

## 6

# Física e formulação matemática da modelagem do incêndio em poça

### 6.1

#### Introdução

A presente formulação propõe a modelagem matemática para descrever uma pluma térmica de um incêndio de difusão turbulenta, formada pela mecânica do escoamento de um fluido criogênico, GNL, que quando derramado através do rasgo no costado de um navio metaneiro, forma uma poça, que supostamente entra imediatamente em ignição.

Da pesquisa bibliográfica apresentada no capítulo 5 (Revisão bibliográfica do estado da arte), da década de '50 até os dias atuais, não foram encontradas evidências de que esses dois temas tivessem sido tratados num único trabalho com utilização de modelos de formulação integral tanto para a formação e espalhamento da poça como para a subsequente combustão imediata não pré-misturada de chama turbulenta. Esta lacuna foi detectada, e, assim, o principal objetivo deste trabalho é conectar esses dois assuntos, unificando conceitos físicos, compatibilizando terminologias, informações e formulações matemáticas, de modo a tentar descrever e quantificar a fenomenologia dos dois problemas. Esta é a principal contribuição que o presente trabalho pretende apresentar.

Como visto na revisão bibliográfica do capítulo anterior, os resultados dos trabalhos experimentais mais importantes foram realizados durante os testes de '*Montoir*'. Eles foram e relatados na revisão da bibliografia do estado da arte no assunto, conforme Nédelka (1989) e Malvos e Raj (2006). Os dados mais importantes das descobertas fenomenológicas de Nédelka e Malvos que serão usados na modelagem podem ser assim sumarizados:

- As chamas exibiram uma região de combustão com brilho intenso próximo à base do incêndio, seguida de outra região na qual o interior da chama era exposta de forma intermitente e encoberta por densa fumaça negra;
- A fração da 'área superficial' da chama que expunha combustão e, por conseguinte, emitia radiação, decrescia contínua e acentuadamente com a altura da chama. Esta região de queima intensa aumentava com o aumento da velocidade do vento;
- As chamas dos três testes apresentaram muita fumaça acima de uma dada altura. Medições feitas com radiômetros NAR confirmaram que o poder emissivo temporal da chama também decrescia com a altura e seu valor médio, calculado a partir de medições locais em pontos da chama sobre o comprimento global da pluma, ficou no entorno de  $265 \text{ kW/m}^2$ .

O poder emissivo médio da chama baseado em uma geometria idealizada como a de um cilindro circular inclinado com o comprimento calculado pela equação de Thomas foi reportado como  $165 \text{ kW/m}^2$ .

A região do fundo do incêndio apresentou um poder emissivo médio de  $310 \text{ kW/m}^2$ . Maiores detalhes, visitar as Figuras 5.6 e 5.7.

## 6.2 Produção de fuligem em incêndios

Os aspectos físicos deste assunto foram tratados em detalhe no item 5.6.4.4.1 [Modelo de zonas múltiplas da TMS (2006)] nos tópicos 3 e 4 que tratam, respectivamente, do efeito da produção de fumaça e 'escudo térmico' e da modelagem dos efeitos da fuligem, fumaça e radiação térmica, quando os modelos de zonas múltiplas foram apresentados, e no item B.4.2.3.1 (A fuligem) do Apêndice B (Tópicos sobre radiação térmica em um meio participante). Aqui será discutida apenas sua utilização na modelagem proposta.

Como visto no Apêndice B, determinar o efeito da fuligem na irradiação de um incêndio é uma tarefa difícil usando-se princípios básicos, requerendo conhecimento experimental do sistema de combustão considerado, que recai em dois requisitos: (i) obter a distribuição da fuligem na chama, que depende do tipo de combustível, da mistura de combustível com oxidante e da temperatura da chama, e (ii) conhecer as propriedades radiativas da fuligem: se for conhecida, a computação pode ser tentada. Siegel e Howell (2001) sugerem que propriedades radiantes da fuligem são conhecidas ainda com primeira aproximação.

Chamas produzidas em laboratório e na indústria contêm partículas individuais de fuligem produzidas na combustão de hidrocarbonetos variam com diâmetros desde 50 Å até cerca de 3.000 Å, podendo ser de formato esférico, em massas aglomeradas, ou em longos filamentos. É complicada a determinação experimental da forma física da fuligem, uma vez que as próprias sondas utilizadas para capturar as partículas para análise foto-microscópica podem causar aglomeração das mesmas ou alterar as características da fuligem amostrada.

McCaffrey e Harkleroad (1988) apresentaram dados de fuligem de experiências em pequena escala para incêndios de hidrocarbonetos expressos como área específica da extinção,  $A_K$ . Valores experimentais de  $A_L$  variam de 124 a 130 m<sup>2</sup>/kg para propano e 1.000 m<sup>2</sup>/kg para petróleo (óleo cru). Mas, nenhum dado direto para grandes incêndios de diferentes combustíveis foi apresentado até agora para incêndios com diâmetros acima de 35 m, que correlacione a formação de fumaça como função do diâmetro (Raj, 2007c).

Notariani, et al., (1993) mediram a produção de fumaça em incêndios de petróleo de diferentes diâmetros entre 0,85 m e 17,2 m, e encontraram a formação de fumaça (*smoke yield*), expressa como a fração mássica percentual do combustível queimado que é emitida como fumaça aumenta com o aumento do diâmetro do incêndio. Porém, dados da formação de fumaça de incêndios de GNL não são disponíveis na literatura nem para incêndios de pequenas escalas nem para incêndios de grandes escalas de difusão turbulenta. Também não são conhecidos coeficientes de extinção para fuligem formada em incêndios de GNL acima de 35 m (Raj, 2007c).

## 6.3 Elementos de combustão e turbulência

### 6.3.1 Algumas generalidades sobre a turbulência

O processo de combustão enfeixa transformações químicas de reagentes, durante as quais grandes quantidades de calor são liberadas nas recombinações entre átomos componentes do sistema; na maioria dos sistemas reacionais, a taxa de reação química é

uma função que cresce com a temperatura (Silva, 2004). Essas características reunidas implicam em que esses processos se auto-acelerem uma vez iniciados (Zel'dovich et al., 1985); além disso, em função de tais características, as transformações químicas e a transferência de calor têm escalas de tempo e de comprimento pequenas, quando comparadas com as escalas da geometria do escoamento.

Peters (2000), Borghi e Champion (2000), Warnatz et al., (1999), Glassman (1996), Kuznetsov e Sabel'nikov (1990), Williams (1985), Lewis e van Elbe (1961), por exemplo, tratam exaustivamente dessa questão. Não há consenso, todavia, na aceitação de uma definição para turbulência de forma a abranger todas as suas características. A maneira mais clássica e elástica consiste em apenas estabelecer essas características, foi com proposta por Tennekes e Lumley (1972), Möeller e Silvestrini (2004), sustentando que um escoamento poderia ser caracterizado por meio de:

- Irregularidade: uma análise determinística é impossível, trabalha-se com processos estocásticos;
- Difusividade: produz mistura do fluido, aumenta a transferência de calor, retarda a separação da camada limite;
- Altos números de Reynolds: a turbulência surge normalmente por uma instabilidade do escoamento laminar quando cresce o número de Reynolds;
- Tridimensionalidade da vorticidade: a turbulência é rotacional e tri-dimensional, com flutuações tridimensionais da vorticidade. Escoamentos bidimensionais com vórtices não são considerados turbulentos;
- Dissipação: escoamentos turbulentos são sempre dissipativos e a viscosidade transforma o movimento turbulento de pequenas escalas em calor;
- Meio contínuo: a menor escala da turbulência é maior que a escala molecular;
- 'Escoamentos turbulentos, são escoamentos', Isto é, a turbulência é uma característica do escoamento e não do fluido.

Hussain (1986) indica que uma 'estrutura coerente' é uma massa de fluido turbulento com grande escala, com vorticidade correlata e em fase, sobre a região do fluido; e, com base nesse conceito, pode-se estabelecer que a turbulência seja uma superposição de movimentos coerentes e não coerentes (aleatórios), esses últimos se estendendo além das fronteiras da estrutura coerente. Os grandes vórtices retiram energia do escoamento principal e a transfere para os vórtices menores até sua redução ao movimento molecular, na escala de energia de Kolmogorov. Esse processo é denominado 'cascata de Kolmogorov'. A idéia é que a energia é transferida das maiores para as menores escalas, até que haja sua dissipação em calor através da ação da viscosidade. Isso remete ao conceito chamado 'Primeira Hipótese de Kolmogorov', estabelecendo que para altos Reynolds, as pequenas escalas são estatisticamente independentes, isotrópicas e independentes das grandes escalas (Pao, 1969).

Observações experimentais levam a concluir que a turbulência aumenta muito com a difusão do escoamento, e, como consequência, torna a mistura de massa, reagentes, contaminantes, energia, quantidade de movimento muito mais eficiente, implicando em fortes gradientes dos potenciais associados, o que acelera fortemente a difusão molecular. Quanto mais intensas forem as flutuações de velocidades, maiores serão os gradientes e as tensões de cisalhamento, e, conseqüentemente, maior o efeito da dissipação viscosa, exigindo fornecimento contínuo de energia para sua manutenção, conforme Nieckele (2006) e Silva (2004).

Exemplificando, para o caso de uma explosão de um gás, Mercx e van der Berg (1997) citam que a superfície de uma chama é estirada durante a propagação e o processo todo se auto-acelera. A uma dada velocidade, o escoamento se torna

turbulento, redundando numa zona de combustão em que produtos de combustão e mistura ainda não queimada são intensamente misturados, dado que a superfície reacional entre esses produtos e reagentes tende a se tornar mais espessa. Uma discussão sobre os efeitos que a aceleração da frente de chama pode produzir, pode ser encontrada em Cant et al. (2004), Nettleton (2002), TNO (1997), Harrison e Eyre (1987), Möen (1980), Parnarouskis (1980), Möen (1980), Van der Molen e Nicholls (1979).

Altas taxas de combustão produzem expansão ainda mais forte, isto é, maiores velocidades com escoamento turbulento cada vez mais acentuado. Esse processo se mantém através de uma retro-alimentação positiva e um ciclo fechado entra em ação, conforme observado na Figura 6.1.

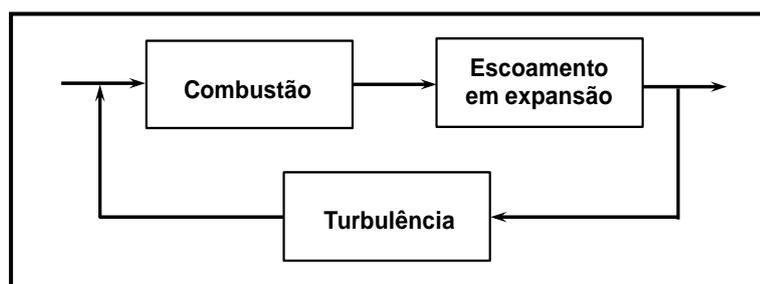


Figura 6.1 - Retroalimentação positiva, mecanismo básico na combustão e explosão de gases  
Adaptado de: Mercx e van der Berg (1997)

A interação entre as escalas características de comprimento e de tempo provenientes do movimento turbulento e as escalas da combustão leva a diversos regimes para a combustão em escoamento turbulento, necessitando o conhecimento de algumas modelagens possíveis de descrever essas interações. A turbulência é um fenômeno de difícil predição, e isso é devido a três fatores fundamentais (i) imperfeições dos modelos que a descrevem, (ii) imprecisão nos métodos de solução das equações, e (iii) imperfeições nos sistemas de medidas que fornecem as condições iniciais para a realização das simulações (Silveira Neto, 2002).

Em suma, a turbulência é um fenômeno complexo, altamente difusivo, envolvendo cinemática rotacional passando pela geração de vorticidade via instabilidades de diferentes naturezas (Kelvin-Helmholtz, p. ex.), que se caracteriza como um movimento fluido tri-dimensional e caótico, com dinâmica altamente não linear e fortemente dissipativa; transforma a cascata de energia cinética em aquecimento, e possuindo espectro contínuo de escalas de comprimento e de tempo atuando concomitantemente (Ramos et al., 2006; Silva, 2004; Silveira Neto, 2002; Chassaing, 2000).

### 6.3.2 Tipos básicos de chama

Em processos de combustão, combustível e oxidante (tipicamente ar) são misturados e queimados. É útil identificar as diversas categorias de combustão baseadas em como combustível e oxidante (i) são misturados primeiro e queimados depois ('combustão pré-misturada'), ou (ii) combustão e mistura ocorre simultaneamente ('combustão não pré-misturada'). Exemplos de uma e de outra (ambas laminares) são, respectivamente, chama de um bico de Bunsen e a chama de uma vela. Cada um desses tipos é subdividido, tomando por base se o escoamento do fluido é laminar ou

turbulento, e assim, encontram-se na literatura chamas pré-misturadas laminares ou turbulentas e chamas não pré-misturadas laminares ou turbulentas (Warnatz, et al., 1999; Williams, 1985). Uma chama pré-misturada é dita 'estequiométrica' se combustível e oxidante consomem-se completamente, formando  $\text{CO}_2$  e vapor d'água  $\text{H}_2\text{O}$  (v). Se existe excesso de combustível, o sistema é chamado de 'rico de combustível' e se existe excesso de oxigênio, é chamado de 'pobre de combustível'.

Nas chamas pré-misturadas turbulentas, a frente de chama se propaga dentro de um escoamento turbulento. Se a intensidade da turbulência não é muito alta, frentes de chama com curvatura são formadas, e elas podem ser vistas como um conjunto de muitos elementos de chamas pré-misturadas laminares (*flamelets*). Chamas não pré-misturadas laminares (denominação mais atual da chama de difusão laminar; mais, adiante), combustível e oxidante se misturam durante o processo de combustão e o escoamento é laminar, tendo como exemplos, velas, lamparinas e incêndios em campos e bosques. Elas apresentam química mais complexa do que a das chamas pré-misturadas. A frente de chama, que é usualmente caracterizada por luminescência intensa, é mais localizada nas regiões próximas da composição estequiométrica, pois é onde a temperatura é mais alta. Assim, diferentemente das chamas pré-misturadas, elas não se propagam, por conseguinte, não podem ser caracterizadas por uma velocidade de chama laminar.

Na literatura sobre incêndio em poça, diversos autores (Raj, 2007b; Fay, 2006; Luketa-Hanlin, 2006; Liu e Wen, 2002; Engelhard, 1997; McCaffrey, 1983; Thomas, 1963) sinalizam os incêndios em poça de GNL como sendo de chama de 'difusão turbulenta'; enquanto que outros (Luketa-Hanlin, 2006; FERC, 2004; Warnatz, et al., 1999), consideram que quando combustão e mistura ocorrem simultaneamente (ou quase), a combustão é tida como de 'chama não pré-misturada'. No caso do derrame de GNL no mar, Sandia (2008), Hissong (2007) e Luketa-Hanlin (2006) consideram que a ignição da poça é quase imediata, não havendo tempo suficientemente rápido para que a mistura tenha lugar, podendo a combustão ser então considerada como 'não pré-misturada'. Como o foco deste trabalho são chamas não pré-misturadas turbulentas, as pré-misturadas laminares ou turbulentas e as não pré-misturadas laminares são aqui abordadas apenas se forem necessárias para melhorar a compreensão das primeiras.

Voltando à questão da nomenclatura, na literatura sobre incêndios em poça, não é incomum encontrar a junção desses dois conceitos acima. Destarte, como já abordado ao longo deste trabalho, os incêndios em poça de GNL são denominados, usualmente, como de 'difusão turbulenta de chama não pré-misturada', equivalente à terminologia mais consagrada na literatura científica de combustão como incêndio de 'chama não pre-misturada turbulenta'. Isso se deve a um aspecto histórico. Chamas habitualmente eram classificadas em 'chamas pré-misturadas' e 'chamas de difusão'.

Entretanto, Warnatz et al. (1999) entendem que todas as chamas requerem processo de difusão, e, assim, o termo 'chama de difusão' não seria único, portanto, ambíguo. Dessa forma, consideram a denominação 'chama de difusão laminar' (*laminar diffusion flame*) como acima citada, para designar 'chama não pré-misturada laminar' (*laminar nonpremixed flame*). Por extensão deste ponto de vista, também poderia ser o caso de uma chama turbulenta (*turbulent nonpremixed flame*), que, *mutatis mutandis*, sendo designada como 'chama não pré-misturada turbulenta'.

Não obstante, por coerência com a literatura dessa área, que ainda publica até hoje incêndios em poça denominados como sendo de difusão turbulenta não pré-misturada (foco do presente trabalho), será mantida ao longo deste trabalho, a denominação adotada pelos autores daquela área, em que pese o registro do ponto de vista de Warnatz et al. (1999).

### 6.3.3

#### Chamas pré-misturadas laminares

É usual e conveniente citar como referência o modelo de chamas pré-misturadas laminares de Zel'dovich e Frank-Kamenetskii (1938) para se compreender melhor a propagação térmica de chamas não pré-misturadas laminares. Este modelo parte do pressuposto que as equações de conservação das frações mássicas e da energia formam um sistema de equações diferenciais com solução independente do tempo, isto é, em regime permanente. Ele considera comutativamente, que a cinética química pode ser simulada por uma reação global de uma única etapa, com uma taxa de primeira ordem, dependente de um decréscimo (negativo) linear na fração mássica e com decaimento (negativo) exponencial na temperatura.

Ademais, é assumido que a condutividade térmica e o calor específico a pressão constante e o produto entre a densidade e a difusividade molecular são constantes e independentes da configuração espacial. Da mesma forma, assume-se que são negligenciáveis os fluxos que descrevem as variações de temperatura devido a diferentes velocidades de difusão das espécies com diferentes calores específicos.

Com base em constatações empíricas experimentais, é plausível assumir que a difusividade molecular mássica,  $\mathcal{D}$ , e a difusividade térmica,  $\alpha = k/\rho c_p$ , ambas em  $\text{m}^2/\text{s}$ , são aproximadamente iguais. Assim, o número de Lewis (difusão molecular vs. difusão térmica)  $Le = \mathcal{D}/\alpha = \mathcal{D}\rho c_p/k \approx 1$ . Essa suposição é de grande utilidade, uma vez que as equações de conservação das frações mássicas e da temperatura são consideradas similares (Warnatz, et al, 1999).

A análise de Zel'dovich baliza o fenômeno básico em que a propagação da chama é causada por processos difusivos e que os gradientes necessários são sustentados pelas reações químicas

### 6.3.4

#### Chamas não pré-misturadas laminares

Como visto anteriormente, nas chamas pré-misturadas, combustível e oxidante se misturam primeiro com a combustão ocorrendo bem depois da mistura, e, nas pré-misturadas, combustível e oxidante reagem logo que se misturam. Compreender as chamas não pré-misturadas laminares é o primeiro passo para o tratamento das não pré-misturadas turbulentas.

De acordo com a análise de Zel'dovich e Frank-Kamenetskii (1938), o fenômeno básico é o da propagação da chama pré-misturada causada por processos difusivos e os gradientes necessários são sustentados pela reação química, enquanto que nas não pré-misturadas, combustível e oxidante se difundem até a frente da chama devido aos gradientes sustentados pela reação química. Nesta última, a chama não pode se propagar dentro do combustível sem oxidante ou dentro do oxidante sem combustível, e assim necessita de uma interface (Warnatz et al., 1999). A física é simples: combustível e oxidante se difundem até a zona da chama onde a cinética química os converte em produtos, com liberação de energia sempre presente. As espécies químicas dos produtos de combustão e a energia liberada se difundem para longe da zona da chama, ambos para dentro do combustível e do oxidante. É como se o oxidante e combustível estivessem segregados pela superfície da chama (Silva, 2004).

Assim, da superfície da poça, há emissão de vapor do combustível, que por difusão migra até a superfície da chama. Ar é trazido até a zona reacional por convecção natural, e os produtos de combustão são retirados das vizinhanças da chama por ação

do empuxo de Arquimedes exercido sobre os gases quentes. Uma vez que chama se encontra posicionada na interface entre os reagentes, contrariamente ao caso da chama pré-misturada, este tipo conhecido como ‘chama de difusão’ ou ‘chama não pré-misturada’, não possui velocidade própria. Como o raio de curvatura da chama torna-se grande ante sua espessura, a aproximação do escoamento monodimensional na direção da componente  $Z$  do eixo da pluma, pode ser adequada para descrever os mecanismos de transporte e conservação que ocorrem no interior da mesma (Fay, 2006).

### 6.3.4.1

#### Chamas não pré-misturadas laminares com cinética química rápida

No caso de uma química (muito) rápida, a cinética pode ser aproximada por uma reação de etapa única entre combustível e oxidante formando produtos, tal que combustível  $C$  reage com  $n$  moles do oxidante  $O$  para se transformar em produtos  $P$ , de acordo com a equação  $C + nO \rightarrow P$  (Silva, 2006, 2004, Warnatz et al., 1999). Isso corresponde à máxima ‘misturado = queimado’ (Günther, 1987). Analogamente à fração mássica,  $w_i$ , da espécie química  $i$ , uma variável denominada ‘fração mássica do elemento químico’,  $Z_i$ , pode ser definida, representando a proporção entre a massa de um elemento químico  $i$  e a massa total da mistura,

$$Z_i = \sum_{j=1}^S \mu_{ij} w_j \quad ; \quad i = 1, \dots, \mathcal{M} \quad (6.1)$$

onde  $S$  denota a quantidade de espécies diferentes,  $\mathcal{M}$  a quantidade de elementos químicos diferentes na mistura, e  $\mu_{ij}$  o coeficiente da proporção mássica do elemento químico  $i$  na espécie química  $j$ , e  $w_j$  a fração mássica da espécie química  $j$  (Warnatz et al., 1999; Williams, 1985; Schwab, 1948; Zel’dovich, 1949).

A fração mássica do elemento tem significado importante, uma vez que não são alteradas por reações químicas; eles são modificados por processo de mistura. Para chamas não misturadas simples, tratadas como escoamento concorrente entre combustível e oxidante uma nova variável pode ser definida, ‘fração de mistura’,  $\xi$ , independente de  $i$  (vide abaixo), onde 1 e 2 denotam as duas correntes, tal que

$$\xi = \frac{Z_i - Z_{i_2}}{Z_{i_1} - Z_{i_2}} \quad (6.2)$$

A vantagem desta formulação, é que a fração de mistura  $\xi$  guarda uma relação linear com as frações mássicas dos elementos devido à eqs. (6.1) e (6.2), sendo essa característica de grande importância para o presente trabalho. Se as difusividades são aproximadamente iguais, a fração de mistura independe da escolha do elemento, tal que  $i (i = 1, \dots, \mathcal{M})$ . No entanto, a fração de mistura estequiométrica,  $\xi_{stch}$ , deve ser conhecida. Nela, não existe nem combustível nem oxidante, mas somente produtos de combustão ( $w_{prod} = w_{CO_2} + w_{H_2O(v)} = 1$ ) e como se trata de uma grandeza normalizada, seu valor varia no intervalo  $0 \leq \xi \leq 1$ . Na região rica em combustível,  $\xi_{stch} < \xi < 1$ , não existe oxigênio, pois seu excesso é queimado muito rapidamente pelo oxigênio formando produtos de combustão. De modo correspondente, não existe combustível na região pobre em combustível, onde  $0 < \xi < \xi_{stch}$ .

