dot{m}'' \frac{dY_F}{dx} - \frac{d}{dx}(\rho D \frac{dY_F}{dx}) = \dot{m}_F''', \quad (1.77)$$

onde  $\dot{m}''$  é o fluxo mássico de mistura no volume de controle,  $D$  é o coeficiente de difusão,  $\dot{m}_F'''$  é a taxa de consumo de combustível por unidade de volume, devido às reações de combustão. Para a fração mássica de produtos  $Y_{Pr}$ , pode-se obter uma expressão análoga:

$$\dot{m}'' \frac{dY_{Pr}}{dx} - \frac{d}{dx}(\rho D \frac{dY_{Pr}}{dx}) = \dot{m}_{Pr}''', \quad (1.78)$$

onde  $\dot{m}_{Pr}'''$  é a taxa de produção de produtos por unidade de volume. Pode-se substituir a taxa de produção  $\dot{m}_{Pr}'''$  pela taxa de consumo de combustível, segundo a reação ( 1.74):

$$\frac{\dot{m}_{Pr}'''}{\nu+1} = -\dot{m}_F''' \quad (1.79)$$

Dividindo-se a equação ( 1.78) por  $(\nu+1)$  e somando-a com a equação ( 1.77), obtém-se

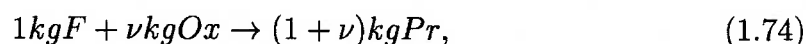
Uma das principais justificativas para a utilização da técnica SGE em simulação de incêndios é que os processos convectivos e radiativos dominantes ocorrem nas grandes escalas, que são resolvidas diretamente. Outro aspecto é o caráter intrinsecamente transiente do incêndio. Métodos de turbulência estatísticos, normalmente são aplicados para situações de regime permanente.

- Fração de Mistura

A fração de mistura  $Z$  é definida, para um determinado volume de controle, como a razão entre a massa de material originária da corrente do combustível e a massa de mistura presente no volume de controle. Assim pode-se calcular a fração de mistura  $Z$  em um volume de controle por:

$$Z = \frac{\text{massa de material originária da corrente de combustível}}{\text{massa da mistura}} \quad (1.73)$$

A massa de material originária da corrente do combustível, pode ser entendida para combustíveis tipo hidrocarbonetos como os elementos carbono ou hidrogênio. Qualquer massa destes elementos, independente da forma em que eles apareçam no volume de controle em análise, terão sido injetadas no domínio de cálculo pela corrente de combustível, já que eles não estão presentes no ar. A fração de mistura nada mais é que uma fração mássica definida de forma especial combinando as espécies presentes no processo de combustão: combustível, oxidante e produtos. Considere-se uma reação global de queima de um combustível qualquer descrita por:



onde  $F$ ,  $Ox$  e  $Pr$  representam combustível, oxidante e produtos respectivamente. Pode-se, então, escrever a fração mássica  $Z$  como:

$$Z = (1)Y_F + \left(\frac{1}{\nu + 1}\right)Y_{Pr} + (0)Y_{Ox}, \quad (1.75)$$

onde  $Y_F$  é a fração mássica de combustível no volume de controle,  $Y_{Pr}$  é a fração mássica de produtos da combustão e  $Y_{Ox}$  é a fração mássica de oxidante. Na equação

$$\dot{m} \frac{d(Y_F + Y_{Pr}/(\nu + 1))}{dx} - \frac{d}{dx}(\rho D \frac{d}{dx}(Y_F + Y_{Pr}/(\nu + 1))) = 0 \quad (1.80)$$

Pode-se ver que o argumento das derivadas na expressão acima é exatamente a fração de mistura definida pela equação (1.76). Assim, pode-se re-escrever a equação (1.80) como:

$$\dot{m} \frac{dZ}{dx} - \frac{d}{dx}(\rho D \frac{d}{dx}(Z)) = 0 \quad (1.81)$$

ou na forma geral em notação simbólica:

$$\rho \frac{DZ}{Dt} = \nabla \cdot \rho D \nabla Z \quad (1.82)$$

Pode-se ver, então, que a equação de transporte da fração de mistura não tem termo de produção/consumo. Isto facilita sobremaneira a formulação de um modelo de combustão turbulenta.

As relações entre a fração de mistura, num volume de controle, e as frações mássicas de combustível, oxidante e produtos serão discutidas a seguir. A idéia básica do modelo da fração de mistura está fundamentada na estrutura de uma chama de difusão laminar. Em uma chama de difusão, combustível e oxidante só se misturam dentro do ambiente de combustão, ou seja, são injetados separadamente no ambiente de combustão. A aproximação que se faz [?] é de que as reações de combustão ocorrem na posição de fração de mistura estequiométrica, numa região de espessura infinitesimal. Na literatura em inglês, este modelo é chamado de 'flame sheet model', denotando a aproximação de que o processo de combustão ocorre numa folha que divide os dois lados: fração de mistura menor e maior que a estequiométrica. Neste modelo, a chama é uma superfície bidimensional do lugar geométrico dos pontos de fração de mistura estequiométrica inserida no espaço tridimensional do ambiente de combustão. Observe-se que no ambiente de combustão, a fração de mistura é uma função do tempo e do espaço  $Z(x, t)$  e o lugar geométrico da superfície da chama é dado por  $Z = Z_{st}(x, t)$ , onde o subscrito  $_{st}$  indica o valor de fração de mistura estequiométrico. Com este modelo de chama, não se permite a co-existência de combustível e oxidante para valores de  $Z$  diferentes de  $Z_{st}$ , ou seja, só na folha da chama podem co-existir combustível e oxidante. Na verdade, exatamente na folha da chama se dá a conversão total do combustível e oxidante

nos produtos da combustão. Como se pode ver na equação de definição da fração de mistura 1.76, esta varia sempre entre 0 e 1.0 no ambiente de combustão. Quando, por exemplo, o volume de controle analisado for localizado exatamente no ponto de injeção de combustível, tem-se  $Y_F = 1.0$ , pois só combustível está presente e o valor da fração de mistura também será unitário. Por outro lado, quando o volume de controle estiver numa região onde só ar estiver presente, por exemplo, no ponto de insuflamento de ar, tanto a fração mássica de combustível, quanto de produtos serão nulas e a fração de mistura também será nula. Para quaisquer outros volumes de controle no ambiente de combustão, a fração de mistura assumirá valores entre  $0.0 \leq Z(x, t) \leq 1.0$ . A partir destas constatações, pode-se formular as equações que relacionam a fração de mistura e as frações mássicas de combustível, oxidante e produtos. Na folha da chama, todo o combustível e oxidante são convertidos em produtos na proporção estequiométrica, ou seja,  $Y_F = 0.0, Y_{Ox} = 0.0$  e  $Y_{Pr} = 1.0$ . Então, a fração de mistura estequiométrica em base mássica é calculada por (1.76):

$$Z_{st} = \frac{1}{\nu + 1} \quad (1.83)$$

Para o coeficiente estequiométrico dado em base molar  $\bar{\nu}$ , a conversão é feita por:

$$Z_{st} = \frac{M_F}{\nu M_{Ox} + M_F}, \quad (1.84)$$

onde  $M_F$  e  $M_{Ox}$  são os pesos moleculares do combustível e do oxidante respectivamente. Para que o modelo de combustão de fração de mistura seja completo, é necessário estabelecer as relações de estado tipo:

$$Y_F = Y_F(Z) \quad (1.85)$$

$$Y_{Pr} = Y_{Pr}(Z) \quad (1.86)$$

$$Y_{Ox} = Y_{Ox}(Z) \quad (1.87)$$

Estas relações podem ser obtidas com a definição da fração de mistura (eq. 1.76), com a equação da fração de mistura estequiométrica (1.83) e lembrando que a soma de todas as frações mássicas deve ser igual a um:

$$1 = Y_F + Y_{Pr} + Y_{Ox} \quad (1.88)$$

Para a região  $0.0 \leq Z \leq Z_{st}$ , onde a fração mássica de combustível é nula, vale:

$$Y_{Pr} = Z/Z_{st} \quad (1.89)$$

$$Y_{Ox} = 1 - Y_{Pr} = 1 - Z/Z_{st} \quad (1.90)$$

$$Y_F = 0.0 \quad (1.91)$$

Para a região  $Z_{st} \leq Z \leq 1.0$ , onde a fração mássica de oxidante é nula vale:

$$Y_F = \frac{Z - Z/Z_{st}}{1 - Z/Z_{st}} \quad (1.92)$$

$$Y_{Pr} = 1 - Y_F = \frac{1 - Z}{1 - Z/Z_{st}} \quad (1.93)$$

$$Y_{Ox} = 0.0 \quad (1.94)$$

Para a região  $Z = Z_{st}$ , a folha da chama, vale:

$$Y_F = 0.0 \quad (1.95)$$

$$Y_{Pr} = 1.0 \quad (1.96)$$

$$Y_{Ox} = 0.0 \quad (1.97)$$

Para a utilização do modelo de fração de mistura e folha de chama é necessário a inclusão também do nitrogênio nas relações de estado. A seguir serão mostradas estas relações, bem como, de forma bastante sucinta, sua formulação. Em primeiro lugar deve ser incluída a diferenciação entre oxidante e oxigênio. A fração mássica de oxidante nas relações acima mostradas, não leva em consideração o nitrogênio presente no ar. Assim, em primeiro lugar, faz-se a determinação da concentração de oxigênio, para  $Z = 0.0$  interpretando-se a fração mássica de oxidante  $Y_{Ox}$  como a concentração de oxigênio, normalizada com a concentração de oxigênio no ar, para um volume de controle onde só ar esteja presente ( $Y_{O_2}^\infty$ ):

$$Y_{Ox} = \frac{Y_{O_2}}{Y_{O_2}^\infty} \quad (1.98)$$

O sobre-escrito  $^\infty$  vem do fato de que a uma distancia grande do ponto de injeção de combustível, qualquer volume de controle só terá ar presente. Substituindo-se a

expressão para  $Y_{O_2}$  (1.98) na relação de  $Y_{O_x}$  e a fração de mistura (1.91) obtém-se, para a região  $0.0 \leq Z \leq Z_{st}$  :

$$Y_{O_2} = Y_{O_2}^{\infty}(1 - Z/Z_{st}) \quad (1.99)$$

A determinação da relação entre a concentração de nitrogênio ( $Y_{N_2}$ ) e a fração de mistura ( $Z$ ) é obtida com o seguinte raciocínio. O nitrogênio não participa das reações de combustão. Imaginando-se um processo somente de mistura entre o combustível e o ar, sem reagir, a relação entre a fração mássica de combustível e a fração de mistura dada pela definição da fração de mistura (equação 1.75) seria uma reta como mostrado na figura ( 1.4):

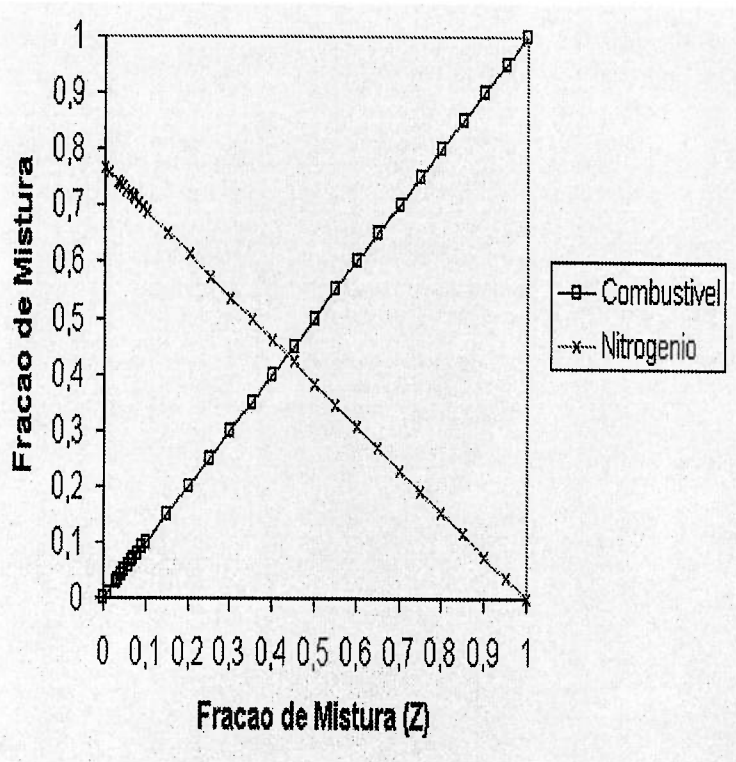


Figura 1.1: Relação entre fração de mistura e as frações mássicas de Combustível e Nitrogênio

Para  $Z = 0.0$ , e levando-se em conta a relação entre as frações molares de Nitrogênio e Oxigênio no ar ambiente, tem-se:

$$\frac{Y_{N_2}^{\infty}}{Y_{O_2}^{\infty}} = \frac{0.79 \times 28}{0.21 \times 32} = 3.29. \quad (1.100)$$



Pela definição de fração mássica de uma mistura chega-se a:

$$Y_{N_2} = Y_{N_2}^\infty = 0.767 \quad (1.101)$$

$$Y_{O_2} = Y_{O_2}^\infty = 0.233 \quad (1.102)$$

Considerando-se então um processo de mistura entre combustível ( $Y_F$ ) e ar ( $Y_{N_2}$  e  $Y_{O_2}$ ) pode-se escrever

$$1 = Y_F + Y_{N_2} + Y_{O_2} \quad (1.103)$$

Desta equação, substituindo-se a equação(1.100) para  $Y_{N_2}$  e  $Y_F = Z$  para o combustível obtém-se:

$$1 = Z + 3.29Y_{O_2} + Y_{O_2} = f + Y_{O_2}(1 + 3.29) \quad (1.104)$$

A fração mássica de oxigênio pode então ser calculada por:

$$Y_{O_2} = \frac{1 - Z}{(1 + 3.29)} \quad (1.105)$$

Como a razão entre oxigênio e nitrogênio, num processo de mistura, é constante, pode-se calcular a fração mássica de nitrogênio substituindo-se ( 1.100) na equação ( 1.105):

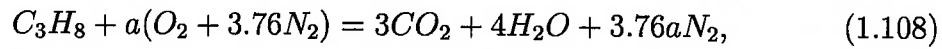
$$Y_{N_2} = 0.766(1 - Z) \quad (1.106)$$

Aplicando-se valores para  $Z = 0.0$  e  $Z = 1.0$  obtém-se a reta mostrada na figura (1.4).

Quando ocorre o processo de reação entre combustível e oxigênio, o nitrogênio do ar não participa e portanto sua fração mássica é a mesma dada pela expressão (1.106). A concentração dos produtos pode ser obtida pela soma das frações mássicas:

$$Y_{Pr} = 1.0 - Y_{N_2} - Y_F - Y_{O_2} \quad (1.107)$$

As concentrações de combustível ( $Y_F$ ) e oxigênio ( $Y_{O_2}$ ) são obtidas das respectivas expressões (1.93) e (1.91). A especificação dos produtos é feita com auxílio da equação global da reação. Tomando-se como exemplo a reação global de queima de propano, na proporção estequiométrica tem-se:



Pode-se mostrar que as frações mássicas dos produtos  $CO_2$  e  $H_2O$  e  $Y_{Pr}$  são relacionadas por:

$$Y_{CO_2} = Y_{Pr}/1.545 \quad (1.109)$$

$$Y_{H_2O} = Y_{Pr} - Y_{CO_2} \quad (1.110)$$

Com estas relações pode-se construir a figura (1.4).

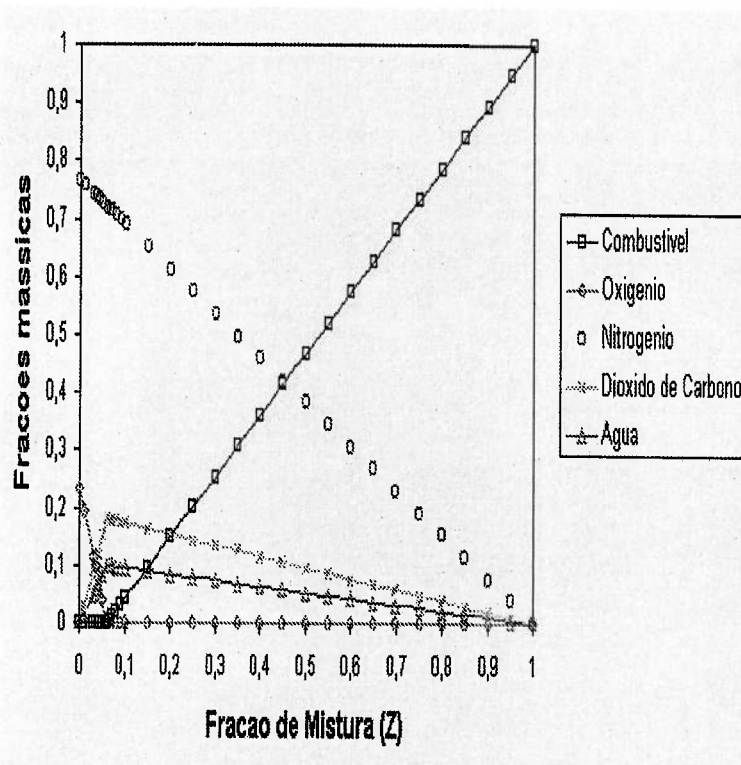


Figura 1.2: Frações mássicas e fração de mistura

A incorporação do modelo de fração de mistura no modelo de movimentação de fumaça utilizado no presente trabalho será discutido a seguir.

O ponto de partida da relação entre o modelo de fração de mistura e as equações de movimento e de energia se dá pela relação entre o calor liberado, no processo de combustão, e a taxa de consumo de oxigênio:

$$\dot{q}''' = \Delta H_{O_2} \dot{m}_{O_2}''', \quad (1.111)$$

onde  $\dot{q}'''$  é a taxa de calor liberado, por unidade de volume, em função da taxa de consumo de oxigênio  $\dot{m}_{O_2}'''$ .  $\Delta H_{O_2}$  é a quantidade de calor liberada por unidade de massa de oxigênio consumido.

