Aplicação ampliada das modelagens do derrame/ espalhamento, incêndio de difusão turbulenta e do acoplamento entre ambas

7.1 Considerações preliminares

Neste item 7.1, considera-se mister explanar, de antemão, que todo o detalhamento, estratégia e tratativa dos dois assuntos, modelagens do derrame/espalhamento e do incêndio de difusão turbulenta, de forma acoplada, foi considerado mais adequado ser abordado à parte deste texto. Optou-se, então, por fazê-lo no Apêndice C em que são descritos todos os pormenores da questão. Destarte, é essencial a leitura daquele Anexo, para melhor compreensão dos resultados que aqui se apresentam.

Estuda-se, neste capítulo, inicialmente no item 7.2 (Derrame/espalhamento da poça semicircular), o comportamento da poça semicircular de GNL na água, considerando seus parâmetros de interesse: (i) área do rasgo, (ii) área máxima da poça semicircular (para cada área de rasgo) e, (iii) tempo de vaporização. Foram considerados rasgos com vinte e uma áreas diferentes de 1; 1,5; 2; 2,5; 3; 4; 5; 6; 7; 9; 10; 20; 30; 40; 50; 60; 60; 70; 80; 90 e 100 m², coerentes com a realidade da indústria de GNL e simuladas poças com as oito velocidades de vaporização, $\langle \dot{y} \rangle$, de 0,00021; 0,0003; 0,000324; 0,000473; 0,000667; 0,0008; 0,000852 e 0,0011 m/s, discutidas no item 6.6.2.4 [Avaliação da vazão mássica de vaporização $(\dot{m}_{\nu}^{\prime\prime})$].

No Apêndice C, estudou-se, especificamente, o caso do diâmetro médio do rasgo com 5 m², conforme recomendação do Laboratório Sandia (2008). Lá, é consideranda uma única velocidade de vaporização da poça, $\langle \dot{y} \rangle = 0,0008$ m/s adotada tanto por Fay (2003) como por Sandia (2008). Foram investigadas duas geometrias do metaneiro: a de Fay (2003), com 120.000 m³, e a de Sandia (2008), com 265.000 m³. Os resultados da geometria de Fay (2003) são modelados em detalhe no item C.6.1 [Reprodução dos resultados - geometria do navio segundo Fay (2003)] e os da geometria Sandia (2008), no item C.6.2 [Aplicação do modelo – Escalonamento da geometria do navio segundo Sandia (2008)], servindo de pilares para o presente capítulo.

Aproveitam-se os resultados e conclusões do Apêndice C, e, neste item 7.2, expande-se as simulações, contemplando, agora, as demais sete velocidades de vapororização. O produto dessas simulações é apresentado sob forma de gráficos e tabelas, para as duas geometrias, comparado com a literatura e discutido. Prosseguindo, no que concerne aos aspectos da combustão e do transporte de energia radiante do incêndio da poça, o item 7.3 (Incêndio de poça circular de difusão turbulenta) trata do acoplamento entre o derrame e espalhamento da poça semicircular com a combustão da mesma, modelando-se: (i) geometria da pluma térmica do incêndio (razão entre o comprimento da pluma 'visível' e o diâmetro da poça, variando com o diâmetro da mesma), (ii) parâmetros da radiação térmica relacionados com sua combustão. O resultado dessas simulações é mostrado, comparado com a literatura e discutido. Além da geometria da pluma térmica do incêndio, no que concerne aos parâmetros interesse

da energia radiante, foram estudados: (i) número de Froude da combustão, (ii) concentração da fuligem formada pelos gases queimados, (iii) produção de fumaça, (iv) transmitância da fumaça, (v) razão da altura da zona de combustão 'limpa' para o comprimento da pluma 'visível', (vi) poder emissivo na base do incêndio, (v) emitância média temporal da pluma, e, o mais importante de todos, (vii), o poder emissivo radiante médio variando (diminuindo com a altura a partir da base) ao longo do comprimento axial da pluma térmica.

No item C.8.1 [Reprodução de resultados - modelo da TMS (2006) acoplando os códigos de derrame/espalhamento e incêndio em poça], realiza-se o acoplamento dos códigos de derrame/espalhamento e incêndio em poça, modelando-se, incialmente, somente os diâmetros de 15; 20; 35; 100 e 300 m de poças circulares. Escolheram-se esses diâmetros, pois são os únicos que apresentam resultos experimentais de testes de campo (terra e água) publicados na literatura, envolvendo os três primeiros diâmetros. Os dois útimos, foram considerados porque representam tamanhos de potenciais de incêndios, plausíveis e mais prováveis de ocorrer na indústria de GNL, e por estarem de acordo com a moderna tendência das tonelagens sendo projetadas para os carriers atuais (Sandia, 2008; Raj, 2007c; TMS, 2006; FERC, 2004; ABS, 2004; Fay, 2003). Com os pilares lançados no Apêndice C, fez-se o escalonamento com o código computacional, simulando-se incêndios com diâmetros de poças circulares de 10; 15; 20; 25; 30; 35; 40; 45; 50; 100; 150; 200; 250; 300; 350; 400; 450 e 500 m, compatíveis com a comparação constante em Sandia (2008). São usadas as oito velocidades de vaporização acima, inserindo-se também neste contexto mais amplo, os cinco primeiros diâmetros acima considerados, acoplando-se dessa forma os dois códigos computacionais. Incluíram-se também, mais cinco diâmetros abaixo de 18 m, para se estudar o comportamento do poder emissivo médio abaixo do intervalo contemplado. Os resultados são apresentados e discutidos.

Evoluindo o capítulo 7, o item 7.4 (Modelagem com acoplamento dos códigos computacionais de derrame/espalhamento e incêndio de difusão turbulenta para rasgos de 2 e 5 m²) contempla estudo prático com duas geometrias de navio, a de Fay (2003) com 125.000 m³ e a de Sandia (2008) com 265.000 m³. Aproveitam-se os resultados iniciais encontrados no item C.8.1 ao se usar a geometria de Fay com velocidade de 0,000324 m/s, fazendo-se o acoplamento dos códigos de derrame/espalhamento e incêndio em poça com as velocidades de vaporização de 0,00021 m/s (Quest, 2001); 0,000324 m/s (Raj, 2007c); 0,0008 m/s (Sandia, 2008; Fay, 2003) e 0,0011 m/s (Luketa-Hanlin, 2006).

Continuando, o item 7.5 (Análise das incertezas e alguns aspectos qualitativos da validação dos modelos) prossegue investigando as incertezas dos modelos, utilizando três estatísiticas constantes em Rew et al. (1997), a saber: (i) desvio fracionário, *FB* (*Fractional Bias*), (ii) erro quadrático médio normalizado, *NMSE*, (*Normalized Mean Square -Error*), e, (iii) fator de duas estatísiticas, *FTS* (*Factor of Two Statistics*). Aborda, também, alguns aspectos da validação, conforme metodologia constante em Pitblado et al (2006) e de acordo com avaliação (*assessment*) dos modelos, seguindo a metodologia de Britter (2002), do *The European Model Evaluation Committee*, constante em Pitblado et al. (2006), que contempla: (i) o intervalo (*range*) completo de todas as variações possíveis dos fenômenos e as equações necessárias à sua descrição, (ii) a validação (*validation*), pesquisando com que precisão os modelos predizem valores de parâmetros-chave de interesse, tomando-se por base resultados da literatura, e (iii) a verificação (*verification*), que não foi investigada, por se tratar de aspectos específicos de modelos de dispersão de poluentes na atmosfera.

Encerrando o capítulo, o item 7.6 (Aspectos conclusivos) discute e consolida um panorama geral sobre os resultados encontrados.

Cumpre esclarecer que a utilização das quantidades indicadas de algarismos significativos em muitos tópicos deste capítulo, se deu tão somente para se evidenciar a robustez dos resultados obtidos, por meio da consistência entre valores encontrados com as simulações em diversas circunstâncias, como foi o caso, por exemplo, do parâmetro adimensional do escoamento, Υ , e da emitância média tempral, $\bar{\varepsilon}$.

7.2 Derrame/espalhamento da poça semicircular

7.2.1 Geometria do metaneiro segundo Fay (2003)

Nas Figuras de 7.1 a 7.14, aparece na legenda, a notação de um asterisco * aposto sobre os valores denominados 'críticos' e 'máximos' nas cores, respectivamente, vermelho e azul. Na notação convencionada, cada um deles contempla duas possibilidades, uma alocada à área máxima da poça, indicada com um círculo, e a outra, alocada ao tempo de vaporização da poça, designada por um losango⁵⁹.

Ou seja, a área máxima contém dois círculos, um crítico e outro de máximo, assim como o tempo de vaporização contém, igualmente dois losangos, de crítico e de máximo.

A necessidade desta notação decorre da existência dessas duas circunstâncias que carcterizam, respectivamente, o escoamento *vis a vis* a área do rasgo no costado do navio e o crescimento e decrescimento monotônico da área da poça formada no mar. Como discutido no Apêndice C, Figuras C.7 a C.10, Fay (2003) define que existe um tamanho 'crítico' na geometria do rasgo tal que, a partir dele, o incêndio na poça tende a consumir o GNL tão rapidamente quanto caia no mar, havendo equilíbrio entre a vazão de despejo no mar com a vazão de vaporização na poça. Este valor é determinado pelo parâmetro adimensional do escoamento, Υ.

Continuando a aumentar o tamanho (área) do rasgo, há aumento da taxa de vazamento, resultando numa poça (máxima para cada tamanho de rasgo pela concepção do modelo de espalhamento) cada vez maior até alcançar um pico. A partir deste ponto de (pico) 'máximo', o espalhamento da poça no mar pode ser tratado simplificadamente como 'quase independente' do tamanho do rasgo. Observa-se também que a partir desse máximo, a poça começa a decrescer monotonicamente (Kaplan, 2002; Kreyszig, 1999), tendendo ao equilíbrio acima referido. Esse tamanho da área da poça é considerado por Fay (2003) como 'máximo' (ou de pico de áreas máximas).

Ao valor do tamanho 'crítico' do rasgo está associada uma área (máxima), considerada como 'crítica', e um tempo de vaporização, igualmente 'crítico'. Da mesma forma, ao valor de pico 'máximo' da área da poça está associado um tempo de vaporização igualmente 'máximo'.

Isto posto, são apresentadas as Figuras 7.1 e 7.2, contendo as variações do tempo de vaporização e da área máxima da poça semicircular com a área do rasgo, somente com duas velocidades de vaporização, respectivamente, mais baixa e mais alta, uma vez que todas as demais intermediárias apresentaram o mesmo perfil.

⁵⁹ A depender das disponibilidades dos marcadores, poderão ser usadas outras figuras geométricas nos gráficos.

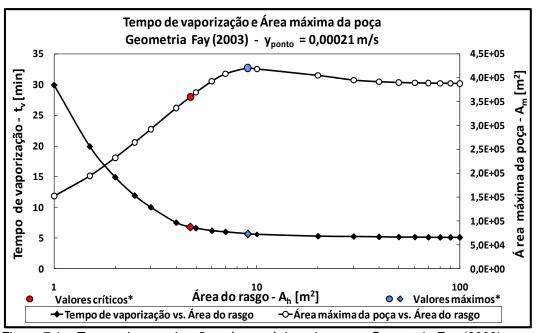


Figura 7.1 – Tempo de vaporização e área máxima da poça - Geometria Fay (2003) com $\langle \dot{y} \rangle = 0,00021$ m/s

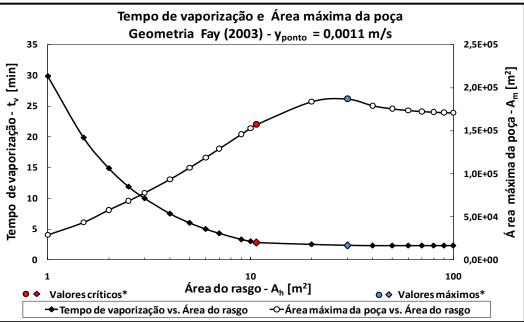


Figura 7.2 - Tempo de vaporização e área máxima da poça - Geometria Fay (2003) com $\langle \dot{y} \rangle = 0{,}0011$ m/s

Observa-se, preliminarmente, que a velocidade de vaporização tem papel importante no espalhamento da poça. Com a velocidade mais lenta, a poça se espalha mais, ocupando uma área máxima de aproximadamente 420.000 m², vaporizando-se em 5,7 min, com um rasgo de 9 m². Enquanto que com a velocidade 5 vezes mais rápida, a poça máxima não chega nem à metade da área da primeira, com 187.000 m², vaporizando-se num tempo igualmente menor, aos 2,3 min, com um rasgo 3 vezes maior, de 30 m². Uma análise comparativa mais ampla é apresentada ao final, no item 7.2.4 (Discussão dos resultados do derrame/espalhamento).

A Figura 7.3 mostra todas as áreas máximas semicirculares com todas as velocidades. As Figuras 7.4 e 7.5 (detalhe) apresentam o tempo de vaporização variando

com a área do rasgo para todas as velocidades. Fica patente nessas figuras o papel da velocidade de vaporização, tanto na área máxima da poça semicircular (em maior escala), quanto no tempo de vaporização da mesma (em menor escala), inclusive para as velocidades intermediárias à menor e maior.