Warnatz et al. (1999) conclui que a fração mássica guarda uma relação aproximadamente linear com a fração de mistura, tal que  $w_i \approx w_i(\xi)$ , de vital importância na descrição simplificada das chamas não pré-misturadas turbulentas. Se, por acaso, combustível e oxidante não reagem completamente para formar produtos (mesmo no equilíbrio, é possível uma mistura estequiométrica conter alguns reagentes), ou se a reação química tem taxa finita, por exemplo. Logo, as relações lineares acima não mais se mantêm em sua totalidade, uma vez que as frações mássicas de oxidante e de combustível se entrelaçam na região de composição estequiométrica,  $\xi_{stch}$ . Entretanto, ainda conforme Warnatz et al. (1999), a expressão quase linear  $w_i \approx w_i(\xi)$  permanece válida como uma aproximação, e pode ser usada para chamas não-pré-misturadas turbulentas, que é exatamente o caso da presente modelagem que está sendo proposta.

Cumpramos ressaltar que esta constatação é crucial, pois contém o subsídio conceitual físico para a simplificação da conservação do escalar passivo, como se verá adiante no item 6.3.6.1 (Chamas não pré-misturadas turbulentas com equilíbrio químico).

Finalizando este item, algumas considerações adicionais. Quando o tempo característico de reação química for muito menor do que o tempo característico do transporte mecânico turbulento,  $t_{chm} \ll t_T$ , a espessura da zona reativa é muito menor do que o das zonas de difusão. A estrutura da chama de difusão resultante desta hipótese é denominada 'aproximação de Burke-Schumann'. Nesta circunstância, a reação entre combustível e oxidante ocorre apenas quando eles estão presentes em proporções estequiométricas, ou seja,  $\xi = \xi_{stch}$ , não havendo coexistência entre combustível e oxidante, e a região reacional é circundada por regiões em que o transporte de calor e de massa se dá apenas por difusão.

Antecipa-se aqui os conceitos do número de Damköhler<sup>52</sup> e de escalas da turbulência, que serão vistos adiante. Este adimensional representa o balanço da escala de tempo de uma reação química vs. o fenômeno de transporte considerado, e é definido pela razão  $t_T/t_{chm}$  entre a escala de tempo da turbulência  $t_T$  e a escala de tempo característico do processo de reação química,  $t_{chm}$ , tal que  $Da = t_T/t_{chm}$ . Se  $Da \approx 1$ , a hipótese de Burke-Schumann deixa de ser válida. Dessa forma, é possível simplificar a caracterização do processo de combustão por meio de uma variável que seja normal à superfície da chama lançando-se mão da fração de mistura  $\xi$  (Silva, 2004). Essa nova variável é a 'taxa de estiramento (esticamento) da chama' (*strain*). Ela pode ser pensada como o inverso de um tempo característico da reação química, sendo equivalente a um número de Damköhler.

Com o processo de combustão supostamente partindo do equilíbrio químico, ou seja, chama de difusão resultante da hipótese de Burke-Schumann e com  $t_{chm} \ll t_T$ , um aumento do estiramento modifica, progressivamente, a estrutura da chama, com paulatina interpenetração dos reagentes, resultando na presença de combustível não queimado na região oxidante da chama, e vice-versa. Isso pode conduzir a um abaixamento progressivo da temperatura na mesma, até o ponto que não é mais possível manter estacionária a combustão. Portanto, o aumento da taxa de estiramento pode redundar numa extinção abrupta do processo de queima. A existência de um valor crítico da taxa de estiramento que redunde na extinção da chama está relacionada com uma taxa de reação com elevada energia de ativação, e acima deste valor crítico ocorre apenas mistura de reagentes sem reação química (Silva, 2006, 2004).

Esses fenômenos ajudarão na compreensão da estrutura da pluma do incêndio em poça e a física do modelo de mistura que será tratado nos itens 6.5.1 (Estrutura da

---

<sup>52</sup> Damköhler (1940).

pluma térmica) e 6.5.2 (O modelo de mistura), pilares para o processo de modelagem contemplado no item 6.6 (Modelagem da pluma térmica).

### 6.3.5

#### Escoamentos turbulentos com reação química

##### 6.3.5.1

#### Alguns fenômenos fundamentais da turbulência

Nos escoamentos laminares, velocidade e escalares têm valores bem definidos. Em contrapartida, escoamentos turbulentos são caracterizados por flutuações contínuas da velocidade acarretando flutuações em escalares como densidade, temperatura e composição da mistura. Tais flutuações são consequência de vórtices gerados por cisalhamento no interior do escoamento. Tome-se, por exemplo, dois fluidos no interior de uma pluma de incêndio, em que o combustível supostamente está no fundo (na poça) e ar oxidante se localiza no topo (na pluma). Observa-se, experimentalmente, que: (i) o fluido do topo é transportado por convecção (e não por difusão) em contracorrente no sentido descendente no interior da pluma, enquanto que o fluido do fundo é transportado por convecção em direção ao topo. A convecção é gerada pelo movimento dos vórtices devido às tensões internas de cisalhamento no interior do escoamento. Este processo acelera de forma expressiva o movimento de mistura; (ii) a área interfacial entre esses dois fluidos aumenta muito, e, assim, a taxa global de mistura molecular é também amplificada. Adicionalmente, essa taxa é acelerada por gradientes acentuados (*steepened*) quando a interface é estirada (*stretched*) (Williams, 1985).

O crescimento desses vórtices, nada mais é do que o resultado da ‘competição’ entre o processo (não linear) de geração, quando um valor crítico do número de Reynolds (forças de inércia vs. viscosas em fluidos) é excedido, e aí tem lugar a transição de um escoamento laminar para turbulento.

Este adimensional pode ser interpretado também como um balanço entre a quantidade de movimento linear desestabilizador do ‘comportamento’ do escoamento e o efeito estabilizador do amortecimento viscoso. Como se sabe, acima do valor de cerca de 2.000 para o número de Reynolds convencional, as forças viscosas não mais amortecem as instabilidades provocadas pela quantidade de movimento linear, redundando na transição acima; e, com isso, acentua mais ainda a ‘desorganização’, promovendo mistura axial e radial dentro da pluma. Caso o escoamento estivesse sendo transportado em um conduto de paredes fixas, essa transferência de quantidade de movimento linear seria manifestada por uma queda de pressão mais acentuada nos escoamentos turbulentos do que nos laminares, com a mesma vazão volumétrica.

##### 6.3.5.2

#### Escalas da turbulência em fluidos

Processos turbulentos ocorrem em diversas escalas. A maior escala de comprimento corresponde à dimensão geométrica do sistema, é a escala de comprimento integral,  $l_0$ . Perturbações de grande comprimento de onda (baixas frequências) são associadas com grandes turbilhões (*eddies*), ou vórtices. Eles interagem entre si e sofrem fissão em turbilhões cada vez menores com menores comprimento de onda (altas frequências), formando uma ‘cascata de energia’ (cascata de Kolmogorov) dos maiores para os menores vórtices, como visto acima. E a maior parte da energia

cinética é devida ao movimento dos maiores turbilhões. A cascata de energia cessa quando a energia cinética de muitos dos pequenos turbilhões com comprimento igual ou menor do que o comprimento de escala de Kolmogorov,  $l_{\mathcal{K}}$ , sendo dissipada pelo amortecimento viscoso em energia térmica, ou seja, movimento molecular.

A distribuição da energia cinética turbulenta,  $\tilde{\kappa}$  (*Turbulent Kinetic Energy-TKE*) ao longo de todo o espectro de turbilhões com um dado diâmetro, é descrita pelo 'espectro da energia turbulenta'. A densidade da energia descreve a dependência da energia cinética turbulenta com o número de onda, isto é, o inverso do diâmetro dos turbilhões ou do comprimento da escala da turbulência. No comprimento de escala de Kolmogorov,  $l_{\mathcal{K}}$ , o tempo que um vórtice leva para realizar a metade de uma revolução, é igual ao tempo da difusão através do diâmetro  $l_{\mathcal{K}}$  do vórtice. Abaixo de  $l_{\mathcal{K}}$ , a difusão (e em geral o transporte molecular) é mais rápida do que o transporte turbulento, por conseguinte, a turbulência não se estende abaixo de  $l_{\mathcal{K}}$ . Como o objetivo é ter-se uma avaliação da turbulência, definiu-se o número de Reynolds turbulento,  $Re_T$ , conforme Warnatz et al., (1999), Libby e Williams (1994), Williams (1985) e Libby e Williams (1980),

$$Re_T = \frac{\bar{\rho} \sqrt{\tilde{\kappa}} l_0}{\bar{\mu}} \quad (6.3)$$

onde  $\bar{\rho}$  é a densidade média temporal,  $\tilde{\kappa}$  a energia cinética turbulenta média (de Favre) pela densidade,  $l_0$  a escala de comprimento integral e  $\bar{\mu}$  a viscosidade dinâmica média temporal.  $Re_T$  é uma melhoria do  $Re$  tradicional, uma vez que é explicitamente dependente da geometria do sistema. O comprimento de Kolmogorov,  $l_{\mathcal{K}}$ , pode ser calculado pela relação

$$\frac{l_0}{l_{\mathcal{K}}} \approx Re_T^{3/4} \quad (6.4)$$

Assim, o número de Reynolds turbulento é a medida da razão entre o comprimento da escala integral e o comprimento da escala de Kolmogorov, ou seja, a razão entre a maior e a menor escala de comprimento do escoamento (Warnatz et al., 1999; Silveira Neto, 2002). Em regime permanente, a taxa de dissipação da energia cinética turbulenta,  $\tilde{\varepsilon}$ , (lado direito do espectro) é igual à taxa de produção da energia cinética turbulenta,  $\tilde{\kappa}$ , do esquerdo do espectro, por exemplo, pelo processo de cisalhamento nas camadas limite, que em última análise, é causa da turbulência (Warnatz et al., 1999; Silveira Neto, 2002).

### 6.3.5.3

#### **Simulação numérica direta (Direct Numerical Simulations-DNS) e simulação de grandes escalas (Large-Eddy Simulations-LES)**

##### 6.3.5.3.1

#### **DNS**

Da mesma forma que as equações de Navier-Stokes são usadas para problemas de chamadas laminares, em tese, e de uma forma ampla, elas também podem ser usadas para resolver problemas e escoamentos turbulentos. Na prática, esses últimos demandam uma quantidade de esforço computacional muitas vezes proibitivo, como

discutido abaixo. Isso se deve, fundamentalmente, ao fato de que as pequenas escalas dos escoamentos turbulentos demandam uma quantidade muito maior de pontos na malha do domínio computacional para a sua descrição do que os escoamentos laminares. A eq. (6.4) mostra a razão entre a maior e a menor escala da turbulência. Além disso, guarda a propriedade  $Re_T < Re$  (Warnatz et al, 1999). A escala de comprimento integral,  $l_0$ , é governada pela geometria do sistema, e  $l_{\mathcal{K}}$  descreve as menores estruturas turbulentas.

Warnatz et al. (1999) mencionam, adicionalmente, que para um escoamento turbulento já com  $Re_T \approx 500$ , tem-se que  $l_0/l_{\mathcal{K}} \approx (500)^{3/4} \approx 100$ . Foi considerado que para descrever as menores estruturas na escala de Kolmogorov, seriam necessários 10 pontos nodais por comprimento dessa escala, logo, seria necessária uma malha (*grid*) do domínio computacional com cerca de 1.000 (= 10 x 100) pontos nodais (*grid points*) numa única direção e  $(1.000)^3 = 1 \times 10^9$  nas três direções, para capturar as menores estruturas da turbulência.

Como a solução de Navier-Stokes é intrinsecamente transiente, Warnatz et al. (1999) prosseguem mostrando que é plausível considerar uma marcha de tempo com cerca de 1.000 passos (*time steps*) para simular o processo de combustão turbulenta. Uma quantidade de operações computacionais de cálculo que poderia exceder a casa de  $10^{14}$  ( $10^9$  pontos nodais x 1.000 *time steps* x 100 operações por ponto nodal), supondo 100 operações por ponto nodal da malha. Adicionalmente, Warnatz et al. (1999) cita ainda o problema causado pelo fato de que os máximos passos de tempo são inversamente proporcionais ao quadrado da distância entre os pontos nodais. Consequentemente, o tempo computacional global crescerá com a quarta potência do número de Reynolds turbulento, ou seja, seria  $(500)^4 \approx 62$  bilhões vezes maior.

Silveira Neto (2002) discute, adicionalmente, esse assunto, apresentando dois exemplos: (i) escoamento atmosférico e (ii) escoamento a jusante de uma grelha. No primeiro caso, usando a correlação  $N_{gl} = (Re_T)^{9/4}$ , o autor calculou os graus de liberdade,  $N_{gl}$ , como sendo  $N_{gl} \approx 10^{24}$ , usando dados típicos da escala de comprimento característica,  $l_0 \approx 500$  km, e a menor escala da turbulência (ou escala dissipativa de Kolmogorov),  $l_{\mathcal{K}} \approx 1$  mm, e uma relação entre ambas,  $l_0/l_{\mathcal{K}} = 500 \text{ km}/1 \text{ mm} = 55 \times 10^8$ . Partindo-se do pressuposto que a análise teórica de um problema passa pela solução de sistemas lineares, compostos por um número de equações iguais a  $N_{gl}$ , ou seja, a quantidade de equações necessárias para parametrizar o sistema, observa-se que a análise teórica, analítica ou numérica deste problema, está fora das possibilidades atuais, mesmo com os supercomputadores existentes na atualidade. Já para o segundo exemplo, o da grelha, os dados típicos considerados pelo autor foram  $l_{\mathcal{K}} \approx 4$  mm (lagura dos passos da grelha),  $u = 10$  m/s (velocidade) e  $\nu = 10^{-5}$  m<sup>2</sup>/s (viscosidade cinemática), obtendo-se  $Re \approx 4.000$ . Usando a correlação acima mencionada, o autor chega a  $N_{gl} = 1,3 \times 10^8$ , ou seja, mais de 100 milhões de equações simultâneas.

Considere-se agora o problema proposto neste trabalho, para se ter uma ordem de sua magnitude. Tem-se a geometria de uma pluma de incêndio de uma poça semicircular, com diâmetro de 343 m conforme Apêndice C. Avaliou-se a altura de sua pluma visível como sendo 548 m, usando-se a correlação de Thomas da eq. (5.21) sem vento, com o fito de realizar uma análise de sensibilidade grosseira para se ter uma avaliação da quantidade de pontos nodais necessários para parametrizar o domínio computacional do caso em tela.

Pela Figura 5.13, poças com diâmetros acima de 10 m, já apresentam  $Re \approx 5.000$  e, com este valor, chega-se a  $l_0/l_{\mathcal{K}} \approx (5.000)^{3/4} \approx 600$ , ou seja, uma razão  $l_0/l_{\mathcal{K}}$  com duas ordens de magnitude  $\mathcal{O}(2)$  ( $10^2$ ), aproximadamente coerente com a ordem de grandeza  $\mathcal{O}(2)$  para  $l_0/l_{\mathcal{K}} \approx 100$ , considerando a combustão acima discutida por

Warnatz et al. (1999). Se usadas esta relação estimada de  $l_0/l_{\mathcal{K}} \approx 600$ , e a mesma marcha no tempo acima mencionada de 1.000 *time steps*, e, adicionalmente, considerando que para descrever as menores estruturas na escala de Kolmogorov, seriam necessários os mesmos 10 pontos nodais por comprimento dessa escala acima apresentados por Warnatz et al. (1999), chegar-se-ia a 6.000 (= 600 x 10) pontos nodais numa única direção, e  $(6.000)^3 \approx 2,2 \times 10^{11}$  para uma malha tridimensional. Se forem consideradas agora as mesmas 100 operações por ponto nodal, pode ser estimado que a quantidade total de operações a serem efetuadas com a malha deste domínio computacional pode alcançar a casa de  $2,2 \times 10^{16}$  (=  $2,2 \times 10^{11}$  pontos nodais x 1.000 *time steps* x 100 operações por ponto nodal), ou seja, 22 trilhões de operações para simular o processo de combustão turbulenta da pluma considerada. Aplicando a correlação citada por Silveira Neto (2002) para estimar os graus de liberdade com  $Re \approx 5.000$ , ter-se-ia  $N_{gl} = (Re_T)^{9/4} \approx (5.000)^{9/4} = 2,1 \times 10^6$ , ou seja, pelo menos 2 milhões de graus de liberdade.

Verifica-se que, mesmo com um número de Reynolds, ainda que modesto, o cálculo explícito de todos os graus de liberdade ainda não seria possível. Seria necessário resolver sistemas lineares de  $2 \times 10^6$  equações simultâneas. Ou seja, um esforço computacional proibitivo, em ambas as relações de escala  $l_0/l_{\mathcal{K}}$  mencionadas por Warnatz et al (1999) e pelo problema em tela, uma vez que a maior parte dos problemas de engenharia é caracterizada por números de Reynolds que se localizam nessa faixa (Silveira Neto, 2002).

Em que pesem tais limitações, ainda assim, DNS é usada para baixos Reynolds em pequenos domínios computacionais em 3-D com 2 ou 3 reações químicas, ou em domínios em 2-D com química detalhada. Soluções com baixos  $Re_T$  não apresentam interesse prático para a indústria de GNL, mas são de grande interesse para pesquisa dos detalhes sobre escoamentos turbulentos. Em outras palavras, para aplicações práticas, soluções de Navier-Stokes para escoamentos turbulentos com reações químicas ainda apresentam resultados limitados (Warnatz et al., 1999).

### 6.3.5.3.2

#### LES

LES significa que a simulação de um escoamento turbulento usa a DNS, exceto nos pontos nodais estendidos até as menores escalas da malha do domínio computacional (Reynolds, 1986). Ao invés disso, existem menos pontos nodais, de maneira que as grandes escalas são determinadas com DNS, mas as escalas não resolvidas, as 'subescalas', são modeladas como turbulência isotrópicas, utilizando modelos de turbulência como o  $\kappa - \varepsilon$ , por exemplo.

Usualmente, são adotadas simulações de grandes escalas LES com modelos de submalha, incluindo a modelagem dos tensores submalha  $\bar{\bar{L}}$ , de Leonard (interações entre as escalas resolvidas, computando contribuições da escala da submalha),  $\bar{\bar{C}}$ , Cruzado (interações entre escalas filtradas e não filtradas), e  $\bar{\bar{Q}}$ , de Reynolds (interações entre as escalas não filtradas) (Abrunhosa, 2004). Ainda conforme Abrunhosa (2004), simulação numérica de escoamentos turbulentos é mais complexa em LES do que em DNS. Na simulação numérica direta, o espectro de energia, embora contínuo, decai para zero em altos números de onda. Deste modo, simplesmente a malha deve ser capaz de resolver as menores escalas do movimento que tem uma energia significativa. Já na simulação LES, considera-se somente as escalas de movimento maiores que alguma banda de filtro, mas elas necessitam ser representadas numericamente, de modo tal

que sua banda seja menor ou igual à banda do filtro. Consequentemente, de forma diferente da DNS, em LES, as menores escalas resolvidas do movimento ainda guardam quantidades significativas de energia.

Uma discussão mais abrangente incluindo outras técnicas de simulação (RANS-*Reynolds Averaged Navier-Stokes*, LES, LIM, PDF) e sobre o tema técnicas de simulação em geral, pode ser encontrada em Sacadura (2005), Silva (2004), Silveira Neto (2002), Sagaut (2001), Pope (2000, 1994, 1985), Warnatz et al (1999), Piomelli (1999), Speziale (1998), Lesieur (1997), por exemplo.

#### 6.3.5.4

#### Interações entre turbulência e combustão não pré-misturada

Do ponto de vista quase-estacionário, ou quase-permanente (na literatura, *quasi steady state*, ou, *quasi stationary*), das possíveis interações entre turbulência e combustão, uma chama laminar é definida por uma espessura, enquanto que uma chama turbulenta é constituída por uma cascata turbilhonar de energia (de Kolmogorov), conforme Hussain (1986). Caracterizada pela energia cinética turbulenta  $\kappa$ , e uma escala de comprimento integral característica do escoamento turbulento,  $l_0$  (Chassaing, 2000).

As interações entre a turbulência e o processo de reações químicas da combustão nos escoamentos turbulentos sem pré-mistura, implicam em dobramentos, estiramentos (*strain*) e extinções das chamas, influenciando a taxa de combustão, e a frente da chama passando a não ter dinâmica própria, possibilitando o aparecimento de estruturas de vórtices, como visto acima. Chamas de difusão turbulenta podem, por uma questão de conveniência opcional, serem descritas por meio do número de Damköhler,  $Da$ , (como visto, escala de tempo do fenômeno de transporte considerado vs. escala de tempo de uma reação química) e pelo número de Reynolds turbulento,  $Re_T$  (comprimento da escala integral vs. comprimento da escala de Kolmogorov) (Borghi e Champion, 2000).

Como visto acima, o número de Damköhler<sup>53</sup> envolve uma razão que usa a escala de tempo da turbulência  $t_T$  no numerador. Essa escala pode ser estimada a partir da flutuação da velocidade  $u'$  em torno da média temporal de Reynolds, tal que  $t_T = l_0/u'$ . O tempo característico do processo químico,  $t_{chm}$ , que aparece no denominador, é dado por  $Da = t_T/t_{chm}$  conforme antecipado no item 6.3.4.1 (Chamas não pré-misturadas laminares com cinética química rápida).

Considera-se na literatura (Warnatz et al., 1999; Williams, 1985) que o número de Reynolds turbulento pode ser definido também como a razão entre o produto da intensidade da turbulência pela escala integral de comprimento turbulento e a viscosidade,  $u' l_T/\mu$ . Quando  $Da \rightarrow \infty$ , ou seja,  $t_T \gg t_{chm}$ , a chama turbulenta pode ser pensada como composta de um conjunto de pequeninos elementos de chama (*flamelets*) nos quais a reação química é muito mais rápida ( $t_{chm} \rightarrow 0$ ) do que o mais rápido movimento de movimento turbulento,  $t_T$ , tendo em vista esta desigualdade. O processo pode ser considerado então como em equilíbrio (Warnatz et al., 1999), e a frente de chama passa a ser torcida e deformada por estiramentos, sendo transportadas

<sup>53</sup> Na literatura de incêndios em poça, este adimensional é descrito, alternativamente, como sendo uma razão entre taxas de entalpias: calor de combustão do combustível criogênico por unidade de massa queimado na poça por unidade de tempo, e o produto do calor específico a pressão constante pela temperatura do ar oxidante de combustão por unidade de tempo, ou seja,  $Da = \Delta H_{C_i}/(c_{p_a} T_a)$ . Isto é, taxa de produção de energia térmica do processo de combustão na poça vs. taxa de transporte de entalpia na pluma, conforme Raj (2007c) e Fay (2006).

pela turbulência. Por outro lado, aumentando-se indefinidamente a turbulência com  $Re_T$  cada vez maiores ( $u' \rightarrow \infty; l_T \rightarrow \infty$ ), há riscos de esse aumento afetar fortemente a conversão química a ponto até de extinguir a chama.