A equação de conservação da massa de oxigênio é dada por:

$$\rho \frac{DY_{O_2}}{Dt} = \nabla \cdot (\rho D \nabla Y_{O_2}) + \dot{m}_{O_2}''' \quad (1.112)$$

Esta equação pode ser transformada com a utilização da equação de conservação de fração de mistura (1.82) e com a relação de estado para  $Y_{O_2}(Z)$ , equação (1.105), chegando-se a:

$$-\dot{m}_{O_2}''' = \nabla \cdot (\rho D \frac{dY_{O_2}}{dZ} \nabla Z) - \frac{dY_{O_2}}{dZ} \nabla \cdot \rho D \nabla Z = \rho D \frac{d^2 Y_{O_2}}{dZ^2} (\nabla Z)^2 \quad (1.113)$$

A utilização direta desta equação é dificultada pela singularidade intrínseca do modelo da folha de chama. Em  $Z_{st}$ , há uma discontinuidade em todas as funções. Entretanto, a equação (1.113) é bastante útil para a determinação da taxa de calor liberada na folha de chama. Esta taxa de energia se relaciona com a equação da energia, via termo de fonte  $\dot{q}'''$ . Tomando-se a integral volumétrica da equação (1.113) sendo o volume de integração limitado pela folha de chama, pode-se mostrar, utilizando-se o teorema de Gauss para o termo  $\int \nabla \cdot (\rho D \frac{dY_{O_2}}{dZ} \nabla Z)$  e lembrando que dentro da superfície do lugar geométrico de  $Z(\vec{x}, t) = Z_{st}$ , a folha de chama, a concentração de oxigênio, por definição é nula, chega-se a expressão:

$$-\dot{m}_{O_2}'' = \left( \frac{dY_{O_2}}{dZ} \right)_{Z \leq Z_{st}} \rho D \nabla Z \cdot \vec{n} \quad (1.114)$$

onde  $\dot{m}_{O_2}''$  é a taxa de consumo de oxigênio por unidade de área da folha de chama,  $\vec{n}$  é o vetor normal a folha de chama. No algoritmo numérico, é necessária a localização e cálculo da área da folha de chama. Isto é feito com o valor da fração de mistura  $Z(\vec{x}, t)$  de cada volume de controle, obtidos pela solução numérica da equação de conservação da fração de mistura (1.82). As condições de contorno para esta equação são:  $Z = 1.0$  na base do fóco de incêndio, ou de uma injeção

de combustível e  $Z = 0.0$  no restando do contorno do domínio. Com o cálculo da taxa de consumo de oxigênio, 1.114 e com a equação da taxa de liberação de calor (1.111), tem-se o acoplamento entre o processo de combustão e a equação da energia (1.59).

O movimento de uma espécie no escoamento de fluido advém de forças relacionadas [R.B. Bi

1) ao fluxo de massa (lei de Fick) e de energia (efeito Dufour) e ocasionadas por : (a) gradiente de concentração, (b) gradiente de pressão, e (c) forças externas que atuam desigualmente nas várias espécies químicas;

2) ao fluxo de momento (lei de Newton) e são ocasionadas por gradiente de velocidade;

3) ao fluxo de energia (lei de Fourier e efeito Soret) e devidas ao gradiente de temperatura.

A equação da continuidade ( Conservação de Espécie ) para cada espécie química presente no fluido é expressa por:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho Y_i) + \nabla \cdot \rho Y_i \vec{V} = \nabla \cdot (\rho D)_i \nabla Y_i + \dot{W}_i''' \quad (1.115)$$

onde  $Y_i$  é a fração de massa da  $i$ -ésima espécie,  $D$  é o coeficiente de difusão e  $\dot{W}_i'''$  é a taxa de produção da  $i$ -ésima espécie por unidade de volume.

### 1.4.1 Radiação Térmica

Neste capítulo é apresentado sumariamente o modelo de radiação térmica utilizado no presente trabalho.

O mecanismo de transferência de calor por radiação não pode ser desprezado em incêndios, já que estão presentes no meio grandes concentrações de material particulado - ou fuligem - e também dióxido de carbono e vapor de água.

Quando a radiação atravessa uma camada de meio participante, sua intensidade é reduzida por absorção e espalhamento. Esta redução de intensidade foi verificada, experimentalmente, depender de um coeficiente de proporcionalidade  $K_\lambda$ , designado por coeficiente de extinção. Este coeficiente  $K_\lambda$  é composto de duas partes: um coeficiente de absorção  $\kappa(\vec{x}, \lambda)$  e um coeficiente de espalhamento  $\sigma_S(\lambda, T, P)$ . Se o

Em problemas de combustão onde a concentração de material particulado seja significativa, como ocorre em incêndios, a principal contribuição para a radiação térmica vem exatamente da fuligem. Por ser corpo sólido, a intensidade de radiação da fuligem pode ser aproximada por emissão de corpo cinzento. Neste caso, a dependência espectral desaparece, pela emissão ser contínua, e a intensidade de radiação é dada por:

$$I_b(\vec{x}) = \sigma T(\vec{x})^4 / \pi, \quad (1.120)$$

Esta é a aproximação de gás cinzento. Para chamas opticamente finas, onde a quantidade de fuligem é pequena em comparação às quantidades de  $CO_2$  e água, a aproximação de gás cinzento pode superestimar a radiação emitida.

No método numérico e modelo de combustão utilizados no presente trabalho, a temperatura é constante em todo o volume de controle. Na região perto da folha de chama, a resolução espacial da temperatura não corresponde aos valores que seriam encontrados numa chama de difusão. A introdução da aproximação de média espacial, inerente ao método LES, leva a valores de temperaturas mais baixos. Devido à dependência da quarta potência da temperatura (equação 1.120), o erro no cálculo da intensidade de radiação no volume de controle é significativo, na região próxima à frente de chama. Por esta razão, é feita uma diferenciação no cálculo da intensidade de radiação de corpo negro. Na região longe da chama ( $Z(\vec{x}, t) < Z_{st}$ ), onde o campo de temperaturas é mais confiável, a quantidade de energia emitida por radiação é calculada por:

$$\kappa I_b(\vec{x}) = \kappa \sigma T(\vec{x})^4 / \pi \quad (1.121)$$

Para a região interna à chama ( $Z(\vec{x}, t) > Z_{st}$ ), faz-se uma estimativa da quantidade de calor irradiada e aplica-se:

$$\kappa I_b(\vec{x}) = \chi_r \dot{q}''' / 4\pi, \quad (1.122)$$

onde  $\chi_r$  é o percentual de calor retido da chama por radiação. Com base em resultados experimentais de fluxo de radiação em chamas típicas de incêndios, utiliza-se o intervalo  $0.2 \leq \chi_r \leq 0.5$ .

As superfícies das paredes são consideradas cinzentas, difusas e com temperaturas uniformes. Sendo a radiosidade ( $J$ ) definida pela soma da energia emitida com a energia refletida [Holman, 1997].então:

$$J = \varepsilon E_b + \rho G \quad (1.123)$$

onde  $\varepsilon$  é a emissividade da superfície,  $\rho$  é a refletividade da superfície,  $E_b$  é a potência emissiva do corpo negro, e  $G$  é a irradiação, ou seja, a radiação total incidente na superfície, por unidade de tempo e por unidade de área.

Com a transmissividade igual a zero, a refletividade pode ser expressa por:

$$\rho = 1 - \alpha = 1 - \varepsilon \quad (1.124)$$

sendo  $\alpha$  a absortividade da superfície.

Assim, a expressão (1.123) pode ser escrita:

$$J = \varepsilon E_b + (1 - \varepsilon)G \quad (1.125)$$

Analisando os fluxos de radiação que saem e que chegam na parede, tem-se a condição de contorno:

Os fluxos que saem, são:

$$I_w(\vec{s}) = \frac{J}{\pi} \quad (1.126)$$

e

$$\varepsilon I_{bw} = \varepsilon \frac{E_b}{\pi} \quad (1.127)$$

Os fluxos que chegam na parede, são:

$$(1 - \varepsilon)G = \frac{1 - \varepsilon}{\pi} \int_{\vec{s}' \cdot \vec{n}_w < 0} I_w(\vec{s}') |\vec{s}' \cdot \vec{n}_w| d\Omega \quad (1.128)$$

O vetor normal à parede,  $\vec{n}_w$ , é positivo no sentido da superfície para o meio participante, ou seja, no sentido  $(\vec{s}' \cdot \vec{n}_w) < 0$ .

De modo que, a condição de contorno da intensidade de radiação que deixa uma parede cinzenta é dada por:

$$I_w(\vec{s}) = \varepsilon I_{bw} + \frac{1 - \varepsilon}{\pi} \int_{\vec{s}' \cdot \vec{n}_w < 0} I_w(\vec{s}') |\vec{s}' \cdot \vec{n}_w| d\Omega, \quad (1.129)$$

onde  $I_w(\vec{s})$  é a intensidade de radiação total que deixa a parede na direção do vetor  $\vec{s}$ ;  $\varepsilon$  é a emissividade da parede;  $\vec{n}_w$  é o vetor normal da parede. Na equação (1.129), o primeiro termo do lado direito corresponde à quantidade de energia emitida pela parede cinzenta e o segundo termo corresponde à parcela da energia radiante vinda de outras direções ( $\vec{s}'$ ) e refletidas pela parede na direção  $\vec{s}$ . A restrição  $\vec{s}' \cdot \vec{n}_w < 0$  significa que só a radiação oriundas de outras direções são refletidas pela parede.

A equação de transporte da intensidade de radiação (equação 1.116) é resolvida numericamente de forma análoga às equações de transporte, utilizando a técnica de volumes finitos. Uma esfera unitária é subdividida em um número finito de ângulos sólidos  $\delta\Omega^l$ . Para cada célula da malha, uma equação discretizada é obtida integrando-se a equação (1.116) sobre a célula  $ijk$  e sobre o ângulo sólido discreto  $\delta\Omega^l$ :

$$\int_{\Omega^l} \int_{V_{ijk}} \vec{s} \cdot \nabla I_n(\vec{x}, \vec{s}) dV d\Omega = \int_{\Omega^l} \int_{V_{ijk}} \kappa_n(\vec{x}) [I_{b,n}(\vec{x}) - I_n(\vec{x}, \vec{s})] dV d\Omega \quad (1.130)$$

A integral de volume no lado esquerdo da equação é transformada em integral de superfície utilizando-se o teorema de Gauss. Assumindo-se que a intensidade de radiação  $I(\vec{x}, \vec{s})$  seja constante em cada face da célula, pode-se calcular a integral de superfície pela soma das faces.

O vetor fluxo de calor de radiação  $\vec{q}_r$  é definido como:

$$\vec{q}_r(\vec{x}) = \int \vec{s} I(\vec{x}, \vec{s}) d\Omega \quad (1.131)$$

Na equação da energia 1.59, o termo de fonte devido à radiação  $-\nabla \cdot \vec{q}_r(\vec{x})$  pode, então ser calculado por:

$$-\nabla \cdot \vec{q}_r(\vec{x}) = \kappa(\vec{x}) [U(\vec{x}) - 4\pi I_b(\vec{x})]; U(\vec{x}) = \int_{4\pi} I(\vec{x}, \vec{s}) d\Omega \quad (1.132)$$

Em palavras, a energia líquida radiante ganha numa célula é a diferença entre a quantidade absorvida e a emitida.

## 1.5 Intensidade de Radiação Térmica

No cenário de incêndio, a radiação térmica está incluída no modelo via a solução da equação de transporte de radiação para um gás cinzento não-espalhante. A equação é resolvida empregando uma técnica similar aos métodos de volume finito para transporte convectivo, sendo designado por Método de Volume Finito [Raithby and Chui, 1990], [Kim and Huh, 1999]. Utilizando aproximadamente 100 ângulos discretos, o 'solver' de volume finito requer cerca de 15% do tempo total de um cálculo da CPU, o que representa um custo modesto para a complexidade da radiação térmica [K.B. McGrattan and F



# Capítulo 2

## Método Numérico

### 2.1 O código computacional FDS

O código computacional FDS desenvolvido em [K.B. McGrattan and Hostikka, 2002] é a implementação de um modelo de campo transiente e tridimensional, para a simulação de incêndios, que resolve numericamente as equações de conservação de massa, de espécie, de momento, e de energia. A equação de energia nunca é resolvida explicitamente, a não ser seus termos de fonte que são incluídos na expressão do divergente do escoamento. A pressão  $p$ , das equações de energia e de estado, é substituída pela pressão reinante  $p_0$  para filtrar ondas de som que vão à velocidades muito mais rápidas do que as típicas velocidades de escoamentos esperadas em aplicações de incêndio. O simulador FDS também executa a simulação da combustão e a simulação das trocas de calor por radiação térmica. Para a combustão, utiliza-se de um modelo expresso por uma equação de transporte cuja variável dependente, fração de mistura  $Z$ , corresponde à relação entre o combustível e o comburente existente em cada volume elementar. Esta variável constitui um escalar conservativo, pois a equação de transporte respectiva não tem termo de fonte. As frações mássicas do combustível e do comburente são calculadas admitindo que a reação de combustão é instantânea, ocorrendo sempre que coexistem os reagentes. O cálculo da radiação térmica emprega um modelo de fluxos radiativos em que a discretização da hemisféria em ângulos sólidos elementares, pelo Método de Volume-Finito, pressupõe que o número total de arcos elementares seja suficientemente elevado para que a chama corresponda a um ângulo sólido substancialmente maior do que qualquer ângulo sólido elementar de uma superfície elementar distante. Dessa maneira, o número de

ângulos sólidos elementares deveria ser elevado para descrever corretamente as trocas de calor por radiação, o que acarretaria um tempo de cálculo consideravelmente prolongado.

## 2.2 Discretização Temporal e Espacial

A técnica numérica utilizada é a de diferenças finitas. Neste método as equações de conservação são discretizadas e resolvidas para uma malha computacional. A malha computacional utilizada neste trabalho é composta por 30x20x120 nós, o que corresponde a um total de 72000 células computacionais ou volumes de controle. A discretização utilizada é a de diferenças centrais de segunda ordem para os termos de derivadas espaciais das equações de conservação, e de primeira ordem para a derivada temporal. As variáveis do escoamento são atualizadas, no passo do tempo, utilizando um explícito esquema predição-correção de segunda ordem. Os termos fonte da equação de conservação de energia estão incorporados no divergente e basicamente estão envolvidos na equação de conservação de massa. A temperatura é fornecida pela pressão reinante e pela densidade via equação de estado de gás perfeito. Na técnica de SGE, para as grandes estruturas turbulentas são formuladas equações, para a evolução do campo de velocidade filtrada, que são derivadas das equações de Navier-Stokes. A contribuição das pequenas escalas da turbulência aparece na forma de uma viscosidade turbulenta. O modelo de Smagorinsky para a viscosidade turbulenta das pequenas estruturas é largamente utilizado em simulações LES [Smagorinsky, 1963].

- Discretização Temporal

A seguir são apresentados os procedimentos básicos do método numérico preditor/corretor utilizados neste trabalho. Todos os cálculos principiam com as condições iniciais do ambiente. No começo de cada passo de tempo, as quantidades  $\rho^n$ ,  $Y_i^n$ ,  $\vec{V}^n$ ,  $H^n$ , e  $p_0^n$  são conhecidas. Utiliza-se na discretização das equações a notação:  $(n+1)_e$  para se referir a uma estimativa do valor da quantidade no passo de tempo  $(n+1)$ . De modo que,

1. As quantidades termodinâmicas  $\rho$ ,  $Y_i$  e  $p_0$  são estimadas no próximo passo de tempo com um passo explícito de Euler. Por exemplo, a densidade é estimada, pela

equação da conservação da massa, por:

$$\rho^{(n+1)e} = \rho^n - \delta t \left( \vec{V}^n \cdot \nabla \rho^n + \rho^n \nabla \cdot \vec{V}^n \right). \quad (2.1)$$

O divergente  $(\nabla \cdot \vec{V})^{(n+1)e}$  é constituído por estas quantidades termodinâmicas estimadas  $\rho, Y_i$  e  $p_0$ . As componentes normais das velocidades nas fronteiras que são necessárias para constituir o divergente são assumidas conhecidas.

2. A equação de Poisson para a pressão é resolvida, por:

$$\nabla^2 H^n = - \frac{(\nabla \cdot \vec{V})^{(n+1)e} - (\nabla \cdot \vec{V})^n}{\delta t} - \nabla \cdot \vec{F}^n. \quad (2.2)$$

O vetor  $\vec{F}^n$  contém os termos convectivo, difusivo e de força da equação de momento.

A velocidade é estimada no próximo passo, por:

$$\vec{V}^{(n+1)e} = \vec{V}^n - \delta t \left( \vec{F}^n + \nabla H^n \right). \quad (2.3)$$

O divergente do campo de velocidade estimado é idêntico ao divergente estimado  $(\nabla \cdot \vec{V})^{(n+1)e}$  que foi derivado das quantidades termodinâmicas estimadas. O passo de tempo é verificado neste ponto para garantir que

$$\delta t < \min \left( \frac{\delta x}{u}, \frac{\delta y}{v}, \frac{\delta z}{w} \right). \quad (2.4)$$

Se o passo de tempo é muito grande, ele é reduzido tal que satisfaça a condição de CFL (Courant-Friedrichs-Lewy) acima e o procedimento inicia do começo do passo de tempo. Se o passo de tempo satisfaz a condição de estabilidade, o procedimento continua.

3. As quantidades termodinâmicas  $\rho, Y_i$  e  $p_0$  são corrigidas no próximo passo de tempo. Por exemplo, a densidade é corrigida, por:

$$\rho^{n+1} = \frac{1}{2} \left[ \rho^n + \rho^{(n+1)e} - \delta t \left( \vec{V}^{(n+1)e} \cdot \nabla \rho^{(n+1)e} + \rho^{(n+1)e} \nabla \cdot \vec{V}^{(n+1)e} \right) \right] \quad (2.5)$$

O divergente  $\nabla \cdot \vec{V}^{(n+1)e}$  é derivado das quantidades termodinâmicas corrigidas.

4. A pressão é novamente computada utilizando quantidades estimadas, por:

$$\nabla^2 H^{(n+1)e} = -\frac{2(\nabla \cdot \vec{V})^{(n+1)} - (\nabla \cdot \vec{V})^{(n+1)e} - (\nabla \cdot \vec{V})^n}{\delta t} - \nabla \cdot \vec{F}^{(n+1)e}. \quad (2.6)$$

A velocidade é então corrigida, por:

$$\vec{V}^{(n+1)} = \frac{1}{2} \left[ \vec{V}^n + \vec{V}^{(n+1)e} - \delta t \left( \vec{F}^{(n+1)e} + \nabla H^{(n+1)e} \right) \right]. \quad (2.7)$$

- Discretização espacial

As derivadas espaciais das equações de conservação são escritas como diferenças finitas de segunda ordem numa malha retilínea. O domínio computacional global é uma geometria correspondente a uma caixa retangular que é dividida em células numa malha retangular. Cada célula é designada por índices  $i$ ,  $j$  e  $k$ , que representam a posição da célula nas direções  $x$ ,  $y$  e  $z$  respectivamente. As quantidades escalares são designadas no centro de cada célula da malha, assim:  $\rho_{ijk}^n$  é a densidade no passo de tempo  $n$ ésimo no centro da célula, cujos índices são  $i$ ,  $j$  e  $k$ . As quantidades vetoriais, como velocidade, são designadas nas faces da célula. Assim, a componente  $x$  da velocidade corresponde à letra  $u$  e é definida nas faces cujas normais são paralelas ao eixo  $x$ ; a componente  $y$  da velocidade, representada pela letra  $v$ , é definida nas faces cujas normais são paralelas ao eixo  $y$ ; e a componente  $z$ , que é  $w$ , é definida nas faces cujas normais são paralelas ao eixo  $z$ . A quantidade  $u_{ijk}^n$  é a componente  $x$  da velocidade na face que aponta para adiante da célula  $(ijk)$ ésima; e  $u_{i-1,jk}^n$  está na face que aponta para trás da célula  $(ijk)$ ésima.