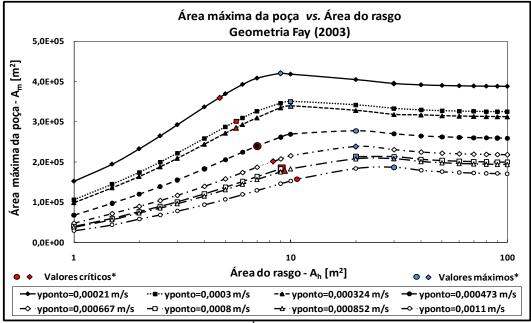


Figura 7.3 - Geometria Fay (2003) - Área máxima da poça: Oito velocidades de vaporização

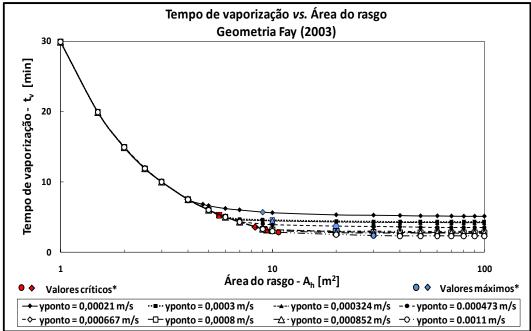


Figura 7.4 - Geometria Fay (2003) – Tempo de vaporização: Oito velocidades de vaporização

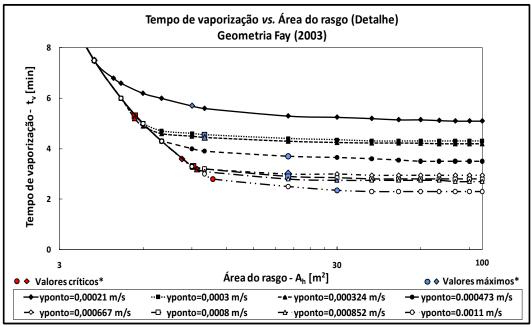


Figura 7.5 - Geometria Fay (2003) - Tempo de vaporização: Oito velocidades de vaporização (Detalhe)

Verifica-se também na Figura 7.3 que, à medida que aumentam a área do rasgo e velocidade de vaporização, tanto os valores críticos como os máximos acompanham esse aumento, caminhando na direção da maior área do rasgo. Quanto mais baixa é a velocidade de vaporização, mais monotônico é o decrescimento da área máxima da poça, o que é natural, pelo próprio regime gravitacional-inercial do escoamento do criogênico na poça. As Figuras 7.4 e 7.5 evidenciam um aspecto interessante, qual seja, de que de 30 min até cerca de 8 min de tempo de vaporização, as velocidades de vaporização, mesmo a mais alta sendo 5 vezes maior que a mais baixa, praticamente não afetam os tempos de vaporização das oito velocidades, nas menores geometrias do rasgo. Isso decorre do fato de ser o escoamento considerado como 'lento', conforme explanado detalhadamente no Apêndice C.

Embora maiores geometrias do rasgo possam sugerir um escoamento 'rápido', a influência da velocidade não tem papel prepondenrante na vaporização, uma vez que seu o intervalo entre a menor e a maior velocidade, acarreta uma variação no tempo entre 2 a 6 min. De certa forma, na prática industrial, essa variação pode ser entendida como irrelevante. Os resultados aqui discutidos relativos aos valores detalhados da área máxima da poça semicircular e do tempo de vaporização calculados com o código computacional encontram-se, respectivamente, nas Tabelas 7.2 e 7.3 do item 7.2.4 (Discussão dos resultados do derrame/espalhamento), que contempla também uma análise comparativa mais ampla.

7.2.2 Geometria do metaneiro segundo Sandia (2008)

Como o comportamento da área máxima da poça semicircular e do tempo de vaporização apresentou o mesmo perfil daquele da geometria Fay (2003), mostra-se aqui, nas Figuras 7.6 e 7.7, apenas as curvas da menor e maior velocidade de vaporização, respectivamente. A Figura 7.8 mostra a variação da área máxima da poça semicircular para cada área do rasgo, para as oito velocidades de vaporização, a Figura

7.9, a variação do tempo de vaporização e a Figura 7.10 é um detalhamento da figura anterior para melhor visualização.

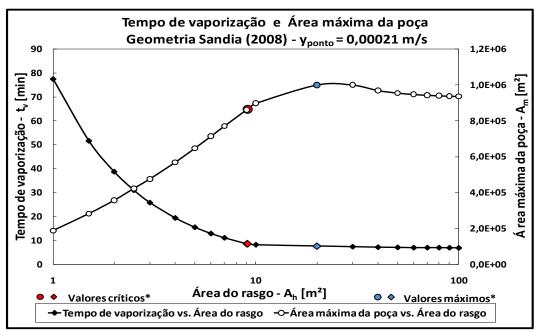


Figura 7.6 – Tempo de vaporização e área máxima da poça - Geometria Sandia (2008) com $\langle \dot{y} \rangle = 0{,}00021$ m/s

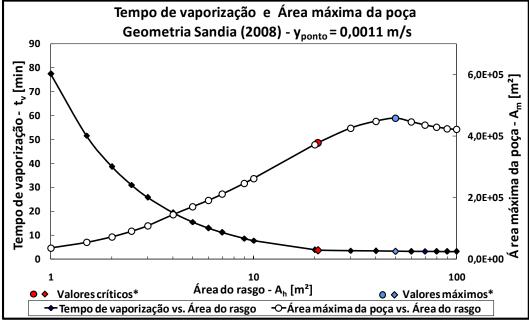


Figura 7.7 - Tempo de vaporização e área máxima da poça - Geometria Sandia (2008) com $\langle \dot{y} \rangle = 0{,}0011$ m/s

Da mesma forma que ocorreu com a geometria de Fay (2003), evidencia-se nas Figuras 7.6 e 7.7, que a velocidade de vaporização tem também papel igualmente importante na formação da poça. Com a velocidade mais lenta, a poça se espalha mais, ocupando uma área máxima de aproximadamente 1.000.000 m², vaporizando-se em 7,7 min, com um rasgo de 20 m². Enquanto que, com a velocidade 5 vezes mais rápida, a poça máxima também não chega nem à metade da área da primeira, com cerca de

 458.000 m^2 , vaporizando-se num tempo igualmente menor, aos 3,3 min, com um rasgo quase 3 vezes maior, de 50 m^2 .

A Figura 7.8 mostra todas as áreas máximas com todas as velocidades. As Figuras 7.9 e 7.10 (detalhe) apresentam o tempo de vaporização variando com a área do rasgo para todas as velocidades. Fica evidente, também neste caso, a importância da velocidade de vaporização, tanto na área máxima da poça (em maior escala), quanto no tempo de vaporização da mesma (em menor escala), inclusive para as velocidades intermediárias à menor e maior.

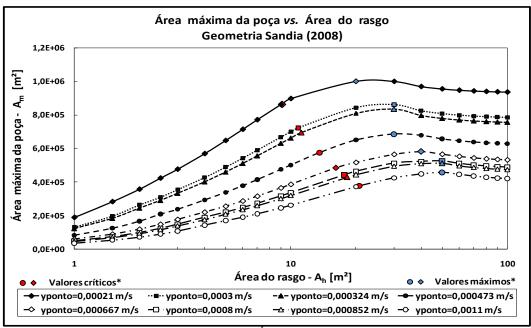


Figura 7.8 - Geometria Sandia (2008) - Área máxima da poça: Oito velocidades de vaporização.

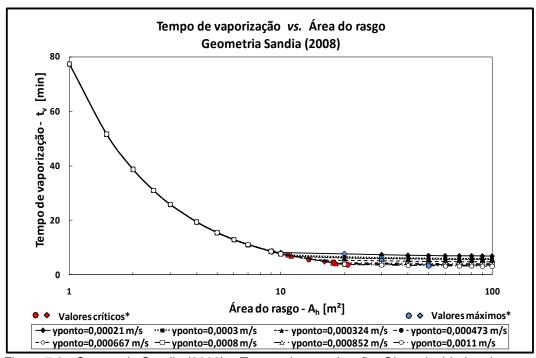


Figura 7.9 - Geometria Sandia (2008) – Tempo de vaporização: Oito velocidades de vaporização

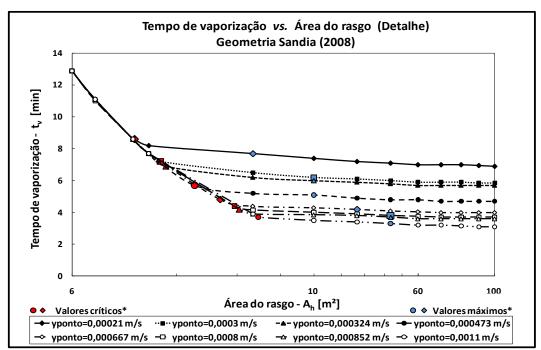


Figura 7.10 - Geometria Sandia (2008) – Tempo de vaporização (detalhe): Oito velocidades de vaporização

Já as Figuras 7.9 e 7.10 informam que entre cerca de 80 min e 8 min de tempo de vaporização, as velocidades, mesmo a mais alta sendo 5 vezes maior que a mais baixa, também não afetam substancialmente os tempos iniciais com as menores geometrias do rasgo, pelos mesmos motivos explanados.

E, da mesma maneira que ocorreu com a geometria Fay (2003), na prática industrial, o intervalo entre a menor e a maior velocidade acarreta uma variação no tempo entre 4 min e 8 min, podendo ser considera de irrelevante

Os resultados aqui discutidos dos valores detalhados da área máxima da poça semicircular e do tempo de vaporização calculados com o código computacional encontram-se, respectivamente, nas Tabelas 7.2 e 7.3 do item 7.2.4 (Discussão dos resultados do derrame/espalhamento), que contempla também uma análise comparativa mais ampla.

7.2.3 Geometria Fay (2003) vs. Geometria Sandia (2008)

As Figuras 7.11 e 7.12 apresentam as comparações da área máxima da poça semicircular vs. área do rasgo em ambas as geometrias, respectivamente, para a menor e maior velocidade de vaporização. As comparações para as demais velocidades de vaporização deixam de ser mostradas, visto apresentarem o mesmo perfil. Elas evidenciam, mais de perto, o papel da geometria do navio no espalhamento da poça.

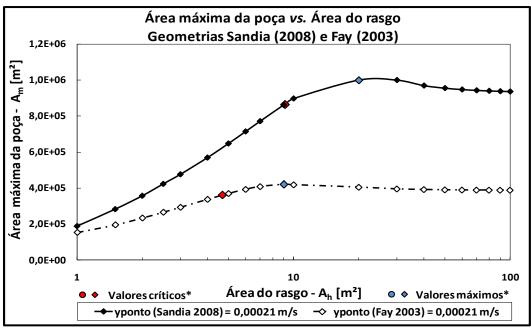


Figura 7.11 - Geometria Sandia (2008) vs. Geometria Fay (2003) com $\langle \dot{y} \rangle = 0,00021$ m/s

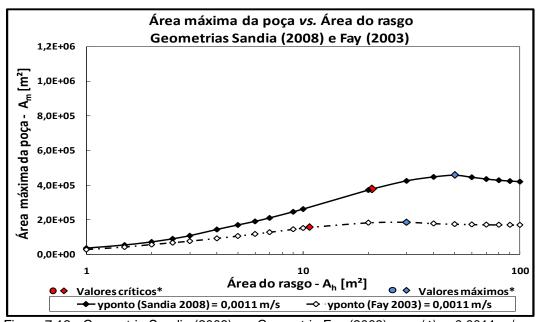


Figura 7.12 - Geometria Sandia (2008) vs. Geometria Fay (2003) com $\langle \dot{y} \rangle = 0,0011$ m/s

O aumento do volume da geometria com um fator maior do que o dobro (265.000 m³/125.000 m³ = 2,12 \approx 2,1) dos *carriers* projetados atualmente aumenta, em muito, o tamanho da poça máxima, sobretudo na velocidade de vaporização mais baixa (0,00021 m/s). Ela salta de aproximadamente 420.000 m² na geometria menor de Fay (2003) para 1.000.000 m² na geometria maior de Sandia (2008). Para se ter uma idéia da proporção, isso significa diâmetros de poças semicirculares aumentando de 517 m para 798 m, praticamente do tamanho de áreas de exclusão recomendadas por autoridades navais e portuárias e duas vezes o comprimento de um *carrier* com 350 m. Um desafio para qualquer sistema de controle de emergências. Na velocidade mais alta, de 0,0011 m/s, o problema é menos grave, mas não menos importante: a área máxima salta de 187.000 m² para 458.000 m², com diâmetros, respectivamente de cerca de 350 m e 540 m.

As poças com o rasgo inicial de 1 $\rm m^2$ na velocidade mais baixa são de 152.000 $\rm m^2$ e 188.000 $\rm m^2$, aproximadamente da mesma ordem de grandeza, respectivamente, na geometria menor e maior do navio. Na velocidade mais alta, são bem menores com, respectivamente, 36.000 $\rm m^2$ e 29.000 $\rm m^2$. Isso é um indicativo o tamanho da poça não é muito dependente da geometria do rasgo, mas sim da geometria do navio e da velocidade de vaporização, o que era de se esperar.