### 6.3.5.5 Alguns aspectos sobre modelos de turbulência

As equações de Navier-Stokes ficam fechadas quando se usam correlações empíricas para as densidades de fluxo da grandeza de interesse transportada. Por outro lado, as equações médias de conservação não são fechadas até que se especifique o tensor do estresse de Reynolds  $\{\overline{\rho \mathbf{u}'' \mathbf{q}''}\}$ , onde  $\overline{\mathbf{u}''}$  é a média temporal de Reynolds da flutuação do vetor velocidade em torno da média de Favre,  $\mathbf{q}$  é uma propriedade qualquer de interesse (fração mássica, entalpia, velocidade, fração molar), tal que, ( $\mathbf{q} = w_i, \mathbf{u}, h, Z_i$ ) (Warnatz et al., 1999), e  $\overline{\mathbf{q}''}$  é a média temporal de Reynolds da flutuação de Favre da propriedade transportada. Esses novos termos advindos da passagem das médias não são explicitamente conhecidos como funções de variáveis dependentes médias, gerando-se mais incógnitas do que equações (problema do fechamento na turbulência). O tratamento dos termos fonte, isto é, taxas de reações químicas nas equações de conservação das espécies é uma tarefa complicada, por isso opta-se pelo uso das equações de conservação dos elementos químicos que não se alteram na reação. Como eles não podem ser criados nem destruídos, pelo princípio de Lavoisier, os termos fontes desaparecem nas equações de conservação dos elementos químicos, via frações mássicas dos elementos (Williams, 1985), conforme eq. (6.5). De modo que a conservação da massa das espécies químicas é dada pela equação (Bird et al. 2002; Warnatz et al., 1999)

$$\underbrace{\frac{\partial \rho_i}{\partial t}}_{\text{Termo transiente}} + \underbrace{(\nabla \bullet [\rho_i \mathbf{u}])}_{\substack{\text{Termo convectivo} \\ \text{transporte} \\ \text{da espécie } i}} + \underbrace{(\nabla \bullet \mathbf{j}_i)}_{\substack{\text{Termo difusivo} \\ \text{difusão} \\ \text{da espécie } i}} = \underbrace{\mathcal{M}_i \dot{w}_i}_{\substack{\text{Termo fonte} \\ \text{produção} \\ \text{da espécie } i}} \quad (6.5)$$

onde  $\rho_i$ ,  $\mathbf{j}_i$ ,  $\mathcal{M}_i$ ,  $\dot{w}_i$  são, respectivamente, a densidade parcial, o vetor do fluxo de difusão mássica, massa molar e a taxa de formação molar da espécie química  $i$ , e  $\mathbf{u}$  o vetor da velocidade média do centro de massa do escoamento.

Supondo, por aproximação, que todas as difusividades moleculares mássicas,  $\mathcal{D}_i$  sejam iguais, a eq. (6.5) pode ser multiplicada por  $\mu_{ij}$  da eq. (6.1) e somada com ela mesma, obtendo-se

$$\frac{\partial(\rho Z_i)}{\partial t} + (\nabla \bullet [\mathbf{u} Z_i]) - (\nabla \bullet [\rho \mathcal{D} [\nabla Z_i]]) = 0 \quad (6.6)$$

onde  $\rho$  é a densidade total e  $Z_i$  é a fração mássica da espécie  $i$  (Warnatz et al., 1999). Considerando que pela eq. (6.1),  $\sum_{j=1}^S \mu_{ij} \mathcal{M}_i \dot{w}_i = 0$ , a eq. (6.6) não possui termo de reação química. Passando os filtros de Reynolds e de Favre na eq. (6.6), obtem-se uma equação sem termos fontes, com a média temporal de Reynolds e a média de Favre com suas flutuações, em que  $\mathcal{D}$  é a difusividade molecular mássica, vem

$$\underbrace{\frac{\partial(\bar{\rho} \tilde{Z}_i)}{\partial t}}_{\text{Termo transiente acumulação da espécie } i} + \underbrace{(\nabla \bullet [\bar{\rho} \tilde{\mathbf{u}} \tilde{Z}_i])}_{\text{Termo convectivo transporte da espécie } i} + \underbrace{(\nabla \bullet [\overline{[\rho \mathbf{u}'' Z_i'']}] - [\bar{\rho} \mathcal{D} \nabla \tilde{Z}_i])}_{\text{Termo difusivo difusão líquida entre o transporte convectivo e o transporte causado pelo gradiente de concentração da espécie } i} = 0 \quad (6.7)$$

O processo de passagem dos filtros de Reynolds e de Favre gera novos termos de flutuações, não explicitamente conhecidos, como funções das variáveis (médias dependentes (novamente, o problema de fechamento da turbulência), tornando Navier-Stokes uma equação ‘não fechada’. As equações de Navier-Stokes são fechadas quando se usam correlações empíricas para as densidades dos fluxos e se descreve o tensor de Reynolds como um transporte turbulento, modelando-o como no caso laminar. Para tanto, usa-se a ‘aproximação do gradiente de transporte’ (*gradient transport*), fundamentada na ‘aproximação de Boussinesq’ (Silveira Neto, 2002), estabelecendo-se que o tensor de Reynolds é considerado, por hipótese, proporcional ao tensor do gradiente de transporte da média de Favre da propriedade transportada<sup>54</sup>, ou seja,

$$\overline{\{\rho \mathbf{u}'' q_i''\}} = -\bar{\rho} v_T \{\nabla \tilde{q}_i\} \quad (6.8)$$

onde  $\bar{\rho}$  é média temporal de Reynolds da densidade,  $v_T$  é a viscosidade turbulenta do escoamento;  $\overline{\mathbf{u}''}$  e  $\overline{q_i''}$  são as médias temporais de Reynolds, respectivamente, da flutuação de Favre do vetor velocidade em torno da média de Favre e da flutuação de Favre da propriedade transportada da espécie  $i$ , também em torno dessa média, e  $\nabla \tilde{q}_i$  o gradiente de transporte da média de Favre (pela densidade) da propriedade transportada (Warnatz et al., 1999). Essa aproximação permite a simplificação das equações médias de conservação e a descrição da conservação do escalar passivo da fração de mistura, como será visto no item 6.3.6.1 (Chamas não pré-misturadas turbulentas com equilíbrio químico).

Existem muitos modelos para determinar a viscosidade turbulenta, como o modelo de ‘zero equação’ algébrica explícita, de ‘uma equação’ com uma equação diferencial adicional para a energia cinética turbulenta,  $\tilde{\kappa}$ , (TKE), e o modelo de ‘duas equações’ usado atualmente com duas equações diferenciais parciais. Uma para a energia cinética turbulenta  $\tilde{\kappa}$ , e outra para sua taxa de dissipação,  $\tilde{\varepsilon}$ , usadas no modelo  $\kappa - \varepsilon$  e suas variações. Um aprofundamento do tema pode ser obtido em Sagaut (2001), Pope (2000) Warnatz et al. (1999), Piomelli (1999), por exemplo.

## 6.3.6

### Chamas não pré-misturadas turbulentas

#### 6.3.6.1

#### Chamas não pré-misturadas turbulentas com equilíbrio químico

Muito da compreensão das chamas não pré-misturadas pode ser obtido, assumindo-se que as espécies químicas reagem até o equilíbrio, tão rápidas (*fast*)

<sup>54</sup> A notação de Gibbs (1960) foi usada considerando que a grandeza transportada no lado direito da equação é o vetor velocidade, fazendo com que o operador gradiente,  $\nabla$ , aplicado no vetor velocidade  $\mathbf{u}$  gere o tensor do gradiente da velocidade. No caso de grandezas escalares, usa-se o vetor do fluxo da quantidade escalar transportada em questão, mantendo-se as chaves adotadas,  $\{ \}$ , para designarem quantidades tensoriais, como requer a notação. Maiores detalhes podem ser obtidos no Apêndice A.

quanto se misturam, e o processo se resume, então, em se computar como o combustível se mistura com o oxidante (Warnatz et al., 1999). O problema da mistura é simplificado quando se assume que as difusividades de todos os escalares são iguais. Se todas as espécies se misturam de maneira semelhante, pode-se focar na mistura de uma única variável. E se as difusividades forem iguais, as relações lineares podem ser consideradas como aproximações, provendo uma compreensão simplificada da estrutura da chama, o que é bastante útil.

Como algumas moléculas são consumidas, é usual se mapear (*track*) a mistura desses elementos químicos, pois eles não se alteram, ou seja, são conservados, mesmo com reação química. E para computá-los, usa-se o escalar passivo fração de mistura,  $\xi$ , conforme visto no item 6.3.4.1 (Chamas não pré-misturadas laminares com cinética química rápida) e definido nas eqs. (6.1) e (6.2). De modo que se computando a mistura de  $\xi$ , a mistura de todos pode ser também computada.

Um jato turbulento de fogo no ar, por exemplo, pode ser pensado como um problema de duas correntes, com os elementos químicos com frações mássicas  $Z_{i_1}$  e  $Z_{i_2}$  nessas duas correntes. O escalar passivo  $\xi$  não depende da escolha do elemento químico  $i$ , mas depende linearmente da fração mássica  $w_j$ , devido às eqs. (6.1) e (6.2). Como a fração de mistura é uma grandeza adimensional e normalizada, as condições de contorno são  $\xi = 1$  para corrente 1, e  $\xi = 0$  para a corrente 2 já vistas. À medida que a mistura se processa, em qualquer ponto do escoamento da pluma do incêndio,  $\xi$  pode ser considerado como a fração mássica do material fluido que se originou na corrente 1, e  $-1 - \xi$  a fração mássica que originou da corrente 2 (Warnatz et al., 1999). Usando as eqs. (6.2) e (6.6), chega-se a ‘equação de conservação do escalar passivo fração de mistura’,  $\xi$ ,

$$\frac{\partial(\rho\xi)}{\partial t} + \underbrace{(\nabla \bullet (\rho\mathbf{u}\xi))}_{\substack{\text{Termo convectivo} \\ \text{taxa de transporte} \\ \text{do escalar passivo} \\ \text{por unidade} \\ \text{de volume}}} - \underbrace{(\nabla \bullet [\rho\mathcal{D}[\nabla\xi]])}_{\substack{\text{Termo difusivo} \\ \text{taxa de difusão} \\ \text{do escalar passivo} \\ \text{por unidade} \\ \text{de volume}}} = 0 \tag{6.9}$$

Termo transiente
Termo convectivo
Termo difusivo

taxa de variação
taxa de transporte
taxa de difusão

do escalar passivo
do escalar passivo
do escalar passivo

por unidade
por unidade
por unidade

de volume
de volume
de volume

onde  $\mathcal{D}$  é a difusividade molecular mássica. Warnatz et al. (1999) observa que como o escalar passivo não tem termo fonte (*source term*) nem termo de extinção (*sink term*), ele é conservado durante a reação química de combustão, denominado, por conseguinte de ‘escalar conservado’.

Assim, uma descrição simplificada do processo de combustão de chamas de difusão torna-se possível, considerando como condições de contorno apropriadas o oxidante na cota  $Z \rightarrow -\infty$  e combustível na cota  $Z \rightarrow +\infty$ , e contemplando as seguintes hipóteses (Silva, 2006, 2004, Warnatz et al., 1999):

1. Equilíbrio químico (cinética química) ‘rápido’ (*fast*) da chama, ou seja, as espécies químicas reagem até o equilíbrio tão rápido quanto se misturam descrito por um processo global de combustão  $C + nO \rightarrow P$  já visto;
2. As difusividades mássicas moleculares de todos os escalares são iguais e todas as espécies se misturam por igual;
3. A energia se difunde com a mesma taxa para todas as espécies, isto é, o número de Lewis (difusão molecular vs. difusão térmica)  $Le = \mathcal{D}/\alpha = \mathcal{D}\rho c_p/k_{mix} \approx 1$ , onde  $k_{mix}$  é a condutividade térmica da mistura,  $\rho$  é a densidade da mistura do escoamento,  $c_p$  e  $\mathcal{D}$ , respectivamente, o calor específico a pressão constante e a

difusividade molecular da mistura de gases por onde se propaga a chama e o escoamento;

4. Não há perda de calor (razão pela qual as plumas de incêndio são consideradas ‘adiabáticas’; mais, adiante), todas as variáveis escalares (temperatura, entalpia, fração mássica e densidade) são funções conhecidas da fração de mistura  $\xi$  somente, e a função conhecida é a composição de equilíbrio; adicionalmente, a energia cinética turbulenta do escoamento é supostamente negligenciável, com decorrente pressão constante;
5. Não há termo fonte nem de criação nem de extinção no processo;
6. Transporte de massa por difusão das espécies ocorre segundo a Lei de Fick;
7. Propriedades de transporte constantes.

As hipóteses 2 a 7 acima são conhecidas como ‘aproximação de Schvab-Zel’dovich’. Está embutido nesse conceito, que há variação de densidade e expansão volumétrica, devido à liberação de calor oriunda da combustão (Warnatz et al., 1999). Dessa forma, os campos da entalpia e da temperatura podem ser modelados pelo escalar passivo conservado, a fração de mistura  $\xi$ , via

$$\xi = \frac{h - h_{ox}}{h_v - h_{ox}} \quad (6.10)$$

onde  $h$  é a entalpia específica,  $h_{ox}$  é a entalpia específica do oxidante, e  $h_v$  a entalpia específica do vapor do combustível (Silva, 2004, Warnatz et al., 1999, Fay, 2006). De forma coerente, *mutatis mutandis*, a fração mássica dos produtos de combustão,  $w_{prod}$ , se correlaciona com a temperatura  $T$ , via  $\xi$  da eq. (6.10), por meio da equação

$$w_i = w_i(\xi) \equiv w_{prod}(\xi) = \frac{T - T_a}{T_{ad} - T_a} \quad (6.11)$$

em que  $T_a$  é a temperatura do ar ambiente e  $T_{ad}$  temperatura adiabática da chama, consistente com a Figura 6.8 do modelo de mistura (Fay, 2006; Warnatz et al., 1999).

O problema da modelagem da chama turbulenta não pré-misturada fica então resumido ao mapeamento (*tracking*) da mistura turbulenta do escalar passivo  $\xi$ , caso as condições de contorno acima sejam satisfeitas para as espécies químicas e as entalpias sejam homogêneas.  $\xi$  é a única variável necessária para a descrição do processo de reação devido à ausência de termo fonte, o que simplifica de forma significativa o processo de modelagem de um incêndio em poça a ser tratado nos itens 6.4.2 (Premissas e hipóteses simplificadoras) e 6.6 (Modelagem da pluma térmica).

Outrossim, a modelagem desse mapeamento, em tese, pode ser realizada por uma ampla variedade de níveis de sofisticação, porém, deve-se levar em conta o esforço computacional necessário. Citando, por exemplo, o ferramental numérico necessário, pode-se utilizar Simulação Numérica Direta-DNS (Reynolds, 1989), Simulação Direta de Grandes Escalas-LES (McMurtry et al., 1992), método Lagrangiano integral-LIM (Dahm et al., 1995) e, com frequência, funções de densidade de probabilidade PDF (Pope, 1991, 1985). Sua formulação matemática se inicia com a média temporal de  $\xi$ , obtida passando-se o filtro da decomposição temporal de Reynolds, e usando a aproximação

do gradiente de transporte<sup>55</sup> e a viscosidade turbulenta  $v_T$  do escoamento, com base na eq. (6.8) tendo-se que

$$\underbrace{(\nabla \bullet (\bar{\rho} \tilde{\mathbf{u}} \tilde{\xi}))}_{\text{Termo convectivo taxa de transporte da média de Favre do escalar passivo por unidade de volume}} - \underbrace{(\nabla \bullet (\bar{\rho} v_T [\nabla \tilde{\xi}]))}_{\text{Termo de transporte turbulento do gradiente da média de Favre do escalar passivo por unidade de volume}} = 0 \quad (6.12)$$

Se a equação de conservação da PDF da fração de mistura for conhecida, os valores médios dos escalares podem ser calculados, usando-se equações médias de conservação com a decomposição de Favre pela densidade. Simplificações podem também ser feitas, associando-se à PDF a dois parâmetros, média  $\tilde{\xi}$  e variância  $(\tilde{\xi}'')^2$  da fração de mistura usando a distribuição Gaussiana, com abordagem da função delta (degrau) de Dirac. Devido à sua simplicidade, pode-se usar também a função Gaussiana truncada (uma distribuição Gaussiana com duas funções delta de Dirac) ou a função- $\beta$  como aproximação a uma PDF de uma dimensão. Ao invés então de usar uma equação de conservação para a PDF, é necessário apenas uma equação de conservação para a média da variância do escalar passivo a ser usada.

Uma ‘equação para a variância das flutuações da fração de mistura’ em torno da média de Favre,  $(\tilde{\xi}'')^2 = \overline{\rho \xi''^2} / \bar{\rho}$  pode ser obtida a partir da eq. (6.8), multiplicando-a pela média de Favre do escalar passivo, passando um novo filtro de Reynolds temporal e um filtro de Favre ponderado pela densidade, fornecendo segundo Bilger (1980),

$$\underbrace{(\nabla \bullet (\bar{\rho} \tilde{\mathbf{u}} (\tilde{\xi}'')^2))}_{\text{Taxa de convecção turbulenta da variância das flutuações do escalar passivo em torno da média de Favre por unidade de volume}} - \underbrace{(\nabla \bullet (\bar{\rho} v_T (\tilde{\xi}'')^2))}_{\text{Taxa de difusão turbulenta da variância das flutuações do escalar passivo em torno da média de Favre por unidade de volume}} = \underbrace{2 \bar{\rho} v_T (\nabla^2 (\tilde{\xi}))}_{\text{Taxa de difusão turbulenta do fluxo do gradiente da média de Favre do escalar passivo por unidade de volume}} - \underbrace{2 \bar{\rho} \mathcal{D}(\nabla^2 (\xi''))}_{\text{Taxa de dissipação média temporal de Reynolds das flutuações do escalar passivo por unidade de volume}} \quad (6.13)$$

onde o último termo do lado direito da eq. (6.13) é denominado de taxa de dissipação,  $\tilde{\chi}$ , do escalar passivo  $\xi$  da fração de mistura.

A taxa de dissipação do escalar passivo dissipa as flutuações nos escalares, da mesma forma que a dissipação viscosa,  $\Phi$ , dissipa as flutuações dos campos de velocidade. Esse termo,  $\tilde{\chi}$ , contém o Laplaciano das flutuações do escalar passivo da fração de mistura em torno da média de Favre, e deve ser modelado em termos de variáveis conhecidas. Aplicando-se a aproximação do gradiente de transporte da eq. (6.8), a taxa de dissipação pode ser calculada

<sup>55</sup> Warnatz et al., (1999) consideram esta hipótese com controversa, pois sustentam que, experimentalmente, o transporte turbulento pode ocorrer no sentido contrário (*against*) o gradiente dos valores médios. Como esta discussão foge ao escopo do presente trabalho, não será aqui tratada.

$$\tilde{\chi} = \frac{2\rho\mathcal{D}(\nabla^2(\xi''))}{\bar{\rho}} \approx 2\mathcal{D}(\nabla^2(\tilde{\xi})) \quad (6.14)$$

e desenvolvendo o Laplaciano, ele pode ser computado como

$$\begin{aligned} (\nabla^2(\tilde{\xi})) &= (\nabla \cdot [\nabla(\tilde{\xi})]) = \text{div grad}(\tilde{\xi}) = \hat{\mathbf{e}}_i \frac{\partial}{\partial x_i} \cdot \hat{\mathbf{e}}_j \frac{\partial(\tilde{\xi})}{\partial x_j} = \hat{\mathbf{e}}_i \cdot \hat{\mathbf{e}}_j \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{\partial(\tilde{\xi})}{\partial x_j} \\ &= \delta_{ij} \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\partial(\tilde{\xi})}{\partial x_j} \right) = \delta_{ij} \frac{\partial^2(\tilde{\xi})}{\partial x_i \partial x_j} = \frac{\partial^2(\tilde{\xi})}{\partial x_i \partial x_i} = \frac{\partial^2(\tilde{\xi})}{\partial x_j \partial x_j} = \frac{\partial^2(\tilde{\xi})}{\partial x_i^2} \\ &= \frac{\partial^2(\tilde{\xi})}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2(\tilde{\xi})}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2(\tilde{\xi})}{\partial x_3^2} \end{aligned} \quad (6.15)$$

Uma PDF  $P(\tilde{\xi}, \mathbf{r})$  pode ser estabelecida a partir de  $\tilde{\xi}$  e  $(\tilde{\xi}'')^2$ , usando-se, p. ex. a função delta de Dirac. Então todas as médias podem ser computadas, uma vez que  $\rho$ ,  $w_i$  e  $T$  são funções conhecidas de  $\xi$ , em função da hipótese de equilíbrio. Em função da única correlação entre  $\xi$  e todos os escalares, conforme as correlações da cinética de equilíbrio pode-se computar as estatísticas de qualquer escalar. No entanto, parte-se do pressuposto que a chama nunca se extingue, devido à hipótese da cinética química rápida, e, adicionalmente, fuligem não é modelada (Warnatz et al., 1999), sendo este último quesito um fator de complicação, que dificulta a utilização desse ferramental para modelagem numérica de grandes plumas de incêndio como o que afigura.

### 6.3.6.2

#### **Equações de transporte com funções de densidade de probabilidade (PDF)**

A simulação numérica da equação de transporte é usualmente aproximada por um grande número de partículas estocásticas, que representam concretizações do escoamento. Em princípio, qualquer PDF pode ser representada por uma soma ponderada de quantidade de momentos estatísticos da PDF (Libby e Williams, 1994). Na prática, gerar e resolver equações adicionais de conservação para momentos de ordem superior pode ser impraticável. A forma da PDF conjunta do escalar decorre da mistura do fluido e da reação química, por conseguinte, a PDF, em tese, é gerada resolvendo-se Navier-Stokes. Partindo-se dessa solução, uma equação de conservação para a PDF conjunta das velocidades e dos escalares pode ser deduzida (Pope, 1985).

A PDF modela um campo vetorial multidimensional dos escalares, o vetor velocidade, termos fontes dos escalares, componentes do tensor do estresse viscoso, fluxo molecular de difusão ou condução de calor. As probabilidades condicionais das expectâncias também são computadas pelas médias. Em termos físicos, as espectâncias condicionais determinam as médias dos fluxos moleculares para valores da velocidade e dos escalares (Pope, 1985). Na equação de transporte são definidos termos fechados da variação da PDF com o tempo, transporte convectivo no espaço físico, transporte no espaço da velocidade devido à gravidade e gradientes de pressão, e o transporte no espaço das composições devido a termos fontes de reações químicas.

As vantagens desta técnica são que o termo fonte de produção química pode ser tratado com exatidão, e assim como o de convecção, não precisando ser modelado, obtendo-se estatísticas completas sobre a evolução das grandezas turbulentas (Silva, 2004; Warnatz et al., 1999), porém as espectâncias matemáticas dos termos dos fluxos

do transporte molecular devido à micromistura, e também o de gradiente da flutuação da pressão não apareçam na equação de forma fechada, necessitando serem modelados (Warnatz et al., 1999; Pope, 1985).

Mesmo com simplificações obtidas relaxando-se as correlações espaciais, as equações da PDF conjunta não são prontamente resolvidas para domínios muito grandes, com os recursos computacionais existentes hoje em dia (Warnatz et al., 1999), devido a sua alta dimensionalidade, pois usa diversos espaços. Enquanto na equação de Navier-Stokes somente coordenadas espaciais e temporais são variáveis independentes, na PDF, todos os escalares e as componentes da velocidade são incluídos na equação de transporte como variáveis independentes. Dessa forma, as dificuldades da solução de Navier-Stokes indicadas na simulação com DNS ou LES, é de esperar que sejam amplificadas ainda mais quando se usa PDF. Em função da grande dimensão do sistema a ser modelado, o método de Monte Carlo (partículas estocásticas em coordenadas Lagrangeanas) emergiu como uma solução para esse problema (Xu e Pope, 2000; Pope, 1985), descrevendo a evolução das partículas com termos determinísticos e flutuações aleatórias. Porém, a solução numérica ainda consome muito tempo, e é restrita somente a um pequeno número de espécies químicas, favorecendo apenas uma quantidade reduzida de mecanismos de reação química. Warnatz et al. (1999) cita que a PDF é representada por um número muito grande de partículas geradas estocasticamente, apresentando o exemplo de 100.000 partículas para um sistema bidimensional (2-D). Essas partículas evoluem no tempo, de acordo com a convecção, reação química, transporte molecular e forças de corpo, simulando assim a evolução da PDF. Para escoamentos (1-D), deduz-se que seriam necessárias  $\sqrt{100.000} \approx 316$  partículas, e, para um escoamento (3-D) seriam necessárias  $316^3 \approx 3 \times 10^7$ , ou seja, cerca de 30 milhões de partículas estocásticas.