A densidade no centro da  $(ijk)$ ésima célula é atualizada com o esquema predição-correção. No passo preditor, a densidade no nível de tempo  $(n+1)$  é estimado baseado na informação do nível  $n$ .

$$\frac{\rho_{ijk}^{(n+1)e} - \rho_{ijk}^n}{\delta t} + \left[ (\vec{V} \cdot \nabla \rho)_{ijk} \right]^n = -\rho_{ijk}^n \left[ (\nabla \cdot \vec{V})_{ijk} \right]^n. \quad (2.8)$$

No passo corretor:

$$\frac{\rho_{ijk}^{(n+1)} - \frac{1}{2} [\rho_{ijk}^n + \rho_{ijk}^{(n+1)e}]}{\frac{1}{2}\delta t} + [(\vec{V} \cdot \nabla \rho)_{ijk}]^{(n+1)e} = -\rho_{ijk}^{(n+1)e} [(\nabla \cdot \vec{V})_{ijk}]^{(n+1)e}. \quad (2.9)$$

As equações de conservação de espécie tem discretização análoga à da densidade.

No passo preditor:

$$\begin{aligned} \frac{[(\rho Y_l)_{ijk}]^{(n+1)e} - [(\rho Y_l)_{ijk}]^n}{\delta t} + [(\vec{V} \cdot \nabla \rho Y_l)_{ijk}]^n &= - [(\rho Y_l)_{ijk}]^n [(\nabla \cdot \vec{V})_{ijk}]^n \\ &+ [(\nabla \cdot \rho D \nabla Y_l)_{ijk}]^n \\ &+ \dot{W}_{ijk}'''. \end{aligned} \quad (2.10)$$

No passo corretor:

O primeiro membro, é:

$$\frac{[(\rho Y_l)_{ijk}]^{(n+1)} - \frac{1}{2} [(\rho Y_l)_{ijk}^n + [(\rho Y_l)_{ijk}]^{(n+1)e}]}{\frac{1}{2}\delta t} + [(\vec{V} \cdot \nabla \rho Y_l)_{ijk}]^{(n+1)e}. \quad (2.11)$$

e o segundo membro:

$$- [(\rho Y_l)_{ijk}]^{(n+1)e} [(\nabla \cdot \vec{V})_{ijk}]^{(n+1)e} + [(\nabla \cdot \rho D \nabla Y_l)_{ijk}]^{(n+1)e} + \dot{W}_{ijk}'''. \quad (2.12)$$

Os termos convectivos são escritos como diferenças tipo 'upwind' no passo preditor e diferenças 'downwind' no passo corretor. É feita também uma ponderação de forma a permitir que o esquema de discretização tenda para diferenças centradas de segunda ordem, onde for possível na malha.

A discretização espacial das equações de momento toma a forma:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + F_{x,ijk} + \frac{H_{i+1,jk} - H_{ijk}}{\delta x} = 0 \quad (2.13)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + F_{y,ijk} + \frac{H_{i,j+1,k} - H_{ijk}}{\delta y} = 0 \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + F_{z,ijk} + \frac{H_{i,j,k+1} - H_{ijk}}{\delta z} = 0 \quad (2.15)$$

, onde:

- $H_{ijk}$  é considerado no centro da célula  $ijk$  ;
- $u_{ijk}$  e  $F_{x,ijk}$  são tomados no lado de face da célula na adiante direção de  $x$  ;
- $v_{ijk}$  e  $F_{y,ijk}$  são considerados no lado de face da célula na adiante direção de  $y$  ;
- $w_{ijk}$  e  $F_{z,ijk}$  são tomados no lado de face da célula na adiante direção de  $z$  ( vertical ) .

As três componentes de  $F$  na equação de momento, são:

$$F_x = w\omega_y - v\omega_z - \frac{1}{\rho} \left( f_x + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} \right) \quad (2.16)$$

$$F_y = u\omega_z - w\omega_x - \frac{1}{\rho} \left( f_y + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} \right) \quad (2.17)$$

$$F_z = v\omega_x - u\omega_y - \frac{1}{\rho} \left( f_z + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} \right) \quad (2.18)$$

,onde:

- as componentes da vorticidade  $\omega$  são localadas nos cantos da célula que apontam nas direções  $x$ ,  $y$  e  $z$ , respectivamente;
- os termos fora de diagonal do tensor de tensões viscosas:  
 $\tau_{zy} = \tau_{yz}, \tau_{xz} = \tau_{zx}$  e  $\tau_{xy} = \tau_{yx}$  , também são localados nos cantos da célula;
- as componentes diagonal do tensor tensão  $\tau_{xx}, \tau_{yy}$  e  $\tau_{zz}$ ; as componentes da força externa  $(f_x, f_y, f_z)$ ; e os termos de influência 'upwind'  $\epsilon u, \epsilon v$ , e  $\epsilon w$  estão localados nas respectivas faces da célula.
- Equação de Pressão

O divergente da equação de momento produz uma equação de Poisson para a pressão:

$$\frac{H_{i+1,jk} - 2H_{ijk} + H_{i-1,jk}}{\delta x^2} + \frac{H_{i,j+1,k} - 2H_{ijk} + H_{i,j-1,k}}{\delta y^2} + \frac{H_{ij,k+1} - 2H_{ijk} + H_{ij,k-1}}{\delta z^2} = -\frac{F_{x,ijk} - F_x}{\delta x} \quad (2.19)$$

Todas quantidades expostas na equação (2.19) estão sendo avaliadas no mesmo nível de tempo. Esta equação diferencial parcial elíptica é resolvida utilizando rotinas CRAYFISHPAK, referenciada em [K.B. McGrattan and Hostikka, 2002].

O divergente da velocidade, em ambos os passos preditor e corretor, é discretizado por:

$$(\nabla \cdot \vec{V})_{ijk} = \frac{\gamma - 1}{\gamma p_0} \left( \dot{q}_{ijk}''' - \nabla \cdot q_{r,ijk} + (\nabla \cdot k \nabla T)_{ijk} + \left( \nabla \cdot \sum_i c_{p,i} T (\rho D)_i \nabla Y_i \right)_{ijk} - \frac{1}{\gamma - 1} \frac{dp_0}{dt} \right) \quad (2.20)$$

O divergente definido pela equação (2.20) é igual ao divergente definido por:

$$(\nabla \cdot \vec{V})_{ijk} = \frac{u_{ijk} - u_{i-1,jk}}{\delta x} + \frac{v_{ijk} - v_{i,j-1,k}}{\delta y} + \frac{w_{ijk} - w_{ij,k-1}}{\delta z} \quad (2.21)$$

A equivalência das duas definições do divergente é um resultado da forma das equações discretizadas, do esquema de passo do tempo e da solução direta da equação de Poisson para a pressão.

## 2.2.1 Condições Iniciais e de Contorno

### \*Condições Iniciais

Inicialmente, em  $t=(0,0)$  s, foram assumidas as seguintes condições iniciais para a simulação:

A temperatura  $T$  foi assumida à temperatura ambiente da atmosfera (admitida,  $21^{\circ}C$ ) em todos os volumes de controles:  $T_{amb} = 21^{\circ}C$ .

Para a pressão  $p$  foi adotada a pressão atmosférica padrão de 101 kPa em todo o domínio computacional:  $p=p_{atm}=101$  kPa abs.

---

As velocidades foram assumidas como sendo zero em todos os volumes de controles,

**\*Condições de Contorno**

As condições de contorno válidas para qualquer instante de tempo no processo de solução foram as seguintes:

Os gradientes de temperatura na direção perpendicular às paredes devem ser nulos, ou seja, todas as paredes foram consideradas adiabáticas:  $\int_{\partial\Omega} k \nabla T \cdot d\vec{S} = 0$ . Esta foi a condição adotada na simulação junto à parede.

As velocidades foram nulas junto a paredes e nas entradas e saídas foi especificado valores da Pressão total  $H$ .

A variável fração de mistura foi ajustada em 1.0 na posição do foco de incêndio e gradientes nulos em todas as outras posições.



## Capítulo 3

### Casos Estudados

O problema escolhido para estudo de simulação numérica foi o de um incêndio em edifício. O objetivo deste estudo é o de verificar a eficácia da exaustão de fumaça em prédios com um duto (caso 1) e com dois dutos (caso 2). Um esquema básico do edifício, mostrando a região de estudo, é apresentado na figura (3). Nesta figura só é apresentado o caso de um duto. Pode-se ver a passagem do ambiente do foco de incêndio para a antecâmara e desta para escada de incêndio.

A região simulada compreende: o ambiente contíguo à antecâmara, que protege a escada de emergência, a própria antecâmara e o duto de ventilação. A escada de emergência não foi simulada. A porta corta-fogo (PCF) que liga a antecâmara à escada foi mantida fechada no processo de simulação. A porta que liga o ambiente a um outro ambiente do edifício, representada na figura (3) como aberta, na simulação foi considerada fechada em todos os andares. Foi adotado o cenário de incêndio no primeiro andar e considerado o seu foco (chamas) no centro do ambiente sinistrado, que está representado na figura (3). A potência típica do fogo foi admitida como sendo de 5,0 MW, obtida por consulta à [Drysdale, 1997]. As portas de acesso às antecâmaras (PCF) dos andares 1 e 4 foram mantidas abertas. No térreo e andares intermediários (1 e 3), as portas PCF foram mantidas fechadas. O domínio computacional está representado na figura (3) e corresponde ao: (i) térreo com fronteiras, admitidas, herméticamente fechadas exceto a grelha (abertura no duto de 0,50m x 0,50m) que dá para o ambiente atmosférico, (ii) andares 1, 2, 3 e 4 :herméticamente fechados para a atmosfera, e (iii) cobertura: herméticamente fechada, exceto a grelha (0,50m x 0,50m) que dá para a atmosfera. Esta estanqueidade das fronteiras do

domínio computacional foi imposta simplesmente para facilitar a formulação e implementação da malha computacional.

No caso 1 estudado, o edifício possui somente um duto que serve simultaneamente de admissão de ar atmosférico e de exaustão de ar/gases. O duto possui uma seção livre de 0,70m x 1,50m e as grelhas em cada andar têm área frontal de  $0,70m^2$ . As grelhas estão localizadas junto ao teto da antecâmara, e não existe nelas qualquer restrição à passagem do ar/gases.

No caso 2 estudado, o edifício possui dois dutos geminados. Um deles, o mais próximo da fronteira e que tem a grelha inferior voltada para a atmosfera, realiza a captação de ar atmosférico próximo do piso do andar térreo. Em cada andar (1, 2, 3 e 4), o duto é provido de grelha que fica localizada junto ao piso. O outro, inicia no piso do primeiro andar e tem a extremidade superior fechada pelo domínio computacional no andar de cobertura. A grelha superior também está voltada para a atmosfera no limite superior do domínio computacional. Em cada andar (1, 2, 3 e 4), o duto é provido de grelha que fica localizada junto ao teto. A ventilação natural é garantida pelos dois dutos. Enquanto um duto admite ar atmosférico e entrega-o pelas grelhas inferiores, o outro duto recebe ar/gases pelas grelhas superiores de cada andar e os conduzem para a atmosfera pela grelha superior de saída.

O caso 1 corresponde à recomendação estabelecida no Código de Obras e Edificações do Município de São Paulo - Lei Municipal No.11228 de 25.06.1992.

O caso 2 corresponde à recomendação da norma NBR 9077/1993 da ABNT - Associação Brasileira de Normas Técnicas.

A orientação das coordenadas físicas do edifício, para o processo de simulação, corresponde à colocação da origem no canto inferior esquerdo da vista em planta do prédio (figura 3). De modo que a coordenada x está orientada na largura do edifício (7,0m) no sentido do ambiente para a antecâmara, a coordenada y está na profundidade do edifício (2,0m) no sentido da PCF da escada de incêndio para o duto e a coordenada z é a altura do edifício no sentido do piso do andar térreo para o topo da cobertura (18,0m).

O resultado deste estudo é analisado em termos da verificação das distribuições de temperaturas e de concentrações em cada caso de edifício. A avaliação comparativa permite alcançar alguns resultados sobre a eficácia de cada caso, objetivando a

exaustão da fumaça para salvaguardar a vida dos ocupantes do edifício. A conclusão final é obtida confrontando-se os resultados das eficácias de cada caso estudado.

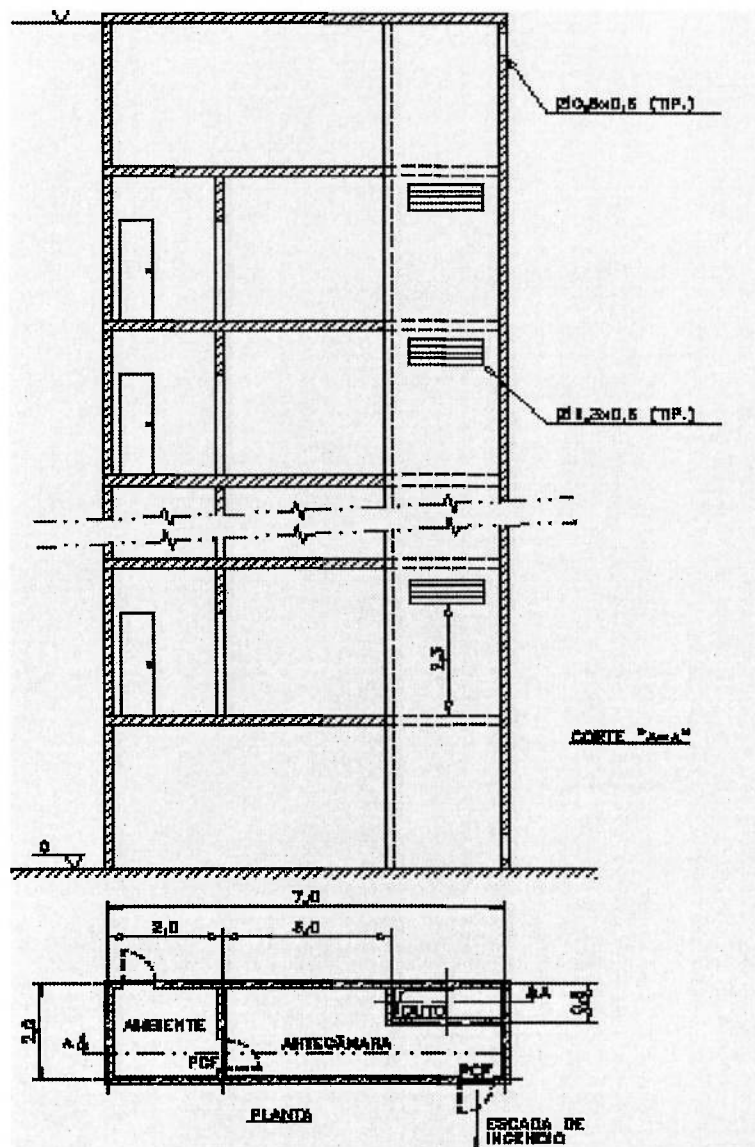


Figura 3.1: Edifício básico

A seguir são apresentadas as geometrias dos edifícios do caso 1 e do caso 2.

- **Cenário de Incêndio 'Viegas'**

João Carlos Godinho Viegas realizou a tese de doutorado: 'Segurança contra Incêndios em Edifícios. Modelação Matemática de Incêndios e Validação Experimental', na Universidade Técnica de Lisboa [Viegas, 1999]. Este trabalho apresenta "como objetivo geral o estudo dos escoamentos que ocorrem no interior dos edifícios

NIST Smokeview 2.0 - December 8, 2001

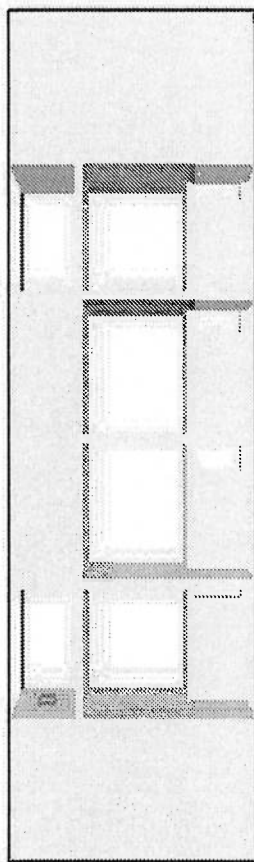


Figura 3.2: Caso 1 - Duto unico com grelhas de insuflamento e exaustao

NIST Smokeview 2.0 - December 8, 2001

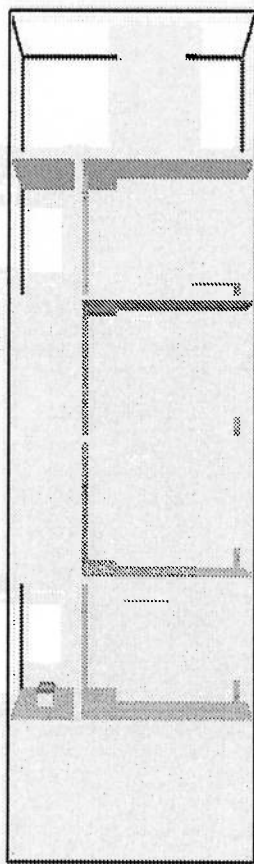


Figura 3.3: Caso 2 - Dois dutos separados para insuflamento e exaustao

em situação de incêndio e tem como objetivos específicos a preparação de um programa de computador para a simulação desses escoamentos e o estabelecimento de uma metodologia de validação que permita a avaliação do desempenho de programas computacionais neste domínio. Para esse efeito foi construída uma instalação experimental à escala real na qual os ensaios que suportam a validação do programa foram realizados” A instalação experimental situa-se ao ar livre e é constituída por dois compartimentos cujas dimensões e geometria foram escolhidos de forma a representarem um pequeno quarto de hotel ou um gabinete (compartimento de planta quadrada, de 3,65 m de lado) e um corredor de 1,34 m por 10,95 m. O corredor tem o mesmo pé-direito do compartimento quadrado (2,79 m). O compartimento de planta quadrada, que passará a ser referido como sala, tem uma janela posicionada numa parede exterior e uma porta de comunicação com o corredor. O corredor, no extremo oposto à sala, tem uma porta de igual dimensão (0,81 m por 2,14 m) para o exterior. As dimensões indicadas são internas à instalação. As paredes e a cobertura (laje maciça) são rebocadas interior e exteriormente. A espessura total de cada parede é de 0,33 m, sendo constituída por alvenaria de blocos de cimento celular com revestimento de plaquetas de cimento celular para reduzir as perdas de calor por condução e aumentar a resistência da estrutura à ação da temperatura. O pavimento é constituído por betonilha. A figura (4.1.1) apresenta a configuração do espaço interior dos compartimentos descritos.