As Figuras 7.13 e 7.14 apresentam as comparações do tempo de vaporização da poça vs. área do rasgo em ambas as geometrias, respectivamente, para a menor e maior velocidade de vaporização. As comparações para as demais velocidades de vaporização deixam de ser mostradas, visto apresentarem o mesmo perfil.

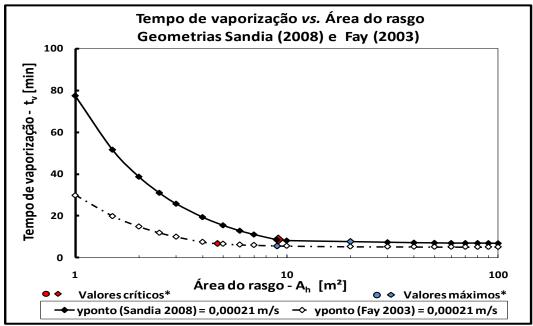


Figura 7.13 - Geometria Sandia (2008) vs. Geometria Fay (2003) com $\langle \dot{y} \rangle = 0,00021$ m/s

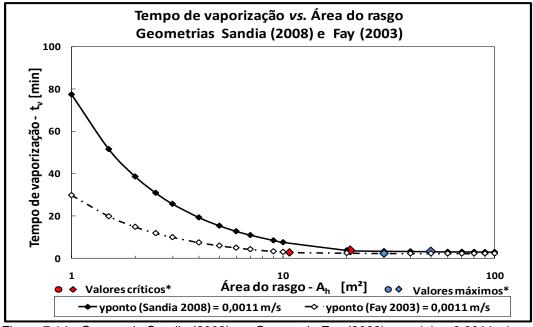


Figura 7.14 - Geometria Sandia (2008) vs. Geometria Fay (2003) com $\langle \dot{y} \rangle = 0.0011$ m/s

Os tempos de vaporização são igualmente afetados pela geometria dos navios, porém de um modo peculiar. Com rasgos de 1 m², o tempo de vaporização salta de cerca de 30 min para 77 min, com o aumento volumétrico da geometria do navio com o fator 2,1 visto anteriormente. Porém, com rasgos menores, observa-se que o aumento da velocidade de vaporização não apresenta impacto algum sobre o tempo de vaporização.

Entretanto, esta influência decai substancial e gradativamente com o aumento do rasgo, a partir de cerca de 10 m², até chegar ao valor considerado final de 100 m², quando, os tempos de vaporização são muito baixos e, virtualmente, se confundem.

Os resultados aqui discutidos dos valores detalhados da área máxima da poça semicircular e do tempo de vaporização calculados com o código computacional encontram-se, respectivamente, nas Tabelas 7.2 e 7.3 do item 7.2.4 (Discussão dos resultados do derrame/espalhamento), que contempla também uma análise comparativa mais ampla.

7.2.4 Discussão dos resultados do derrame/espalhamento

O Apêndice C discute pormenores e detalhes específicos da modelagem do derrame/espalhamento, fundamentado na Mecânica dos Fluidos, nos itens C.6.1.2 [Discussão dos resultados – Geometria Fay (2003)]e C.6.2.2 (Discussão dos resultados – Geometria Sandia (2008)] com as geometrias do navio conforme, respectivamente, Fay (2003) e Sandia (2008).

Naquele apêndice, são desenvolvidos dois exemplos de aplicação, o primeiro para repoduzir os resultados encontrados por Fay (2003), utilizando a geometria do navio metaneiro proposta pelo autor. Foi considerado a velocidade de vaporização de $\langle \dot{y} \rangle = 0,0008$ m/s, com escoamento através de um rasgo de 5 m² no costado do navio, e o segundo, escalonando a geometria para um volume \approx 2,1 vezes maior com a geometria de Sandia (2008), mantidos a velocidade de vaporização e o diâmetro do rasgo. Ambos os resultados encontrados com o rasgo de 5 m² foram também discutidos. Em ambos os casos, investiga-se o comportamento das variações da área máxima da poça semicircular e do tempo de vaporização da poça com o diâmetro do rasgo, e os resultados afiguram-se coerentes, conforme demonstrado nas Figuras C.13 e C.14, e nas Tabelas C.9, C.10 e C.11.

Neste capitulo, a discussão é mais ampla, e são enfatizados aspectos comparativos de cada uma dessas geometrias, individualmente, e entre as duas, considerando os efeitos dos aumentos das capacidades dos navios e das velocidades de vaporização. No primeiro caso, os resultados foram comparados com os resultados publicados por Fay (2003), e a concordância foi evidenciada, conforme demonstrado na Figura C.13 e C.14, apresentando desvios muito pequenos nos pontos de interesse da escala da área do rasgo no costado, cujos valores foram 1m², crítica, máxima e 100 m².

Três aspectos se mostraram relevantes neste caso da primeira geometria:

- A área máxima da poça derramada no mar cresce com a área do rasgo, a partir de 1 m², de forma contínua e acentuada até uma área considerada crítica, que neste caso foi de 9,1 m². A partir desse ponto, sofre uma inflexão, passando a crescer menos acentuadamente até passar por um pico de máximo, para, a partir daí, decrescer monotonicamente até 100 m²;
- O tempo de vaporização é sempre decrescente e acentuado, até o valor crítico da área do rasgo, acompanhando pari passu o crescimento da área da poça criogênica.

Ao passar pelo ponto crítico, seu decréscimo é muito discreto, sendo praticamente independente da área do rasgo, mesmo com duas ordens de grandeza (10²) de decréscimo dessa área, de 10 para 100 m². Esse comportamento é coerente com o decrescimento lento e monotônico da área da poça no mar;

• O parâmetro adimensional que governa o escoamento, Υ , variou de 148,235957820 com 1 m² de área do rasgo, para 0,0148235957820 com 100 m² daquela área, ou seja, exatamente 10.000 vezes menor. Este resultado confirma o previsto pela eq. (C.37), em que $\Upsilon \propto 1/A_{\rm h}^2$, isto é, o parâmetro varia com inverso do quadrado da área do rasgo, e (iv) ao passar pela área crítica do mesmo, este parâmetro assume, exatamente, o valor de $\Upsilon = 1,782528017$ com um desvio de apenas -0,09% em relação a 1,784 encontrado por Fay (2003).

Na segunda geometria, há repetição do perfil de comportamento dos mesmos parâmetros de interesse investigados, numa dimensão amplificada, entretanto, demonstrando a robustez do modelo. Neste caso, os valores encontrados para o parâmetro Y variaram de 555,89620741760 com 1 m² de rasgo, para 0,055589620741760 com 100 m², ou seja, extamente os mesmos 10.000 do caso anterior. No ponto crítico, o modelo repete, exatamente, o mesmo resultado de 1,782528017 para Y, só que uma área crítica de 17,7 m² para o rasgo, confirmando, uma vez mais, a robustez do modelo.

Foram extrapoladas as simulações para as oito velocidades de vaporização com as duas geometrias, conforme apresentado nas Figuras 7.3, 7.4, 7,5, 7.8, 7.9 e 7.10, e o valor da área crítica do rasgo, repetiu, exatamente, e mais uma vez, o mesmo valor de $\Upsilon=1,782528017$, ou 1,784, encontrado por Fay (2003), o que confirma, com efeito, ser este um valor universal do parâmetro Υ , desde que seja a mesma configuração geométrica concebida no modelo de Fay (2003).

As áreas críticas do rasgo no costado do *carrier* que forneceram este valor são apresentadas, para ambas as geometrias, na Tabela 7.1. Para a faixa das velocidades de vaporização mais comuns medidas em experimentos de campo, observa-se o aumento na área do rasgo, nas duas geometrias de navios mais comuns na atualidade.

| Áreas críticas do rasgo para $\Upsilon=1,782528017$ | | | | | | | | | |
|---|------------------|--|------|------|------|------|------|------|-------|
| Geometria | | Velocidadevaporização ($\langle \dot{y} angle \cdot 10^{-4} angle $ [m/s] | | | | | | | |
| 06 | ometria | 2,10 | 3,00 | 3,24 | 4,73 | 6,67 | 8,00 | 8,52 | 11,00 |
| Área do | Fay (2003) | 4,7 | 5,6 | 5,8 | 7,0 | 8,3 | 9,1 | 9,4 | 10,7 |
| rasgo $(A_{h_{cr}})$ $[\mathrm{m^2}]$ | Sandia (2008) | 9,1 | 10,8 | 11,2 | 13,6 | 16,1 | 17,7 | 18,2 | 20,7 |

Tabela 7.1 – Áreas críticas do rasgo em ambas as geometrias do metaneiro

Os resultados apresentam coerência, posto que, para as velocidades experimentais mapeadas, mantendo-se constante o parâmetro adimensional do escoamento com $\Upsilon=1,782528017$, um aumento volumétrico na geometria do navio de um fator de $\approx 2,1$ gerou um acréscimo médio na área do rasgo de um fator de ≈ 2 , tendo em vista que, pela eq. (C.45), $A_{h_{cr}} \propto (h_0 A_t^3)^{1/4}$.

São apresentados, respectivamente, nas Tabelas 7.2 e 7.3, os resultados encontrados com este trabalho, para a área máxima da poça semicircular e para o tempo de vaporização, considerando os valores notáveis da área do rasgo indicados

anteriormente. Eles consolidam e consubstanciam as discussões dos itens 7.2.1, 7.2.2 e 7.2.3.

Tabela 7.2 – Resultados da área máxima da poça para valores notáveis da área do rasgo – Área máxima da poça circular

| Resultados encontrados com o presente trabalho | | | | | | | |
|--|--|-------------------|---|---------|--|--|--|
| | Área máxima da | poça semicircula | r | | | | |
| Geometria | Fay (2 | 003) | Sandia | (2008) | | | |
| Parâmetro | Velocio | dade de vaporizaç | \ddot{a} ο ($\langle \dot{y} angle \cdot 10^{-4}$) [| m/s] | | | |
| 4 . [2] | 2,1 | 11,0 | 2,1 | 11,0 | | | |
| A_h [m²] | Área máxima da poça semicircular ($A_{p_{sc}}^{max}$) [m²] | | | | | | |
| 1 | 152.000 | 29.018 | 188.533 | 35.903 | | | |
| Crítico | 359.749 | 157.186 | 864.098 | 377.552 | | | |
| Máximo | 420.243 | 186.942 | 1.000.525 | 457.942 | | | |
| 100 | 387.945 | 170.797 | 936.433 | 420.794 | | | |

Tabela 7.3 – Resultados do tempo de vaporização para valores notáveis da área do rasgo - Tempo de vaporização da poça semicircular

| Resultados encontrados com o presente trabalho | | | | | | | |
|--|--|-------------------|--|--------|--|--|--|
| To | empo de vaporizaçã | ăo da poça semici | rcular | | | | |
| Geometria | Fay (2 | 003) | Sandia | (2008) | | | |
| Parâmetro | Velocio | dade de vaporiza | ção ($\langle \dot{y} angle \cdot 10^{-4}$) [| m/s] | | | |
| 4 [2] | 2,1 | 11,0 | 2,1 | 11,0 | | | |
| A_h [m²] | Tempo de vaporização da poça (t_v) - [min] | | | | | | |
| 1 | 29,9 | 29,9 | 77,4 | 77,4 | | | |
| Crítico | 6,8 | 2,8 | 8,6 | 3,7 | | | |
| Máximo | 5,7 | 2,35 | 7,7 | 3,3 | | | |
| 100 | 5,1 | 2,3 | 6,9 | 3,1 | | | |

O mapeamento dos resultados finais acima demostrados, permite concluir:

- O modelo de Fay (2003) de derrame/espalhamento comprovou ser robusto;
- O modelo inclui o intervalo (range) adequado de fenômenos e equações necessárias para simular os mecanismos importantes de derrame /espalhamento da poça criogênica no mar, conforme discutido no item C.4.2.1 (O modelo analítico);
- Os resultados deste item 7.2, devem ser lidos, conjuntamente, com os resultados obtidos no Apêndice C, apresentados na Figura C.13 e nas Tabelas C.9, C.10 e C.11 de comparação com a literatura.

7.3 Incêndio de poça circular de difusão turbulenta

7.3.1 Escalonamento para incêndios com dezoito diâmetros e oito velocidades de vaporização

Com o lançamento dos alicerces, detalhadamente tratados, fundamentados, e apresentados no Apêndice C, item C.8 (Exemplos de aplicação do modelo de incêndio de

difusão turbulenta), este item investiga o escalonamento com o código computacional, simulando-se incêndios com dezoito diâmetros de poças circulares de 10; 15; 20; 25; 30; 35; 40; 45; 50; 100; 150; 200; 250; 300; 350; 400; 450 e 500 m, compatíveis com a comparação constante em Sandia (2008). A pesquisa contemplou as mesmas oito velocidades de vaporização, $\langle \dot{y} \rangle$, de 0,00021; 0,0003; 0,000324; 0,000473; 0,000667; 0,0008; 0,000852 e 0,0011 m/s, discutidas no item 6.6.2.4 [Avaliação da vazão mássica de vaporização $(\dot{m}_{\nu}^{\prime\prime})$]. Inseriram-se também neste contexto mais amplo, os cinco primeiros diâmetros considerados de 15, 20, 35 100 e 300 m².