Na prática, a PDF conjunta para a velocidade e escalares  $f(\mathbf{u}, T, w_i, \rho)$  fica reduzida à uma equação para escalares para modelar com exatidão as reações químicas, e o campo de velocidade é computado por um modelo padrão de turbulência de duas equações diferenciais,  $\kappa - \varepsilon$ , por exemplo, que é modelo para escoamento turbulento. Os dois modelos são acoplados via densidade. A PDF fornece o campo da densidade, que é inserido no modelo do escoamento, e um novo escoamento é calculado; o resultado é re-alimentado na PDF para corrigir a densidade. O processo se repete até que haja convergência do método (Nau et al., 1996).

### 6.3.7 Aspectos conclusivos

Como visto no item 6.3.4.1 (Chamas não pré-misturadas laminares com cinética química rápida), conforme Warnatz et al. (1999), a expressão linear  $w_i \approx w_i(\xi)$  permanece válida como uma aproximação. Esta constatação é de fundamental importância, pois será o pilar fundamental para o modelo de múltiplas zonas, como será adiante desenvolvido no item 6.6 (Modelagem da pluma térmica).

Como discutido no item 6.3.5.3 [Simulação numérica direta (*Direct Numerical Simulations*-DNS) e simulação de grandes escalas (*Large-Eddy Simulations*-LES)] e 6.3.6.2 [Equações de transporte com funções de densidade de probabilidade (PDF)], simulações com essas técnicas de solução numérica, enseja um elevado esforço computacional. Dessa maneira, deve-se avaliar o real ganho a ser obtido com essas soluções, considerando sua atratividade, tendo em vista o balanço da relação custos vs. esforço computacional vs. benefício alcançável vs. margem das incertezas.

Se a relação linear aproximada,  $w_i \approx w_i(\xi)$ , é usada em lugar das eqs. (6.9), (6.12) (6.13) e (6.14) para chamas não pré-misturadas turbulentas, como é exatamente o caso da presente trabalho, a modelagem da pluma de incêndio se torna grandemente facilitada. Uma discussão final será apresentada, no entanto, em 6.6.1 (Problemática da interação entre turbulência e combustão não pré-misturada e seu acoplamento com o transporte radiativo), pois, até aqui, o transporte radiativo ainda não foi tratado.

## 6.4

### A física do modelo

#### 6.4.1

##### Introdução

Schlichting e Gersten (2003, p. 653) discutiram o conceito de escoamentos turbulentos cisalhantes livres (*turbulent free shear flows*), que contemplam jatos de empuxo (*buoyant jets*), apresentando como extensão, o jato de momento com empuxo (*buoyant momentum jet*), ou pluma de convecção forçada (*forced plume*). Neste caso, existe uma transição de jato de momento (ou livre) (*momentum jet*) no campo próximo (*near field*), para jato de empuxo no campo ao longe (*far field*), redundando em não similaridade nessa região de transição. Este tipo de escoamento foi computado por Gersten et al. (1980) com métodos integrais, levando em conta a inclinação do momento inicial da pluma em relação à vertical. Por outro lado, se o campo de temperatura externo à pluma não for constante, mas, ao invés disso, for da forma de temperatura estratificada, o jato de empuxo se modifica de forma análoga ao relatado, segundo Schlichting (1982) e Turner (1973).

Como visto, observações de experimentos com incêndios acidentais em poça de combustíveis de hidrocarbonetos líquidos indicam que a pluma visível é em forma de coluna até cerca de 50 m de diâmetro. Isto é, o incêndio visível se assemelha a uma pluma vertical irradiante (com baixas velocidades de vento). A altura da pluma visível não é fixa no tempo, mas pulsa acima e abaixo de uma altura média, e as taxas de variação da pulsação mudam com o diâmetro. Da mesma forma, à medida que o diâmetro aumenta, altera-se toda a dinâmica da combustão nas camadas superiores da pluma, devido à formação de estruturas de vórtices toroidais. A combustão como ocorre de forma quase instantânea com tais vórtices, resulta na recirculação dos gases queimados, diluição do ar e formação de fumaça, que é transportada para a superfície externa do envelope da pluma por circulação toroidal dos turbilhões. O efeito líquido deste fenômeno torna a combustão menos eficiente nas camadas superiores de incêndios com diâmetros maiores.

Dessa forma, a altura da chama que não é afetada (exceto pelo arrasto provocado pela dinâmica da entrada do ar), tem reduzida a emissão de radiação térmica através de seu envelope externo. A constatação de que incêndios em poça queimam sob forma de coluna de altura aproximadamente igual ao diâmetro, contada da base até a borda da chama observável, é então usada como um pilar na formulação da física do problema abaixo descrito. Para tanto, faz-se necessário introduzir o conceito de que somente uma fração  $\phi$  da massa do ar misturado até uma dada altura da pluma 'queima' com seu equivalente estequiométrico de combustível. Essa 'ineficiência' da combustão continua até que não haja mais vapor de combustível na mistura ar-combustível para ser queimado.

No topo da chama visível, combustível estará esgotado, uma vez que no interior da pluma térmica continua haver combustão ineficiente, só que somente durante uma

fração do tempo a em que chama será 'vista', por ser encoberta pela formação de densa quantidade de fuligem e fumaça, conforme discutido no item 5.6.4.4 (Modelos de zonas múltiplas). Este conceito tem sido utilizado com sucesso (Raj, 1981) em modelo matemático para explicar a temperatura da linha de centro da pluma de incêndios em poça de combustível de jato JP-4 mensurada experimentalmente, e a variação da velocidade do gás com a altura em um incêndio de 15,2 m de diâmetro.

### 6.4.2 Premissas e hipóteses simplificadoras

Como visto no item 5.6.4.1 [Vazão mássica de vaporização ( $\dot{m}_v''$ )], a equação (B.44) do Apêndice B governa a conservação da energia desse processo, e é aqui re-escrita tal que

$$\underbrace{\rho c_p \frac{DT}{Dt}}_{\substack{\text{taxa de variação} \\ \text{total da energia} \\ \text{interna}}} = \underbrace{-(\nabla \bullet \mathbf{q}_c) - (\nabla \bullet \mathbf{q}_r)}_{\substack{\text{fluxo de calor trocado} \\ \text{na fronteira por} \\ \text{processos de difusão} \\ \text{molecular e} \\ \text{radiativos}}} - \underbrace{\frac{\beta}{\mathcal{K}} (\nabla \bullet \mathbf{u})}_{\substack{\text{trabalho de} \\ \text{compressão} \\ \text{realizado sobre} \\ \text{o fluido}}} + \underbrace{\Phi}_{\substack{\text{dissipação} \\ \text{viscosa}}} + \underbrace{\rho \dot{Q}'''}_{\substack{\text{termo fonte de} \\ \text{geração de calor}}}$$
 (B.44)

Relaxando-se os termos do trabalho de compressão realizado pelo fluido e a dissipação viscosa, e desenvolvendo a derivada material da temperatura no lado esquerdo da eq. (B.44) em coordenadas de campo, obtêm-se

$$\rho c_p \left( \frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{u} \bullet [\nabla T]) \right) = -(\nabla \bullet \mathbf{q}_c) - (\nabla \bullet \mathbf{q}_r) + \dot{Q}'''$$
 (6.16)

e se as variações temporais da temperatura forem consideradas negligenciáveis, a eq.(6.16) se torna na eq. (6.17), re-escrita a partir da eq. (5.6) como

$$\underbrace{\dot{Q}'''}_{\substack{\text{taxa de geração} \\ \text{de calor por combustão} \\ \text{da pluma de incêndio} \\ \text{por unidade de} \\ \text{volume}}} = \underbrace{+(\nabla \bullet \mathbf{q}_c)}_{\substack{\text{taxa de calor} \\ \text{ganho por} \\ \text{condução por} \\ \text{unidade de} \\ \text{volume}}} + \underbrace{+\rho c_p (\mathbf{u} \bullet [\nabla T])}_{\substack{\text{taxa de calor} \\ \text{ganho por} \\ \text{convecção por} \\ \text{unidade de} \\ \text{volume}}} + \underbrace{+(\nabla \bullet \mathbf{q}_r)}_{\substack{\text{taxa de calor} \\ \text{ganho por} \\ \text{radiação por} \\ \text{unidade de} \\ \text{volume}}}$$
 (6.17)

Hottel (1959) demonstrou que o comportamento da velocidade de vaporização,  $\langle \dot{y} \rangle$ , pode ser correlacionado com a taxa de transferência de calor que determina a vazão mássica de vaporização do combustível. Então, conforme estabelecido na eq. (5.6), ou (6.17), a transferência global de calor a partir do incêndio pode ser representada pela equação adiante, tomando por base o volume de controle esquematizado apresentado na Figura 6.9, que simula a pluma da foto da Figura 6.10, tal que

$$\begin{aligned}
 & \frac{\dot{Q}/(\pi D^2/4)}{\text{fluxo térmico para a poça de combustível líquido à partir da pluma}} \\
 = & \frac{4k}{D}(T_F - T_a) + \frac{h_{cv}(T_F - T_a)}{\text{fluxo de calor por condução através da borda do dique ou dique de contenção}} + \frac{\sigma \mathcal{F}(T_F^4 - T_a^4)(1 - e^{-\mathcal{L}_\lambda D})}{\text{fluxo de calor por convecção}} + \frac{\sigma \mathcal{F}(T_F^4 - T_a^4)(1 - e^{-\mathcal{L}_\lambda D})}{\text{fluxo de calor por radiação}} \quad (6.18)
 \end{aligned}$$

onde  $\dot{Q}/(\pi D^2/4)$  é o fluxo térmico,  $k$ , a condutividade térmica do combustível líquido,  $h_{cv}$ , o coeficiente de transferência de calor por convecção entre os produtos da pluma térmica e suas vizinhanças no ambiente considerado,  $\sigma$ , a constante de Stefan-Boltzman,  $\mathcal{F}$ , o fator de configuração geométrica adimensional entre a pluma do incêndio e um objeto-alvo considerado,  $T_F$ , a temperatura absoluta da chama,  $T_a$ , a temperatura absoluta atmosférica,  $\mathcal{L}_\lambda$ , o coeficiente de extinção espectral da mistura de produtos da pluma térmica, e  $D$ , o diâmetro da poça.

No capítulo de 5 constatou-se que para a maioria dos combustíveis líquidos, a transferência de calor por radiação e a vazão mássica de vaporização aumentam com o aumento do diâmetro (De Ris e Orlof, 1972). Para poças de diâmetros maiores do que 1 m, o termo radiativo da eq. (6.18) governa o fluxo de calor para a poça, principalmente devido à chama se tornar maior, irradiando como um corpo negro (Mudan, 1984).

Fuss e Hamins (2002) assumem que incêndios com diâmetros muito grandes são oticamente espessos com comportamento governado pela fuligem, e com temperaturas de corpo negro, irradiando entre 1.000 °C e 1.600 °C. Esse intervalo inclui as temperaturas entre 927 °C e 1.227 °C, intervalo da ‘temperatura de Schmidt’<sup>56</sup> prescrita por De Ris (1979) para chamas turbulentas de hidrocarbonetos. Conforme a Fig 5.3 Incêndios com  $D > 1$  m são claramente turbulentos, o que é pertinente, e a vazão mássica de vaporização observada para uma ampla gama de combustíveis, pode ser aproximada por uma função de calor e combustão e vaporização (Fay, 2006). Então, a vazão mássica de vaporização,  $\dot{m}''_v$ , de incêndios de grandes escalas governados por radiação, dependerá do tipo de combustível (Mudan, 1984), conforme apresentado na eq. (5.8) do capítulo 5.

Na Figura 6.2 é mostrado um incêndio real em poça decorrente do ataque terrorista ao petroleiro francês *Limburg*, no porto de *Al-Mukalla*, no Yemen, em 6.10.2002, semelhante a um incêndio em poça de GNL. Em termos de proporções, verifica-se que, visualmente, o diâmetro da poça de petróleo pode ser considerado como da ordem de grandeza da metade da largura do navio e cerca da altura de seu costado acima da linha d’água. Nela, podem ser observadas também que a altura das zonas de combustão ‘limpa’,  $L_C$ , é muito inferior à da coluna intermitente,  $L_V$ . Em um navio com 20 m de altura de costado, e 50 m de largura no convés, a figura sugere um  $L_C$  de cerca de 1 m com uma poça de cerca de 30 m. Observa-se também que a pluma térmica sofre ação do vento, inclinando-se com um ângulo (*tilt*)  $\theta$ .

<sup>56</sup> Temperatura na qual uma fonte de corpo negro localizada atrás de uma chama, não adiciona nem subtrai radiação durante medições.

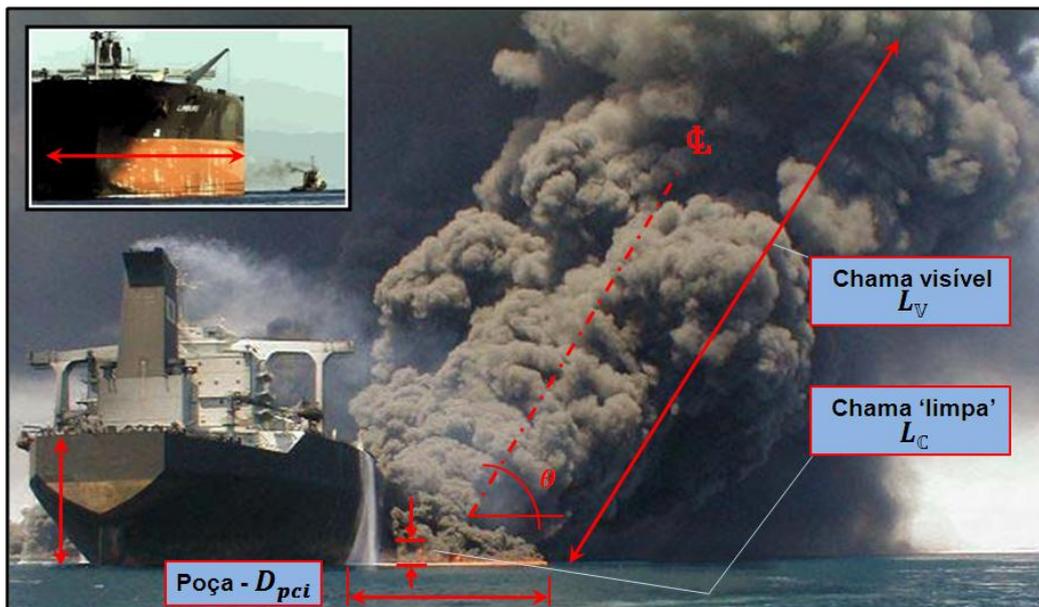


Figura 6.2 – Incêndio em poça de petróleo após punção no costado do navio  
Disponível: <[http://timriley.com/LNG\\_TERRORISM.htm](http://timriley.com/LNG_TERRORISM.htm)>. Acesso: 5 set. 2009. (Cortesia)

Na Figura 6.3 é apresentado, esquematicamente, como se processa a formação do incêndio em poça, após a ruptura do casco do metaneiro.

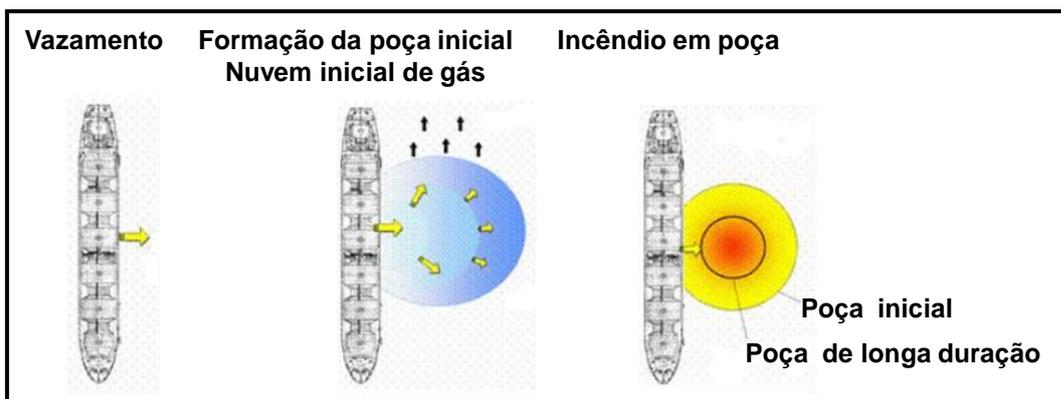


Figura 6.3 - Principais etapas de um incêndio em poça na água  
Adaptado de: Pitblado et al. (2006)

Na Figura 6.4 é mostrado, esquematicamente, o metaneiro do tipo membranas duplas com unidade de regasificação a bordo FSRU (*Floating, Storage and Regasification Unit*) instalada na proa do navio.

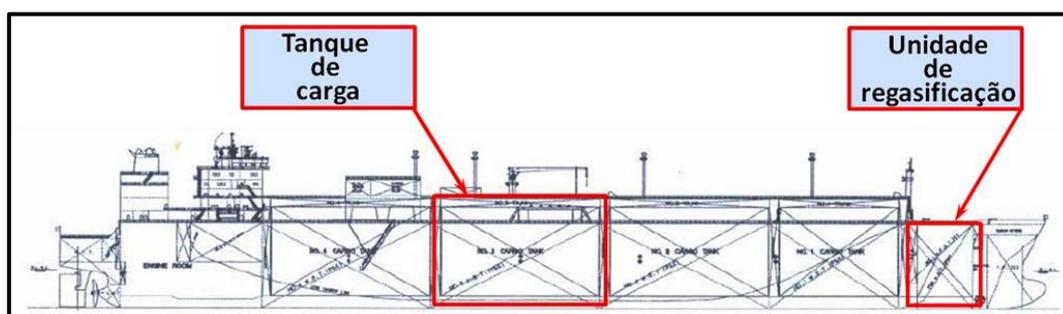


Figura 6.4 - Exemplo de metaneiro com unidade de regasificação (FSRU) a bordo  
Adaptado de: Sandia (2008)

Num cenário em que o navio está manobrando para atracar no terminal em águas costeiras (Sandia, 2008), é plausível considerar que sejam abrigadas e calmas (*quiescent, smooth*), havendo efeitos de correntes marinhas e de ondas de pequena monta. Nessas condições, considera-se não haver perturbações na superfície da água, sendo mínima a mistura do GNL com o substrato, sem turbulência exógena neste processo (Hissong, 2007). Havendo relativa calma de ventos, seu efeito pode então ser desconsiderado (Luketa-Hanlin, et al., 2006). Se a perfuração do casco ocorrer acima da linha d'água, pelo rasgo formado haverá derramamento de GNL sobre a superfície do mar dando origem a uma poça (Johnson e Cornwell, 2007), que neste trabalho é suposta ser semicircular e centrada no ponto da ruptura do casco do navio, pois é a que apresenta a descrição mais realista (FERC, 2004; ABS, 2004, Lehr e Simecek-Beatty, 2004, Fay, 2003), conforme Figura 6.2.

Quando o GNL é derramado, algum vapor é formado imediatamente. Para poças com derrames não confinados (*unconstrained*) na água, ela se espalha, entra em ebulição e vaporiza vigorosamente (Opschoor, 1980). Esta velocidade de vaporização é constantemente mantida, devido ao contato contínuo através de um filme formado entre o GNL e a água do mar a uma temperatura bem mais elevada. A carga derramada do navio sendo menos densa do que a água do mar flutua na água e se move horizontalmente, induzida pelo gradiente de pressão horizontal resultante das forças gravitacionais na camada do líquido. A principal força retardadora é a de inércia do movimento, seguida de algum arrasto viscoso da água (Lehr e Simecek-Beatty, 2004). Fay (1969, 1965) inicialmente considerou o escoamento composto de três etapas: (i) gravitacional-inercial, (ii) gravitacional-viscoso e (iii) tensão superficial-viscoso. Em recente trabalho, Fay (2007) propõe o espalhamento gravitacional-inercial, presente na maioria dos modelos e literatura existentes (Lehr e Simecek-Beatty, 2004), considerando a formação da poça como escoamento 'supercrítico'. Segundo o autor, o escoamento pode ser modelado como praticamente invíscido e sem dissipação viscosa, anulando o termo  $\Phi$  da eq. (6.16), em função da ebulição do filme, e pelo fato de o GNL apresentar densidade muito menor do que a água, devido ao efeito Leidenfrost.

Após pesquisa e avaliação dos principais modelos existentes para descrever o comportamento da poça e GNL na água, verificou-se, no entanto que o apresentou melhor plausibilidade, concordância e robustez, foi o modelo de gravitacional-inercial invíscido proposto por Fay (2003). Detalhes e discussões sobre a modelagem e resultados podem se encontrados no Apêndice C (Modelagem matemática do derrame/espalhamento da poça acoplada à do incêndio de difusão turbulenta).

Se, por outro lado, assumindo o vazamento como quase-instantâneo (Opschoor, 1980), uma vaporização contínua tem lugar. Como durante o escoamento da poça, gelo dificilmente é formado (Opschoor, 1980), a transferência de calor entre os fluidos ocorre através do filme entre ambos. GNL continua a se espalhar na água até alcançar uma espessura mínima para a fina lâmina formada, correspondente ao diâmetro máximo da poça. Depois que esse diâmetro máximo for alcançado, a área da poça diminui, mas com a constante evaporação, a espessura de sua película permanece constante. Em um dado momento, a tensão superficial não é mais capaz de sustentar a camada contínua, então ela se rompe (Opschoor, 1980).

Líquido é removido da poça de GNL por vaporização (Johnson e Cornwell, 2007; Fay, 2003). A vaporização ocorre devido a dois mecanismos: (i) transferência de calor da superfície do substrato para a poça, e (ii) transferência de calor por radiação, se a poça entrar em ignição; este último é o dominante (Luketa-Hanlin, 2006). A vazão mássica total de vaporização,  $\dot{m}_v''$ , será a soma da vazão mássica de ebulição,  $\dot{m}_e''$ , com a vazão mássica de radiação,  $\dot{m}_r''$ , ou seja,  $\dot{m}_v'' = \dot{m}_e'' + \dot{m}_r''$  (Hissong, 2007). Cumpre observar que a denominação dessas grandezas é apresentada de forma simplificada, uma vez que

se trata, em realidade, de uma vazão mássica por unidade de área da poça, como descrito anteriormente na parte pré-textual quando lista todos os símbolos usados no presente trabalho, e também no capítulo 5 (Revisão bibliográfica do estado da arte).