A fonte de calor é constituída por um queimador de gás propano, que nos casos de estudos 3 e 3A, é colocada na posição central da sala quadrada. O aparelho de queima utilizado é constituído por uma caixa de aço de planta quadrada (0,31 m de lado) em que o gás é introduzido pela parte inferior e a queima realizada junto da superfície superior. O queimador não tem pré-mistura; assim, a mistura do combustível com o comburente é realizada apenas no exterior do queimador permitindo a reprodução de um pequeno foco de incêndio com maior realismo, por intermédio de uma chama de difusão. A parte superior do queimador encontra-se à 0,30 m acima da superfície do pavimento da instalação experimental. A potência calorífica foi mantida nominalmente constante em  $1810kW/m^2$ .

Para a medição de temperaturas foram utilizados termopares do tipo J (ferro-constantan) com os fios condutores com o diâmetro de 0,508 mm e revestidos a fibra de vidro. Após a sua execução, a junção quente dos termopares ficou com a forma

aproximadamente esférica e o seu diâmetro médio é de 1,4 mm. Uma vez que o objetivo das medições consistia na determinação do perfil vertical da temperatura em diversos pontos dos compartimentos, os termopares foram agrupados em coluna metálica de suporte com 20 termopares. Tendo em conta o interesse da medição dos gradientes térmicos na zona quente, optou-se por reduzir o espaçamento vertical entre os termopares na parte superior, sendo de 0,05 m na parte superior da coluna e de 0,20 m na parte inferior. Foi preparada especialmente uma coluna para medir a temperatura do escoamento junto das portas ou da janela; nesse caso, o espaçamento vertical dos termopares foi reduzido na zona abaixo do lintel das portas também para 0,05 m, sendo na parte restante de 0,20 m.

Os termopares são dispostos numa coluna em várias cotas legíveis nos gráficos com os resultados experimentais que se apresentam no Capítulo 6: Resultados e Conclusões, desta dissertação. Os posicionamentos dos termopares das colunas D, F, G, H e I do caso 3 e colunas  $G_A$ ,  $J_A$  e  $L_A$  do caso 3A, na planta da instalação experimental, estão indicados na figura (4.1.1). Toma-se como origem das coordenadas ( $x = 0, y = 0$ ) o canto Sudeste da sala, ou seja: o canto inferior da direita da sala na figura (4.1.1). Assim, os valores de  $x$  crescem na direção perpendicular ao eixo de simetria da figura, enquanto que os valores de  $y$  crescem na direção paralela ao eixo de simetria da figura e no sentido do corredor. As coordenadas das colunas, são:

- **Caso 3: Coordenadas (x,y) [m]**

- Coluna D (1,835 ; 3,030)

- Coluna F (1,835 ; 0,560)

- Coluna G (0,600 ; 3,030)

- Coluna H (0,600 ; 1,815)

- Coluna I (0,600 ; 0,560)

- **Caso 3A**

- Coluna  $G_A$  (1,835 ; 14,080)

- Coluna  $J_A$  (1,835 ; 8,080)

- Coluna  $L_A$ (1,835 ; 4,080)

O caso selecionado, na tese de Viegas, foi o 3 (sendo designado por Caso 3 aquele que envolve informações da sala, e por Caso 3A aquele que se refere ao corredor) por ser o único relativamente ao qual foram feitas medições nos dois compartimentos que constituem a instalação experimental. Devido ao fato do cenário ser simétrico e dos resultados experimentais mostrarem que a hipótese de simetria do escoamento é aceitável, a simulação foi realizada com o domínio de cálculo correspondente a metade de ambos os compartimentos e daí a escolha, para as análises dos resultados no Capítulo 6, das colunas mencionadas anteriormente. No ensaio do Caso 3 a janela da sala ficou fechada, a porta de comunicação entre sala e corredor ficou aberta, bem como ficou aberta a porta no extremo oposto do corredor que dá para o ar livre. No decurso do ensaio verificou-se que a ação térmica é dominante em relação à ação do vento (pp.343-9,[Viegas, 1999]).

A medição das velocidades no decurso dos ensaios é realizada por meio de anemômetros de três tipos diferentes: anemômetros de turbina, termoanemômetros e anemômetros de pressão diferencial. De acordo com a respectiva gama de medição, resistência à temperatura do fluido e características direcionais, os anemômetros de pressão diferencial foram usados exclusivamente na zona quente e os restantes anemômetros foram utilizados exclusivamente na zona fria. Os anemômetros de turbina e os termoanemômetros, pelas suas características construtivas, não têm possibilidade de indicar a direção do escoamento. Para suporte dos anemômetros foi construída uma coluna de suporte semelhante às utilizadas para suporte dos termopares. No ensaio 3 a coluna de anemômetros está posicionada na porta de comunicação entre ambos os compartimentos, com coordenadas próximas daquelas mencionadas anteriormente da coluna  $L_A$ .



# Capítulo 4

## Resultados e Conclusões

### 4.1 Validação do código computacional FDS

O processo do escoamento da fumaça de incêndio em ambos os cenários, compartimentos do estudo de Viegas e Casos 1 e 2 dos edifícios analisados com o FDS, é basicamente o mesmo:

O foco de incêndio em Viegas está no centro da sala e nos Casos 1 e 2 está no primeiro andar dos edifícios analisados. O escoamento da fumaça no interior da sala e do ambiente contíguo à PCF aberta dos edifícios é promovido pela impulsão dos gases aquecidos, cujo movimento ascensional envolve o ar novo pela periferia da chama. O jato ascensional atinge o teto, por ele escoar e pelo contato com a superfície sólida ele é retardado e resfriado. Ao longo do jato quente continua a ocorrer o envolvimento de ar circundante. Os produtos da combustão vão sendo diluídos, a velocidade e a temperatura do jato vão sendo reduzidas e a sua espessura tende a aumentar. Este movimento descendente entra em contato com o ar frio situado na parte inferior do compartimento. Na camada superior existe fumaça e gases quentes, e na camada inferior de ar aquecido e pouco contaminada pela fumaça o movimento geral é no sentido das aberturas para a fonte de calor. Em Viegas, existe uma abertura constituída por uma porta que dá do corredor para o ar livre. Nos Casos 1 e 2, existem as grelhas para os dutos.

No intuito de utilizar a experiência realizada por Viegas para análise e validação do código numérico FDS, foi feita uma simulação do seu caso de estudo 3 no simulador FDS. Convém frisar que o simulador FDS possui validações em pluma de fogo

em espaço confinado [Ma, 2001].

A validação dos programas, Viegas e FDS, enquanto comparação dos cálculos numéricos computacionais com os resultados de ensaio do caso de estudo 3, é feita em simultâneo com a apresentação da análise experimental. A motivação dos estudos Viegas e Casos 1 e 2 é a simulação computacional da utilização da ventilação natural para a exaustão dos espaços com o objetivo de salvaguardar os ocupantes dos efeitos da fumaça e dos gases quentes. Note-se que, embora seja desejável que os resultados da simulação numérica sejam coincidentes com os resultados experimentais, tal situação é na prática ainda impossível devido a todas as simplificações da realidade física introduzidas nos modelos utilizados.

#### **4.1.1 Análise dos resultados: Comparação Viegas/FDS**

Tendo em vista que o cenário do caso de estudo 3 é simétrico e que os resultados experimentais mostram que é aceitável a hipótese de simetria, a simulação foi realizada com o domínio de cálculo correspondente a metade de ambos os compartimentos. Viegas utilizou a malha de  $37 \times 28 \times 22$  na sala e de  $49 \times 28 \times 8$  no corredor. Na porta o domínio de cálculo foi prolongado para o exterior. A subdivisão do domínio de cálculo, sala e corredor, corresponde à simulação simultânea em diferentes computadores ligados em rede. Foram utilizados microcomputadores com processadores Pentium, tendo um a velocidade do relógio de 133 MHz e a memória RAM de 24 Mb e o outro a velocidade do relógio de 150 MHz e a memória RAM com a capacidade de 32 Mb. O computador de menor capacidade foi utilizado para simular o escoamento no compartimento do corredor, tendo a discretização do respectivo subdomínio de cálculo sido feita de forma mais grosseira, de maneira a que os tempos de execução nos dois computadores fossem aproximadamente da mesma grandeza. No FDS, também foi utilizada a simulação computacional considerando a simetria da instalação experimental. O domínio computacional abrangeu a metade de ambos os compartimentos. A malha utilizada foi de  $32 \times 128 \times 40$ , com adaptação da malha, no eixo x, junto à parede, na chama e no limite do eixo longitudinal de simetria. O processamento computacional foi realizado num microcomputador Pentium, tendo a velocidade do relógio de 150 MHz e a memória RAM com a capacidade de 32 Mb.

- **Análise da coluna D de termopares**

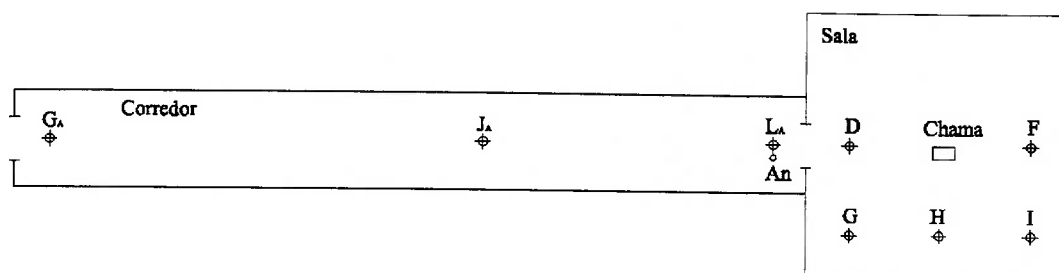


Figura 4.1: Esquema do caso Viegas

A coluna D está localizada no eixo de simetria longitudinal da instalação experimental próximo da porta de comunicação da sala para o corredor. A posição da chama corresponde ao centro da sala, ou seja, no eixo de simetria longitudinal e metade do lado da sala. No desenho 4.1 estão indicadas as posições das colunas, bem como da chama que está demarcada por um pequeno quadrado.

Na figura 4.2 estão representados os gráficos das temperaturas simuladas, Viegas/FDS, bem como as temperaturas medidas ao longo da altura, eixo  $z$ , da sala. A comparação Viegas/FDS é realizada no instante de 60s. Observa-se no gráfico uma zona fria na parte inferior da sala. Viegas destaca que estas temperaturas baixas são inicialmente quase constantes, mostrando uma tendência de crescimento ligeiro com a cota quando se aproxima de uma fase estacionária em 30 min. Na parte intermediária ocorre uma variação pronunciada da temperatura decorrente da difusão da fumaça quente com as camadas inferiores de ar frio. Na parte superior é claramente identificada uma zona de temperaturas muito elevadas.

Para o propósito de validação do simulador FDS por meio da experiência de Viegas, convém interpretar quais são os tamanhos das camadas das zonas quente, intermediária e fria. Nos gráficos das temperaturas das colunas de termopares pode-se observar, em geral, um comportamento de crescimento da temperatura do piso ao teto. O queimador tem a base da chama numa altura de 0,30 m do piso. O ar novo, frio e mais denso movimenta-se junto ao piso, na direção e sentido da chama. Como a dinâmica de incêndio evolui num processo transiente, na parte inferior existe ar pouco contaminado pela fumaça. Esta camada de ar frio tem um gradiente térmico, cuja evolução de temperatura depende da posição da coluna de termopares em relação à chama, paredes, aberturas, etc. Nota-se que até uma altura ao redor de 1,0 m, valor mais exato deve ser observado em cada gráfico, ocorre uma zona fria. Para avaliar esta camada em relação à altura total e em relação às outras camadas frias de outras colunas, calculou-se um gradiente térmico considerando as cotas a ela pertinente. A parte intermediária corresponde à variação de altura onde ocorre a inflexão da curva no gráfico. Esta variação, nos gráficos, fica por volta de 1,0 m a 1,7 m, onde foi calculado um gradiente térmico pelas mesmas finalidades apresentadas para a camada fria. No restante da altura ocorre uma zona de camada de fumaça e gases quentes, cuja variação serviu para avaliar um gradiente térmico nessa região.

Na parte inferior, zona de temperaturas baixas, as condições de temperaturas obtidas por Viegas numérico e experimental são idênticas num gradiente térmico de aproximadamente  $15^{\circ}\text{C}/\text{m}$ . No FDS ocorre uma previsão de menor temperatura que no Viegas, praticamente constante em  $20^{\circ}\text{C}$  até 0,80 m, seguido de um rápido crescimento de temperaturas. Na zona intermediária, as temperaturas crescem rapidamente em ambos os simuladores, bem como nas medições realizadas. Os gradientes de temperaturas em Viegas são de cerca de  $120^{\circ}\text{C}/\text{m}$  no previsto e  $130^{\circ}\text{C}/\text{m}$  no experimental. No FDS, na zona intermediária da altura, é previsto um gradiente de @  $108^{\circ}\text{C}/\text{m}$ . Na parte superior, em Viegas tem-se um gradiente de @  $57^{\circ}\text{C}/\text{m}$  nas temperaturas elevadas, sendo próximas as condições medida e prevista, e no FDS de @  $22^{\circ}\text{C}/\text{m}$ .

Dessas observações, no instante de 60s, verifica-se uma boa concordância das temperaturas nos gráficos de Viegas em toda altura pesquisada. O FDS apresenta gradientes de temperaturas bem menores que os verificados no experimental. Isto

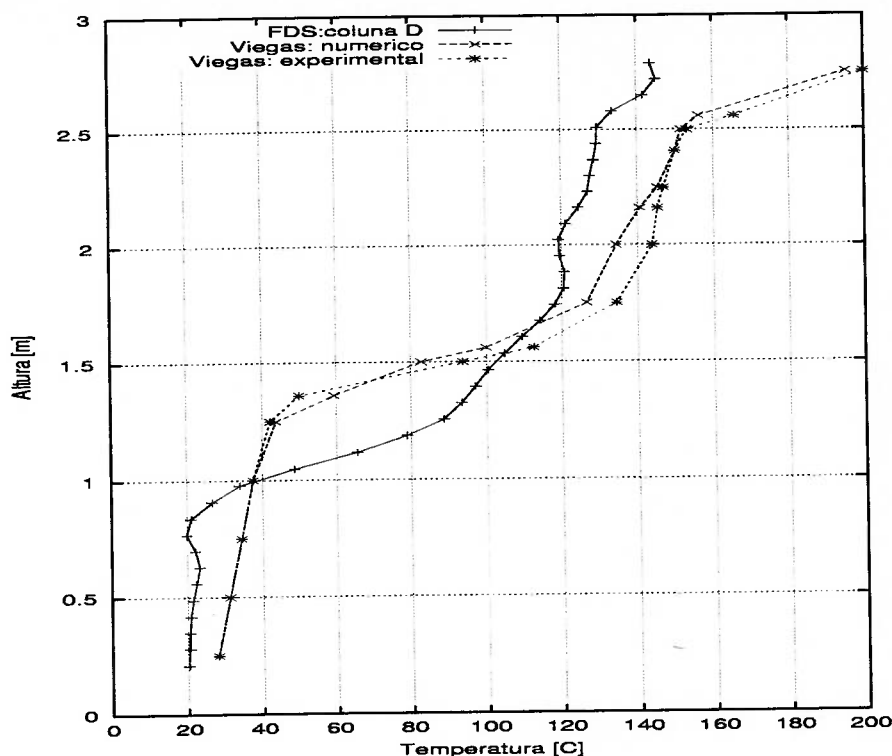


Figura 4.2: Temperaturas, em 60 segundos, da coluna D: Comparação Viegas/FDS

significa, que na parte inferior o FDS prevê uma corrente de ar de temperaturas menores se dirigindo para a chama, uma menor difusão da fumaça e gases quentes com o ar frio na zona intermediária e uma menor deflexão do escoamento vertical do jato quente de fumaça quente proveniente do teto da sala. Na análise FDS da coluna de termopares  $L_A$ , no corredor, pode-se notar o efeito da deflexão e escoamento da fumaça pelo lintel da porta, que eventualmente explica o comportamento dos gradientes de temperaturas previstos no FDS da coluna D. Os gradientes térmicos na parte superior da sala são melhores interpretados em Viegas devido à proximidade da chama com a coluna D. Apesar das diferenças apontadas entre os resultados obtidos pelos simuladores, que possuem características de domínios, modelagens e processamentos distintos, pode-se considerar que os simuladores Viegas/FDS são consistentes pela sensibilidade dos programas de simulação e análise de resultados experimentais. A análise da sensibilidade de um programa de simulação destina-se a quantificar a influência que alterações introduzidas nos dados do programa têm no seu resultado final. Os parâmetros relativamente aos quais a sensibilidade é analisada podem distinguir-se entre os intrínsecos ao funcionamento do programa e

os resultantes das condições em que os ensaios foram realizados. Quanto à sensibilidade, Viegas analisou o número de ciclos de cálculo na resposta (convergência da solução), intervalo temporal considerado e a constante  $C$  do modelo da turbulência. As condições de paragem foram ajustadas de forma a não ser excedido o número de 800 ciclos. Utilizou o procedimento de intervalos temporais progressivos e empregou o valor de  $C_\mu = 0,09$  no modelo da turbulência. No FDS, foram simulados 123 segundos, com processamento de cálculo da CPU em 17,17 h, num total de 11159 passos. O processamento ocorreu com intervalos de tempo variável (constante CFL) e a constante no modelo da turbulência é a de Smagorinsky, para LES,  $C_s = 0,20$ . Para os propósitos da validação do programa de simulação, neste cenário de incêndio, a comparação qualitativa das previsões computacionais com os resultados experimentais permite evidenciar que a descrição geral do escoamento é adequadamente realizada nas simulações. A análise realizada na coluna D, para as temperaturas medidas e previstas e para o comportamento do escoamento de gases, conduz à objetivação da validação do programa FDS.