Com o modelo dissecado no referencial bibliográfico apresentado no item 5.6.4 (Características dos modelos para incêndios em poça de GNL), no Capitulo 6 (Física e formulação matemática da modelagem do incêndio em poça), implementado e aplicado no Apêndice C, item C.8 (Exemplos de aplicação do modelo de incêndio de difusão turbulenta), é descessário extender aquele viés no presente capítulo. Destarte, apresenta-se e discute-se, neste item 7.3, tão somente os resultados encontrados, usando-se gráficos e tabelas na sua sustentação.

O trabalho se inicia acoplando os resultados encontrados com a aplicação do código computacional que simula a poça semicircular derramada no mar, com o código que simula a combustão da mesma. Modela-se, inicialmente, geometria da pluma térmica do incêndio, ou seja, razão entre comprimento da pluma 'visível' e diâmetro da poça circular, e sua variação com este diâmetro e com o número de Froude da combustão. Definidos os parâmetros da geometria, o ponto central que se coloca na modelagem de incêndios em poça de difusão turbulenta, é investigar como o poder emissivo médio da pluma térmica visível varia ao longo de seu eixo.

O primeiro passo para o acoplamento foi converter poças semicirculares modeladas no espalhamento, em poças em poças circulares equivalentes, correspondentes às primeiras. Usou-se o coeficiente geométrico de ajuste de $\sqrt{2}$, conforme FERC (2004) e Fay (2003). Isto se fez necessário, pois é assim que é reportado na literatura, que apresenta os dois assuntos de forma compartimentada, mas que no presente trabalho, foram acoplados de forma inédita. O elo do acoplamento utilizado foi o diâmetro da poça. Na literatura de incêndio em poça, elas são reportadas como poças circulares, e na literatura de derrame/espalhamento, as poças são reportadas como semicirculares, razão pela qual a conversão com o fator $\sqrt{2}$.

Conforme discutido no Anexo C, item C.4.2.1 (O modelo analítico), FERC (2004) e Fay (2003) consideram que a maneira mais realista de descrever a geometria do derrame/espalhamento é considerar a poça como semicircular. Como discutido, a área da poça semicircular, A_{psc}^{max} , é a metade da área de um círculo com o mesmo raio da poça, A_{pci}^{max} , ou seja, $A_{psc}^{max} = \frac{1}{2}A_{pci}^{max}$, e a poça circular é o dobro da semicircular. Logo, de acordo com a equação (C.48c), a relação entre seus diêmtros assume a forma de $D_{pci} = \sqrt{2}D_{psc} \approx 1,414D_{psc}$, que é utilizada nesta item. Como o modelo de derrame/espalhamento é fundamentado em formulação integral conservativa, foi possível resolver o problema reverso, correlacionando-se diretamente a poça semicircular que forneceria os diâmetros discretos acima apresentados para os trabalhos de combustão.

Como hipótese simplificadora dessa solução, considerou-se negligenciáveis os efeitos exógenos ao problema, como, por exemplo, ventos, marés, correntes marinhas, obstáculos interagindo com a poça. As demais premissas e hipóteses simplificadoras foram cuidadosamente estatuídas no Capitulo 6 (Física e formulação matemática da modelagem do incêndio em poça), dispensando aqui sua menção.

Foram pesquisados também os comportamentos dos seguintes parâmetros da pluma térmcica do incêndio:

- Geometria com oito velocidades de vaporização;
- Número de Froude da combustão com oito velocidades de vaporização;
- Poder emissivo médio temporal com oito velocidades de vaporização
- Emitância média temporal com oito velocidades de vaporização;
- Concentração da fuligem com oito velocidades de vaporização;
- Transmitância da fumaça com oito velocidades de vaporização;
- Produção de fumaça com oito velocidades de vaporização;
- Razão $L_{\mathbb{V}}/D_{p_{ci}}$ e Número de Froude $Fr_{\mathbb{C}}$ com $\langle \dot{y} \rangle = 0,000324$ m/s e $\langle \dot{y} \rangle = 0,0008$ m/s;
- Razões $L_{\mathbb{C}}/L_{\mathbb{V}}$ e $L_{\mathbb{V}}/D_{p_{ci}}$ com $\langle \dot{y} \rangle = 0,000324$ m/s e $\langle \dot{y} \rangle = 0,0008$ m/s;
- Emitância média temporal e Poder emissivo na base da pluma térmica do incêndio com $\langle \dot{y} \rangle = 0,000324$ m/s e $\langle \dot{y} \rangle = 0,0008$ m/s;
- Concentração de fuligem e Produção de fumaça com $\langle \dot{y} \rangle = 0,000324$ m/s e $\langle \dot{y} \rangle = 0,0008$ m/s.

É útil compreender, qualitativamente, como a variação de um parâmetro de interesse interfere no comportamento de outros. Mantendo-se constante a velocidade de vaporização, e supondo a condição de vento com calmaria, pode-se construir a Tabela 7.4, com alguns exemplos. Essa abordagem facilita a análise da sensibilidade de como a variação de cada parâmeto influencia os demais.

Tabela 7.4 – Comportamento relativo de parâmetros em função do aumento de $D_{p_{ci}}$

| | Comportamento relativo dos parâmetros de interesse | | | | | | | | | |
|---------------------------------------|--|---|-----------------------------|-------------------------------------|-----------------------------|-----------------------------|-----------------------------------|----|--|--|
| Parâmetros geométricos | D_p \Uparrow | $\mathit{Fr}_{\mathbb{C}} \ \Downarrow$ | $L_{\mathbb{V}}$ \Uparrow | $L_{\mathbb{V}}/D_{p}$ \Downarrow | $L_{\mathbb{I}}$ \Uparrow | $L_{\mathbb{C}}$ \Uparrow | Ψ↓ | - | | |
| Parâmetros radiação e combustão | Υî | C_{soot} \uparrow | L_{beam} \Uparrow | $	au_{smk}$ fi | <i>E</i> ₀ ↑ | E_{smk} \Uparrow | $\bar{E} \Uparrow max \Downarrow$ | Ē↑ | | |

7.3.1.1 Geometria com oito velocidades de vaporização

Uma das formas mais tradicionais encontradas na literatura é a variação $L_{\mathbb{V}}/D_{p_{ci}}\ vs.\ D_{p_{ci}}$, e a outra é $L_{\mathbb{V}}/D_{p_{ci}}\ vs.\ Fr_{\mathbb{C}}$, apresentadas, respectivamente, nas Figuras 7.15 e 7.16. Embora haja registros de testes de campo com incêndios de diâmetros equivalentes de poça inferiores a 15 m, e como este trabalho tem como foco sua aplicação na indústria de GNL, o intervalo de interesse cobriu a faixa entre 10 m e 500 m, e também para fins de comparação com dados existentes na literatura com esse espectro.

A Figura 7.15 apresenta essa variação, contemplando as oito velocidades de vaporização $\langle \dot{y} \rangle$ indicadas. Foi adotada a correlação 'Thomas2' (1965) da eq. (6.30), sem a ação do vento, para ser implementada no códgo computacional, que simula a geometria da pluma de incêndio de difusão turbulenta, conforme o modelo da TMS (2006), considerando a faixa de diâmetros acima apresentada.

A Tabela 7.5 apresenta a comparação dos resultados encontrados com aqueles publicados na literetura e mostrados na Figura 7.32.

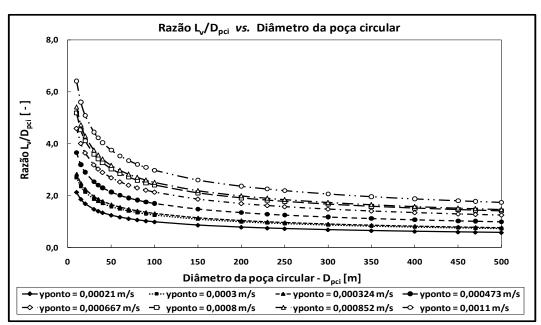


Figura 7.15 – Variação da geometria da pluma térmica com diâmetro da poça – Oito velocidades de vaporização

Tabela 7.5 – Comparação de predições da geometria da pluma térmica com a literatura e experimentos. Adaptado de: Sandia (2008) e Raj (2007c)

| Comparação de prediçõs da geometria da pluma térmica | | | | | | | | |
|---|-----------------------------------|-----|-----|-----|------------------|-----|-----|-----|
| Diâmetro Teste Predição de $L_{\mathbb{V}}/D_{p_{cl}}$ [-] $(D_{p_{cl}})$ | | | | | $O_{p_{ci}}$ [-] | | | |
| [m] | $(L_{\mathbb{V}}/D_{p_{ci}})$ [-] | (A) | (B) | (C) | (D) | (E) | (F) | (G) |
| 8,5 (Teste #1 'China Lake') | 2,8 | 2,8 | 2,0 | 3,0 | 4,7 | 4,1 | 3,6 | 3,0 |
| 9,0 (Teste #4 <i>'China Lake'</i>) U _{wind} = 2,2,m/s | 2,8 | 2,6 | 1,9 | 2,5 | 3,9 | 3,7 | 3,1 | 2,9 |
| 20,0 (Teste 'Thornton Center') $U_{wind} = 6,2,m/s$ | 2,15 | 2,2 | 1,6 | 1,6 | 2,9 | 3,1 | 2,4 | 2,5 |
| 35,0 (Teste #2 'Montoir') U _{wind} = 9,0,m/s | 2,2 | 2,2 | 1,6 | 1,5 | 2,9 | 3,1 | 2,4 | 1,9 |

Na Tabela 7.5 as letras indicam, respectivamente, (A) para Pritchard e Binding (1992), (B) Moorhouse (1982), (C) Thomas2 (1965), (D) Zukoski (1995), (E) Steward, (F) Heskestad (1998), e (G) o presente trabalho. As velocidades médias de vaporização consideradas foram respectivamente: 0,000565; 0,000377; 0,000316; 0,000638; não divulgada; 0,000492 e 0,000324 m/s (presente trabalho). Para fins de validação do modelo, nessa tabela foram comparados os resultados do presente trabalho com os resultados medidos experimentalmente. Constata-se que eles apresentam boa concordância, com desvios de, respectivamente, +7,1%, +3,6%, 16,3%, e -13,6%. Considerando o espalhamento da amostra, variando no intervalo 1,5 $\leq L_{\mathbb{V}}/D_{p_{ci}} \leq$ 4,7, entre a maior e menor razão geométrica adimensional, os resultados do presente trabalho variando no intervalo 1,9 $\leq L_{\mathbb{V}}/D_{p_{ci}} \leq$ 3,0 para as mesmas razões, foram mais

convergentes, demosntrando a plausibilidade dos modelos. Discussão mais ampla será levada a efeito, no item 7.5 (Análise das incertezas e alguns aspectos da validação dos modelos). Alguns resultados podem ser destacados com o presente trabalho:

- Para o conjunto das oito velocidades de vaporização (e de vazão mássica de vaporização) adotadas, a maior relação $L_{\mathbb{V}}/D_{p_{ci}}$, 6,42, ocorreu com a maior velocidade de 0,0011 m/s, no diâmetro de 10 m, e a menor, 0,58, com a menor velocidade de 0,00021 m/s, ocorreu no diâmetro de 500 m;
- Isoladamente, quanto maior for cada velocidade, maior será a razão $L_{\mathbb{V}}/D_{p_{ci}}$. Por exemplo, tomando a maior e a menor velocidade de vaporização, um diâmetro de 50 m fornece uma razão de 3,75 com a maior, enquanto que com a menor, fornece uma relação de 1,24. Para um diâmetro de 300 m, tem-se 2,06 e 0,68, respectivamente, para a maior e menor velocidade;
- Para uma mesma velocidade, a maior razão $L_{\mathbb{V}}/D_{p_{ci}}$ ocorre com o menor diâmetro, ou seja, diâmetros menores fornecem alturas maiores da pluma térmica, e o maior número de Froude, $Fr_{\mathbb{C}}$;
- Aumentando-se o diâmetro da poça circular, diminui a relação $L_{\mathbb{V}}/D_{p_{ci}}$.

Discussão mais detalhada da geometria é apresentada no item 7.3.1.3 (Poder emissivo médio temporal com oito velocidades de vaporização).

7.3.1.2 Número de Froude da combustão com oito velocidades de vaporização

A Figura 7.16 apresenta outra forma usual, mostrando a variação da geometria da chama com o número de Froude da combustão.