Como GNL é um fluido criogênico, com ponto de ebulição abaixo da temperatura da água, ele ferve vigorosamente. Se o vapor gerado pela ebulição encontrar uma fonte de ignição com energia suficiente, haverá ignição logo após o vazamento (Luketa-Hanlin, 2006), formando um incêndio em poça sobre o combustível líquido que está se espalhando (Fay, 2003). Hissong (2007) coloca que a ignição é quase imediata, causada por centelha produzida quando da punção no costado do *carrier*. Sendo imediata, não há tempo suficiente para mistura, e a combustão pode ser considerada ‘não pré-misturada’ (Silva, 2004). FERC (2004) corrobora esta hipótese, afirmando que na maioria dos vazamentos, o GNL se vaporiza rapidamente quando derramado na água e, quando não há ignição imediata, evapora-se por completo.

Nos vazamentos de escala industrial, ‘combustão não pré-misturada’ é referida no jargão da indústria como ‘incêndio’, com a taxa de mistura combustível-ar sendo governada pela turbulência do escoamento e pela difusão do combustível e do ar (oxidante). A combustão não pré-misturada turbulenta é referida como ‘chama não pré-misturada turbulenta’, pois a migração do vapor do combustível criogênico emanado da poça ocorre por um processo de difusão molecular até superfície da chama. No caso deste trabalho, considera-se que a difusão molecular interage com a combustão em escoamento turbulento. Essa transferência é auto-sustentada pelo mecanismo de transporte com retroalimentação da radiação térmica produzida pela combustão dos vapores de combustível (Fay, 2006), apresentado na Figura 6.1.

A transferência convectiva de calor do substrato é adicionada à transferência de calor por radiação térmica, proveniente da zona de combustão produzida pela retroalimentação radiativa da queima do combustível, sendo essas poças consideradas como diabáticas<sup>57</sup> por Fay (2006).

Com base nos experimentos relatados, medições, constatações, validações, observações e conclusões obtidas no capítulo 5 (Sandia, 2008; Raj, 2007c; TMS, 2006; Fay, 2007; Fay, 2006; Fay, 2003; Heskestad, 1998; Mudan, 1984; Raj, 1979c), e no item 6.3 (Elementos de combustão e turbulência), as hipóteses e premissas adiante são enunciadas para serem aplicadas ao modelo que ora se propõe.

A não citação explícita de referências utilizadas nas premissas e hipóteses simplificadoras abaixo, no todo ou em parte, indica que foram conclusões obtidas nas pesquisas realizadas ao longo deste trabalho. Mencione-se, adicionalmente, que a presente proposta representa uma contribuição incremental ao tema, pois trata com ineditismo um conjunto coerente e consolidado, o mais completo possível, de premissas e hipóteses simplificadoras, encontradas dispersas na literatura revisitada. Aborda, num só trabalho de forma conexa e encadeada, dois fenômenos, espalhamento e incêndio da poça criogênica derramada no mar. Até o momento, muitas das referências encontradas na literatura tratam também do assunto, porém de forma esparsa e desconectada.

O problema é caracterizado por sua multidisciplinaridade e alta variabilidade de circunstâncias, estas últimas presentes em qualquer caso real. De modo que sua simulação requer um sem número de considerações de ordem prática para reduzir lacunas de informações e graus de liberdade, mantendo-se, porém, um mínimo de plausibilidade para não descaracterizar a verossimilhança com a realidade, mas, por

---

<sup>57</sup> A expressão ‘não adiabática’, se usada, estaria sendo de forma incorreta, pois se o prefixo ‘a’ significa negação, então ‘não adiabática’ seria uma negação de uma negação, que, pela lógica, seria uma afirmação, contradizendo a hipótese inicial (Siegel e Howell, 2001).

outro lado, que permita a modelagem matemática da questão. Isso é feito por meio das premissas e hipóteses simplificadoras, enunciadas formalmente abaixo:

1. O derrame de GNL ocorre em regime quase-permanente quando da ruptura (rasgo) do costado de um metaneiro, abalroado intencionalmente por outro navio de grande porte em águas costeiras.  
Nesta circunstância, considera-se que o rasgo no costado pode chegar a 5 m<sup>2</sup>, com diâmetro equivalente de 2,5 m (Sandia, 2008);
2. O metaneiro é suposto estar em manobras de atracação no terminal terrestre de importação com carga plena, e capacidade compatível com os navios cuja tendência atual aponta para projetos com 265.000 m<sup>3</sup> (Sandia, 2008).  
A borda inferior do rasgo formado se situa, por hipótese, na linha d'água (Hissong, 2007), o que permite o derramamento de GNL criogênico à pressão atmosférica, que ocorre à custa somente de coluna hidrostática existente acima dessa linha (Sandia, 2008), desprezando-se a pressão (*ullage pressure*) exercida pelo GNL evaporado no espaço livre deixado no topo do tanque (*ullage space*) (Cleaver, et al., 2007; Qiao, et al., 2006; ABS, 2004).  
Supõe-se também não haver movimentação de camadas de GNL durante o carregamento do navio por conta da estratificação no fundo dos tanques do navio decorrentes de carregamentos anteriores (*rollover*) (Cleaver et al., 2007);
3. Desconsidera-se a entrada de ar no espaço deixado no topo dos tanques do *carrier*, e que o GNL pode ser vaporizado deslocando o líquido existente numa vazão volumétrica igual à vazão de descarga através do furo no costado, ou seja, são ignorados os efeitos da baixa pressão (vácuo) no tanque do metaneiro (Cleaver et al., 2007; ABS, 2004);
4. Com o derrame de GNL despejado na linha d'água, supõe-se que a poça assume o formato semicircular por ser o que fornece a representação mais realista (FERC, 2004).  
Admite-se também que ela se espalha sem confinamento em mar de águas calmas de um terminal terrestre (*quiescent, smooth waters*) e sem obstrução causada pela presença no cenário da outra embarcação que abalroou o metaneiro (Luketa-Hanlin, 2006; ABS, 2004);
5. Desconsidera-se o efeito da composição do GNL no processo de vaporização diferenciada de seus componentes, capaz de aumentar o ponto de bolha da mistura. À medida que a poça se vaporiza, a temperatura do líquido remanescente com frações mais pesadas aumenta, diminuindo o gradiente de temperatura e a transferência de calor, com efeito nas previsões da vaporização.  
Metano para a escala de interesse do presente trabalho será usado como representativo da composição de GNL.  
Embora outros hidrocarbonetos e os efeitos da turbulência na interface GNL-água estejam presentes no criogênico, a hipótese de se considerar as águas como abrigadas e quiescentes, permite que efeitos exógenos a essa interface (correntes marinhas, marés, ondas e ventos), possam, aproximadamente, serem relaxados na modelagem.  
Esses efeitos são, por outro lado, computados implicitamente em parâmetros globais da forma do escoamento (Sandia, 2008; Hissong, 2007; Luketa-Hanlin, 2006; Fay, 2003), como adotado no Apêndice C;
6. O espalhamento e a evaporação do GNL vazado praticamente não formam gelo, a não ser na borda da poça, mas é dissipado pela instabilidade térmica e mecânica da borda e pelo efeito da turbulência interna na interface das camadas (Luketa-Hanlin, 2006; ABS, 2004; Opschoor, 1980).

Significa que a vaporização da poça tem como um dos componentes, o transporte convectivo de calor na interface com a água.

O mar é suposto ser um reservatório térmico infinito (Van Wylene et al., 2003; Opschoor, 1980);

7. O espalhamento da poça de GNL durante a evaporação em águas calmas é considerado essencialmente invíscido, governado pelo regime 'gravitacional-inercial' (Sandia, 2004).

Este movimento praticamente sem atrito está relacionado com o 'efeito Leidenfrost'.

Ou seja, durante o vazamento em águas calmas, a diferença de temperatura entre o GNL e a água permanece aproximadamente constante, e o ponto de Leidenfrost não é ultrapassado.

A poça do líquido em ebulição fica isolada do substrato por uma fina película de vapor de GNL com viscosidade muito menor do que a da água e do GNL (Sandia, 2004).

O escoamento é suposto então ocorrer no regime de 'ebulição de filme' (Sandia, 2008; Fay, 2007; Luketa-Hanlin, 2006; Opschoor, 1980);

8. O efeito do vento das ondas oceânicas na desaceleração ou diminuição do espalhamento da poça na direção do gradiente da velocidade do vento é considerado desprezível em condições práticas de vazamentos de GNL em águas costeiras (Sandia, 2008; Fay, 2007).

As circunstâncias em que o vazamento ocorre, são supostamente independentes das condições do local da ocorrência do vazamento, uma vez que variam de cenário para cenário. Ou seja, são considerados casos nominais '*non-site specific*'. As distâncias perigosas para radiação térmica, por exemplo, variam, a depender das locações do terminal, tamanho, classe e tipo de tecnologia de construção do *carrier*, se ele inclui ou não planta regasificação, se há planta de processo a bordo no deque principal, etc. Isto é, apresentam uma variabilidade muito ampla de possibilidades, para serem todas elas contempladas em um único modelo 'universal'. Assim, devido a necessidade dessa 'não especificidade' da locação para o equacionamento da questão, os efeitos da inclinação (*tilt*) e do arrasto (*drag*) da chama serão relaxados nesta análise (Sandia, 2008);

9. O GNL é derramado totalmente através do furo na linha d'água, entra imediatamente em ignição formando uma chama não pré-misturada, devido à centelha gerada durante a colisão e perfuração do costado do metaneiro (Hissong, 2007), ou seja, a poça simultaneamente, se espalha e evapora (Fay, 2007);

10. Como o escoamento é suposto invíscido e de líquido criogênico modelado em camada fina (*shallow layer*), assume-se que a taxa de espalhamento da poça conserva a massa; a descarga volumétrica é muito rápida, mas com volume variável com o tempo (*time dependent*), da mesma forma, aproximadamente, como ocorre com um volume fixo, e os dois mecanismos (espalhamento e vaporização) podem ocorrer quase que simultaneamente (ABS, 2004a, b).

Com isso, é possível soluções de similaridade para a equação da continuidade e para a equação de Euler na linha de corrente radial da poça, não havendo violação da conservação da massa nem da quantidade de movimento (Fay, 2007; Webber e Brighton, 1987, 1986; Hoult, 1972a,b);

11. Na poça ocorre transferência e calor autosustentada por convecção da água para a poça que é somada à transferência de calor por radiação da zona de combustão para a poça (Fay, 2007; FERC, 2004);

12. Considera-se que o casco do metaneiro é de parede simples, não havendo armazenamentos intermediários no casco do navio após a punção do costado por outra embarcação e derramamento do GNL no mar; supõe-se também que os

tanques do navio são prismáticos em forma de um cubo regular, sendo totalmente drenado até a borda inferior do rasgo na linha d'água (Sandia, 2008; FERC, 2004, Fay, 2003);

13. Embora o escoamento possa ser considerado como invíscido sem dissipação viscosa, a energia total do GNL vazado é conservada uma parte na poça, e outra é transportada na linha de corrente radial da poça por ondas gravitacionais, espalhando-se radialmente na superfície do mar (Fay, 2007).

As ondas são geradas por modificação da forma, mas não no volume da água deslocada com o espalhamento da poça, conservando globalmente a massa (Fay, 2007).

A vazão mássica de vaporização de incêndios de grandes escalas é governada pelos mecanismos de transferência de calor por radiação térmica é essencialmente dependente do tipo do combustível (Mudan, 1984);

14. A entrada e mistura do ar na pluma térmica do incêndio é análoga ao que ocorre com plumas flutuantes, jatos e esteiras, e se dá pela periferia lateral da coluna do incêndio (Fay, 2006);

15. A vazão de entrada de ar de mistura (*entrainment*) na pluma do incêndio é independente da velocidade do vento e depende tão somente da velocidade de tiragem vertical dos gases dentro da pluma, gerada por vórtices toroidais (Zukoski et al., 1981).

Supõe-se também que somente uma fração global,  $\phi$ , da massa de ar que é misturado em uma dada seção da pluma, é queimada com sua correspondente massa estequiométrica de combustível (Raj, 2005).

Esta hipótese implica em que o valor desta fração pode ser considerado constante ao longo de toda a pluma do incêndio (Raj, 2007c);

16. A vazão de entrada do ar em qualquer seção horizontal de altura  $Z$  é proporcional à vazão mássica dentro da chama (Raj, 2007c; Fay, 2006);

A velocidade local vertical usada para mistura é a velocidade média dos gases na seção horizontal do incêndio na cota considerada (Raj, 2007c);

17. A velocidade média de tiragem dos gases em uma dada altura  $Z$ , é proporcional a  $\sqrt{Z}$ , com base em medições feitas por Raj (1981) em testes de campo com combustível propelente de jatos, JP-4 (Raj, 2007c), constatação esta corroborada também por Fay (2006);

18. A geometria média temporal de um incêndio de difusão turbulenta pode ser representada por um envelope de uma coluna cilíndrica de seção reta circular (mesmo com diâmetros equivalentes acima de aproximadamente 50 m), constante desde a base até o topo da chama, e inclinada pelo vento em velocidades acima de uma velocidade crítica, dependente do diâmetro e da vazão mássica de vaporização (Raj, 2007c);

19. O comprimento axial (ou altura) visível da chama marca o nível onde as reações de combustão são essencialmente completadas, e todos os vapores gerados pela vaporização da poça de líquido são queimados.

Ele é denominado 'comprimento médio da pluma visível',  $L_V$ . É determinado por meio das correlações de Thomas (1965), eq. (5.21) (com vento) e eq. (5.46) (sem vento) do capítulo 5. Esta correlação resulta na variação da razão ( $L_V/D$ ) ser proporcional à potência (-1/3) do diâmetro da base do incêndio<sup>58</sup>,  $D^{(-1/3)}$ , que é a representação correta (Raj, 2007c);

<sup>58</sup> A razão  $L/D$  é proporcional ao número de Froude,  $Fr_C$ , ou proporcional a  $D^{(-1/3)}$  na condição de não haver vento, como é apresentado no Apêndice C. Outras correlações foram apresentadas na revisão da bibliografia do estado da arte, são baseadas puramente na adaptação da curva aos dados experimentais,

20. Incêndios em poça de GNL são 'incêndios de difusão turbulenta' (Raj, 2007b; Fay, 2006; Luketa-Hanlin, 2006; Liu e Wen, 2002; Engelhard, 1997; McCaffrey, 1983; Thomas, 1963).

No caso do derramamento do GNL no mar, a ignição da poça é quase imediata, e a combustão e a mistura ocorrem simultaneamente (ou quase, pois não há tempo suficientemente rápido para haver previamente uma mistura e formar combustão pré-misturada), podendo ser considerada como de 'combustão não pré-misturada' (Sandia, 2008; Hissong, 2007; Fay, 2006; Luketa-Hanlin, 2006; FERC, 2004; Warnatz, et al., 1999).

São válidas, para fins destas premissas e hipóteses, as considerações do item 6.3 (Elementos de combustão e turbulência). Esses conceitos serão usados na formulação do modelo;

21. A chama visível se estenderá até uma altura onde ar em quantidade suficiente é alimentado a partir do ambiente das vizinhanças e misturado de forma que uma fração do que entra será consumido estequiometricamente para completar as reações de combustão.

Isso permite a predição das velocidades máximas do gás de chamas de difusão turbulenta governadas pelo empuxo (Fay, 2006);

22. O arrasto que induz a alteração da forma da base da pluma é suposto ser constante da base até o topo, acarretando em seção reta circular constante, tendendo a uma elipse, a depender da velocidade do vento (Raj, 2007c);

23. A radiação térmica da poça é emitida e absorvida por partículas de fuligem em ambas as zonas de combustão e da pluma térmica, e a emitância no interior dessas zonas é proporcional à concentração local dos produtos de combustão, independentemente do diâmetro do incêndio da poça. Isso equivale assumir que uma fração fixa do carbono do combustível é convertida em partículas de fuligem com propriedades emissivas fixas.

Como decorrência, a espessura óptica do incêndio varia linearmente com a altura (Raj, 2007a, 2007b);

24. O incêndio emite radiação isotropicamente em todas as direções com o mesmo poder emissivo de superfície local,  $E$ , em um dado comprimento axial fixo a partir da base. Porém, ao longo do eixo da pluma do incêndio,  $E$  varia de cota para cota (Raj, 2007c);

25. Como não apresenta anisotropia, o poder emissivo  $E$  é considerado constante, próximo à base do incêndio e ao longo de um comprimento axial da pluma, igual ao comprimento da zona de combustão 'limpa' (zona 1 da Figura 6.6, mais adiante),  $L_C$ . Nesta zona,  $E$  representa o valor máximo de toda a pluma do incêndio. Já nas zonas 2 e 3, assume-se que o núcleo interno da chama 'quente' será visível por uma fração de tempo e, para outra parte do tempo, o núcleo da chama é encoberto por fumaça negra. No topo da chama o valor do poder emissivo é considerado ser mínimo.

Entretanto, como a transmitância depende da concentração da fuligem na fumaça, uma parte da radiação emitida pelo núcleo da chama cruzará a fronteira da camada de fumaça.

A fração do tempo que o núcleo da chama é visível pode ser pensada como uma função estocástica, tal que seu valor decresce com o crescimento da cota ao longo do eixo da pluma a partir da base, ou com a própria altura da chama (Raj, 2007c);

26. A emissão de um incêndio de GNL provém de emissões da banda radiativa gasosa e emissão contínua de fuligem luminosa;

---

sem se ater à física da mistura do ar, com o combustível na lateral da chama (*entrainment*) ou da combustão.

27. Na zona de intermitência (zonas 2 e 3), o poder emissivo global é supostamente linear, representado pela soma ponderal do poder emissivo máximo com o poder emissivo atenuado pela transmitância da fumaça.  
O fator que governa a ponderação pode ser considerado como a probabilidade de que em um dado tempo, uma dada fração da área da superfície cilíndrica do envelope da pluma é ‘aberta’, de sorte que o núcleo interno do processo da combustão do incêndio possa ser ‘visto’ como chama visível (Raj, 2007c);
28. Como a presença de fumaça na pluma resulta na absorção da radiação térmica emitida e no abaixamento do poder emissivo da superfície, admite-se que o núcleo do combustível da chama queime com a mesma temperatura, independentemente da localização axial dentro da pluma visível.  
Ou seja, a emissão da radiação dentro do incêndio é a mesma em todas as distâncias axiais, e a fumaça é gerada a partir da combustão incompleta do combustível devido à redução (*starvation*) da concentração do oxigênio;
29. Em chamas de jato, velocidade do combustível e o número de Froude  $Fr_C$  variam num amplo espectro. Em contraste, as velocidades de incêndios em poça são governadas pela retro-alimentação de calor proveniente da chama, variando num estreito espectro entre 0,002 e 0,1 m/s, dependendo da volatilidade do fluido (Gottuck e White, 2002; Mudan, 1984).  
Consequentemente, a razão comprimento/altura da chama é muito menor para incêndios em poça do que em jato (Heskestad, 2002), e a combustão em incêndios de grandes diâmetros é completada numa altura da ordem de grandeza do diâmetro da poça (Fay, 2006);
30. O escoamento dos gases dentro da pluma é considerado convectivo dominante por empuxo, e, por conta disso, são considerados negligenciáveis os fluxos de difusão de massa, espécies, entalpia, de tensões de cisalhamento viscoso e normais compressivas (pressão) no interior da pluma (Fay, 2006);
31. Em decorrência, são relaxados o ‘efeito Soret’ de difusão de espécies transportadas por gradientes de temperatura (difusão térmica), o ‘efeito Dufour’ de transporte de calor por gradientes de concentração decorrentes de irreversibilidades termodinâmicas (inverso da difusão térmica) e os efeitos de difusão de tensões cisalhantes e compressivas (pressão) por gradientes de pressão, dado que incêndios em poça são processos essencialmente de combustão à pressão atmosférica (Warnatz et al., 1999);
32. Por derradeiro e fundamental, mas não esgotando todas as circunstâncias, supõe-se que a fração de mistura  $\xi$  guarda uma relação  $w_i \approx w_i(\xi)$  linear com as frações mássicas dos elementos devido às eqs. (6.1), (6.2), (6.10) e (6.11) (Warnatz et. al, 1999; Fay, 2006) simplificando a modelagem.

## 6.5

### Incêndio com combustão não pré-misturada de difusão turbulenta

#### 6.5.1

##### Estrutura da pluma térmica

As conclusões obtidas como o item 5.6.4.4.3 [Cotejo entre os modelos da TMS (Raj, 2007c) e do MIT (Fay, 2006)] do capítulo 5 serão usadas como pilares onde se mostrarem mais robustas, juntamente com os conceitos dos itens 6.3 (Elementos de combustão e turbulência) e 6.4 (A física do modelo). Conforme apresentado naqueles itens, e considerando a Figura 6.5, tem-se o campo de escoamento de fluidos de um incêndio de

difusão turbulenta em poça de geometria circular queimando em uma atmosfera quase estacionária, apresentando um plano vertical do escoamento.

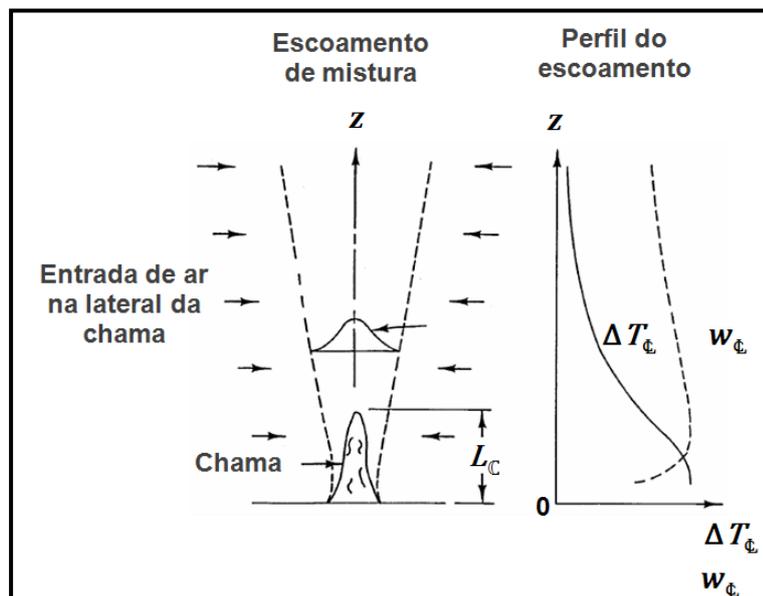


Figura 6.5 – Componentes de um incêndio em poça  
Adaptado de: Heskestad (1998)

Como visto, incêndios em poça se mantêm inteiramente por empuxo em atmosferas quase estacionárias. Entretanto, possuem muitas características de jatos de fogo (de difusão) não governados por empuxo (Fay, 2006). O incêndio gerado por combustíveis voláteis apresenta uma superfície lateral cujo volume de controle é suposto ser em forma de cilindro circular (ou elíptico) de diâmetro  $D$  e altura média  $L_V$ , um pouco maior que  $D$ . Combustível é alimentado ao núcleo do incêndio por vaporização, processo que ocorre por transferência de calor por radiação da chama para o combustível líquido, somado à transferência de calor por convecção do substrato para a poça.