#### • Análise da coluna F de termopares

A coluna F, vide desenho 4.1, está localizada no eixo de simetria longitudinal da instalação experimental próximo da parede oposta à porta de comunicação da sala para o corredor. A posição da chama corresponde ao centro da sala. A parede próxima da coluna F afeta o escoamento da fumaça e gases quentes, pois o jato de teto radial à chama movimenta-se para a parede e desce aquecendo a mesma e envolve a coluna F. A superfície da parede quente troca radiação térmica com os demais envoltórios da sala.

Na figura 4.3 estão representados os gráficos, no instante de 60s, das temperaturas simuladas, Viegas/FDS, bem como as temperaturas medidas ao longo da altura da sala. Observa-se no gráfico uma zona fria na parte inferior da sala, uma parte intermediária cuja interface com a zona fria é marcada por uma variação pronunciada da temperatura e na parte superior existe uma zona de temperaturas muito elevadas.

Em Viegas observa-se que não é detetável a redução da temperatura do escoamento de fumaça junto da parede, já que ele considera na modelagem de fronteira a condução de calor através da parede até a superfície externa admitida adiabática. No FDS a superfície interna da parede é considerada adiabática, bem como todo contorno do domínio computacional.

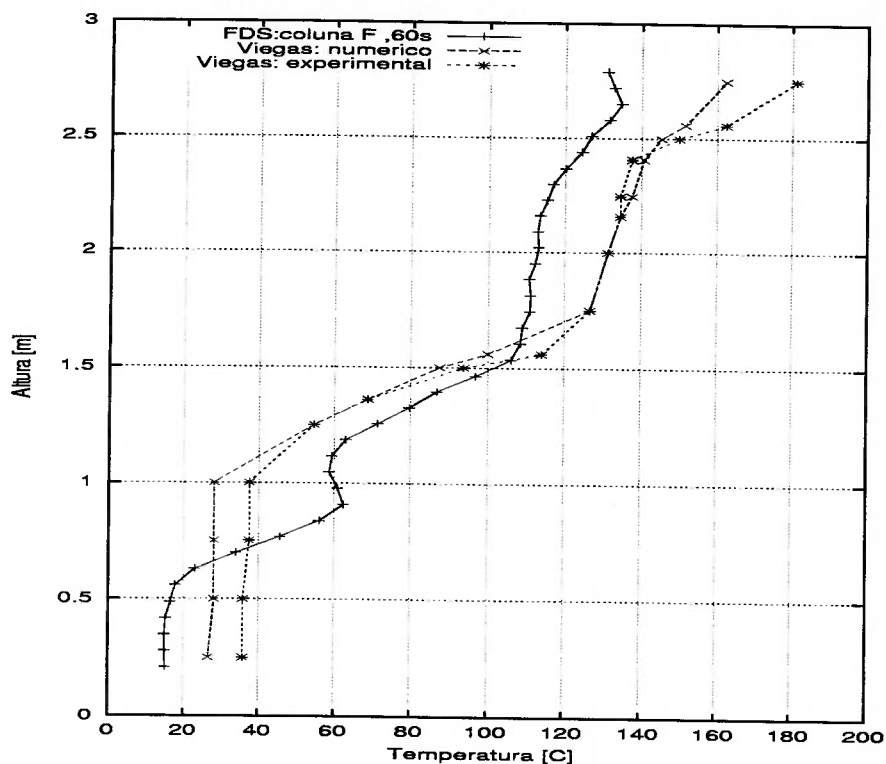


Figura 4.3: Temperaturas, em 60 segundos, da coluna F: Comparação Viegas/FDS

Na parte inferior, zona de temperaturas baixas, as condições de temperaturas obtidas por Viegas numérico e experimental são próximas e constantes em  $28^{\circ}\text{C}$  e  $38^{\circ}\text{C}$ , respectivamente, até 1,00 m e em seguida crescem para a parte intermediária do pé-direito. No FDS há uma variação de temperatura com um gradiente térmico de  $@ 57^{\circ}\text{C}/\text{m}$ , cujo aumento de temperaturas se estende para a zona intermediária. Na zona intermediária, as temperaturas crescem rapidamente em ambos os simuladores, bem como nas medições realizadas. Os gradientes de temperaturas em Viegas são de cerca de  $133^{\circ}\text{C}/\text{m}$  no previsto numericamente, e  $@ 120^{\circ}\text{C}$  no experimental, o que é ligeiramente atenuado na previsão correspondente à coluna D e assim a zona quente apresenta-se um pouco mais espessa. No FDS, corresponde a  $@ 73^{\circ}\text{C}/\text{m}$ . Na parte superior, em Viegas tem-se um gradiente de  $@ 35^{\circ}\text{C}/\text{m}$  previsto, e de  $@ 54^{\circ}\text{C}$  medido. No FDS é de  $@ 16^{\circ}\text{C}/\text{m}$ .

Nesta coluna F, no instante de 60s, também verifica-se uma boa concordância das temperaturas nos gráficos de Viegas em toda altura da sala. O FDS apresenta gradientes de temperaturas menores que os verificados no experimental. Isto significa,

que na parte superior o FDS prevê uma camada maior de gases quente, porém com menor gradiente térmico. A camada intermediária é menos aquecida, eventualmente devido à maior camada de corrente de ar frio que se movimenta pela periferia da chama.

A análise realizada na coluna F, para as temperaturas medidas e previstas e para o comportamento do escoamento de gases, conduz à objetivação da validação do programa FDS.

#### • Análise da coluna G de termopares

A coluna G, está localizada próxima do canto Sudeste da sala. A posição da chama corresponde ao centro da sala. As paredes próximas da coluna G afetam o escoamento dos gases. O jato de teto radial à chama movimenta-se para as paredes e desce aquecendo a mesma e envolve a coluna G. As superfícies das paredes quentes trocam radiação térmica com os demais envoltórios da sala. Os movimentos do escoamento de gases envolvem a coluna G proporcionando, em relação às colunas anteriores, uma zona quente de maior espessura e maior gradiente térmico e uma zona fria também mais espessa, o que promove uma corrente turbulenta intermediária com grandes gradientes térmicos. Na figura 4.4 estão representados os gráficos, no instante de 60s, das temperaturas simuladas, Viegas/FDS, bem como as temperaturas medidas ao longo da altura da sala.

Na zona de temperaturas baixas, as condições de temperaturas obtidas por Viegas numérico e experimental correspondem a um pequeno gradiente térmico, de aproximadamente  $15^{\circ}\text{C}/\text{m}$ . No FDS ocorre uma previsão de menor temperatura que no Viegas, sendo o gradiente nesta zona de  $\approx 29^{\circ}\text{C}/\text{m}$ , seguido de um rápido crescimento de temperaturas. Na zona intermediária, as temperaturas crescem rapidamente em ambos os simuladores, bem como nas medições realizadas. Os gradientes de temperaturas em Viegas são de cerca de  $125^{\circ}\text{C}/\text{m}$  no previsto e no experimental. No FDS, na zona intermediária da altura, é previsto um gradiente de  $\approx 93^{\circ}\text{C}/\text{m}$ . Na parte superior, em Viegas tem-se um gradiente previsto de  $\approx 38^{\circ}\text{C}/\text{m}$  e experimental de  $\approx 58^{\circ}\text{C}/\text{m}$  nas temperaturas elevadas, e no FDS de  $\approx 33^{\circ}\text{C}/\text{m}$ .

A análise realizada na coluna G, para as temperaturas medidas e previstas e para o comportamento do escoamento de gases, conduz à objetivação da validação do programa FDS.



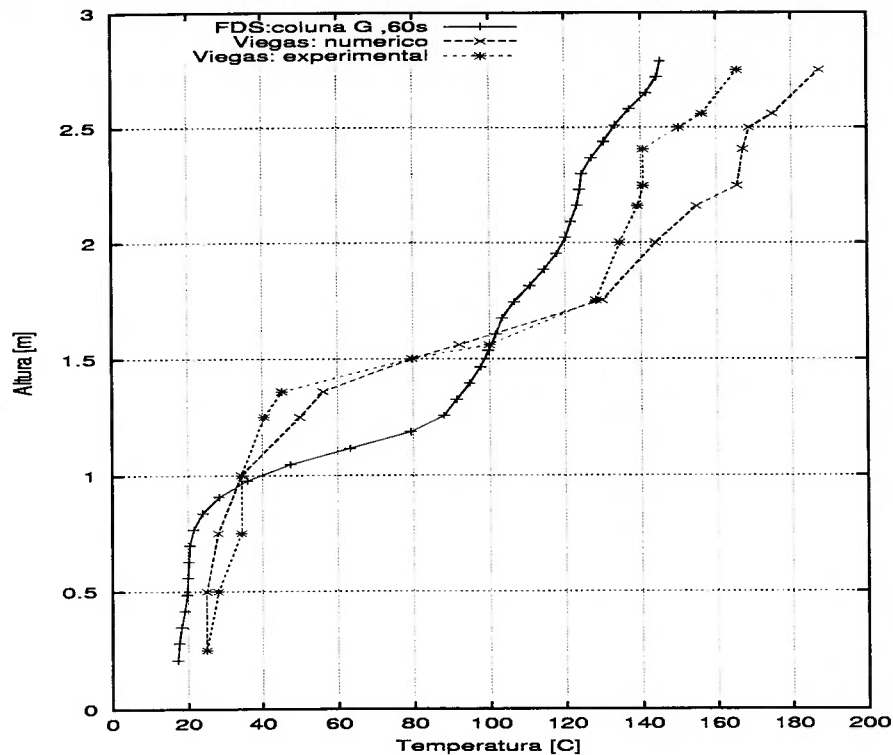


Figura 4.4: Temperaturas, em 60 segundos, da coluna G: Comparação Viegas/FDS

#### • Análise da coluna H de termopares

A coluna H, está localizada próxima do centro da parede longitudinal da sala. A posição da chama corresponde ao centro da sala. Os movimentos do escoamento de gases envolvem a coluna G de modo que a espessa camada quente difunde com a fria, resultando uma variação de temperaturas importante e um grande gradiente térmico na zona intermediária. Na figura 4.5 estão representados os gráficos, no instante de 60s, das temperaturas simuladas, Viegas/FDS, bem como as temperaturas medidas ao longo da altura da sala.

Na zona de temperaturas baixas, as condições de temperaturas obtidas por Viegas numérico e experimental correspondem a um pequeno gradiente térmico, de aproximadamente  $20^{\circ}\text{C}/\text{m}$ . No FDS ocorre uma previsão de menor temperatura que no Viegas, sendo o gradiente nesta zona de  $\approx 40^{\circ}\text{C}/\text{m}$ , seguido de um rápido crescimento de temperaturas. Na zona intermediária, as temperaturas crescem rapidamente em ambos os simuladores, bem como nas medições realizadas. Os gradientes de temperaturas em Viegas são de cerca de  $112^{\circ}\text{C}/\text{m}$  no previsto e  $120^{\circ}\text{C}/\text{m}$

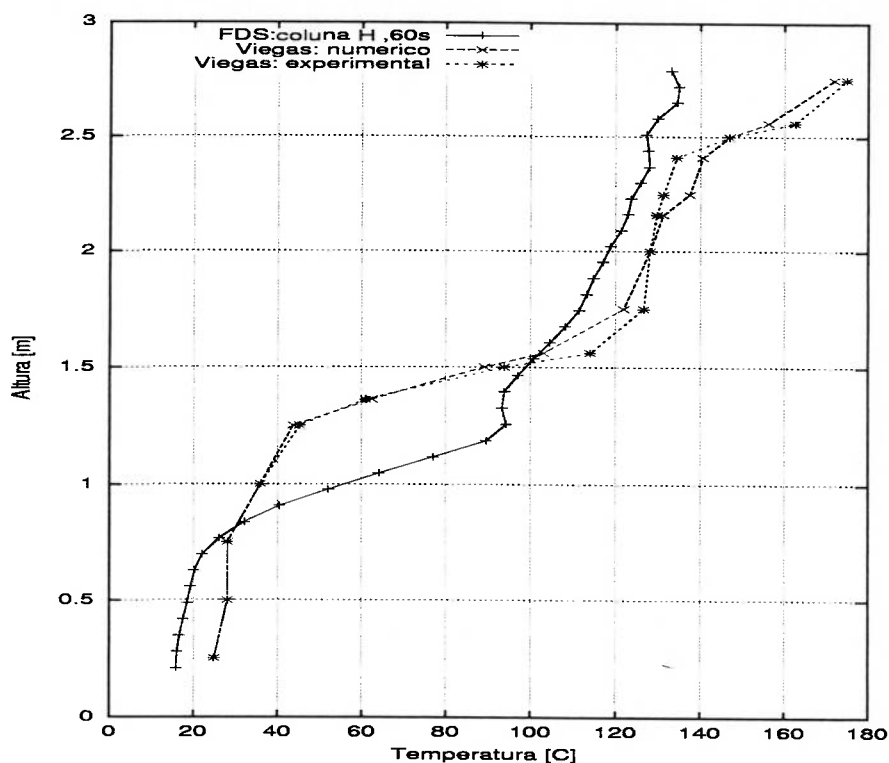


Figura 4.5: Temperaturas, em 60 segundos, da coluna H: Comparação Viegas/FDS

no experimental. No FDS, na zona intermediária da altura, é previsto um gradiente de @  $89^{\circ}\text{C}/\text{m}$ . Na parte superior, em Viegas tem-se um gradiente previsto de @  $43^{\circ}\text{C}/\text{m}$  e experimental de @  $48^{\circ}\text{C}/\text{m}$  nas temperaturas elevadas, e no FDS de @  $20^{\circ}\text{C}/\text{m}$ .

A análise realizada na coluna H, para as temperaturas medidas e previstas e para o comportamento do escoamento de gases, conduz à objetivação da validação do programa FDS.

#### • Análise da coluna I de termopares

A coluna I, está localizada próxima do canto Sudoeste da sala. A posição da chama corresponde ao centro da sala. As paredes próximas da coluna I afetam o escoamento dos gases. Os movimentos do escoamento de gases envolvem a coluna I que, em relação à colunas G, apresenta maiores gradientes térmicos nas partes inferior e intermediária e menor na parte superior. Na figura 4.6 estão representados os gráficos, no instante de 60s, das temperaturas simuladas, Viegas/FDS, bem como as temperaturas medidas ao longo da altura da sala.

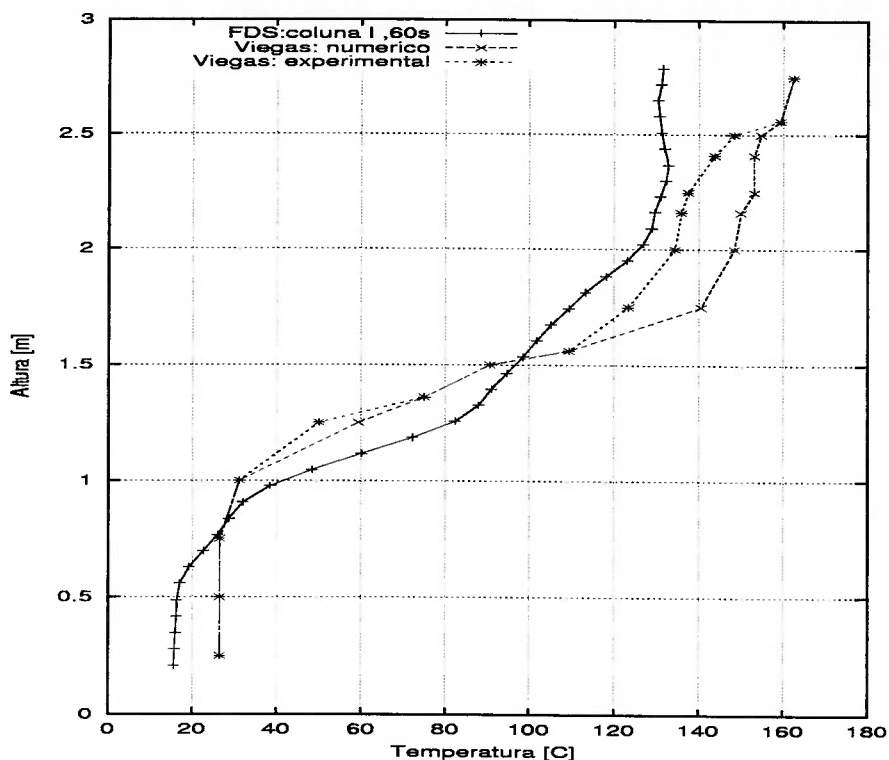


Figura 4.6: Temperaturas, em 60 segundos, da coluna I: Comparação Viegas/FDS

Na zona de temperaturas baixas, as condições de temperaturas obtidas por Viegas numérico e experimental correspondem a um pequeno gradiente térmico, de aproximadamente  $30^{\circ}\text{C}/\text{m}$ . No FDS ocorre uma previsão de menor temperatura que no Viegas, sendo o gradiente nesta zona de  $\sim 30^{\circ}\text{C}/\text{m}$ , seguido de um rápido crescimento de temperaturas. Na zona intermediária, as temperaturas crescem rapidamente em ambos os simuladores, bem como nas medições realizadas. Os gradientes de temperaturas em Viegas são de cerca de  $145^{\circ}\text{C}/\text{m}$  no previsto e  $\sim 123^{\circ}\text{C}/\text{m}$  no experimental. No FDS, na zona intermediária da altura, é previsto um gradiente de  $\sim 99^{\circ}\text{C}/\text{m}$ . Na parte superior, em Viegas tem-se um gradiente previsto e experimental de  $\sim 39^{\circ}\text{C}/\text{m}$  nas temperaturas elevadas, e no FDS de  $\sim 16^{\circ}\text{C}/\text{m}$ .

A análise realizada na coluna I, para as temperaturas medidas e previstas e para o comportamento do escoamento de gases, conduz à objetivação da validação do programa FDS.

- Análise da coluna  $L_A$  de termopares

A coluna  $L_A$  está localizada no eixo de simetria longitudinal do corredor próxima da porta de comunicação com a sala. A posição da chama corresponde ao centro da sala. Os movimentos do escoamento de gases que passam pela porta envolvem a coluna  $L_A$ . A passagem pelo lintel da porta ocasiona uma importante turbulência e as superfícies das paredes acarretam um importante resfriamento dos gases na parte superior dessa região. Na figura 4.7 estão representados os gráficos, no instante de 60s, das temperaturas simuladas, Viegas/FDS, bem como as temperaturas medidas ao longo da altura da sala.