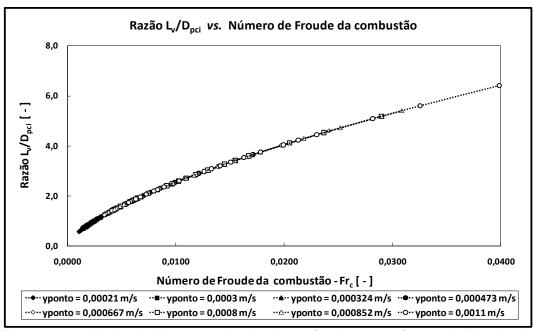


Figura 7.16 – Variação da geometria da pluma térmica com número de Froude da combustão – Oito velocidades de vaporização

Como pela eqs. (5.2), (5.26) e (6.36), respectivamente, $\dot{m}_v'' \propto \langle \dot{y} \rangle$, $Fr_{\mathbb{C}} \propto \dot{m}_v''/\sqrt{D_{p_{ci}}}$ e $L_{\mathbb{V}}/D_{p_{ci}} \propto (Fr_{\mathbb{C}})^{2/3}$, a razão $L_{\mathbb{V}}/D_{p_{ci}}$ cresce monotonica e quase linearmente com o número de Froude da combustão, amortecido pela exponencial 2/3, como indicado de forma coerente na figura. Porém, esse crescimento é seletivo, e os fatores governantes são o próprio número de Froude e o intervalo de diâmetros considerados neste trabalho.

No item 5.6.4.3.2.[Comprimento da pluma visível do incêndio ($L_{\mathbb{V}}$)] discutiu-se que, experimentalmente, o número de Froude (balanço das forças de inécia vs. forças gravitacionais em fluidos, ou, como preferem outros autores (Rew et al., 1997), forças de inércia vs. forças de empuxo) variou no intervalo $4 \times 10^{-3} \le Fr_{\mathbb{C}} \le 4 \times 10^{-2}$, conforme Figuras 5.11 e 5.14.

No caso presente, de incêndio de difusão turbulenta, com $Fr_{\mathbb{C}}\ll 1$, a entrada e mistura de ar na chama são governadas pelas forças gravitacionais. Por conseguinte, a razão $L_{\mathbb{V}}/D_{p_{ci}}$ passa a depender fortemente das variações do número de Froude da combustão. Na região de interesse com incêndios em poça de GNL em campo aberto, quantidade de movimento linear ascendente e gravidade podem ser considerados como da mesma ordem de magnitude (com o primeiro termo mais elevado do que o segundo em incêndios de menores diâmetros, para a mesma vazão másica vaporização).

No presente trabalho, o número de Froude da combustão experimentou valores diferenciados por velocidade de vaporização. Por exemplo, para $\langle \dot{y} \rangle = 0,00021$ m/s, Froude variou no intervalo $0,00107 \leq Fr_{\mathbb{C}} \leq 0,00761$ para diâmetros, respectivamente, de 500 m e 10 m, e para $\langle \dot{y} \rangle = 0,0011$ m/s, no intervalo $0,00564 \leq Fr_{\mathbb{C}} \leq 0,03985$, para os mesmos diâmetros.

A Figura 7.17 permite uma visualização melhor do entrelaçamento existente entre os intervalos do número de Froude da combustão para as diversas velocidades de vaporização, uma vez que representa a dependência explícita entre o número de Froude e o diâmetro da poça, tal que $Fr_{\mathbb{C}} \propto 1/\sqrt{D_{p_{ci}}}$. Como este trabalho segue a correlação de 'Thomas2' (Thomas, 1965), as diversas curvas das oito velocidades de vaporização acabam por se superporem, diferindo apenas no aspecto do número de Froude da combustão. A Figura 7.16 evidencia este entrelaçamento.

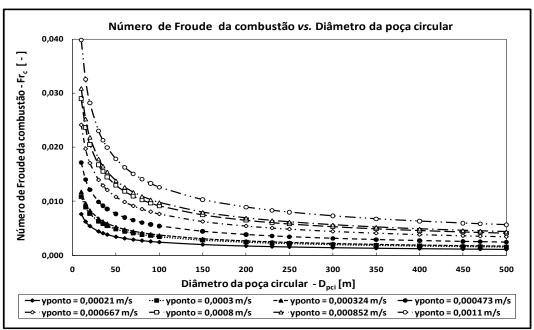


Figura 7.17 - Variação do número de Froude da combustão com diâmetro da poça

7.3.1.3 Poder emissivo médio temporal com oito velocidades de vaporização

A questão do poder emissivo médio da pluma térmica do incêndio, variável temporalmente ao longo do eixo da pluma e decrescendo com o diâmetro da base foi abordado em vários itens deste trabalho. A saber: 5.5.2.6.2 (Transferência radiativa na pluma térmica); 5.5.2.6.4 (Emissão espectral); 5.6.4.3.5 (Poder emissivo médio temporal da superfície da chama (\bar{E})); 5.6.4.4.1 [Modelo de zonas múltiplas da TMS (2006)]. Este último, no seu tópico nº 5, e, também o item 5.8 (Aspectos conclusivos), tratam da variação do poder emissivo ao longo do comprimento axial da pluma.

A razão de mostrar nas Figuras 7.18 e 7.19 o poder emissivo médio temporal da pluma, \bar{E} (variável no sentido ascendente da base até o topo da mesma), variando com $D_{p_{ci}}$, está consubstanciada na relação explícita de \bar{E} com os parâmetros E_0 , Ψ e τ_{smk} na eq. (5.61), que caractrizam o decrescimento temporal no eixo da pluma. E é o segundo parâmetro, Ψ , que confere o caráter estocástico temporal desse decrescimento, conforme constatado, experimentalmente, e mostrado na Figura 5.7.

O parâmetro adimensional Ψ representa a razão entre o comprimento da zona de combustão 'limpa' e o comprimento da chama 'visível', $\Psi = L_{\mathbb{C}}/L_{\mathbb{V}}$, e está associado à uma probabilidade.

Essa probablidade é tal que $\Psi \leq \check{p}(Z/L_{\mathbb{V}}) \leq 1$, de o núcleo emissor de energia radiante luminosa da chama em qualquer fração da altura da chama visível, $Z/L_{\mathbb{V}}$, numa dada cota Z qualquer, seja 'visto'por um observador fora do envelope da pluma, por 'abertura' desse envelope.

O expoente π (mais, adiante, ao final deste capítulo) que aparece na formulação do poder emissivo médio temporal é uma distância adimensionalizada ao longo do eixo do incêndio. Foi ajustado experimentalmente para $\pi=3$, quando modelado com $\Psi=0.149628133\approx0.15$, conforme o teste de 'Montoir' para um incêndio de 35 m de diâmetro, como visto na discussão da variação do poder emissivo ao longo do comprimento axial da pluma, no item 5.6.4.4.1.5. Como a transmitância da fumaça decai exponencialmente, como será visto adiante, há uma atenuação desse decaimento por meio de π e de Ψ .

A relação de \bar{E} com $D_{p_{ci}}$ é implícita através desses três parâmetros, mas, o diâmetro da base é o parâmetro mais fácil de ser medido. Ele tem uma parcela importante de contribuição, junto com o termo de inércia da vazão mássica de vaporização, $\dot{m}_{v}^{\prime\prime}$, através do número de Froude da combustão no interior da pluma intermitente, como demonstrado na Tabela 7.4, uma vez que $Fr_{\mathbb{C}} \propto \dot{m}_{v}^{\prime\prime}/\sqrt{D_{p_{ci}}}$.

A Figura 7.18 apresenta os resultados encontrados com o presente trabalho, confirmando que, de fato, ocorre diminuição do poder emissivo com o diâmetro, ao se contemplar um amplo espectro de oito velocidades de vaporização com um conjunto igualmente amplo, de dezoito diâmetros de poça. Alguns valores notáveis podem ser mencionados. Com a maior velocidade de vaporização, o menor diâmetro de 10 m forneceu um poder emissivo de 149,1 kW/m², e o maior diâmetro de 500 m, forneceu 114,8 kW/m². O poder emissivo médio apresenta seu valor máximo de 200,1 kW/m² com diâmetro de 30 m.

Comutando-se para a menor velocidade, nos mesmos 10 m, o valor do poder emissivo cai para 143,9 kW/m², e cai mais drasticamente para menos da metade, para 71,0 kW/m² no diâmetro de 500 m, enquanto o máximo se manteve em 180,5 kW/m², porém com diâmetro menor, de 20 m. Os dados encontrados na literatura correlacionando $L_{\mathbb{V}}/D_{p_{ci}}$ vs. $D_{p_{ci}}$, publicados por Sandia (2008) (mais, adiante), consideraram diâmetros de poça a partir de 24 m.

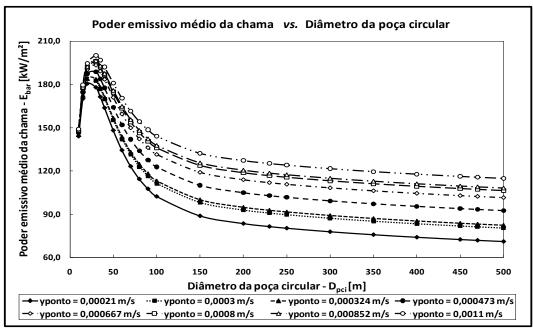


Figura 7.18 – Variação do poder emissivo médio temporal com diâmetro da poça

Dados de experimentais publicados por Raj (2007a) e Malvos e Raj (2007), contemplam diâmetros entre 8 m e 20 m para os experimentos de *'China Lake'* (Raj, 1979b) e Moorhouse et al. (1982) e o teste de *'Montoir'* de 35 m, apresentados na Figura 5.7. O presente trabalho confirma o que foi constatado e relatado em diversas referências bibliográficas dos experimentos que foram consultadas.

Ou seja, os valores máximos do poder emissivo concentraram-se nas três primeiras velocidades mais baixas, no diâmetro de 20 m e nas demais, no diâmetro de 30 m. O menor valor máximo encontrado foi 180,5 kW/m² para 0,00021 m/s com o diâmetro de 20 m, e o mais alto foi 200,1 kW/m² para 0,0011 m/s, com o diâmetro de 30 m.

Tendo em vista os picos de máxima no poder emissivo mostrados na Figura 7.18, investigou-se também o porquê desse máximo no poder emissivo, estudando-se oito diâmetros, variando entre 1 m e 18 m. Cinco deles foram abaixo de 10 m e três acima, a saber, 1; 1,7; 3,1; 5,8; 9,2; 12; 14 e 18 m. Para essa investigação, foram consideradas quatro velocidades de vaporização: 0,00067, 0,0008, 0,000852 e 0,0011 m/s, e poderes emissivos máximos de acordo com ABS (2004) p. 19, fundamentado em Rew e Hulbert (1996), tendo em vista as contribuições do substrato e do incêndio na vaporização da poça.

Foram usados os mesmos diâmetros conforme previsto por Brown (1974). Foi utilizada a correlação proposta por Brown (1974), com base nos testes de campo da AGA de 1974 em *'San Clemente'*, pois apresentou boa concordância com as medições realizadas, para se estimar o poder emissivo médio para plumas com diâmetros até 10 m, e escalonada com os diâmetros de 12, 14 e 18 m, para comparar com os dados obtidos com o modelo do presente trabalho para diâmetros entre 10 e 20 m. Essa correlação é idêntica à eq. (5.42), proposta por Malvos e Raj (2006).

$$E_{\mathbb{V}} = E_{\lambda,b} \left(1 - e^{-\mathcal{L}_{\lambda} D} \right) \tag{5.42}$$

Brown (1974) sugeriu um poder emissivo máximo médio global com 45.000 Btu/(hr)(sqft) (142 kW/m²) e um coeficiente de extinção de 0,055 ft⁻¹ (0,18 m⁻¹) igualmente médio para serem utilizados em sua correlação, com base em medições

experimentais adquiridas nos testes para o teste com 6,1 m de diâmetro, este último reportado também na Tabela 5.7 por Raj e Atallah (1974). Foram utilizados também dados experimentais adquiridos nos testes de 'China Lake', variando no intervalo 220 \pm 47 kW/m² para o diâmetro de 12 m reportado na Tabela 5.4, para compor os resultados encontrados com este trabalho. Os resultados dessa investigação são apresentados na Figura 7.19, complementando os da Figura 7.18, no intervalo de diâmetros entre 1 m e 18 m.

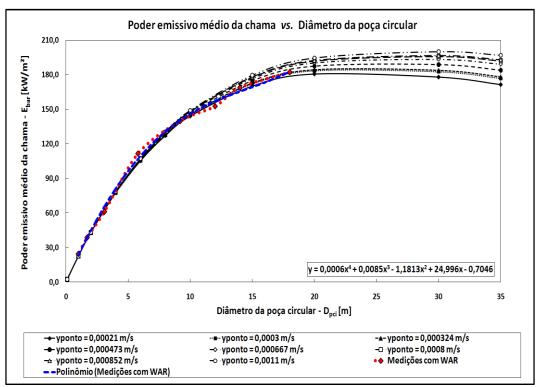


Figura 7.19 - Variação do poder emissivo médio temporal com diâmetro da poça - Detalhamento da faixa 1 m $\leq D_{p_{ci}} \leq$ 18 m

Passou-se uma linha de tendência polinomial de 4ª ordem nos resultados obtidos com a correlação de Brown (1974), que apresentou boa concordância com a curva dos dados experimentais e com as das oito velocidades de vaporização. Os resultados simulados com os valores experimentais apresentam concordância com valores simulados com o modelo da TMS (2006) em toda a faixa considerada, com excessão dos diâmetros de 6 m e 12 m.