Na pluma de incêndio governada pelo empuxo, ar ambiente é misturado através da superfície lateral exterior da região de combustão e é transportado para diferentes partes do incêndio pela autogeração de turbulência devido ao movimento vertical de estruturas de vórtices de gases quentes, aumentada pela turbulência do vento, quando presente. Estes escoamentos de dois fluidos, combustível e ar, encontram a superfície da chama, onde eles reagem em proporções estequiométricas para gerar produtos de combustão. Subsequentemente, eles se misturam com o ar alimentado, na medida em que seguem o sentido vertical ascendente, como numa pluma térmica. Circundando as chamas encontra-se uma fronteira, indicada pela linha tracejada apresentada no lado esquerdo da Figura 6.5, que confina os produtos de combustão, com os quais ar é misturado. Esse envelope, instantaneamente, apresenta contorno preciso, de alta convolução, às vezes penetrado pela interface da combustão, e facilmente visível em incêndios com alta geração de fumaça negra (Heskestad, 1998)

O perfil do escoamento pode ser expresso pelo aumento médio temporal acima da temperatura ambiente, pela concentração do gás de tiragem ascendente ( $\text{CO}_2$ ), ou pela velocidade axial na pluma térmica. Do lado direito, a Figura 6.5 sugere como o aumento da temperatura aumenta ao longo da linha de centro da pluma,  $\Delta T_c$ , e a velocidade ao longo da linha de centro,  $w_c$ , é prevista se comportar quase linearmente em sua maior parte, baseada em observações experimentais. Com o exemplo

apresentado de uma chama relativamente alta, as temperaturas são aproximadamente constantes na parte inferior próximo da base, e começam a decrescer na parte intermitente superior da chama, à medida que as reações de combustão se completam e o ar é misturado, resfriando o escoamento. As velocidades médias na linha de centro,  $w_{\phi}$ , tendem a alcançar um pico logo abaixo da altura média da chama. A altura média da chama pode ser expressa em termos da intermitência da chama,  $J(Z)$ , que representa a fração do tempo em que pelo menos parte da chama é ‘vista’ acima da elevação  $Z$  (Heskestad, 1998). O incêndio pode então ser dividido em zonas, conforme apresentado na Figura 6.6 e Figura 6.7.



Figura 6.6 - Modelo de três zonas da TMS (2006)

Adaptado de: Raj (2007c), TMS (2006) e Raj (2005) (Cortesia)

Na Figura 6.6, a ‘chama visível’, de comprimento médio  $L_V$ , corresponde à soma da ‘zona de combustão’ de comprimento  $L_C$  (inferior ou zona 1) com a ‘zona da pluma térmica’, correspondente à zona de comprimento  $L_{II}$  [superior ou intermitente (2 + 3)]. A zona da pluma térmica (2 + 3) começa na borda superior da zona de combustão (1) onde todo o combustível é consumido, e não há acréscimo adicional no fluxo de energia térmica, embora os fluxos de massa e de quantidade de movimento linear continuem a aumentar. Na lateral da chama, a contínua alimentação de ar é acompanhada por declínios na temperatura, na concentração dos produtos de combustão e na velocidade axial ascendente.

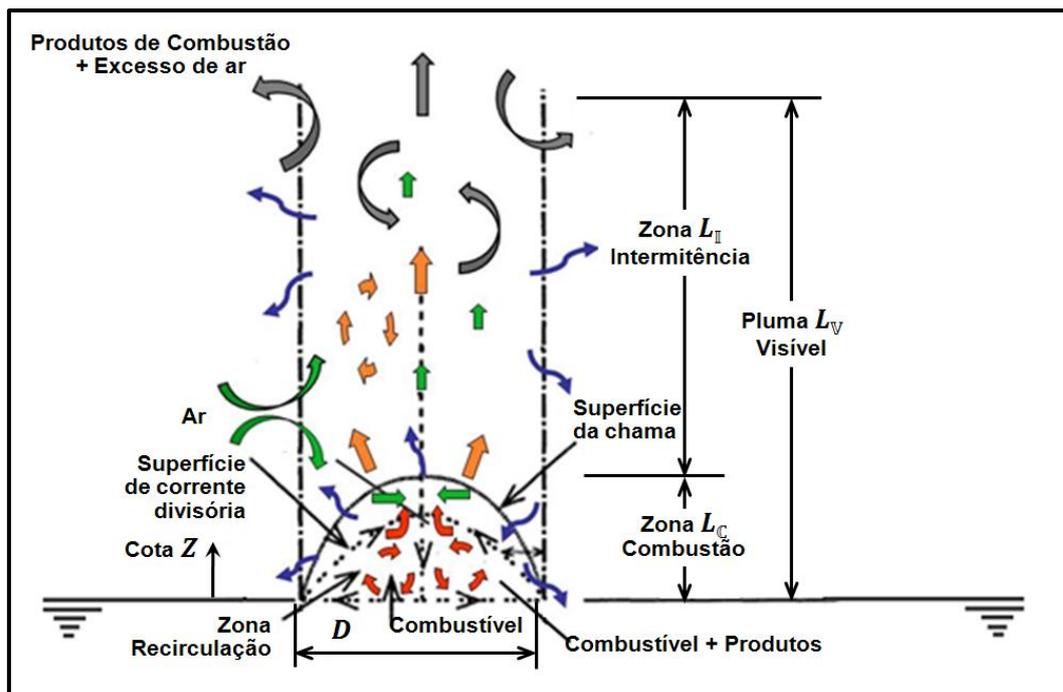
O envelope da chama que é visível nesta zona é a camada externa dos vapores de combustível que estão sendo queimados; em incêndios em poças de grande diâmetro, esta parte é praticamente fina do ponto de vista ótico e irradia com alta temperatura (Raj, 2007c). Logo acima da região de combustão plena, vem a zona 2 onde se considera que a chama ainda está ‘ancorada’ à base, mas apresenta uma zona de combustão menos eficiente nos incêndios de grande diâmetro. Nessa zona, considera-se que a chama apresenta pulsação (Raj, 2005). O pulso ocorre em função da mistura interna de vapores não queimados por pirólise, ou parcialmente queimados, provenientes da zona de combustão, e é devido à insuficiência de oxigênio no núcleo central, é a recirculação decorrente de empuxos térmicos. No final da zona 2, a chama começa a alongar (estirar) as estruturas dos vórtices (*vortex shedding*), e um aumento da taxa de estiramento pode levar então à extinção abrupta do processo de combustão (Silva, 2004). Para a judar a compreensão do fenômeno, o que ocorre na chama turbulenta pode ser exemplificado com o que ocorre nas chamas laminares.

Segundo Cant (1999), uma grandeza física de interesse no estiramento pode ser o vetor  $\hat{\mathbf{n}}$  normal à superfície da chama, definido com base no gradiente do progresso da reação química de combustão,  $\mathbf{r}$ , e orientado na direção da propagação da chama, tal que  $\hat{\mathbf{n}} = -[\nabla\mathbf{r}]/|\nabla\mathbf{r}|$ . A taxa de estiramento tangencial local no plano da chama é outra quantidade de interesse que também pode ser modelada devido à importância de seu impacto na taxa local de propagação da chama turbulenta. O tensor  $\bar{\sigma}$  da taxa líquida de estiramento,  $\sigma_{ij} = 1/2 \{ \partial u_j / \partial x_i - \partial u_i / \partial x_j \}$  é computado em cada ponto e é então interpolado na superfície da chama numa dada posição  $x_{i_F}$ . O tensor  $\bar{\sigma}$  sofre uma rotação em relação a um sistema de coordenadas, alinhado com a normal à superfície da chama, e a taxa tangencial é então determinada pela soma dos autovalores da taxa de estiramento no plano tangente a essa superfície. A curvatura da superfície da chama pode também ser tratada de maneira análoga. Ainda conforme Cant (1999), o tensor do gradiente da normal à superfície da chama,  $\{\nabla\hat{\mathbf{n}}\}$ , é avaliado e usado para formar o tensor  $\bar{\sigma} = \sigma_{ij} \equiv \{ \partial \sigma_i / \partial x_j \}$  em cada ponto de coordenada  $Z_{i_F}$  dessa superfície. Da mesma forma que no estiramento, o tensor  $\{\nabla\hat{\mathbf{n}}\}$  sofre outra rotação, é alinhado com a normal e as duas principais curvaturas da superfície da chama são obtidas como autovalores no plano tangencial, formando então uma curvatura média.

Sabe-se que um aumento da taxa de estiramento leva então à extinção abrupta do processo de combustão. Warnatz et al. (1999) sugere que, geralmente, a existência de hidrocarbonetos não queimados é uma indicação de possível extinção local da chama. Uma nova mistura parcial pode ocorrer entre combustível e oxidante durante o tempo em que o elemento de chama se mantém ‘apagado’. Quando a chama volta a ‘acender’, uma chama parcialmente pré-misturada pode ser formada, conferindo um caráter intermitente ao processo (Raj, 2007c). Nessa zona (2), constatou-se a partir de experimentos, que tem início a formação de fumaça negra intermitente que começa a obscurecer parcialmente o núcleo aquecido da chama (Raj, 2007c). Nela, pode haver estreitamento da chama após o ‘gargalo’ formado por altos números de Froude no início da zona 2, devido à entrada de ar na lateral da chama com turbilhões de grandes escalas e diminuição do diâmetro local do envelope da pluma.

A simulação desenhada na Figura 6.6 e uma chama real mostradas nas Figuras 5.15 e 5.16 do capítulo 5 evidenciam esse ‘gargalo’. No topo da chama, na zona 3, ainda no interior da chama visível, portanto, os vapores do combustível queimam em aglomerados (*clumps* ou *blobs*), podendo-se observar a geração/acumulação de copiosa quantidade de fumaça, com quase completo obscurecimento do interior da chama. O resultado desse processo de combustão pode ser constatado em todos os incêndios em escala industrial de hidrocarbonetos líquidos, apresentando redução do fluxo térmico irradiado para a atmosfera vizinha (Raj, 2007c). A TMS (2006) sustenta que esta redução não significa que a temperatura no interior da chama seja mais baixa em incêndios de escala industrial. Suas observações de experimentos indicam evidências de que todos os incêndios de hidrocarbonetos líquidos apresentam têm a mesma capacidade térmica por unidade de massa (dentro de  $\pm 10\%$ ). Se a emissão radiativa na atmosfera é reduzida devido ao efeito ‘escudo térmico’, concluiu-se ser plausível esperar que a temperatura de emissão em todos os incêndios seja a mesma por similaridade dinâmica e térmica (dentro de mesma incerteza de  $\pm 10\%$ ) (Raj, 2007b, 2007c). Esta é uma descoberta importante.

Na Figura 6.7, a ‘chama visível’, de comprimento médio  $L_V$ , corresponde à soma da ‘zona de combustão’ de comprimento  $L_C$  (inferior ou zona 1) com a ‘zona da pluma térmica’, correspondente à zona de comprimento  $L_{II}$  [superior ou intermitente (2 + 3)] da Figura 6.6.



**Figura 6.7** - Modelo de duas zonas de Fay (2006)(MIT). Legenda: **Verde**: entrada lateral de ar; **Azul**: radiação térmica emitida; **Vermelho**: combustível vaporizado pela poça, dentro da zona de combustão; **Laranja**: combustível vaporizado na pluma, fora da zona de combustão; **Cinza**: fumaça. Adaptado de: Fay (2006).

Na zona de combustão, combustível fresco e ar são misturados e reagem em proporções estequiométricas para formar produtos de combustão. Na região do fundo do incêndio, dentro de  $L_C$ , a combustão do vapor é vigorosa e muito eficiente (considerada 'limpa'). A velocidade axial dos gases queimados se acelera rapidamente na direção vertical, da mesma forma que os fluxos verticais de massa, quantidade de movimento e energia térmica dentro da pluma do incêndio.

Diferentemente dos jatos de fogo de chamas de difusão, em que o escoamento do combustível provê inicialmente um considerável fluxo ascendente de quantidade de movimento linear, o fluxo de massa de alimentação de vapor do combustível num incêndio em poça é misturado na zona de recirculação. Nela, inicialmente, este fluxo mostrado com cor vermelha na Figura 6.7, transporta combustível por convecção radialmente em direção à superfície da chama na borda externa da poça, e depois verticalmente e para dentro em direção ao eixo da pluma, alimentando combustível para a superfície da chama acima dessa região. A superfície (menisco) superior da zona de recirculação é uma superfície de corrente. Ela separa o escoamento externo que se move para o interior e para cima em direção ao topo do incêndio (cores laranja e verde na Figura 6.7) do escoamento interno, já aludido anteriormente no item 6.3 (Elementos de combustão e turbulência). Ele circula no sentido descendente próximo ao eixo da pluma transportando combustível em direção ao exterior da mesma, ao longo da superfície da poça (cor vermelha na figura). Esta zona de recirculação pode ser pensada como similar à de uma esteira (*wake*) formada nas fronteiras de um corpo rígido, onde o cisalhamento do escoamento externo que se descola do corpo induz uma recirculação de baixa velocidade na esteira.

Nos incêndios em poça, a superfície da chama, como superfície de corrente, fornece o cisalhamento necessário para induzir o movimento de recirculação no escoamento e gerar estruturas de vórtices. Há uma rotação no campo vetorial espacial

da velocidade linear  $\mathbf{u}$  ao longo do eixo da pluma, cuja magnitude é determinada pelo rotacional do vetor velocidade linear. Ela é quantificada pelo vetor vorticidade  $\boldsymbol{\omega}$ , que é duas vezes o vetor velocidade angular local,  $[2\boldsymbol{\omega}]$ , cujo rotacional  $[\nabla \wedge \mathbf{u}] \equiv \text{rot } \mathbf{u} \neq 0$  existe e é não nulo (Möller e Silvestrini, 2004), em todos os pontos do domínio do escoamento dentro da pluma, supondo-se válidas as hipóteses associadas de (i) fluido incompressível, (ii) não há presença de forças de campo, e (iii) o fluido tem propriedades constantes.

Aplicando-se o operador rotacional na Equação de Navier-Stokes, chega-se à ‘equação da conservação da vorticidade’ (Möller e Silvestrini, 2004), tendo como condições necessárias e suficientes a satisfação das hipóteses associadas acima enunciadas formalmente. Em notação simbólica vetorial ela assume a seguinte forma:

$$\underbrace{\frac{D\boldsymbol{\omega}}{Dt}}_{\text{Convecção material da vorticidade}} = \underbrace{\frac{\partial \boldsymbol{\omega}}{\partial t}}_{\text{Variação temporal local}} + \underbrace{[\mathbf{u} \bullet \{\nabla \boldsymbol{\omega}\}]}_{\text{Variação convectiva}} = \underbrace{[\boldsymbol{\omega} \bullet \{\nabla \mathbf{u}\}]}_{\text{Elongação dos vórtices}} + \underbrace{\nu[\nabla^2 \boldsymbol{\omega}]}_{\text{Difusão da vorticidade}} \quad (6.19)$$

ou, desenvolvendo em notação indicial,

$$\underbrace{\frac{\partial \omega_i}{\partial t} \hat{\mathbf{e}}_i}_{\text{Taxa de variação temporal local da vorticidade}} + \underbrace{u_j \frac{\partial \omega_i}{\partial x_j} \hat{\mathbf{e}}_i}_{\text{Taxa de transporte convectivo da vorticidade}} = \underbrace{\omega_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \hat{\mathbf{e}}_i}_{\text{Taxa de elongação das linhas de vórtices}} + \underbrace{\nu \frac{\partial^2 \omega_i}{\partial x_i^2} \hat{\mathbf{e}}_i}_{\text{Taxa de difusão da vorticidade}} \quad (6.20)$$

Do lado direito da equação de conservação da vorticidade, (6.19) ou (6.20), aparece um termo do vetor de elongação e cisalhamento e um termo do vetor de difusão da vorticidade dado por um laplaciano, que interessam mais de perto a esta análise: o primeiro, devido a dobramentos e estiramentos da chama, e o segundo, devido a efeitos viscosos do escoamento no interior da pluma, ora analisados. Como visto, na zona de combustão (zona 1), combustível e ar se difundem em direção à superfície da chama e são transportados pelo escoamento dos fluidos nesta região por convecção no sentido ascendente. A combustão na superfície da chama libera calor que, assim como os produtos de combustão, se difunde a partir dessa superfície, aumentando a temperatura e reduzindo a densidade da zona gasosa da chama. O gás de baixa densidade é acelerado para cima por desbalanceamento entre forças de campo (gravidade) e forças de superfície (compressão e cisalhamento), provendo quantidade de movimento linear ascendente aos vapores do combustível nessa região. No topo da superfície da chama, onde todo o vapor do combustível que deixa a poça já foi queimado, co-existem somente excesso de ar e produtos de combustão. O percurso restante desses gases na tiragem vertical evolui também como uma pluma de empuxo (Silva, 2004; Warnatz et al., 1999; Heskestad, 1998; Steward, 1970; Morton et al., 1956).

### 6.5.2 O modelo de mistura

O perfil da distribuição dos gradientes de temperaturas e das frações mássicas das espécies químicas em chamas de difusão laminar é apresentado na Figura 6.8 com linha cheia, e de difusão turbulenta com linha pontilhada, como função da distância normal à superfície da chama na direção do escoamento do fluido (da esquerda para direita).

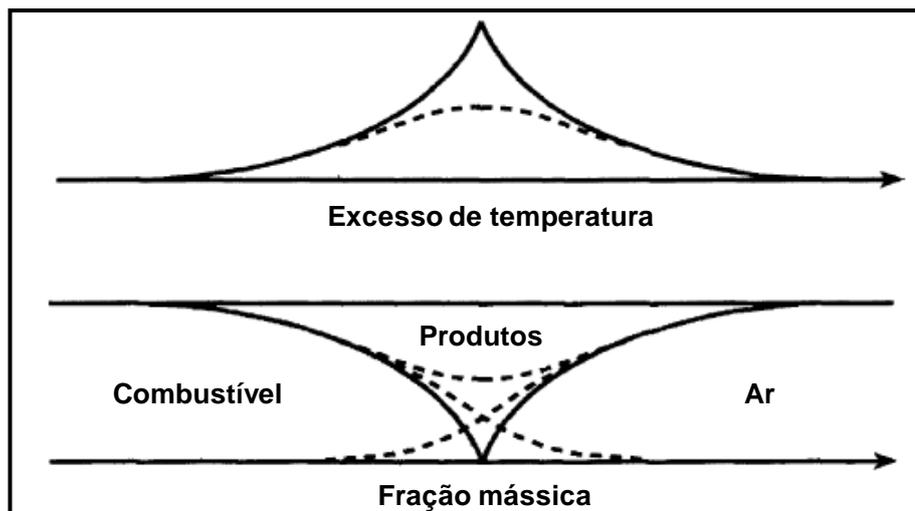


Figura 6.8 – Distribuição das variáveis do escoamento no interior de uma chama de difusão  
Adaptado de: Fay (2006)

Na parte superior da gravura tem-se a temperatura do excesso de ar, e na parte inferior tem-se a fração mássica dos reagentes e produtos. Acima da superfície da chama (lado esquerdo da Figura 6.8) os mecanismos de convecção e difusão molecular transportam combustível para a zona de reação; uma fina camada entre as regiões acima (*upstream*) e abaixo (*downstream*), respectivamente, do combustível e da alimentação de ar pela lateral da chama. Na parte de baixo (*downstream*), o ar se difunde para cima, mas é transportado por convecção para a parte de baixo, o primeiro suplantando o segundo, para suprir quantidade semelhante de ar fresco para reagir com o combustível. Produtos de combustão gerados na zona reacional se difundem para cima e para baixo, mas o escoamento convectivo os desloca predominantemente para baixo. Como a queima do combustível é uma fonte de calor, bem como de produtos de combustão, a distribuição da temperatura no interior da chama é análoga à dos produtos, alcançando seu valor máximo na zona de reação se igualando à temperatura (quase) adiabática da chama,  $T_{ad}$ .

Para que a combustão possa ocorrer, combustível fresco e ar precisam se misturar em nível molecular, o que ocorre na zona de reação. Em chamas não pré-misturadas turbulentas, a extensão espacial e a distribuição das variáveis do escoamento são diferentes em alguns aspectos daqueles das chamas laminares, conforme indicado pelas linhas tracejadas da Figura 6.8. Existem grandes flutuações nessas variáveis apresentadas nessa figura, em torno de seus valores médios temporais. A zona reacional ocupa uma fração maior da região da chama onde, em média, combustível, ar e produtos coexistem devido ao processo de agitação turbulenta. O pico médio da temperatura é menor do que a temperatura adiabática da chama por que uma sonda de tomada de amostra pode capturar, na maior parte, amostras constituídas de turbilhões maiores e mais frios de combustível ou de combustível enriquecido com ar, do que turbilhões menores, dentro dos quais a mistura molecular se completa. As reações de combustão ocorrem (muito) rapidamente, e a temperatura da chama é alcançada. A espessura da chama de difusão é maior do que a da chama laminar por que as difusividades turbulentas são algumas ordens de grandeza ( $10^1$  ou mais) maiores do que as difusividades moleculares.

Conforme discutido nos itens 6.3.6.1 (Chamas não pré-misturadas turbulentas com equilíbrio químico) e 6.3.7 (Aspectos conclusivos), em ambas as chamas, de difusão

laminar e de difusão turbulenta, Wanatz et al. (1999) e posteriormente Fay (2006), colocam que existem relações lineares entre variáveis escalares temperatura,  $T$ , componente axial,  $w$ , do vetor velocidade axial ao longo da pluma,  $\mathbf{u}$ , e as frações mássicas  $w_i$  das diversas espécies químicas  $i$ , se as difusividades térmica, viscosa e das espécies são iguais umas às outras. Esses autores exemplificam o apresentado nas eqs. (6.2), (6.10) e (6.11), em que a fração de mistura  $\xi$  varia linearmente com, respectivamente, fração mássica do elemento químico  $Z_i$ , entalpia específica  $h$ , e a temperatura  $T$ , é consistente com o demonstrado na Figura 6.8.

Em chamas de hidrocarboneto-ar, laminares ou turbulentas, a razão entre a vazão mássica do ar e vazão mássica do combustível, necessária para queimá-lo completamente, gira em torno de 15 a 17. O fluxo da difusão de ar para o interior da superfície da chama limita a taxa do consumo de combustível na zona de combustão. Como cerca de 80% da massa de nitrogênio ou de produtos não entra nas reações de combustão, mas é o diluente que transporta a maioria dos fluxos de massa, quantidade de movimento linear e energia térmica dentro da chama, poder-se-ia então se pensar numa chama de difusão como um escoamento 'nitrogênio dominante'. Junto com o transporte de  $N_2$  inerte, as espécies em quantidades menores de combustível e oxigênio reagem para formar  $CO_2$  e  $H_2O$  (v), liberando energia térmica para o nitrogênio, e de todas as espécies, a vazão mássica do combustível é geralmente a menor.

## 6.6 Modelagem da pluma térmica

### 6.6.1 Problemática da interação entre turbulência e combustão não pré-misturada e seu acoplamento com o transporte radiativo

Embora a radiação térmica seja reconhecida como um significativo vetor nos processos de combustão, mecanismos de transporte radiação são, frequentemente, considerados de forma incipiente, ou simplesmente não são considerados (Sacadura, 2005). Mecanismos de incêndios são tratados como um aspecto específico dos fenômenos de combustão. Dessa forma, métodos modernos de simulação de incêndios implicam no desenvolvimento de modelos de dinâmica dos fluidos de escoamentos reativos e emissores de radiação, que possam ser acoplados à transferência de calor por condução e, possivelmente, por radiação, no interior de materiais sólidos.

Em muitos escoamentos com combustão, pelo menos espacialmente, a pressão se mantém razoavelmente constante, de tal forma que a liberação de calor afeta primordialmente a densidade, sendo usual que haja aumento da temperatura absoluta com um fator de 5 a 8 vezes através da chama, com diminuição da densidade com o mesmo fator. Assim, não há como tratar as diferenças de densidade usando uma aproximação de Boussinesq (Ferziger e Perić, 1999). As velocidades de percurso da chama dificilmente ultrapassam 1 m/s, exceto em explosões e detonações (supersônicas), sendo tipicamente subsônicas, da mesma forma que as velocidades do fluido. Assim, há uma incongruência em se ter um escoamento com grandes variações na densidade que é essencialmente incompressível.