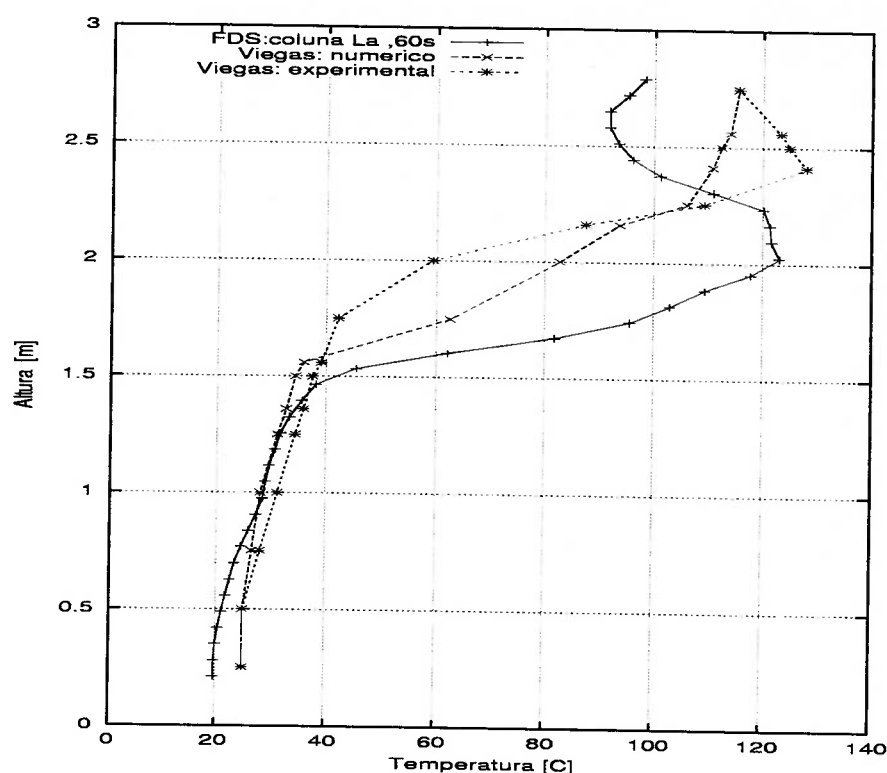


Figura 4.7: Temperaturas, em 60 segundos, da coluna  $L_A$ : Comparação Viegas/FDS

Esta figura apresenta as grandes variações de temperaturas nas partes superior e intermediária da região. Uma espessa camada fria na parte inferior mantém-se com temperaturas aproximadamente constantes. Estes comportamentos são registrados tanto pelo ensaio quanto pelos simuladores Viegas/FDS.

A análise realizada na coluna  $L_A$ , para as temperaturas medidas e previstas e para o comportamento do escoamento de gases, conduz à objetivação da validação do programa FDS.

### • Análise da coluna $G_A$ de termopares

A coluna  $G_A$  está localizada no eixo de simetria longitudinal do corredor próxima da porta de comunicação com o exterior. A posição da chama corresponde ao centro da sala. Os movimentos do escoamento de gases que passam pela porta encontram o ar livre, que se dirige junto ao piso para o corredor e daí vão no sentido da chama. Na figura 4.8 estão representados os gráficos, no instante de 60s, das temperaturas simuladas, Viegas/FDS, bem como as temperatura medidas ao longo da altura da sala.

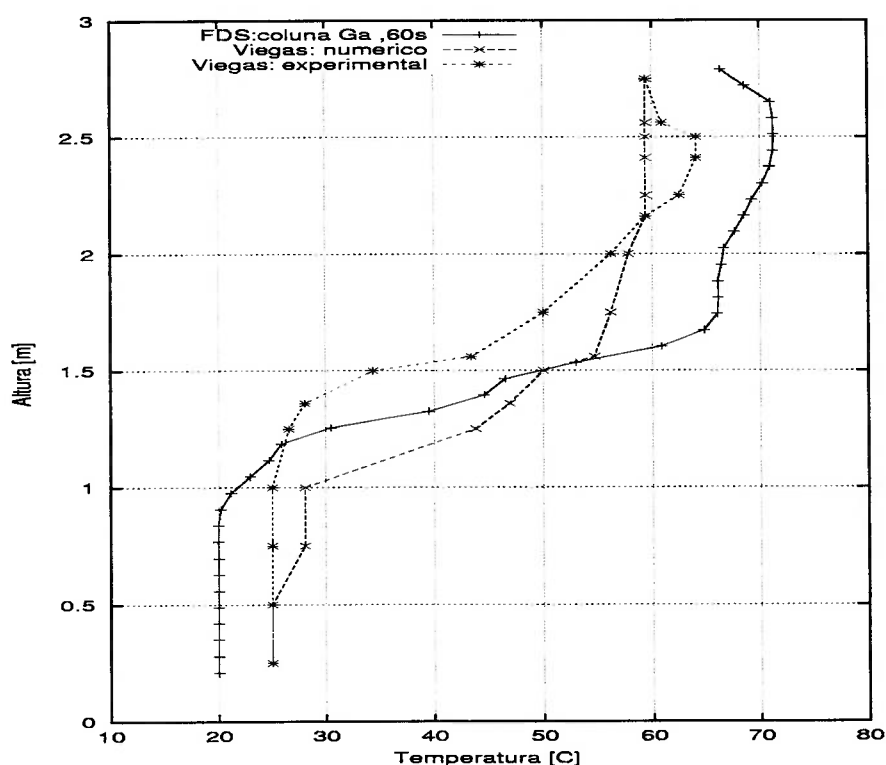


Figura 4.8: Temperaturas, em 60 segundos, da coluna  $G_A$ : Comparação Viegas/FDS

Esta figura apresenta as pequenas variações de temperaturas nas partes superior e inferior da região. Uma espessa camada fria na parte inferior mantém-se com temperaturas aproximadamente constantes e na camada superior ocorrem pequenos gradientes de temperaturas. Estes comportamentos são registrados tanto pelo ensaio quanto pelos simuladores Viegas/FDS.

A análise realizada na coluna  $G_A$ , para as temperaturas medidas e previstas e para o comportamento do escoamento de gases, conduz à objetivação da validação

do programa FDS.

- **Análise da coluna  $J_A$  de termopares**

A coluna  $J_A$  está localizada no eixo de simetria longitudinal e centro do corredor. A posição da chama corresponde ao centro da sala. Os movimentos do escoamento de gases que passam pela porta da sala envolvem a coluna  $J_A$ . Os gases da combustão e o ar do corredor misturam-se formando quase uma única grande camada aquecida, correspondente às 'zonas superior e intermediária'. A parte inferior é formada por uma espessa camada de ar frio. Na figura 4.9 estão representados os gráficos, no instante de 60s, das temperaturas simuladas, Viegas/FDS, bem como as temperaturas medidas ao longo da altura da sala.

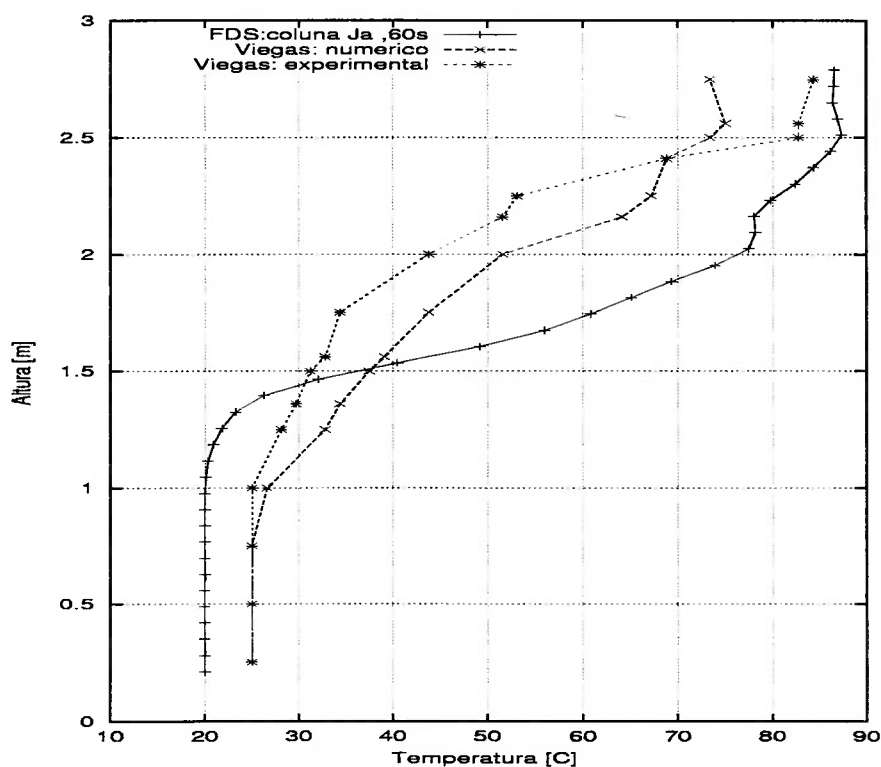


Figura 4.9: Temperaturas, em 60 segundos, da coluna  $J_A$ : Comparação Viegas/FDS

A análise realizada na coluna  $J_A$ , para as temperaturas medidas e previstas e para o comportamento do escoamento de gases, conduz à objetivação da validação do programa FDS.

- **Análise da coluna  $A_n$  de anemômetros**

A coluna  $A_n$  está localizada no eixo de simetria longitudinal do corredor próxima da coluna  $L_A$ . A posição da chama corresponde ao centro da sala. Os movimentos do escoamento de gases que passam pela porta envolvem a coluna  $A_n$ . A passagem pelo lintel da porta ocasiona uma importante turbulência dos gases na parte superior dessa região. As velocidades previstas e medidas, representadas nos gráficos, correspondem às normais à porta entre sala e corredor. Na figura 4.10 estão representados os gráficos, no instante de 60s, das velocidades simuladas, Viegas/FDS, bem como as velocidades medidas ao longo da altura da sala.

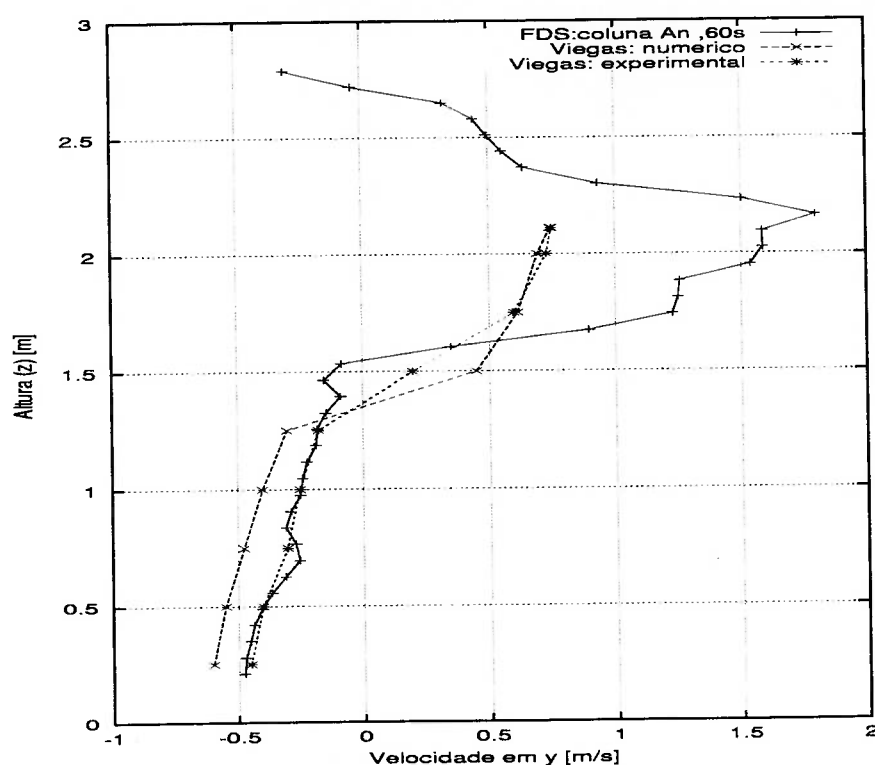


Figura 4.10: Velocidades, em 60 segundos, da coluna  $A_n$  : Comparação Viegas/FDS

O simulador FDS capta bem as grandes variações de velocidades na zona superior de gases quentes que passam pelo lintel da porta e se expandem no corredor. Nas partes inferior e intermediária as variações de velocidades são moderadas tanto previstas pelos simuladores Viegas/FDS quanto as verificadas experimentalmente.

A análise realizada na coluna  $A_n$ , para as velocidades medidas e previstas e para o comportamento do escoamento de gases, conduz à objetivação da validação do programa FDS.

## 4.2 Resultados

Os resultados da simulação dos dois casos, designados por caso 1 e caso 2, são analisados levando-se em conta a preocupação da salvaguarda dos seus ocupantes. Para isso, deve ser assegurado um conjunto de condições que possibilitem a sobrevivência dos ocupantes enquanto se encontram nos locais mais aquecidos, bem como em pavimentos mais distantes do incêndio. A propagação do fogo e movimentação da fumaça e gases quentes é um processo que se realiza em regime transiente. Com o passar do tempo, os ocupantes de um edifício devem deixar os locais em que se encontram utilizando as saídas de emergência do prédio.

O simulador FDS oferece várias saídas de dados (gráficos, versões animadas para diversos parâmetros,...), de modo que optou-se na simulação dos dois casos pela análise de quadros pertinentes à alguns instantes do tempo de simulação. Foi feita a simulação de 120 segundos de tempo real de incêndio. O tempo de evacuação dos ocupantes de um edifício depende de vários fatores, entre eles estão o número de pavimentos, número de ocupantes, tipos de saídas de emergência, etc. Por meio da análise dos quadros podem-se avaliar os parâmetros que inviabilizam a permanência de pessoas nos diversos locais dos edifícios, tais como ar contaminado e quente, muita fumaça que obscurece a visão, pouca entrada de ar novo para a respiração, alta toxicidade dos gases, etc. A análise dos quadros e dos gráficos permite avaliar as espessuras das camadas das zonas quente, intermediária e fria. Numa altura baixa, zona inferior fria, espaço pouco contaminado de fumaça, tem elevação de temperatura com o decorrer do tempo e a concentração de oxigênio torna-se insuficiente para a respiração. O obscurecimento da visão dificulta o trânsito e a procura das saídas de emergência do edifício. A fumaça na parte superior do recinto emite radiação térmica, bem como as paredes e objetos circundantes, e a existência de gases tóxicos são condições que propiciam a morte das pessoas.

A figura 4.11 corresponde ao caso 1 (edifício com um duto de exaustão de fumaça) onde pode ser observada a distribuição de temperaturas no instante de 24 segundos. Nela verifica-se que os andares 2, 3 e 4 estão recebendo, por ventilação natural, ar/gases pouco aquecido acima do ar atmosférico, admitido como de  $21^{\circ}\text{C}$ , e nota-se uma leve influência do efeito chaminé através do duto. As pessoas que estiverem nesses locais não estarão sofrendo as consequências danosas do incêndio. No primeiro



andar, onde localiza-se a chama, nota-se no recinto da antecâmara uma zona superior mais aquecida e uma pequena zona inferior mais fria. Nesses locais da antecâmara e proximidades as pessoas devem estar se retirando, pela porta corta-fogo, para a escada de emergência. As portas corta-fogo (PCF) do 1o. andar e do 5o. andar estão abertas e as dos demais andares permanecem fechadas durante a realização das simulações. Na região designada por 'ambiente' do 1o. andar encontra-se o foco de incêndio de onde ocorre a propagação do fogo e a movimentação da fumaça em direção do duto na antecâmara.

NIST Smokeview 2.0 - December 8, 2001, casonutau2\_0024\_00.q

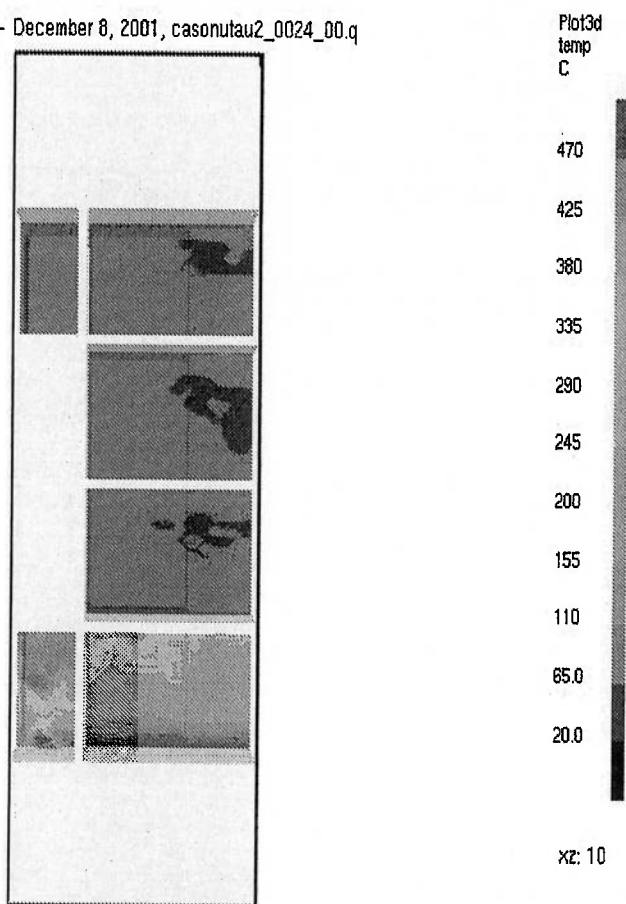


Figura 4.11: Caso 1 - um duto: temperaturas após 24 segundos

A figura 4.12 corresponde ao caso 1 no instante de 48 segundos de distribuição de temperaturas. A intensificação da ventilação natural nos andares 2, 3 e 4 mostra uma maior elevação da temperatura e maior movimentação e difusão da fumaça no ar ambiente. Observa-se que a fumaça alcança os andares 2, 3 e 4 através das respectivas grelhas do duto. A fumaça penetra a grelha do duto localizada no primeiro

andar, mistura-se com o ar proveniente da atmosfera, e percorre ascendentemente o duto, deixando partes da mistura adentrar as grelhas dos outros andares e o restante sai na extremidade superior do duto. No primeiro andar, neste instante, pouco sobra da zona mais fria inferior do recinto. Espera-se que as pessoas já tenham deixado este local.