Com 6 m o poder emissivo médio encontrado foi 112 kW/m², contra 107 kW/m² do modelo implementado no código para a maior velocidade mássica de 0,0011 m/s, com desvio de +4,6 %. Com 12 m, o valor foi de 153 kW/m², contra 162,2 kW/m² obtido com o código, apresentando um desvio de -5,6%. O capítulo 5 (itens 5.5.2.6.2 e 5.5.2.6.4) constatou que, experimentalmente, incêndios com 35 m comportam-se, aproximadamente, como emissores de corpo negro oticamente espesso. Em termos genéricos, grandes incêndios emitem menos radiação por unidade de área do que incêndios menores, resultado este mostrado quantitativamente nas Figuras 5.7 e 5.9.

A Tabela 7.6 consolida este item com a visão do comportamento dos parâmetros $Fr_{\mathbb{C}}$ [-], \overline{E} em [kW/m²], $L_{\mathbb{V}}/D_{p_{ci}}$ [-] e $L_{\mathbb{V}}$ [m], variando, conjuntamente, com $\langle \dot{y} \rangle$ [m/s] e $D_{p_{ci}}$ [m]. Foram escolhidos os extremos das velocidades de vaporização, os extremos ds faixas dos diâmetros, e dois valores intermediários de diâmetros para mostrar os valores máximo do poder emissivo médio

Observa-se nessa tabela que o número de Froude da combustão decresce com o aumento do diâmetro em cada velocidade, mas cresce com o aumento da mesma, sendo sensível a esse aumento. Sua expressão matemática é em função da vazão mássica de vaporização, \dot{m}_v'' , que guarda uma relação linerar com a velocidade de vaporização, $\langle \dot{y} \rangle$, através da densidade, tal que tal que $\dot{m}_v'' = \rho_l \cdot \langle \dot{y} \rangle$, conforme já visto no capítulo 4 (Panorama amplo sobre GNL).

| Variação conjunta de parâmetros da pluma térmica | | | | | | | | | | | |
|--|----------------------------|--|-----------------------------|------------------|----------------------------|-----------------|-----------------------------|------------------|--|--|--|
| | | Velocidade de vaporização ($\langle \dot{y} angle \cdot 10^{-4}$) [m/s] | | | | | | | | | |
| Diâmetro | | 2,1 | L | | 11,0 | | | | | | |
| $(oldsymbol{D_{p_{ci}}})$ [m] | Parâmetro | | | | Parâmetro | | | | | | |
| | $\mathit{Fr}_{\mathbb{C}}$ | Ē | $L_{\mathbb{V}}/D_{p_{ci}}$ | $L_{\mathbb{V}}$ | $\mathit{Fr}_{\mathbb{C}}$ | Ē | $L_{\mathbb{V}}/D_{p_{ci}}$ | $L_{\mathbb{V}}$ | | | |
| 10 | 0,0076 | 144,0 | 2,13 | 21,3 | 0,0400 | 149,1 | 6,42 | 64,2 | | | |
| 20 | 0,0054 | 180,5 máximo | 1,69 | 33,8 | 0,0282 | 194,6 | 5,10 | 101,9 | | | |
| 30 | 0,0044 | 177,8 | 1,47 | 44,2 | 0,0230 | 200,1 Máximo | 4,45 | 133,5 | | | |
| | | | | | | | | | | | |

Tabela 7.6 – Comportamento de parâmetros (I) - variação com diâmetros

Para uma variação da mesma ordem de grandeza na velocidade, o número de Froude experimentou a variação de uma ordem de magnitude nos diâmetros menor e intermediários, e nenhuma no maior diâmetro da faixa. Até o máximo, o poder emissivo cresce relativamente pouco com a velocidade, demonstrando pouca sensibilidade. A partir do máximo, que ocorre nos diâmetros de 20 m e 30 m, respectivamente, na velocidade menor e maior, o poder emissivo na primeira cai drasticamente até a metade do valor inicial, e pouco menos na maior.

Com base nas referências bibliográficas pesquisadas e os resultados colhidos até aqui, é plausível considerar que baixa velocidade de vaporização implica em baixa vazão mássica de vaporização, e plumas mais baixas (com o mesmo diâmetro), de menor empuxo. Isso dificulta a movimentação dos vórtices toroidais no interior da mesma, causa maior anoxia, queima mais ineficiente do combustível, menor transmitância da fumaça (mais, adiante), abaixando o poder emissivo médio temporal da pluma. Aumentando a vazão, reduz o problema, mas não o elimina.

7.3.1.4 Emitância média temporal com oito velocidades de vaporização

A Lei de Kirchhoff para propriedades direcionais totais, vista no item Apêndice B, estabelece que absortância e emitância direcionais totais são iguais, ou seja, $\alpha'(T,P,S)=\varepsilon'(T,P,S)$, quando a radiação espectral incidente na absorção é proporcional à do espectro de corpo negro na temperatura T do gás quente, ou quando

o gás for considerado um corpo cinza⁶⁰. Isto é, $\alpha' = \varepsilon'$, são independentes do comprimento de onda. A emitância hemisférica total média temporal do incêndio, $\bar{\varepsilon}$, independente do comprimento de onda, pode ser correlacionada com o diâmetro da base do incêndio, D, conforme eq. (5.3),

$$\bar{\varepsilon} = 1 - e^{-D/\kappa_{\lambda}} \tag{5.3}$$

onde κ_{λ} é a espessura ótica espectral. A eq. (5.3) do item 5.5.2.6.4 (Emissão espectral) descreve o comportamento da curva da Figura 5.9, que mostra as medições da radiação espectral emitida pelo teste nº 3 de 'Montoir' com incêndio de 35 m diâmetro e as compara com a de um um corpo cinza correspondente a um corpo negro com temperatura de radiação de 1.547 K e com emitância de 0,92. Os testes de 'China Lake', com incêndios de 13 m de diâmetro, mediram espectralmente a emitância da fuligem luminosa como 0,14, a emitância global da pluma térmica (chama + fumaça) como 'corpo sólido' como 0,61, e a espessura ótica, κ_{λ} , como 13,81 m (Raj et al., 1979a; Raj, 2007c). Ou seja, o incêndio de GNL na água não irradiou como corpo negro na temperatura dos gases quentes.

Uma pluma de incêndio com diâmetro igual a uma espessura ótica espectral $D=\kappa_\lambda$ (ou seu inverso, o coeficiente de extinção espectral, \mathcal{L}_λ), apresenta emitância hemisférica total (razão entre o poder emissivo real e o de um corpo negro) $\bar{\varepsilon}=(1-e^{-1})=0,6321$, na parte mais luminosa da pluma. Isso sugere que incêndios com diâmetros menores do que 2,5 vezes a espessura ótica espectral, $D\leq 2,5\kappa_\lambda$, no caso, 2,5 x 13,81 = 34,52 \approx 35 m, emitem radiação pela base (zona de combustão 'limpa') com emitância hemisférica temporal total $\bar{\varepsilon}=(1-e^{-2,5})=0,9179\approx0,92$, ou seja, com aproximadamente 92% do poder emissivo máximo da superfície da chama, consistente com a temperatura do gás, estimada ser no entorno de 1.500 K, com base nesses testes.

Com esses valores e a eq. (5.3) acima, Malvos e Raj (2007) avaliaram a emitância espectral ponderada na média pelo comprimento de onda, $\bar{\varepsilon}_{\lambda}$, para a pluma térmica dos testes de 'Montoir' com diâmetro D de 35 m, chegando a 0,92 sem, no entanto, indicar as incertezas. Incêndios com diâmetros 3,5 vezes maiores do que a espessura ótica espectral, $D \geq 3,5\kappa_{\lambda}$, podem ser considerados como corpo negro, pois possui emitância hemisférica temporal total de $\bar{\varepsilon} = (1-e^{-3,5}) = 0,9698 \approx 0,97 \approx 1$.

A Figura 7.20 apresenta os resultados calculados para a emitância média temporal da pluma térmica, onde há concordância total de todas as velocidades. Isso sugere ser devido a que a emitância depende de dois parâmetros, espessura ótica e comprimento característico do percurso.

Como ela é a razão da energia emitida para aquela emitida por um corpo negro, e pela Lei de Kirchhoff varia exponenciante com os dois, mantendo-se constante um deles, κ_{λ} , a emitância só varia com o diâmetro, independendemente da velocidade de vaporização. Experimentalmente, verificou-se que já com 20 m de diâmetro a pluma térmica já é considerada emitir na temperatura de 1.516 K, próxima à de corpo negro de 1.547 K, medida no teste de 'Montoir', usou-se, com aproximação, um valor único de 13,81 m para κ_{λ} .

⁶⁰ Corpo cuja distribuição da intensidade de emissão espectral com o comprimento de onda é idêntica àquela de um corpo negro verdadeiro, e que apresenta emissividade constante e independente do comprimento de onda.

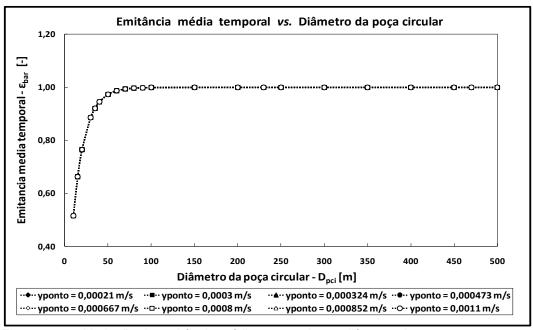


Figura 7.20 – Variação da emitância média temporal com diâmetro da poça

Comparando esses dados experimentais dos maiores incêndios testados até ao presente, com os resultados obtidos nas simulações deste trabalho, verifica-se que, para as oito velocidade de vaporização consideradas, as emitâncias foram 0,610163939 para diâmetro de 13 m e 0,920835862 para o diâmetro de 35 m, valores praticamente idênticos aos experimentais, 0,61 e 0,62, com desvios de +0,027% e+ 0,091%, respectivamente. Observa-se também que já a partir de 50 m de diâmetro a pluma emite com 0,973302582, e com 80 m, chega a 0,996963657. A partir daí, emite como corpo negro com emitância unitária, conforme simulações do código computacional para modelar a emitância, comprovando a validade da eq. (5.3).

Assumindo uma mesma profundidade ótica de 13,81 m para todo o espectro de diâmetros, a emitância média temporal varia de forma exponencial com o diâmetro somente, independente das velocidades de evaporação. Dessa forma, todas as curvas se sobrepõem, e o gráfico assume o formato apresentado acima na Figura 7.20. Seus valores inicial e final são, respectivamente, 0,515499919 e 1,000000000.

7.3.1.5 Concentração da fuligem com oito velocidades de vaporização

O modelo semi-empírico para concentração a fuligem, C_{soot} , fundamenta-se, essencialmente, na observação experimental, envolvendo parâmetros de combustão, assumidos constantes, conforme referencial técnico do modelo da TMS (2006), expressos pela eq. (5.54). São também assumidos constantes a densidade do ar atmosférico e o número de Damkhöeler, que correlaciona o calor de combustão do combustível e propriedades térmicas do ar, que na eq. (5.54) é dado por $\Delta H_{\mathbb{C}_I}/(c_{P_a}T_a)$.

Dessa forma, pela eq. (5.54), a concentração da fuligem, C_{soot} , guarda uma relação linear com a fração mássica de produção de fuligem, Y. Por sua vez, essa fração cresce com o logarítimo decimal do diâmetro, dado pela correlação da eq. (5.55). Em função desses parâmetros considerados constantes, a concentração da fuligem, C_{soot} , das oito velocidadades acaba por ser dependente desse logarítmo, apresentando o formato caraterístico dos logarítimos mostrado na Figura 7.21.

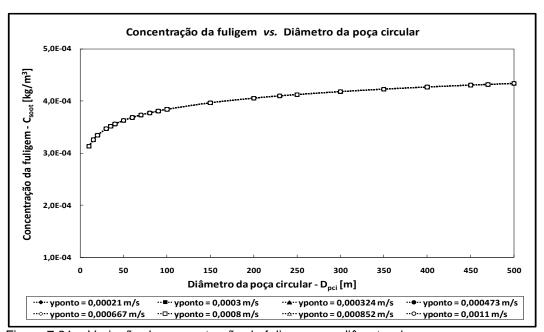


Figura 7.21 – Variação da concentração da fuligem com diâmetro da poça

Como a faixa de diâmetros de 10 m a 500 m é a mesma para todas as oito velocidades de vaporização, todas as oito curvas são coerentemente sobrepostas nesse intervalo. Merece menção o valor inicial da concentração com diâmetro de 10 m, 0,000313098 kg/m³, e o final com diâmetro de 500 m, 0,000433649 kg/m³, definidos pelos valores de ρ_a , c_{Pa} , T_a , $\Delta H_{\mathbb{C}_l}$ e r/ ϕ . Os valores de r e de ϕ foram discuridos no item 6.2.2.2 [Avaliação do termo de decréscimo fracional da densidade, $(\Delta \rho/\rho)$] e 6.2.2.3 [Estimativa de ϕ , $\Delta T/T_a$ e $\Delta \rho/\rho$]

Conforme mencionado no Apêndice B, item B.4.2.3.1 (A fuligem), os resultados globais de experimentos com fração volumétrica da fuligem, concentração de fuligem, e diâmetros de partículas em sistemas de combustão, indicam que a fração volumétrica, $\hat{\mathcal{C}}_{soot}$, cresce com o aumento da pressão, P, e com o aumento da razão C/O.