A espessura da chama é muito pequena e menor do que qualquer comprimento de escala dinâmica relevante do fluido, dessa forma, as variações de densidade ocorrem em diminutas regiões, requerendo malhas extremamente finas para capturar a estrutura, modelar e resolver a chama, conforme discutido em 6.3.5.3.1 (DNS). É

possível computar esses escoamentos, resolvendo as equações compressíveis do movimento, mas, o problema é que esses métodos se mostram ineficientes para escoamentos de baixa velocidade e com cinética química simples, aumentando em muito o esforço e o custo computacional (Ferziger e Perić, 1999).

A melhoria e os avanços atuais da computação tornaram possível a aplicação de métodos numéricos para resolver as equações governantes do escoamento, podendo-se mencionar as técnicas mais usuais, como a decomposição de Reynolds por meio de médias temporais RANS, DNS, LES e funções PDF. Da mesma forma, a equação de conservação do escalar passivo fração de mistura, eq. (6.9). Todas apresentam vantagens e limitações, dependendo do problema a ser resolvido.

A técnica de RANS é muito usada, e como se sabe, quando se aplica filtros de decomposição, aparecem então novos termos de ordem superior de flutuações de velocidade, que dependem de novos modelos, muitas vezes empíricos, para seu fechamento, com base, por exemplo, na hipótese do transporte de gradientes.

DNS, segundo Moin e Mahesh (1998), Sakar e So (1997) e Sakar et al. (1991), é uma técnica sofisticada, e objetiva capturar e resolver todos os graus de liberdade e todo o espectro de frequência da turbulência, sendo, no entanto, limitada a baixos números de Reynolds, já que o número de graus de liberdade é função de  $Re_T$ . Possui bom potencial de representar estatisticamente o escoamento turbulento, e tem sido usada para melhor compreender a fenomenologia envolvida, funcionando mais como instrumento de pesquisa científica, por enquanto, em sistemas de pequenas escalas (Pope, 2000; Ferziger e Perić, 1999). A necessidade de se resolver escoamentos com maiores Reynolds, a técnica de DNS torna-se proibitiva, levando ao uso da LES, conforme Silva (2004), Lesieur (1997), Sagut (2001), Piomelli (1999) e Speziale (1998).

LES consiste em filtrar as equações governantes no espectro de frequência ou no espaço físico. As estruturas turbulentas responsáveis pelo transporte de energia e de quantidade de movimento são resolvidas diretamente; apenas as menores estruturas são modeladas. Como as menores estruturas tendem a ser mais homogêneas e isotrópicas (Hinze, 1959), e, por conseguinte, menos afetadas pelas condições de contorno, acredita-se que uma representação realista do escoamento possa ser obtida. DNS e LES são parecidas, visto que ambas necessitam de solução numérica tridimensional e transiente das equações de Navier-Stokes. Embora os modelos LES continuem a exigir malhas relativamente refinadas, é possível solucionar escoamentos com números de Reynolds bem superiores aos obtidos com DNS (Sagaut, 2001).

Métodos alternativos são objeto de pesquisa, ainda em aberto, uma vez que as opções disponíveis no momento não são plenamente satisfatórias. Nesse aspecto, os métodos de transporte de uma função densidade de probabilidade PDF podem se afigurar como alternativa, relativamente pouco explorada, na modelagem da turbulência (Pope, 2000; Pope, 1994). Para esses casos, utiliza-se uma equação de transporte para descrever a PDF conjunta de todas as propriedades do fluido. Esses métodos podem ser empregados separadamente ou acoplados a outros métodos como, por exemplo, os métodos RANS e LES para descrever o comportamento dos tensores de ordem superior que estão presentes nos escoamentos. A problemática se resume então em discutir a atratividade do ponto de vista de esforço computacional, de lançar mão dos métodos numéricos acima apresentados. Eles resolvem as equações governantes do escoamento envolvendo alta turbulência, reações químicas de combustão, elevadas variações de densidade com disparidade entre os tempos e de reação química e do transporte mecânico turbulento ( $t_{chm} \ll t_T$ ). Devido à complexidade de cada um desses aspectos, a modelagem da estrutura da chama de incêndios tem sido desenvolvida em diferentes níveis de simplificação, desde modelos estritamente empíricos a correlações baseadas em análise dimensional, modelos semi-empíricos, modelos teóricos e, nos

anos mais recentes, modelos de campo com códigos comerciais implementados com base em CFD de escoamentos reativos (Sacadura, 2005).

A maioria da aplicação prática da modelagem de incêndios que já foi investigada, e estava ligada com a propagação do calor e fumaça em estruturas complexas e, dessa maneira, modelos de combustão e/ou radiação foram inicialmente ignorados ou simplificados de forma grosseira (Jia, et al., 1997). Contrastando, os modelos de turbulência em incêndios, receberam atenção generalizada e avanços substanciais. Deve-se, no entanto, registrar que diversos artigos sobre CFD, muito pouca informação é registrada sobre os métodos usados para computar a transferência de calor por radiação. O esforço computacional do uso de CFD deve ser cuidadosamente avaliado, quando se trata da complexidade dos cálculos das espécies químicas e da transferência de calor, na qual o transporte radiativo é o modo dominante. Estruturas complexas dos produtos de combustão, compostos principalmente de gases e partículas de fuligem em níveis moleculares, tornam extremamente difícil a tratativa do transporte radiativo.

Os subsídios para esta discussão foram dissecados nos itens 5.6.2.2 (Modelos de campo), 5.6.2.4 e 5.6.4.4 (Modelos de zonas múltiplas), 6.3 (Elementos de combustão e turbulência) e 6.3.5.5 (Alguns aspectos sobre modelos de turbulência) e na extensa revisão bibliográfica de Sacadura (2005) e de Raj (2005) sobre transferência radiativa para consubstanciar as conclusões aqui apresentadas, destacando-se:

- A utilização dos modelos de campo com métodos numéricos implica em incorporar esquemas (FVM, FEM, FDM) que tratem de vários problemas, como, resolver o escoamento com equações médias (Reynolds e Favre) de Navier-Stokes, a turbulência (LES, DNR, LIM, PDF, Monte Carlo).  
Devem incorporar termos de produção e dissipação de energia cinética turbulenta, conservação do escalar passivo da fração de mistura para combustão não pré-misturada turbulenta (DNS, LES, PDF), conforme a eq. (6.9), além de submodelos para a equação de transferência da energia radiativa (*RTE-Radiative Transfer Equation*);
- Devem tratar a mistura reacional como um gás cinza, com coeficientes médios de absorção de banda estreita, em sua forma analítica exata, ou sua aproximação, dada pela equação de Rosseland de difusão para a transferência de energia radiante, semelhante à Lei de Fourier para a condução de calor, respectivamente;
- Alta complexidade para calcular propriedades radiantes do gás e da fuligem, que em muitos incêndios, o transporte radiativo é o modo dominante;
- Somente nesta década é que surgiram os primeiros trabalhos experimentais para caracterizar propriedades radiativas e óticas da fuligem, usando a teoria do espalhamento de Rayleigh-Debye-Gans para agregados fractais, reduzindo as incertezas a níveis aceitáveis;
- A escala dos diâmetros da poça semicircular formada no derrame, que conforme simulada no Apêndice C chegou a 342 m, enquanto que o incêndio de maior diâmetro até hoje testado experimentalmente no campo não passou de 35 m (*'Montoir'*), conforme Raj (2007c) e Fay (2006);
- Descompasso de magnitudes das escalas de interesse, por exemplo, escala temporal dos tempos de reações químicas da combustão que ocorrem em nível molecular com escala dimensional do diâmetro e da altura da poça que chega a centenas de metros (Raj, 2005);
- A maioria dos modelos disponíveis que usam métodos numéricos e CFD é direcionada para predição radiação emitida pela pluma térmica (incêndio e fumaça) para incêndios de dimensões relativamente reduzidas em compartimentos de

prédios e edificações.

Quando se lida com incêndios externos de uma planta industrial, devido ao tamanho da malha requerida pelo domínio computacional, a quantidade de pontos nodais pode chegar, minimamente, à cifra de 1 a 10 milhões (Baum e McGrattan, 1999). Um tempo virtualmente proibitivo, do ponto de vista prático da indústria, a depender da capacidade e da velocidade dos processadores utilizados (Sacadura, 2005).

Raj (2005) citando Smith et al. (2003) publicou que para simular um incêndio em poça de heptano com 10 m de diâmetro, usou malha de 150 x 150 x 150 pontos nodais para representar um domínio de 150 m x 150 m x 150 m, com cinética química da formação de fuligem simplificada e modelo de radiação ópticamente fina; cada simulação usando processador paralelo 500, com servidor SGI *Origin 2000* demandou 72 horas.

O relatório anual C-SAFE de 2004, da Universidade de *Utah*, revela que para simular a emissão de radiação térmica de um grande incêndio de heptano, um tempo de 8 segundos de simulação com uma malha de  $181^3$  (aproximadamente 6 milhões) de pontos nodais, necessitaria de 120 processadores num servidor 'Frost' por mais de um mês, requerendo um disco rígido de 500 GB. A diferença entre os valores medidos e simulados gerou erros que pontuados num critério de validação métrica de 0 (concordância imperfeita) e 1 (concordância perfeita) registrou uma nota 0,31;

- O elevado esforço computacional leva a simplificações na equação de conservação de transferência da radiação térmica: (i) ou reduzindo a quantidade de energia radiativa que deixa a célula computacional, (ii) ou não atualizando o cálculo da radiação em cada passo de tempo, podendo comprometer a convergência ou levar à difusão numérica. Com isso, os modelos de radiação com métodos numéricos são para gás cinza ao invés de gás negro e acabam desprezando o espalhamento no meio participante (Sacadura, 2005) em nome da simplificação, não descrevendo o fenômeno corretamente;
- Os modelos que resolvem escoamentos turbulentos com reação química de combustão não pré-misturada partem do pressuposto que a chama nunca se extingue, devido à hipótese da cinética química rápida, e, adicionalmente, fuligem não é modelada (Warnatz et al., 1999), não resolvendo o problema em sua totalidade.

As conclusões acima e as preliminarmente apresentadas no item 5.6.2.2 (Modelos de campo), e considerando também a observação de Sacadura (2005) que modelos de zonas múltiplas ainda estão em pleno uso, pode-se chegar a um resultado final. Essas constatações sugerem que, indubitavelmente, os modelos semi-empíricos de zonas múltiplas podem ser adotados para a presente formulação, pois são os que, por enquanto, oferecem a mais atrativa relação custo vs. benefício vs. incertezas (e erros) vs. esforço computacional, para a solução do problema proposto.

## 6.6.2

### **Correlação entre altura da pluma visível, diâmetro e vazão mássica de vaporização**

A formulação é tratada como integral na forma conservativa, por ser a que melhor atende ao problema em questão, conforme discutido no capítulo 5 da Revisão Bibliográfica do Estado da Arte, e recomendado pela FERC (2004) e ABS (2004). Juntamente com a física do modelo, parte-se da integração das equações diferenciais

esaciais e temporais de conservação da massa, das espécies químicas, quantidade de movimento linear e da energia térmica aplicadas a incêndios.

### 6.6.2.1

## Conservação da massa, espécies químicas, quantidade de movimento linear e entalpia na pluma térmica do incêndio

Considere-se o desenho esquemático da pluma térmica do incêndio representada pela Figura 6.9, e a pluma real da Figura 6.10, em que as linhas pontilhadas representam as fronteiras do volume de controle cilíndrico reto e vertical dessa representação.

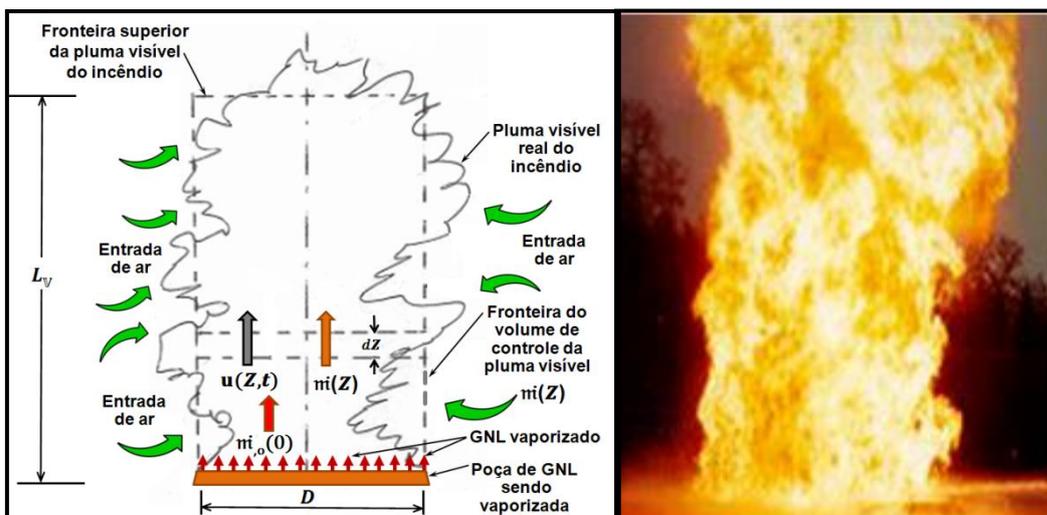


Figura 6.9 – Modelo esquemático da pluma térmica de incêndio em poça de base circular na água. Adaptado de: Raj (2007c)



Figura 6.10 – Pluma térmica de um incêndio real. Cortesia: ioMosaic (2007).

De acordo com o item 6.4.2 (Premissas e hipóteses simplificadoras), a vazão mássica de ar injetada no interior da pluma é proporcional à vazão mássica dentro da chama. Supostamente, uma fração  $\phi$  da massa de ar que é misturado em uma dada seção da pluma, entra em combustão estequiométrica com uma massa equivalente de combustível. Essa ‘ineficiência de combustão’ continua até que não exista mais nenhuma quantidade de vapor de combustível para ser queimado na mistura ar-combustível. A altura na qual todo o combustível é consumido é considerada ser o topo da altura da chama visível representado por  $L_v$ , e os gases que deixam o topo da chama visível consistem somente de produtos de combustão e ar. A consequência imediata dessa hipótese em conjunto com as relações de escala para velocidades do fluido permitem a determinação da altura da zona de combustão,  $L_c$ .

Conforme Fay (2006), a vazão mássica de entrada de ar na pluma é proporcional à  $\rho_a \sqrt{g L_c L_c} D$ , e a de vaporização combustível é proporcional à  $\dot{m}''_v D^2$ . De forma análoga, a velocidade média de tiragem dos gases em uma dada altura no interior da pluma é proporcional a  $\sqrt{Z}$  (TMS, 2006). Considerando que essas vazões mássicas são proporcionais entre si, e, como se trata de um incêndio com chama de combustão não pré-misturada turbulenta (ou de difusão turbulenta) valem, aproximadamente, as relações quase lineares entre frações mássicas das espécies químicas e fração de mistura  $w_i \approx w_i(\xi)$  estabelecidas nas eqs. (6.2), (6.10) e (6.11) e descritas nas premissas e hipóteses simplificadoras do item 6.4.2. Com isso, os balanços com

formulação integral de massa, espécies, quantidade de movimento linear e entalpia no interior da pluma podem ser formulados. Nesses balanços, são relaxados os fluxos de difusão das espécies, e os fluxos de difusão de massa, entalpia, além dos fluxos de difusão das tensões de cisalhamento viscoso e das tensões normais compressivas do escoamento com combustão, conforme hipóteses simplificadoras nºs 30 e 31 (Fay, 2006; Warnatz et al., 1999).

Considere-se então uma vazão de transporte de massa cruzando uma seção reta de uma pluma de incêndio num plano horizontal localizado numa cota  $Z$  qualquer. A componente axial do campo de velocidades  $\mathbf{u}$  no interior da pluma é  $w$ , e distância radial a partir do eixo da pluma é dada por  $r$ . A taxa global de transporte de massa  $\dot{m}$  dos gases que cruzam as seções da pluma é dada pela integral ao longo da área  $A$  da seção reta do volume de controle no plano considerado

$$\dot{m} = \int_0^A \rho_g w dA \quad (6.21)$$

ou, em termos da espécie química  $i$ ,

$$\dot{m}_{w_i} = \int_0^A (\rho_g w) w_i dA \quad (6.22)$$

As taxas globais de transporte de quantidade de movimento linear e de entalpia podem ser expressas, respectivamente, por

$$\dot{j} = \int_0^A (\rho_g w) w dA \quad (6.23)$$

$$\dot{h} = \int_0^A (\rho_g w) c_{p_g} (T - T_a) dA = c_{p_g} T \int_0^A w (\rho_a - \rho_g) dA \quad (6.24)$$

onde  $\rho_g$  é a densidade dos gases no interior da pluma,  $w_i$  as frações mássicas das diversas espécies químicas na pluma de incêndio,  $c_{p_g}$  o calor específico (constante) à pressão constante dos gases,  $T$  a temperatura absoluta variável,  $\rho_a$  a densidade do ar, todas essas grandezas expressas com unidades do Sistema Internacional.

Um balanço de material global em torno do volume de controle indicado pelas linhas tracejadas da Figura 6.9. Ele fornece a conservação da massa na pluma térmica visível, tal que a taxa global,  $\dot{m}_g(Z)$ , de transporte de massa de gases quentes de combustão em seu interior, numa dada seção reta de uma cota  $Z$  acima da base do incêndio pode ser computada como

$$\dot{m}_g(Z) = \dot{m}_{v_0} + \dot{m}_a(Z) \quad (6.25)$$

em que  $\dot{m}_{v_0}(Z = 0)$  ou, simplesmente,  $\dot{m}_{v_0}(0)$ , é a taxa de transporte de massa de vapor de combustível líquido criogênico alimentado na base do incêndio, e  $\dot{m}_a(Z)$  é a taxa de transporte de ar de mistura até a cota  $Z$ . Tendo em vista as premissas e hipóteses simplificadoras nºs 16, 18, 19, 21, 30, 31 e 32, assume-se que a taxa de transporte de ar de mistura possa ser descrita como

$$\dot{m}_a(Z) = \rho_a \alpha \int_{Z=0}^Z \overline{|\mathbf{u}_g(Z)|} \frac{\pi D dZ}{dA} = \rho_a \alpha \overline{|\mathbf{u}_g(Z)|} \pi D Z \tag{6.26}$$

onde  $\alpha$  é o coeficiente de entrada do ar de mistura na lateral da pluma (Heskestad, 1998), que para a maioria dos incêndios de interesse com  $0,5 \leq L_V/D \leq 3$ , segundo observações experimentais de TSM (2006), Raj (2007b) e (Heskestad, 1998), concluiu-se que seu valor não variava muito e se situava em torno de 0,1. A velocidade média temporal dos gases como função da cota de elevação ao longo do eixo da pluma, entre  $Z = 0$  e  $Z = Z$ , é dada por  $\overline{|\mathbf{u}_g(Z)|}$ . O último termo,  $\pi D Z$ , do produto do lado direito da eq. (6.26) representa a área lateral do envelope da pluma do incêndio sobre a qual o ar é introduzido e misturado. De acordo com a premissa nº 17 e com base na literatura e análises de experimentos (Raj, 2007c, 1981; Fay, 2006), pode-se estabelecer que a velocidade média de tiragem vertical dos gases em qualquer altura da pluma é dada por

$$\overline{|\mathbf{u}_g(Z)|} = \frac{2}{3} \sqrt{2g \left( \frac{\Delta\rho}{\rho_a} \right) Z} \tag{6.27}$$

em que  $\Delta\rho/\rho_a = (\rho_a - \rho_g)/\rho_a$  é a fração do decréscimo da densidade dos gases devido à combustão, denominado por Heskestad (1998) como ‘decréscimo médio da densidade’. Levando-se em conta que a área da seção reta da pluma como  $(\pi/4)D^2$  e a área lateral como  $\pi D Z$  numa dada cota, pode-se escrever a partir da definição de  $\dot{m}_v''$  que a vazão mássica  $\dot{m}_v(Z)$  de vapor de combustível que cruza uma dada seção na cota  $Z$  no interior da pluma é dada por

$$\dot{m}_v(Z) = \dot{m}_v''(Z) \left( \frac{\pi}{4} \right) D^2 \tag{6.28}$$

Pode ser demonstrado (mais, adiante) que  $\Delta\rho/\rho_a$  se mantém aproximadamente constante (de acordo com a precisão das premissas e hipóteses simplificadoras assumidas) no interior da pluma térmica na direção- $Z$ . Isso decorre da suposição de que uma fração  $\phi$  da massa de ar que é misturado até uma dada altura  $Z$  ‘queima’ estequiometricamente com uma massa equivalente de vapor do combustível. O topo da chama visível corresponde ao lugar geométrico no qual todo o vapor de combustível gerado na base do incêndio é consumido na combustão, ou seja,  $Z = L_V$ . Neste ponto pode-se encrever o seguinte balanço de material:

$$\underbrace{\phi \dot{m}_a(Z = L_V)}_{\text{ar estequiométrico}} = \underbrace{r \dot{m}_v(Z)}_{\text{vapor do combustível}} \tag{6.29}$$

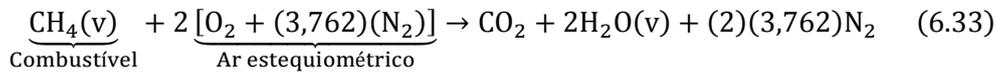
onde  $r$  é a razão entre a massa de ar estequiométrico de mistura e a massa de vapor de combustível, que para metano  $\text{CH}_4$ , vale  $17,167 \approx 17,17$  adiante calculada. Se a equação da reação química é escrita para descrever exatamente a reação de um mol de combustível, sua fração molar na mistura estequiométrica pode ser calculada considerando que

$$Z_{v, stch} = 1/(1 + n_{O_2}) \tag{6.30}$$

$$\frac{n_{N_2}}{n_{O_2}} = \frac{79}{21} = 3,762 \tag{6.31}$$

$$\frac{n_{Ar}}{n_{O_2}} = \frac{100}{21} = 4,762 \quad (6.32)$$

onde  $Z_{v, stch}$  é a fração molar estequiométrica do combustível, e  $n_{O_2}$  o número de moles do oxigênio na reação para a completa combustão do combustível formando  $CO_2$  e  $H_2O$  (v). A equação da combustão de metano é



logo,

$$r = \frac{2[O_2 + (3,762)(N_2)]}{CH_4(v)} = \frac{(2)[(1 \times 16 \times 2) + (3,762 \times 14 \times 2)]}{12 + 1 \times 4} = 17,167 \approx 17,17$$

Substituindo as eqs. (6.26), (6.27) e (6.28) na eq. (6.29), e demarrando que  $Z = L_V$  e que, adicionalmente, por definição, a área lateral do volume de controle da Figura 6.9 numa dada cota da pluma é  $\pi DZ$ , pode-se então se escrever

$$r \dot{m}_v'' \left(\frac{\pi}{4}\right) D^2 = \phi \alpha \rho_a \left(\frac{2}{3}\right) \sqrt{2g \frac{\Delta\rho}{\rho_a} L_V} (\pi D L_V) \quad (6.34)$$