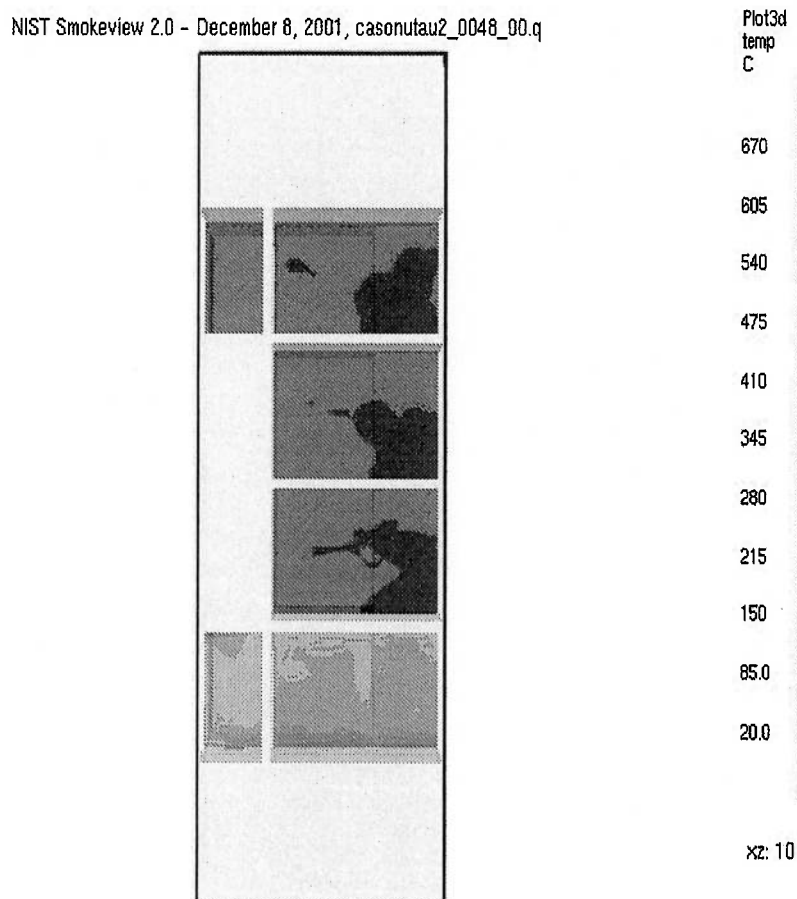


Figura 4.12: Caso 1 - um duto: temperaturas após 48 segundos

A figura 4.13, pertinente ao caso 1 no instante de 72 segundos, apresenta uma maior entrada de fumaça pelas grelhas dos andares 2, 3 e 4. Nota-se em cada um desses andares uma nítida demarcação pela distribuição de temperatura das zonas: uma mais aquecida nas proximidades das grelhas e outra pouco contaminada pela fumaça. Cada grelha está posicionada junto ao teto de cada antecâmara. Em cada uma dessas antecâmaras verifica-se que as camadas mais aquecidas localizam-se nas zonas superiores. O primeiro andar tem todo o ambiente praticamente tomado por gases mais quentes.

Nas figuras 4.11, 4.12 e 4.13, que apresentam as distribuições de temperatura em cada recinto do edifício, evidenciam a movimentação da fumaça pela sequência dos quadros no tempo real de incêndio. As distribuições de velocidades podem ser verificadas pela demarcação dos espaços ocupados pela camada de fumaça em cada quadro no decorrer do tempo.

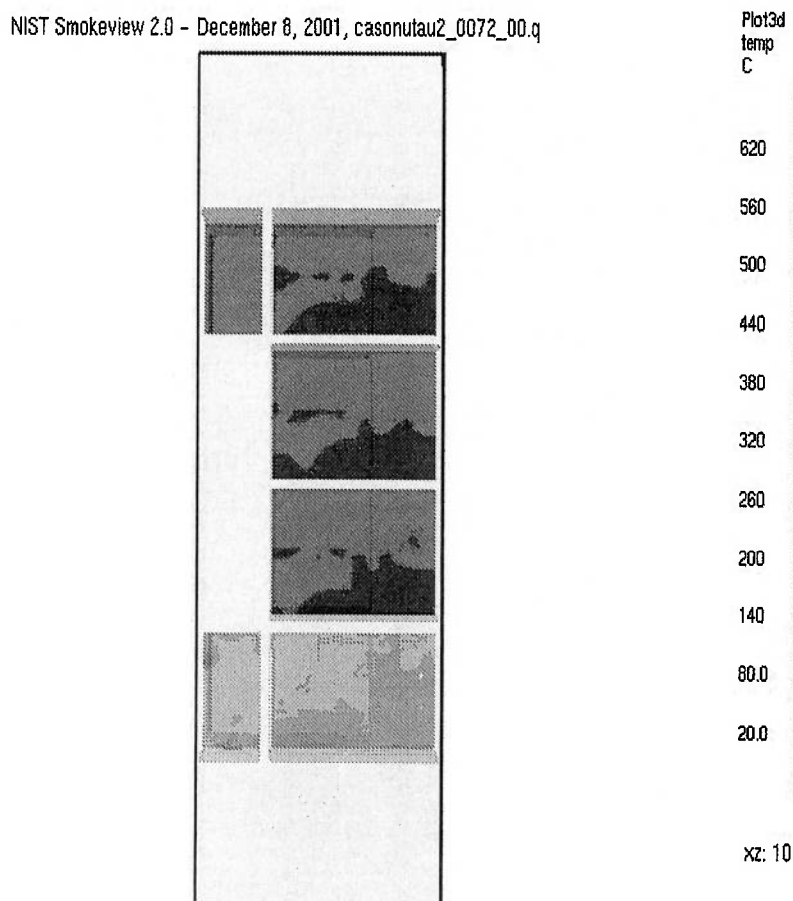


Figura 4.13: Caso 1 - um duto: temperaturas após 72 segundos

A figura 4.14 corresponde ao caso 2, em que a ventilação natural é garantida por dois dutos, sendo um deles de captação de ar atmosférico respirável e o outro de condução de ar/gases para a extremidade superior acima do último pavimento do edifício. As grelhas em cada andar são duas: a inferior (próxima do piso) é a de entrada de ar atmosférico respirável, e a superior (próxima do teto) é a de exaustão de ar/gases. As distribuições de temperaturas, no instante de 24 segundos, apresentam uma demarcação das camadas de zonas. Nos andares 2, 3 e 4 as camadas mais aquecidas são devidas à contaminação pela fumaça proveniente da grelha superior,

duto de exaustão, do primeiro andar. Pelas grelhas inferiores, duto de captação de ar, em todos os andares estabelecem-se camadas pouco aquecidas (frias).

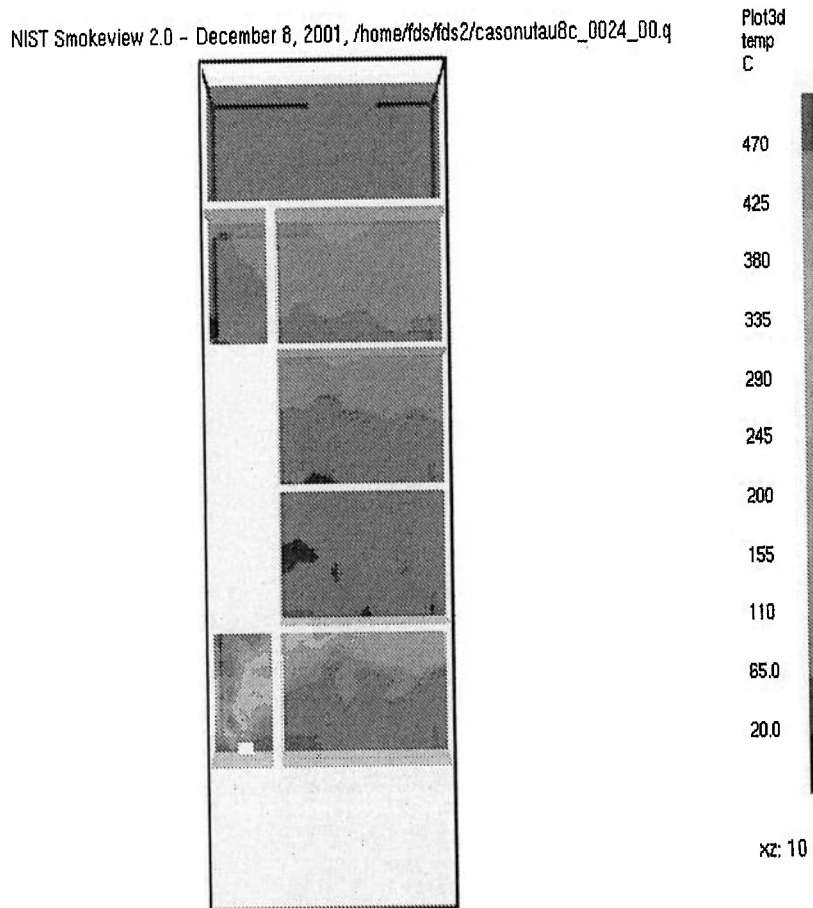


Figura 4.14: Caso 2 - dois dutos: temperaturas após 24 segundos

A figura 4.17 corresponde ao caso 1 e mostra a distribuição de material particulado (fuligem) no instante de 24 segundos. As grelhas de exaustão de fumaça dos andares 2, 3 e 4 mostram uma tendência a jogar partículas provenientes da combustão em cada recinto (antecâmara). Esses particulados acompanham os gases nocivos (CO, CO<sub>2</sub>,...) que prejudicam a saúde e/ou põem em risco a vida das pessoas. Nesse instante as antecâmaras praticamente não estão contaminadas, porém o primeiro andar já está comprometido com materiais particulados. A distribuição das partículas mais quentes e mais frias ocupa todo o espaço dos recintos (onde localiza-se a chama e a antecâmara), porém mostra uma dispersão em que as de temperaturas mais altas localizam-se na parte alta e na parte baixa ocorre um maior espalhamento de partículas.

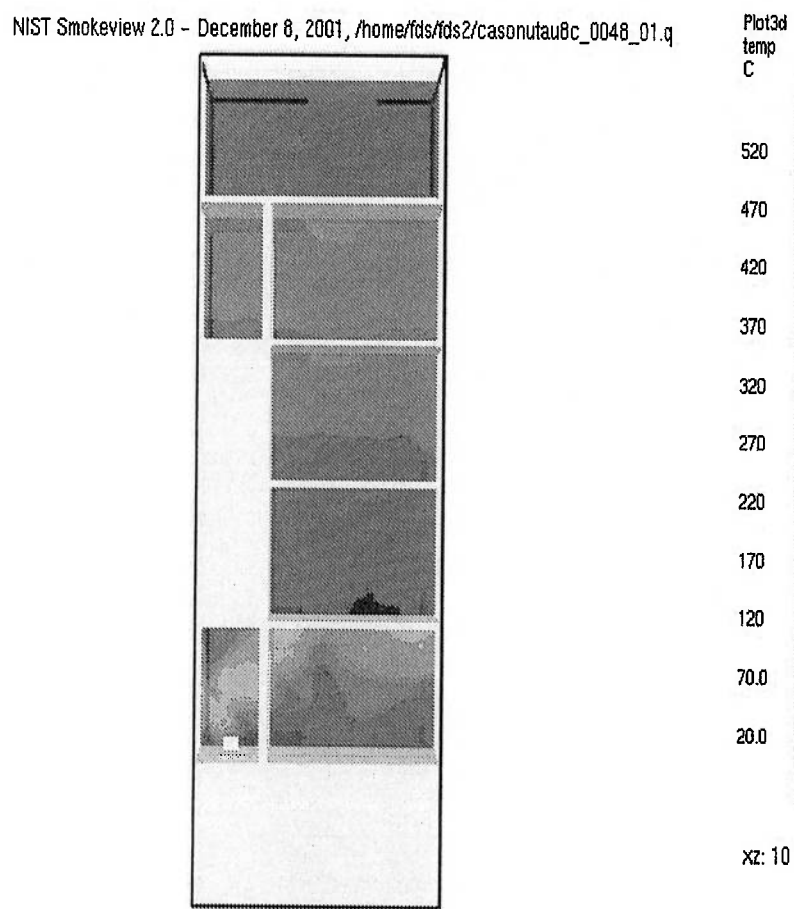


Figura 4.15: Caso 2 - dois dutos: temperaturas após 48 segundos

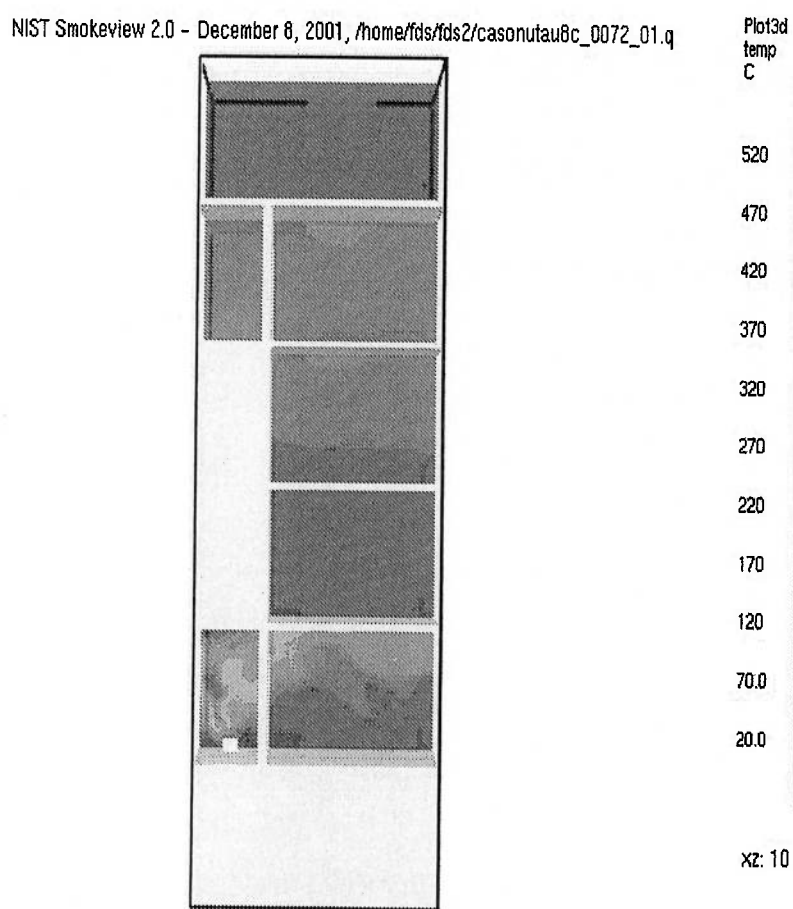


Figura 4.16: Caso 2 - dois dutos: temperaturas após 72 segundos

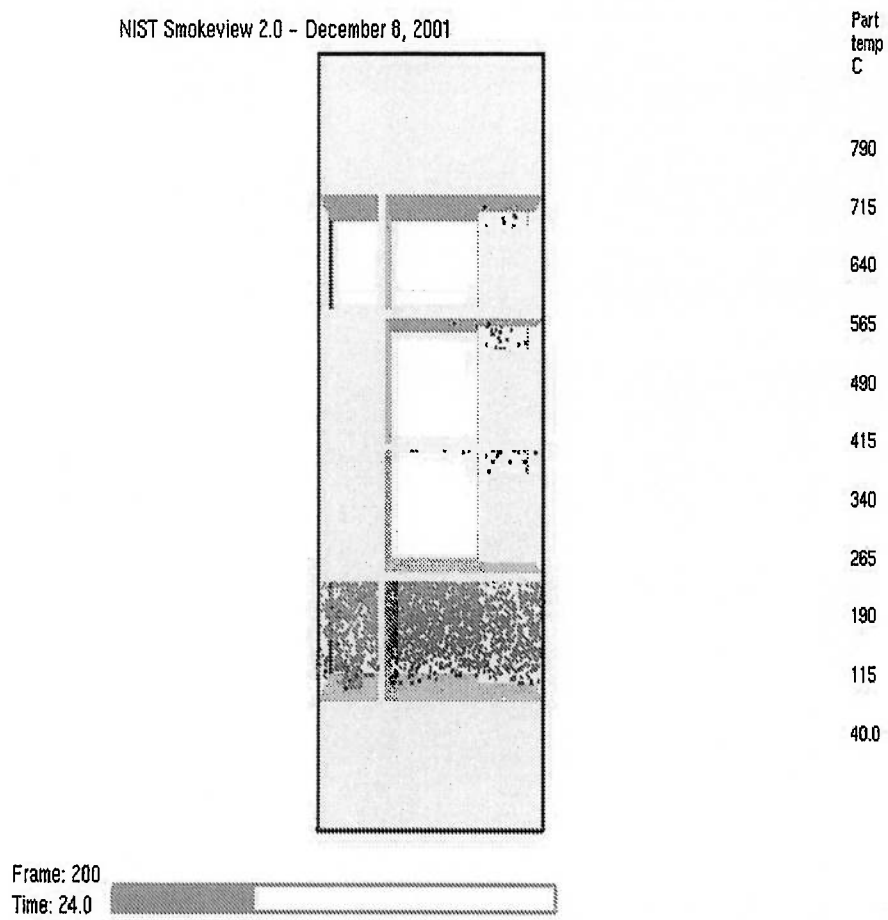


Figura 4.17: Caso 1 - um duto: partículas mostradas pelas temperaturas após 24 segundos

A figura 4.18, edifício com um duto de exaustão, mostra a distribuição de partículas no instante de 48 segundos. Neste quadro, pode-se observar que realmente estão entrando partículas quentes e dirigindo-se para o alto do recinto. No primeiro andar o espalhamento de partículas quentes é generalizado.