A dependência da temperatura, T, com essas variáveis apresenta uma curva com formato de 'sino' no intervalo de interesse (Böhm et al., 1989; Jander, 1999). Isso se deve a dois fatos (Warnatz, et al., 1999): (i) formação de fuligem necessita de radicais livres precursores (C_3H_3 por exemplo), e, dessa forma, não ocorrem em baixas temperaturas, e (ii) precursores de fuligem sofrem pirólise e são oxidados em altas temperaturas, e dessa maneira a formação de fuligem fica limitada ao intervalo entre 1.000 K e 2.000 K. Esta faixa coincide com a temperatura de corpo negro de corpo negro de 1.547 K, medida no teste de 'Montoir'. Warnatz et al. (1999), citam, por exemplo, \hat{C}_{soot} variando no intervalo $-4 \leq \log_{10}(\hat{C}_{soot}) \leq -1$ ($10^{-4} \leq \hat{C}_{soot} \leq 10^{-1}$), para temperaturas no intervalo 1.400 K $\leq T_{\mathbb{F}} \leq 2.400$ K, e pressões entre 2 bar $\leq T_{\mathbb{F}} \leq 18$ bar (200 kPa $\leq T_{\mathbb{F}} \leq 1891$ kPa).

7.3.1.6 Produção de fumaça com oito velocidades de vaporização

A Figura 7.22, apresenta a variação da podução de fumaça com o diâmetro da pluma térmica.

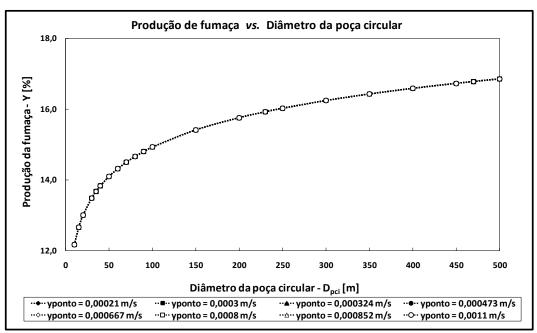


Figura 7.22 – Variação da produção de fumaça com diâmetro da poça

A produção de fumaça segue o mesmo segue o mesmo formato da concentração da fuligem, uma vez que também cresce com o logarítmo do diâmetro, conforme eq. (5.55). Seus valores, inicial e final, para os diâmetos de 10 m e 50 m foram, respectivamente, 12,17% e 16,85%.

O modelo da TMS (2006) contempla trabalhos experimentais da fração mássica da produção de fumaça em incêndios de óleo cru (petróleo bruto) com diâmetros até 17,2 m e concluíram que sua formação (fração mássica do combustível queimado que é queimado como fumaça ou partículas de carbono) aumenta com o aumento do diâmetro do incêndio. Mas não estabelece dependência explícita com a vazão mássica de vaporização. A TMS (2006) sustenta que a dependêndia, obtida experimentalmente, de Y com $D_{p_{ci}}$, revela que o diâmetro pode ser pensado como um 'substituto alternativo' (proxy) para as misturas ineficientes de ar e a falta de oxigênio (starvation) para combustão nas partes centrais da pluma.

A revisão bibliográfica não identificou que existam dados da fração da massa do combustível que é convertida em fumaça não queimada ou partículas de carbono, nem para metano, propano e outros combustíveis, sobretudo para grandes incêndios em poça em campo aberto. Também não constatou evidências da disponibilidade de coeficientes de extinção para fumaça gerada a partir de incêndios com metano. É também assumido que coeficientes de extinção médios espectrais de IR dependem das caracterísiticas dos incêndios.

Em vista das lacunas existentes, o modelo proposto assume os melhores valores disponíveis na atualidade para cada um dos parâmetros físicos como, por exemplo, produção de fumaça em função do diâmetro, Y, coeficiente de extinção para absorção de radição térmica por partículas de fumaça, \mathcal{L}_{λ} , e excesso de ar, ϕ , na entrada lateral de plumas térmicas de grandes diâmetros.

Pode ser argumentado que os resultados são conservativos, por usar dados de óleo cru ao invés do metano ou do GNL. Incêndios de petróleo com diâmetros menores do que 20 m, geralmente, tendem a produzir mais fumaça do que incêndios com GNL. No entanto, essa substituição pode ser considerada como plausível, uma vez que os níveis de radiação emitida medidos com incêndios de GNL podem ser considerados coerentes com os do petróleo, tendo em vista a temperatura de corpo negro medida

com experimentos de campo, com que os incêndios de GNL emitem radiação. Mais adiante, ao final deste capítulo, o assunto será retomado.

7.3.1.7 Transmitância da fumaça com oito velocidades de vaporização

Como abordado no Apêndice B, a transmitância de um volume de gás é a fração da energia incidente que passa através desse volume, e a presença de fumaça na pluma térmica acarreta absorção de radiação térmica emitida, e a redução no poder emissivo efetivo. Na concepção do modelo de transporte de radiação, assumiu-se como hipótese simplificadora, que nas regiões internas da pluma, o combustível queima uniformemente com uma temperatura média, independente da posição no interior da pluma visível. Em outras palavras, simplificadamente, assume-se que a radiação emitida no interior da chama é a mesma em todas as locações axiais. Fumaça é gerada por combustão incompleta devido à redução na concentração de oxigênio no núcleo da chama (starvation). Com a absorção, a fumaça produzida transporta somente uma fração da radiação produzida do núcleo até a superfíce nominal da pluma. Essa fração é quantificada pela transmitância no interior da pluma, que diminui exponencialmente co o aumento do diâmetro da mesma, conforme eq. (5.42). A Figura 7.23 mostra essa diminuição.

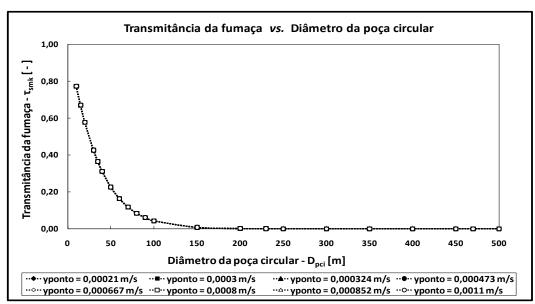


Figura 7.23 – Variação da transmitância média com diâmetro da poça

Conforme o Apêndice B, pela Lei de Bouger-Lambert, a intensidade direcional espectral da radiação emitida é uma função que decai exponencialmente com a distância do percurso, estabelecendo até que ponto um meio participante é opaco. Pela aproximação de Rossland, para meios participantes oticamente espessos, o divergente do vetor do fluxo de calor por radiação é não nulo, $(\nabla \bullet \mathbf{q_r}) \neq 0$. Os gases quentes da fuligem podem ser considerados, aproximadamente, como cinza e, como tal, a absorção independe do comprimento de onda. Profundidade ótica é a habilidade de um dado comprimento de percurso de um corpo gasoso atenuar a radiação de um dado comprimento de onda. Grandes profundidades significam grandes atenuações, e como a pluma térmica é suposta ter temperatura, pressão e composição uniformes para um dado diâmetro, a espessura ótica depende diretamente do coeficiente de extinção

(normalmente considerada como seu inverso) e da espesura da camada absorvedoraespalhadora. Experimentalmente, verificou-se que plumas de incêndio de grandes diâmetros são oticamente espessas. Como tais incêndios são considerados, aproximadamente, como emissores de corpo negro, com alta emitância (0,920835862 para o diâmetro de 35 m), calculada com o código do presente trabalho e apresentada no item 7.3.1.4 (Emitância média temporal com oito velocidades de vaporização), suas profundidades óticas são elevadas. E como a profundidade ótica é elevada, a transmitância decai também, dependendo do comprimento do feixe ótico e da concentreção, conforme eq. (5.52).

Como tanto o comprimento do feixe, L_{beam} , como a concentração crescem com o diâmetro, o primeiro como uma fração de pouco mais do que a metade do diâmetro (63%), conforme eq. (5.53), e a segunda com o logarítmo decimal pela combinação das eqs. (5.54) e (5.55), verificados experimentalmente (TMS, 2006), é de se esperar que a transmitância decaia também, exponencialmente, pela Lei de Bouger-Lambert, de acordo com a eq. (5.52). Como o decaimento exponencial da transmitância independe da velocidade de vaporização, seu comportamento simulado para diferentes diâmetros para as oito velocidades de vaporização consideradas, permanece inalterado para todas as velocidades, variando, portanto, com curvas sobrepostas ao longo do espectro de diâmetros, indicadas na Figura 7.23, que corresponde à eq. (5.52). Pela figura, diâmetros de 1 m a 10 m, produzem transmitância de entre 0,980363821 e 0,773810965, pois são considerados oticamenrte finos, coincidente com a revisão de bibliográfica do capítulo 5. De 15 m a 500 m, oticamente espessos, transmitem de 0,670325999 a 0,0000000019, ou seja, zero.

7.3.1.8 Razão $L_{\mathbb{V}}/D_{p_{ci}}$ e Número de Froude $Fr_{\mathbb{C}}$

As Figuras 7.24 e 7.25 investigam o comportamento de parâmetros da pluma de incêndio.

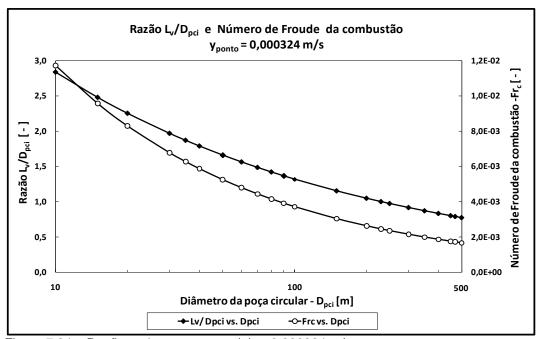


Figura 7.24 – Razão $L_{\mathbb{V}}/D_{p_{ci}}$ e $Fr_{\mathbb{C}}$.com $\langle \dot{y} \rangle = 0,000324$ m/s

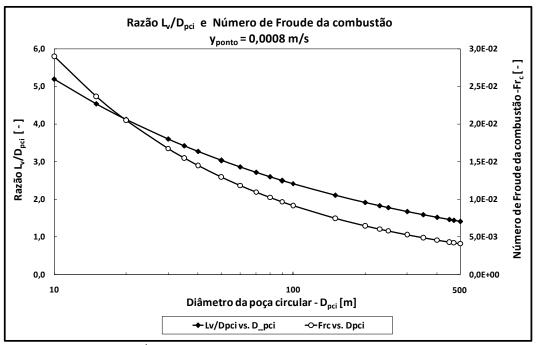


Figura 7.25 – Razão $L_{\mathbb{V}}/D_{p_{ci}}$ e $Fr_{\mathbb{C}}$.com $\langle \dot{y} \rangle = 0.0008$ m/s

Elas consideram, isoladamente, as velocidades de vaporização, 0,000324 m/s (TMS, 2006; Raj, 2007c) usada na aplicação do modelo publicado pela TMS (2006), apresentados na Tabela 5.8 e 0,0008 m/s.Esta última velocidade, foi utilizada por (Fay (2003) e Sandia (2008) para derrame/espalhamento da poça, discutidas no item 6.6.2.4 [Avaliação da vazão mássica de vaporização (\dot{m}_v'')]. As relações entre esses parâmetros são governadas pelas eqs. (5.46) para $L_{\mathbb{V}}/D_{p_{ci}} \propto Fr_{\mathbb{C}}^{2/3}$ e (5.48) para $Fr_{\mathbb{C}} \propto 1/\sqrt{D}$.

Como discutido nas Figuras 7.15 e 7.16 e na Tabela 7.6, tanto $L_{\mathbb{V}}/D_{p_{ci}}$ como $Fr_{\mathbb{C}}$ decaem com $D_{p_{ci}}$. Apresentam-se na Tabela 7.7, os valores iniciais e finais da faixa dos diâmetros considerada.

| Tabela 7.7 – Comportamento de parâmetros (II) – valores inicial e final do |
|--|
| diâmetro |

| Variação conjunta de parâmetros geométricos da pluma térmica | | | | | | | | |
|--|--|----------------------------|-----------------------------|----------------------------|--|--|--|--|
| | Velocidade de vaporização ($\langle \dot{y} angle \cdot 10^{-4} angle $ [m/s] | | | | | | | |
| Diâmetro | 3, | 24 | 8,00 | | | | | |
| $(D_{p_{ci}})$ | Parâme | etro [-] | Parâmetro [-] | | | | | |
| [m] | $L_{\mathbb{V}}/D_{p_{ci}}$ | $\mathit{Fr}_{\mathbb{C}}$ | $L_{\mathbb{V}}/D_{p_{ci}}$ | $\mathit{Fr}_{\mathbb{C}}$ | | | | |
| 10 | 2,841 | 0,01174 | 5,190 | 0,0299 | | | | |
| 500 | 0,771 | 0,00166 | 1,409 | 0,0041 | | | | |

Em ambas as figuras observam-se que há decréscimos de 3,7 vezes na razão de comprimentos quando se aumenta o diâmetro 50 vezes. Há também acréscimo de 1,8 vezes na razão quando se aumenta a velocidade de 2,5 vezes. Por outro lado, há decréscimos de 7 vezes no número de Froude da combustão quando se aumenta o diâmetro 50 vezes, e aumentos de 2,5 vezes no mesmo número quando se aumenta a velocidade 2,5 vezes. A tabela mostra que, com efeito, a geometria da chama é bastante

sensível ao aumento do diâmetro da mesma. Os motivos dessa sensibilidade são os mesmo explanados nas Figuras 7.15 e 7.16.