Rearranjando a eq. (6.34) vem

$$\frac{L_V}{D} = \left(\frac{3r}{8\sqrt{2}\phi\alpha\sqrt{\Delta\rho/\rho_a}}\right)^{2/3} \underbrace{\left(\frac{\dot{m}_v''}{\rho_a\sqrt{gD}}\right)^{2/3}}_{Fr_C} \quad (6.35)$$

ou seja,

$$\frac{L_V}{D} \propto D^{-1/3} \quad \text{ou} \quad \frac{L_V}{D} \propto Fr_C^{2/3} \quad (6.36)$$

### 6.6.2.2

#### Avaliação do termo de decréscimo fracional da densidade ( $\Delta\rho/\rho_a$ )

Como o incêndio ocorre aproximadamente na pressão atmosférica, os gases se comportam como se fossem quase ideais. Considerando, adicionalmente, como uma aproximação (embora seja uma hipótese um tanto elástica), para fins de estabelecer uma ordem de grandeza, que todas as espécies químicas têm a mesma massa molecular nessas condições, a relação entre as densidades do ar e dos gases dentro da pluma pode ser pensada como sendo inversamente proporcional às suas temperaturas, de modo que

$$\mathcal{O}(\rho_g/\rho_a) \approx \mathcal{O}(T_a/T_g) \quad (6.37)$$

Definiu-se, anteriormente, que  $\Delta\rho = \rho_a - \rho_g$ . Define-se agora que  $\Delta T = T_g - T_a$ , como sendo o aumento de temperatura dos gases,  $T_g$ , em relação à do ar atmosférico

externo à pluma,  $T_a$ , devido ao calor gerado pela combustão. Como  $T_g \gg T_a$ ,  $\Delta T$  torna-se  $\gg T_a$ , e, dividindo  $\Delta\rho$  por  $\rho_a$  e aplicando a aproximação da eq. (6.37), obtem-se

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_a} = \frac{\rho_a - \rho_g}{\rho_a} = 1 - \frac{\rho_g}{\rho_a} \approx 1 - \frac{T_a}{T_g} \approx -\frac{T_g - T_a}{T_g} \approx \frac{\Delta T}{T_g} \tag{6.38}$$

Dividindo agora o lado direito da eq. (6.38) por  $T_a$  vem

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_a} \approx \frac{\Delta T/T_a}{T_g/T_a} \approx \frac{\Delta T/T_a}{(\Delta T + T_a)/T_a} \approx \frac{\Delta T/T_a}{1 + \Delta T/T_a} \tag{6.39}$$

Por outras palavras, significa que na correlação da eq. (6.35), a eq. (6.39) pode ser usada para substituir o decréscimo fracional da densidade  $\Delta\rho/\rho_a$ , uma vez que  $\Delta T/T_a$  é mais fácil de se medir. Considere-se agora um plano horizontal de cota  $Z$  qualquer acima da base do incêndio. Valendo-se da definição dos parâmetros já definidos, pode-se escrever o seguinte balanço de material, a partir da eq. (6.29)

$$\dot{m}_v(Z) = \frac{\phi}{r} \dot{m}_a(Z) \Rightarrow \dot{m}_v(Z) = \frac{\phi}{r} \dot{m}_a \tag{6.40}$$

onde  $\dot{m}_v(Z)$  é a taxa de transporte de massa de combustível queimado até a altura  $Z$ . A taxa global total de produção de calor até a cota  $Z$  devido à combustão é estabelecida por

$$\dot{Q}(Z) = \dot{m}_v(Z) \Delta H_{C_l} = \frac{\phi}{r} \dot{m}_a \Delta H_{C_l} \tag{6.41}$$

Um balanço global de entalpia em torno do volume de controle pode ser definido para os gases quentes. Para tanto, considera-se supostamente (como uma aproximação, pois somente a parte estequiométrica do ar de mistura é consumida na combustão, sendo o resto um excesso), que todos os gases têm calor específico da ordem de grandeza que o do ar,  $c_{P_a}$ . Na média, este calor específico (dos gases) pode ser também considerado, simplificadaamente, constante no interior da pluma, devido ao empuxo decorrente do movimento toroidal dos vórtices.

O balanço fornece então

$$\underbrace{[\dot{m}_v(0) + \dot{m}_a(Z)]c_{P_a}T_g(Z)}_{\text{Taxa total de calor transportado no interior da pluma na temperatura dos gases quentes queimados}} = \underbrace{\dot{m}_v(0)c_{P_v}T_v(0)}_{\text{Taxa de calor sensível absorvido pelo vapor do combustível vaporizado na base do incêndio}} + \underbrace{\dot{m}_a(Z)c_{P_a}T_a(Z)}_{\text{Taxa de calor sensível transportado pelo excesso de ar no interior da pluma}} + \underbrace{\dot{Q}(Z)}_{\text{Taxa de calor latente total devido à combustão}} \tag{6.42}$$

onde  $T_g$ ,  $c_{P_v}$  e  $T_v$  são, respectivamente, a temperatura dos gases quentes, o calor específico à pressão constante do vapor de combustível, a temperatura do vapor do combustível e  $\dot{m}_v(0)$ , a vazão mássica do vapor do combustível na base do incêndio. Dentro da zona de combustão apresentada na Figura 6.7, e mais especificamente entre a superfície de corrente divisória e a superfície da chama próximo à base do incêndio, pode-se considerar como aproximação que, *mutatis mutandis*,  $\mathcal{O}[c_{P_v}T_v(0)] \approx$

$\mathcal{O}[c_{Pa}T_a(Z)]$  devido à recirculação toroidal de vórtices (Raj, 2007c; Fay, 2006), indicada na cor vermelha. Aplicando esta aproximação e substituindo as eqs. (6.39) e (6.41) na eq. (6.42), e rearranjando obtém-se

$$\frac{\phi}{r} \frac{\Delta H_{C_l}}{c_{Pa}T_a(Z)} \frac{\dot{m}_a(Z)}{[\dot{m}_v(0) + \dot{m}_a(Z)]} = \frac{T_g(Z) - T_a(Z)}{T_a(Z)} = \frac{\Delta T}{T_a(Z)} \quad (6.43)$$

Como foi observado, experimentalmente, nos testes de 'Montoir', Malvos e Raj (2007, 2006) sustentam que a vazão mássica do ar admitida na pluma para qualquer altura  $Z$  ( $Z > 0,1D$ ) é substancialmente maior do que a vazão mássica dos vapores na base. Esses autores sugerem que a massa total de ar  $\dot{m}_a(Z = L_V)$  escoando através do topo da chama visível é estimada ser uma ordem de magnitude ( $10^1$ ) maior do que o valor estequiométrico calculado pela eq. (6.33) de  $r \approx 17,17$ , ou seja, cerca de 170 vezes a vazão mássica  $\dot{m}_v(0)$  dos vapores na superfície da poça. Assim,  $\dot{m}_a(Z = L_V) \gg \dot{m}_v(0)$ , e o termo  $[\dot{m}_a(Z)]/[\dot{m}_v(0) + \dot{m}_a(Z)] \approx [\dot{m}_a(Z)]/[\dot{m}_a(Z)] \approx \mathcal{O}(1)$ . Com base nesses argumentos físicos, conclui-se que a razão entre os aumentos de temperatura dos gases  $\Delta T$  e a temperatura do ar  $T_a$  pode ser considerada constante para todas as cotas dentro da pluma. Esta é uma conclusão importante, pois confirma a assertiva feita logo após a eq. (6.28). Voltando-se ao item 6.3.5.4 (Interações entre turbulência e combustão não pré-misturada), o número de Damköhler pode ser definido alternativamente também como

$$Da = \frac{\Delta H_{C_l}}{c_{Pa}T_a} \quad (6.44)$$

Logo, o lado esquerdo da eq. (6.43), por aproximação, pode ser re-escrito após substituição da eq. (6.44) na eq. (6.43) como

$$\frac{\phi}{r} \frac{\Delta H_{C_l}}{c_{Pa}T_a(Z)} \approx \frac{\Delta T}{T_a} \Rightarrow \frac{\phi}{r} Da \approx \frac{\Delta T}{T_a} \Rightarrow \frac{\phi}{r} \approx \frac{\Delta T}{DaT_a} \Rightarrow \frac{r}{\phi} \approx \frac{DaT_a}{\Delta T} = \text{constante} \quad (6.45)$$

Substituindo as eqs. (6.39) e (6.45) no multiplicador do lado direito da eq. (6.35) fornece

$$\begin{aligned} \mathbb{A} &= \left( \frac{3r}{8\sqrt{2}\phi\alpha\sqrt{\Delta\rho/\rho_a}} \right)^{2/3} \equiv \left( \frac{3rDaT_a}{8\sqrt{2}\phi\alpha\Delta T} \right)^{2/3} = \sqrt[3]{\left( \frac{3rDaT_a}{8\sqrt{2}\phi\alpha\Delta T} \right)^2} \\ &= \left( \frac{9}{128\alpha^2} \frac{Da^2T_a^2}{(\Delta T)^2} \right)^{1/2} \end{aligned} \quad (6.46)$$

mas, pela eq. (6.45),  $T_a^2/(\Delta T)^2 \approx [(rc_{Pa}T_a)/(\phi\Delta H_{C_l})]^2$ , e fazendo a substituição na eq. (6.46) vem

$$\mathbb{A} = \left( \frac{9}{128\alpha^2 Da} \right)^{1/3} \left( \frac{r}{\phi} \right) \left( 1 + Da \frac{\phi}{r} \right)^{1/3} \quad (6.47)$$

Retornando com a conclusão da eq. (6.47), comparando-a com as eqs. (5.25) e (6.36), e relaxando-se a inclinação da chama (*tilt*) devido à ação do vento (com o

parâmetro  $\mathbb{b} = 0$ ) na eq. (5.25), verifica-se que essas três equações são equivalentes. De sorte que a eq. (6.36) pode ser re-escrita na forma adimensional como sendo

$$\frac{L_V}{D} = \mathbb{A} Fr_C^{2/3} \quad (6.48)$$

Nessa equação, substituiu-se a proporcionalidade da eq. (6.36) por uma iguade, e introduzindo-se a constante  $\mathbb{A}$  da eq. (6.47). A eq. (6.48) demonstra que a razão  $L_V/D$  do incêndio varia com a potência de  $2/3$  no número de Froude do combustível  $Fr_C$ , e o resultado encontrado é exatamente o resultado publicado por Thomas (1965). Posteriormente, Heskestad (1983) publicou também as correlações para  $L_V/D$  para um amplo espectro de  $Fr_C$ . Entretanto, sua correlação apresenta uma equação diferente, mas que segue a 'lei dos  $2/3$ ' nos valores de interesse para grandes incêndios do número de Froude  $Fr_C$ . A correlação de 'Thomas2' indica um valor de  $\mathbb{A} = 55$ , baseado em experimentos de campo, e este valor é usado para estimar o fator de eficiência  $\phi$ . Substituindo-se  $\mathbb{A} = 55$  na eq. (6.48), tem-se a equação que será usada no presente trabalho para modelar o comprimento da chama visível a partir de seu diâmetro e da vazão mássica de vaporização ( $\dot{m}_v''$ ). Uma discussão sobre este último parâmetro será apresentada no contexto deste capítulo, no item 6.6.2.4 [Avaliação da vazão mássica de vaporização ( $\dot{m}_v''$ )].

$$\frac{L_V}{D} = 55 Fr_C^{2/3} \quad (6.49)$$

### 6.6.2.3

#### Estimativa de $\phi$ , $\Delta T/T_a$ e $\Delta \rho/\rho_a$

A Tabela 6.1 fornece valores de propriedades físicas e de combustão do metano e de outros parâmetros necessários.

Tabela 6.1 – Propriedades físicas e de combustão do metano  
Adaptado de: Raj (2007c), Fay (2006), Luketa-Hanlin (2006) e ABS (2004)

Parâmetro (Símbolo)	Descrição	Valor
$r$ [-]	Massa ar/combustível (combustão estequiométrica)	17,1674
$\alpha$ [-]	Coeficiente de entrada de ar de mistura	0,1
$\Delta H_{C_i}$ [kJ/kg]	Calor de combustão do combustível líquido	50.020
$c_{P_a}$ [J/kg.K]	Calor específico do ar a pressão constante	1.000
$T_a$ [K]	Temperatura do ar atmosférico	293
$Da$ [-]	Número de Damköhler	170,72

Substituindo os valores de  $\Delta H_{C_i}$ ,  $c_{P_a}$  e  $T_a$  na eq. (6.44) obtem-se  $Da = 170.72$ . Entrando com este valor no lado direito da eq. (6.47) com  $\mathbb{A} = 55$ , calcula-se  $\phi = 0,1454$ .

Ou seja, no momento em que a combustão de todo o vapor de combustível se completar, cerca de  $[(1/\phi) - 1] = 6,8776 - 1 = 5,8776$  vezes a massa estequiométrica de ar terá sido alimentada no incêndio. Este valor é coerente com os valores experimentais observados por Thomas (1965) em seus experimentos, que reporta como sendo da cerca de uma ordem de magnitude ( $10^1$ ) o excesso de ar em relação à massa

estequiométrica alimentada na lateral da pluma.

Este resultado mantém coerência com o resultado de  $\phi = 0,006$  obtido por Raj (1981) com os experimentos com combustível de jato JP-4. Obviamente que incertezas existem, pois quando se refere a uma 'chama visível', este termo enfeixa uma interpretação estatística média, posto que a chama pulsa no tempo, e a medida da relação  $L_V/D$  é uma média temporal enquanto perdura a chama.

Combinando o valor de  $\phi$  com as eqs. (6.39) e (6.43), verifica-se que

$$\frac{\Delta T}{T_a} = \frac{\phi}{r} \frac{\Delta H_{c_l}}{c_{pa} T_a(Z)} = \left(\frac{\phi}{r}\right) Da = \left(\frac{0,1454}{17,167}\right) (170,72) \approx 1,45$$

$$\frac{\Delta \rho}{\rho_a} = \frac{1,4459}{1,4459 + 1} = 0,5912 \approx 0,59$$

#### 6.6.2.4

#### Avaliação da vazão mássica de vaporização ( $\dot{m}_v''$ )

Resumo dos principais resultados encontrados na literatura foi condensado na Tabelas 5.3, 5.4, 5.5, 5.9 e na Tabela 6.2 abaixo.

Tabela 6.2 – Dados experimentais de velocidade e vazão mássica de vaporização Adaptado de: Sandia (2008), Malvos e Raj (2007c), Raj (2007b), Luketa-Hanlin (2006), ABS (2004), FERC (2004), Sandia (2004), Mudan (1984), Mizner e Eyre (1983)

Referência	Descrição	Velocidade de vaporização ( $\dot{y}$ ) [m/s]	Vazão mássica de vaporização ( $\dot{m}_v''$ ) [kg/m <sup>2</sup> .s]	Fluxo térmico [kW/m <sup>2</sup> ]	Obs.
Drake et al. (1975)	NM	0,00025	0,1056	-	Diâmetro da poça: 18 m
Koopman et al. (1978)	Testes com 5 m <sup>3</sup> de GNL 'China Lake'. Poças de 6,8 m a 7,8 m de raio.	NM	0,12 a 0,15	61 a 78	-
Valencia-Chavez e Reid (1979)	LNG Research Center do MIT. Escala de laboratório, com metano puro. Intervalos acima de 100 s. Início da formação de gelo.	NM	0,05 a 0,23	25 a 120	-
Raj et al. (1979a)	GNL terciário (82% C <sub>1</sub> , 10,1 % C <sub>2</sub> e 7% C <sub>3</sub> ). Intervalos acima e 90 s. Início da formação de gelo.	0,0004 a 0,0011	0,18 a 0,495	10 a 140	Diâmetros da poça: entre 10 e 15 m-
Klimenko (1981)	NFPA Tabela 3-11.2, poças de 10 a 15 m de diâmetro.	NM	0,18 a 0,45	220	-
Mizner e Eyre (1983) 'Maplin Sands' (1980)	Testes na água	0,00021 a 0,00043	0,0887 a 0,1775		Diâmetros da poça: de 28,6m a 30 m
Rew e Hulbert (1996)	Trabalhos e pesquisas para o desenvolvimento do software POOLFIRE6®	NM	0,282	265	-

(Continua na folha 220)

(Continuação da folha 219)

Tabela 6.2 – Dados experimentais de velocidade e vazão mássica de vaporização

Referência	Descrição	Velocidade de vaporização ( $\langle \dot{y} \rangle$ ) [m/s]	Vazão mássica de vaporização ( $\dot{m}_v'$ ) [kg/m <sup>2</sup> .s]	Fluxo térmico [kW/m <sup>2</sup> ]	Obs.
Van den Bosh e Weterings (TNO) (1997)	Calculada pela transferência e calor para a poça com existência de 'ebulição de filme'	NM	0,220	110	-
Quest (2001, 2003)	Para poças até 16,8 m de diâmetro Para poças de 35 m e de 20m de diâmetro	-	0,21 0,140 a 0,106	92 NM	-
Fay (2003)	Águas não confinadas; considera ebulição e radiação térmica para vaporização da poça	0,0008 (0,00019 radiação + 0,0005 a 0,0007 ebulição)	0,34 (0,04 radiação + 0,21 a 0,30 ebulição)	NM	Diâmetro da poça circular: 479 m
Lehr e Simecek-Beatty (2003)	NM	-	0,17 a 0,42	NM	-
Vallejo (2003)	NM	0,0008	0,338	NM	Diâmetro da poça: 390 m
Lehr e Simecek-Beatty (2004)	Experimentos na água Vazamento contínuo	0,0004 a 0,001 0,00025	0,169 a 0,442  0,106	NM	-
ABS (2004)	Análise de sensibilidade com 3 vazões mássicas de vaporização	NM	0,20; 0,282 e 0,36	140 para vazão de 0,282	Diâmetros da poça: 180 m, 148 m e 132 m
FERC (2004)	Análise de sensibilidade com 3 vazões mássicas de vaporização Testes de 'Burro' no Laboratório LLNL	NM	0,20; 0,28 e 0,36  0,17	265  85	Diâmetros das poças: 240 m, 200 m, 186 m -
Sandia (2004)	NM	0,0003	0,1268	NM	-
Koopman (2004)	NM	NM	0,3368	NM	-
Luketa – Hanlin (2006)	Estimado dividindo o volume total de GNL derramado pela área da poça e duração da combustão intensa ou em regime permanente	0,0004 a 0,0011	0,269 a 0,465	NM	-
Qiao et al. (2006)	Testes U.S. BuMines Teste de 'Burro' do Laboratório LLNL	0,000452 0,000402	0,2 0,17	NM 87	-
Hissong (2007)	Propriedades típicas do GNL	0,0002 0,0003	0,092 0,138	61 92	Densidade do GNL: 460 kg/m <sup>3</sup>
Jonhson e Cornwell (2007)	Considera ebulição e radiação térmica para vaporização da poça	0,000667	0,282	143	-
Sandia (2008)	Análise de velocidades de vaporização	0,0002 a 0,0008	0,0845 a 0,338	NM	Diâmetros das poças: > 100 m

Como pode ser constatado nas tabelas acima mencionadas, a velocidade média de vaporização dos experimentos,  $\langle \dot{y} \rangle$ , se situou entre 0,0002 e 0,001 m/s, correspondendo às vazões mássicas de vaporização,  $\dot{m}_v''$ , entre 0,0845 a 0,0011 kg/m<sup>2</sup>.s.

Sandia (2008) propôs que como esta vazão é função da transferência de calor da chama e da água, o intervalo para incêndios na água seja estimado combinando dados de experimentos na terra com testes em que não houve ignição na água. Os testes de 'Montoir' reportaram uma vazão média de 0,141 kg/m<sup>2</sup>.s com velocidades de vento entre 3 e 10 m/s. O intervalo das vazões de vaporização para poças não queimadas na água variou entre 0,000064 e 0,00043 kg/m<sup>2</sup>.s, sem registro de incertezas (Boyle e Kneebone, 1973; Burgess et al., 1972; Feldbauer et al., 1972, Koopman et al., 1978). Se esses são adicionados aos dados de 'Montoir', o intervalo da velocidade de evaporação para incêndios em poça na água seria 0,00034 a 0,00071 m/s (0,144 a 0,299 kg/m<sup>2</sup>.s).

Deve-se observar que os valores mais altos contemplam medições inadequadas, diferenças na composição do GNL e diferentes condições de vento que afetam os resultados, gerando assim incertezas para incêndios em poça acima de 100m de diâmetro (Sandia, 2008). Desse modo, aquele laboratório (Sandia, 2008) recomenda o intervalo entre 0,0002 a 0,0008 m/s, consistente com intervalo recomenddo por Fay (2003) que foi de 0,00003 a 0,0008 m/s.

Com base na pesquisa realizada, cobrindo mais de três décadas de experimentos até os dias atuais relatados na literatura, o presente trabalho adotou uma cesta de resultados práticos com valores semelhantes para o espalhamento da poça, a saber: 0,00021 m/s (Quest, 2001); 0,0003 m/s (Sandia, 2008); 0,000324 m/s (TMS, 2006; Raj, 2007c); 0,000473 m/s (ABS, 2004; Jonhson e Cornwell, 2007); 0,000667 m/s (FERC, 2004; ABS, 2004); 0,0008 m/s (Sandia, 2008); 0,000852 m/s (FERC, 2004; ABS, 2004) e 0,0011 m/s (Luketa-Hanlin, 2006), correspondendo, respectivamente às vazões de 0,0887; 0,127; 0,137; 0,2; 0,282; 0,338; 0,360 e 0,465 kg/m<sup>2</sup>.s. A vazão mássica de vaporização foi calculada considerando  $\rho_l = 422,5 \text{ kg/m}^3 @ T_b = 111,66 \text{ K}; P_a = 102,3 \text{ kPa}$ , conforme considerado por ABS (2004).

### 6.6.2.5

#### Avaliação da espessura ótica ( $\kappa_\lambda$ ) e do coeficiente de extinção ( $\mathcal{L}_\lambda$ )

Este tópico foi apresentado e discutido nos itens 5.5.2.6.4 (Emissão espectral) e 5.6.4.3.6 [Coeficiente de extinção espectral ( $\mathcal{L}_\lambda$ )]. Considera-se que o incêndio da poça é oticamente espesso, irradiando como se fosse um corpo negro nas regiões de maior emissão térmica (partes inferiores da pluma de incêndio próximas ao substrato). Serão adotados os valores experimentais da espessura ótica ( $\kappa_\lambda$ ) e do coeficiente de extinção ( $\mathcal{L}_\lambda$ ) constantes da Tabela 5.7 do tópico 5.6.4.3.6.

### 6.6.2.6

#### Aspectos conclusivos

Com os resultados encontrados, é possível concluir:

1. Incêndios em poça de hidrocarbonetos a altura da pluma visível pode ser estimada pela correlação de Thomas (1965) dada pela eq. (6.49) para a condição de não haver vento, ou pela eq. (5.47) se a condição se fizer necessária ser considerada;
2. O modelo acima desenvolvido com balanços de conservação permitiu a formulação

do fator constante  $A$  que pode ser calculado com propriedades conhecidas do combustível, GNL no caso em pauta, e uma eficiência  $\phi$  de combustão obtida experimentalmente;

3. O modelo de correlação entre altura da pluma visível, diâmetro e vazão mássica de vaporização apresentado não fornece nenhum indicador de como a emissão radiativa da pluma varia com sua altura, nem entra em detalhes das ineficiências do processo de combustão no interior da pluma;
4. A variação da emissão radiativa com a altura da pluma foi apresentada no item 5.6.4.4.1 [Modelo de zonas múltiplas da TMS (2006)], e será abaixo revisitada quanto à sua aplicação, no Apêndice C.