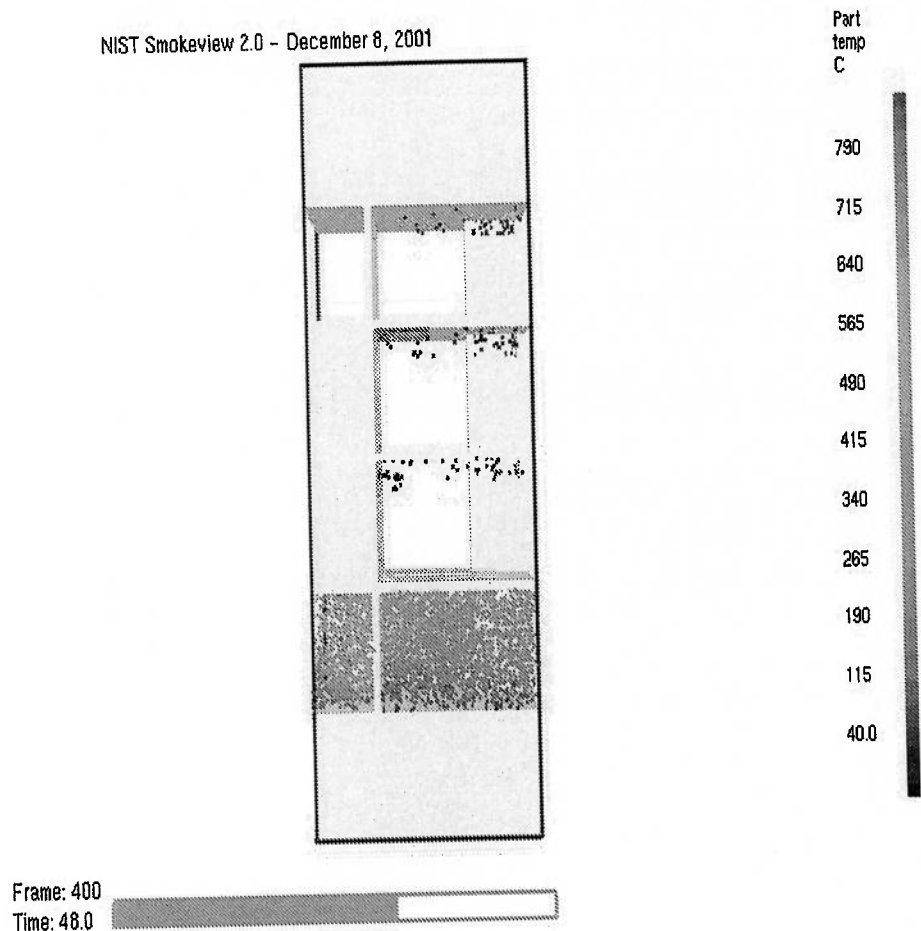


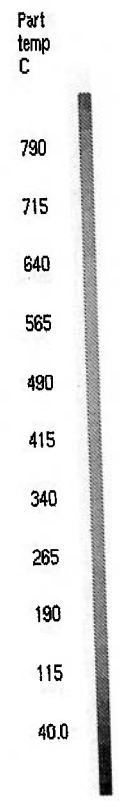
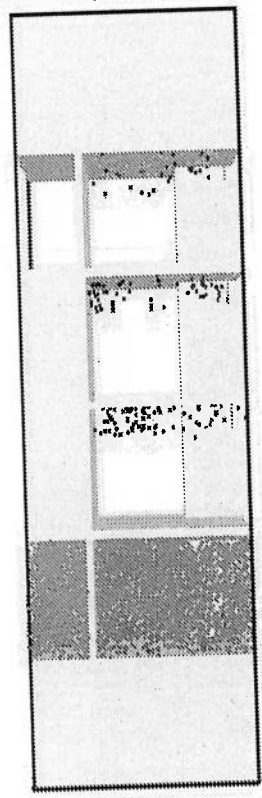
Figura 4.18: Caso 1 - um duto partículas com temperatura 48 segundos

A figura 4.19, também do caso 1, mostra uma intensificação da contaminação de materiais particulados com relação ao quadro anterior.

A figura 4.20, corresponde ao caso 2- dois dutos, mostra no quarto andar um importante lançamento de partículas pela grelha de exaustão no instante de 24 segundos. O espalhamento de partículas é generalizado nos dois recintos: antecâmara onde estão os dutos e o ambiente que serve às demais dependências do andar. As temperaturas dessas partículas são ligeiramente superior à do ar atmosférico. No terceiro andar também ocorre contaminação de partículas, porém elas se localizam no espaço



NIST Smokeview 2.0 - December 8, 2001



Frame: 600  
Time: 72.0

Figura 4.19: Caso 1 - um duto particulas com temperatura 72 segundos

alto de saída da grelha. No segundo andar, percebe-se uma tendência de lançamento de partículas no recinto ainda, praticamente, não afetado. No primeiro andar o espalhamento de partículas quentes é generalizado. Isto mostra que a eficácia, quanto ao espalhamento de partículas, é menor quando o edifício tem dois dutos do que quando possui somente um duto de exaustão.

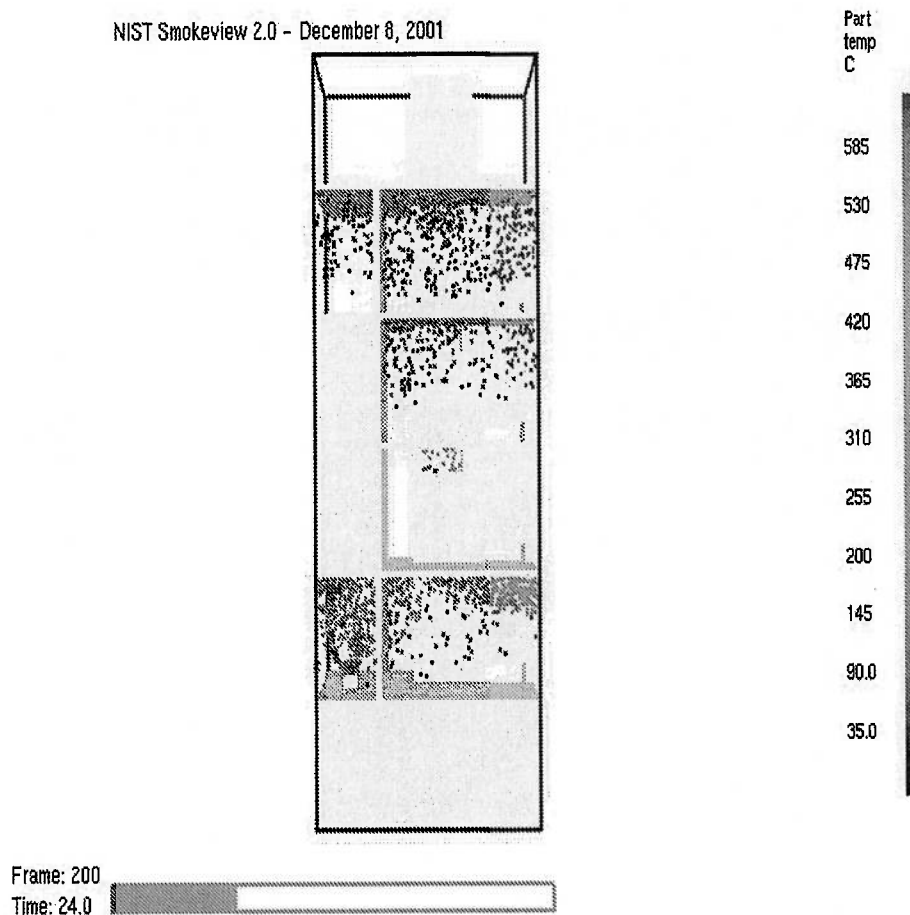


Figura 4.20: Caso 2 - dois dutos particulas 24 segundos

### • Conclusões

Da análise dos quadros provenientes da animação, recurso disponível no FDS-versão 3, que simula a dinâmica do incêndio em cada um dos casos; obtém-se os seguintes resultados comparativos:

1. Comparando a evolução das temperaturas e das partículas para o 4.o andar, tanto do edifício de 5 andares como de 10 andares e em quadros de mesmos instantes, verifica-se:

---

Casos 1 e 2 - uma menor variação de temperaturas e de contaminação nos edifícios mais altos. 2. Comparando a evolução das temperaturas e das partículas para o 4.o andar do edifício de 5 andares e 9.o andar do edifício de 10 andares, em quadros de mesmos instantes, verifica-se:

Casos 1 e 2 - uma maior variação de temperaturas e de contaminação nesses últimos andares, quando os edifícios são construídos com dois dutos. Isto ocorre devido à contaminação pela fumaça do duto de admissão de ar atmosférico que tem a extremidade fechada pela laje do andar de cobertura.

**\*CONCLUSÃO:**

Os edifícios construídos com um único duto apresentam-se maior eficácia para a exaustão de fumaça de incêndio.

## Referências Bibliográficas

- [6783, 2002] 6783, N., 2002, Fire Dynamics Simulator: Technical Reference Guide, Version 3, K.B. McGrattan and al.
- [6784, 2002] 6784, N., 2002, Fire Dynamics Simulator: User's Guide, Version 3, K.B. McGrattan and al.
- [A.P.S. Freire and Su, 2002] A.P.S. Freire, P. M. and Su, J., 2002, "Turbulência", ABCM, Rio de Janeiro.
- [Aris, 1991] Aris, R., 1991, "Viscous Fluid Flow", Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N.J.
- [ASHRAE, 1999] ASHRAE, 1999, Fire and Smoke Management, Chap. 51, Applications Handbook.
- [Bathelor, 1953] Bathelor, G., 1953, "The Theory of Homogeneous Turbulence", Cambridge, Cambridge University Press, UK.
- [Bilger, 1980] Bilger, R. W., 1980, "Turbulent Reacting Flows", Springer-Verlag, Heidelberg.
- [Bombeiros, 2001] Bombeiros, C., 2001, Controle de Fumaça - Instrução Técnica 15/01, Corpo de Bombeiros de São Paulo.
- [Bradshaw, 1997] Bradshaw, P., 1997, Understanding and Prediction of Turbulent Flow, "Int. J. Heat and Fluid Flow", Vol. 18, pp. 45 - 54.
- [Constantin and Foias, 1988] Constantin, P. and Foias, C., 1988, "Navier - Stokes Equations", Univ. Chicago Press, Chicago.

- 
- [Daly and Harlow, 1970] Daly, B. J. and Harlow, F., 1970, Transport equation in turbulence, "Physics of Fluids", Vol. 13, pp. 2364.
- [Deardorff, 1972] Deardorff, J., 1972, Numerical Investigation of Neutral and Unstable Planetary Boundary Layers, "J. Atmospheric Sciences", Vol. 29, pp. 91 – 115.
- [Drysdale, 1997] Drysdale, D., 1997, "An Introduction to Fire Dynamics", Wiley, New York.
- [Fletcher, 1992] Fletcher, C., 1992, "Computational Techniques for Fluid Flows", Springer-Verlag, Heidelberg, Vol. 1 e 2.
- [Fortuna, 2000] Fortuna, A., 2000, "Técnicas Computacionais para Dinâmica dos Fluidos", Edusp, São Paulo.
- [G.F. Hewitt and Y.V. Polezhaev, 1997] G.F. Hewitt, G. S. and Y.V. Polezhaev, e., 1997, "International Encyclopedia of Heat and Mass Transfer", CRC Press, New York.
- [Haddad and Krieger, 2002] Haddad, W. and Krieger, G., 2002, Uso de Mecânica dos Fluidos Computacional para Análise de Movimentação de Fumaça em incêndio, "In: Anais do NUTAU 2002", Vol. 1.
- [Hagen, 1839] Hagen, G., 1839, Uber die Bewegung des Wassers in engen zylindrischen Rohren, "Poggendorff's Ann. Phys. Chem.", Vol. 46, pp. 423 – 442.
- [Hinze, 1975] Hinze, J., 1975, "Turbulence", McGraw-Hill, New York.
- [Holman, 1997] Holman, J., 1997, "Heat Transfer", McGraw-Hill, New York.
- [H.R. Baum and Rehm, 1994] H.R. Baum, O.A. Ezekoye, K. B. M. and Rehm, R. G., 1994, Mathematical Modeling and Computer Simulation of Fire Phenomenon, "Theoretical and Computational Fluid Dynamics", Vol. 6, pp. 125–139.
- [J.C. Tannehill and R.H. Pletcher, 1997] J.C. Tannehill, D. and R.H. Pletcher, 1997, "Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer", Taylor & Francis, Washington.

- 
- [Jiménez, 1999] Jiménez, J., 1999, The Physics of Wall Turbulence, "Physica A", Vol. 263, pp. 252–262.
- [Jones and Launder, 1972] Jones, W. and Launder, B., 1972, The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence, "Int. Journal of Heat Mass Transfer", Vol. 15, pp. 301.
- [K. B. McGrattan and Baum, 1994] K. B. McGrattan, R. G. R. and Baum, H., 1994, Fire-Driven Flows in Enclosures, "Journal of Computational Physics", Vol. 110, pp. 285–292.
- [K.B. McGrattan and Hostikka, 2002] K.B. McGrattan, G.P. Forney, J. F. and Hostikka, S., 2002, FDS: Fire Dynamics Simulator, Version 3, NISTIR 6783: Technical Reference, NISTIR 6784: User's Guide.
- [Kim and Huh, 1999] Kim, S. and Huh, K., 1999, Assessment of the Finite - Volume Method and the Discrete Ordinate Method for Radiative Heat Transfer in a Three - Dimensional Rectangular Enclosure, "Numerical Heat Transfer - Part B", Vol. 35, pp. 85 – 112.
- [Kolmogorov, 1941] Kolmogorov, A. N., 1941, The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds Numbers, "Dokl. Akad. Nauk. SSSR", Vol. 30.
- [Kuo, 1986] Kuo, K. K., 1986, "Principles of Combustion", Wiley, New York.
- [Lamb, 1945] Lamb, H., 1945, "Hydrodynamics", Dover Publications, New York.
- [Lilly, 1992] Lilly, D., 1992, A Proposed Modification of the Germano Subgrid-Scale Closure Method, "Physics of Fluids A", Vol. 4, pp. 633 – 635.
- [M. Germano and Cabot, 1991] M. Germano, U. Piomelli, P. M. and Cabot, W., 1991, A Dynamic Subgrid-Scale Eddy Viscosity Model, "Physics of Fluids A", Vol. 3, pp. 1760 – 1765.
- [Maliska, 1995] Maliska, C., 1995, "Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional", LTC Editora, Rio de Janeiro.

- 
- [Mitler, 1991] Mitler, H., 1991, Mathematical Modeling of Enclosure Fires, "Numerical Approaches to Combustion Modeling, E.S. Oran and J.P. Boris", Vol. 135, pp. 711-753, Chapter 23, A.I.A.A. , Washington, USA.
- [Morrison and Westbury, 1996] Morrison, J. and Westbury, P., 1996, Perspectives on Wall Turbulence: The Use of Complementary Techniques, "Experimental Thermal and Fluid Science", Vol. 13, pp. 211 - 222.
- [Nakayama, 1988] Nakayama, Y., 1988, "Visualized Flow", Pergamon Press, Oxford.
- [Navier, 1822] Navier, C., 1822, Mémoires de l'Académie des Sciences, "Journal de l'Ecole Polytechnique ,Institut de France ,Paris", Vol. t.VI.
- [Novozhilov, 2001] Novozhilov, V., 2001, Computational Fluid Dynamics Modelling of Compartment Fires, "Prog. Energy Combust. Sci.", Vol. 27, pp. 611 - 666.
- [N.P. Cheremisinoff, 1986] N.P. Cheremisinoff, e., 1986, "Encyclopedia of Fluid Mechanics", Gulf Publishing Co.,Houston,Texas, Volume 6 : Complex Flow Phenomena and Modeling.
- [Ono and Vittorino, 1998] Ono, R. and Vittorino, F., 1998, Sistemas de Escadas em Edifícios Altos- Avaliação de sua Estanqueidade à Fumaça em Situação de Incêndio, "Anais do NUTAU, São Paulo,SP,Brasil", Vol. 1.
- [Oran and J.P. Boris, 1995] Oran, E. and J.P. Boris, e., 1995, "Numerical Approaches to Combustion Modeling", A.I.A.A., Washington, Vol. 135.
- [Patankar, 1980] Patankar, S. V., 1980, "Numerical Heat Transfer and Fluid Flows", Hemisphere Publishing Co.,New York.
- [Poiseuille, 1840] Poiseuille, J., 1840, Recherches Expérimentelles sur le Mouvement des Liquides dans les Tubes de Très Petits Diamètres, "Comptes Rendus", Vol. 11, pp. 961 - 967 ; 1041 - 1048.
- [Poisson, 1829] Poisson, S., 1829, Mémoire sur les Équations Générales de l'Équilibre et du Mouvement des Corps Solides Élastiques et des Fluids, "Journal de l'Ecole Polytechnique", Vol. t.XIII,1.

- 
- [Pope, 1985] Pope, S. B., 1985, PDF methods for turbulent reactive flows, "Prog. Energy Combust. Sci.", Vol. 11, pp. 119–192.
- [Pope, 2000] Pope, S. B., 2000, "Turbulent Flows", Cambridge, Cambridge University Press, UK.
- [Raithby and Chui, 1990] Raithby, G. and Chui, E., 1990, A Finite-Volume Method for Predicting Radiant Heat Transfer in Enclosures with Participating Media, "Journal of Heat Transfer", Vol. 112 (2), pp. 415 – 423.
- [R.B. Bird and Lightfoot, 1960] R.B. Bird, W. S. and Lightfoot, E., 1960, "Transport Phenomena", Wiley, New York.
- [Rehm and Baum, 1978] Rehm, R. G. and Baum, H., 1978, The Equations of Motion for Thermally Driven, Buoyant Flows, "Journal of Research of the NBS", Vol. 83, pp. 297–308.
- [Reynolds, 1883] Reynolds, O., 1883, On the Experimental Investigation of the Circumstances which determine whether the Motion of Water shall be Direct or Sinuous, and the Law of Resistance in Parallel Channels, "Philos. Trans. Roy. Soc. London Ser. A", Vol. 174, pp. 935 – 982.
- [Smagorinsky, 1963] Smagorinsky, J., 1963, General Circulation Experiments with the Primitive Equations, "Mon. Weather Rev.", Vol. 91(3), pp. 99–164.
- [Spalart, 2000] Spalart, P., 2000, Strategies for Turbulence Modelling and Simulations, "Int. J. Heat and Fluid Flow", Vol. 21, pp. 252–263.
- [Stokes, 1845] Stokes, G., 1845, On the Theory of the Internal Friction of Fluids in Motion and of the Equilibrium and Motion of Elastic Solids, "Trans. Cambridge Phil. Society, Cambridge", Vol. 8, pp. 287.
- [Tatsumi, 2000] Tatsumi, T., 2000, Turbulence as a Complex Mechanical-System, "Applied Energy", Vol. 67, pp. 91 – 116.
- [Versteeg and Malalasekera, 1995] Versteeg, H. and Malalasekera, W., 1995, "An Introduction to Computational Fluid Dynamics", Longman Scientific & Technical, Harlow.



- [Viegas, 1999] Viegas, J., 1999, "Segurança contra Incêndios em Edifícios: Modelação Matemática de Incêndios e Validação Experimental", PhD thesis, Universidade Técnica de Lisboa, Portugal.
- [W.E. Mell and Baum, 1996] W.E. Mell, K. M. and Baum, H., 1996, Numerical Simulation of Combustion in Fire Plumes, "Proceedings of the 26th Symposium (Intl) on Combustion", Vol. 1, pp. 1523-1530, The Combustion Institute, Pittsburgh, USA.
- [White, 1991] White, F., 1991, "Viscous Fluid Flow", McGraw-Hill, New York.
- [Yang, 1994] Yang, K., 1994, Recent Development in Field Modelling of Compartment Fires, "JSME International Journal, Series B", Vol. 37, No.4, pp. 702-717.