7.3.1.9 Razões $L_{\mathbb{C}}/L_{\mathbb{V}}$ e $L_{\mathbb{V}}/D_{p_{ci}}$

Pelas mesmas razões consideradas nas Figuras 7.24 e 7.25, as Figuras 7.26 e 7.27, apresentam os resultados da investigação do comportamento desses parâmetros da geometria da pluma com as mesmas velocidades.

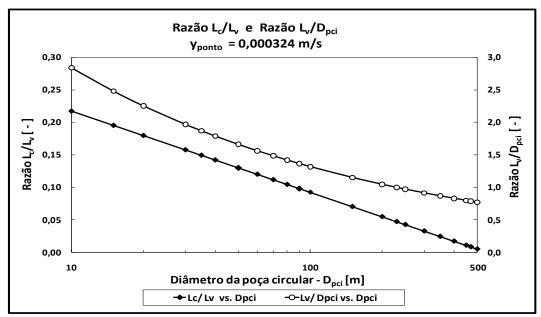


Figura 7.26 – Razão $L_{\mathbb C}/l_{\mathbb V}$ e $L_{\mathbb V}/D_{p_{ci}}$. com $\langle \dot y \rangle = 0,000324$ m/s

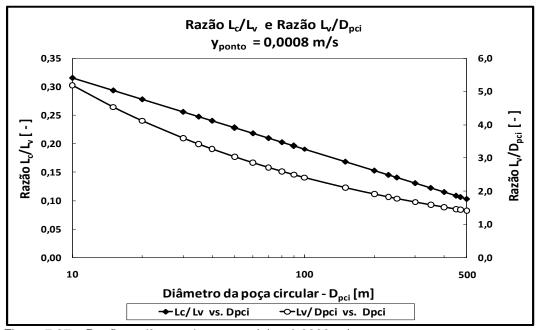


Figura 7.27 – Razão $L_{\mathbb{C}}/l_{\mathbb{V}}$ e $L_{\mathbb{V}}/D_{p_{ci}}$. com $\langle \dot{y} \rangle = 0,0008$ m/s

A razão $L_{\mathbb{V}}/D_{p_{cl}}$ tem um papel importante na definição da geometria da chama, e está diretamente ligada ao número de Froude da combustão por meio da correlação de Thomas, variando com $\propto Fr_{\mathbb{C}}^{2/3}$. Esse amortecimento do número de Froude aparece com frequência na literatura, como o indicador dos incêndios de difusão turbulenta. Outro adimensional geométrico, igualmente importante, é a razão $L_{\mathbb{C}}/L_{\mathbb{V}}=\Psi$. Como Ψ leva em conta o comprimento da zona intermitente, $L_{\mathbb{I}}$, acima da zona de combustão 'limpa', $L_{\mathbb{C}}$, ele carrega a descrição estocástica dessa intermitência, através da relação de proprocionalidade $\Psi=L_{\mathbb{C}}/L_{\mathbb{V}}=\left[1-(L_{\mathbb{I}}/L_{\mathbb{V}})\right]$, conforme eq. (5.58). Por esse motivo, existem incertezas na predição da altura da pluma visível para grandes diâmetros, uma vez que a altura máxima é definida em termos dessa intermitência.

A TMS (2006) define intermitância como a probabilidade com que a chama 'luminosa' (com partículas quentes de fuligem emitindo radiação) é 'vista' fora do envelope da plumo devido à ação do 'escudo térmico' formado pela fumaça (partículas 'frias') com o aumento da base do incêndio. Sandia (2008) sugere na mesma linha, por exemplo, que a altura média temporal e a altura máxima são definidas pela intermitância. E define intermitência como a fração do tempo que a chama ocupa um dado lugar geométrico no espaço.

O parâmetro Ψ varia com a soma de uma constante com o logarítmo decimal do Froude da combustão, tal que $\Psi \propto \{ \text{constante} + \log_{10} [(Fr_{\mathbb{C}})^{1/4}] \}$. A seguir, apresentam-se na Tabela 7.8, os valores iniciais e finais da faixa dos diâmetros considerada.

| r | | | | | | | | |
|--|---|----------------------------|-----------------------------|-----------------------------------|----------------------------|-----------------------------|--|--|
| Variação conjunta de parâmetros geométricos da pluma térmica | | | | | | | | |
| | Velocidade de vaporização ($\langle \dot{y} angle \cdot 10^{-4} angle$ [m/s] | | | | | | | |
| Diâmetro | | 3,24 | | 8,00 | | | | |
| $(D_{p_{ci}})$ | | Parâmetro [| -] | Parâmetro [-] | | | | |
| [m] | $L_{\mathbb{C}}/\ L_{\mathbb{V}}$ | $\mathit{Fr}_{\mathbb{C}}$ | $L_{\mathbb{V}}/D_{p_{ci}}$ | $L_{\mathbb{C}}/\ L_{\mathbb{V}}$ | $\mathit{Fr}_{\mathbb{C}}$ | $L_{\mathbb{V}}/D_{p_{ci}}$ | | |
| 10 | 0,217 | 0,01174 | 2,841 | 0,315 | 0,0299 | 5,190 | | |
| 500 | 0,005 | 0,00166 | 0,771 | 0,103 | 0,0041 | 1,409 | | |

Tabela 7.8 - Comportamento de parâmetros (III) - valores inicial e final do diâmetro

Em ambas as vazões pode ser observado que há decréscimos na razão $L_{\mathbb C}/L_{\mathbb V}=\Psi$, quando se aumenta o diâmetro. Na menor velocidade, 0,000324 m/s, o decréscimo é de 43,4 vezes, quando se aumenta o diâmetro 50 vezes. Na maior velocidade, 0,0008 m/s, o decréscimo é apenas 3 vezes, com o mesmo aumento no diâmetro. Esse decréscimo acentuado de 43,4 vezes na razão $L_{\mathbb C}/L_{\mathbb V}$, demonstra ser este adimensional muito sensível à velocidade de vaporização (ou melhor, à vazão másica de vaporização, $\dot{m}_{\mathcal V}''$), uma vez que como $\Psi=L_{\mathbb C}/L_{\mathbb V}=1-(L_{\mathbb I}/L_{\mathbb V})$ e, por definição, $L_{\mathbb V}=L_{\mathbb C}+L_{\mathbb I}$, o adimensional embute o comprimento da zona intermitente.

Dessa correlação, quanto mais próximo de $L_{\mathbb{V}}$ for $L_{\mathbb{I}}$, menor será $L_{\mathbb{C}}$ e menor será Ψ , deixando a pluma muito sensível e mercê da variação de \dot{m}_v'' e de $D_{p_{ci}}$. Menores números de Froude geram plumas de menor empuxo, sendo mais susceptíveis à ação da gravidade, gerando mais fuligem e fumaça, por anoxia do núcleo da chama.

Se $L_{\mathbb{I}}$ continuar a crescer, pode se igualar a $L_{\mathbb{V}}$. Nessa circunstância, $\Psi=0$. Se $L_{\mathbb{I}}>L_{\mathbb{V}}$, implica em $\Psi<0$, o que é uma singularidade matemática, e ter-se-ía $L_{\mathbb{C}}<0$, que é uma imposibilidade física. Simulou-se quais seriam os diâmetros em que ocorriam a singularidade mostrada na Tabela 7.9, a partir de $L_{\mathbb{C}}=0$, e eles ficam entre 549 e 550 m, e 3.344 e 3.445 m, respectivamente, para as velocidades de vaporização 0,000324 e

0,0008 m/s. Para ter altura nula da zona de combustão 'limpa', com o mesmo número de Froude (0,001584) e mesma razão $L_{\mathbb{V}}/D_{p_{ci}}$ (0,75), uma poça que queima com a velocidade maior, gera uma pluma seis vezes mais alta (6,1 = 2.501/410). Isso demonstra que tanto a altura da zona de combustão 'limpa' como o diâmetro são fortemente influenciados pela vazão mássica de vaporização, podendo até apresentar o mesmo número de Froude da combustão. Se a velocidade de vaporização cair para 0,00021 m/s, por exemplo, $L_{\mathbb{C}}$ já ficaria negativo em -0,02 m com diâmetro de 231 m, e se subir para 0,0003 m/s, ficaria negativo em -0,06 m com diâmetro de 472 m.

| Variação conjunta de parâmetros geométricos da pluma térmica | | | | | | | | |
|--|-----------------------|---|--|--|--|--|--|--|
| | Velocidade de vaporiz | zação ($\langle \dot{y} angle \cdot 10^{-4}$) [m/s] | | | | | | |
| Parâmetro | 3,24 | 8,00 | | | | | | |
| $oldsymbol{D_{p_{cl}}}$ [m] | 550 | 3.345 | | | | | | |
| $L_{\mathbb{C}}$ [m] | - 0,018 | - 0,025 | | | | | | |
| $\Psi = L_{\mathbb{C}}/L_{\mathbb{V}}$ [-] | - 0,000043 | - 0,0000099 | | | | | | |
| $L_{\mathbb{C}}/D_{p_{ci}}$ [-] | - 0,000032 | - 0,0000074 | | | | | | |
| $L_{\mathbb{V}}$ [m] | 410 | 2.501 | | | | | | |
| $\mathit{Fr}_{\mathbb{C}}$ [-] | 0,001584 | 0,001585 | | | | | | |
| $L_{\mathbb{V}}/D_{p_{ci}}$ [-] | 0,75 | 0,75 | | | | | | |

Tabela 7.9 – Comportamento de parâmetros (IV).

7.3.1.10 Emitância média temporal e Poder emissivo na base da pluma termica do incêndio

Analogamente, as Figuras, 7.28 e 7.29 investigam os parâmetros indicados. Como visto no item 7.3.1.4 (Emitância média temporal com oito velocidades de vaporização), a emitância hemisférica total média temporal depende do diâmetro e da profundidade ótica, conforme eq. (5.3).

Experimentalmente, observou-se que, em geral, temperaturas do núcleo do incêndio de hidrocarbonetos são aproximadamente a mesma, resultando que o poder emissivo de corpo negro de todos eles seja também o mesmo. O que define o poder emissivo efetivo da base da pluma térmica na zona de combustão 'limpa' ou zona luminosa, é a profundidade ótica do incêndio. Esta depende do diâmetro da base, das propriedades do combustível e das características da combustão.

Havendo equilíbrio termodinâmico local e não havendo gradientes nas condições físicas consideradas, o poder emissivo que é emitido pela base, E_0 , pode ser pensado como uma fração do poder emissivo máximo de corpo negro com que a pulma térmica emite. Incêndios com diâmetros 3,5 vezes maiores do que a espessura ótica espectral, $D \geq 3,5\kappa_{\lambda}$, já emitem com uma fração (emitância) de $\varepsilon = (1-e^{-3.5}) = 0,9698 \approx 0,97 \approx 1,0$. E quanto maior for essa fração, mais se aproximará da emissão de corpo negro.

Como já discutido, a espessura ótica de um incêndio de 35 m foi determinada pela TMS (2006) como 13,81 m, baseada na espessura ótica obtida nos testes de 'China Lake', e a temperatura equivalente de corpo negro foi obtida assumindo a pluma como corpo cinza com emitância de 0,92. Conforme apresentado nos dados espectrais da Figura 5.9, a irradiação espectral na banda de 2,25 µm do IR, desprezando a absorção atmosférica,

leva a uma temperatura equivalente de corpo negro de 1547 K, pela lei de Stefan-Boltzman. Considerando a espessura ótica de 13,81 m usada com as medições dos testes de 'Montoir' com valores de 300 kW/m², foi avaliado por Raj (2007c) que a emissão máxima pela base da pluma é 325 kW/m², correspondente à temperatura acima.

As Figuras, 7.28 e 7.29 reproduzem os resultados e a Tabela 7.10 sumariza os sumariza.

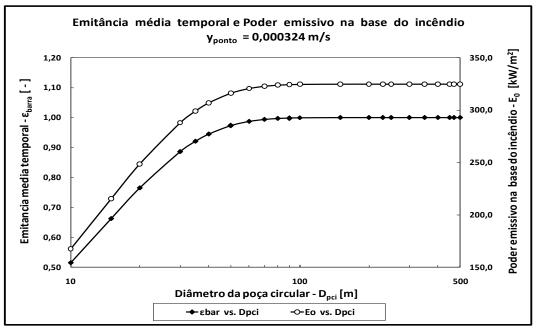


Figura 7.28 – Emitância média temporal e poder emissivo na base do incêncio com $\langle \dot{y} \rangle = 0.000324 \text{ m/s}$

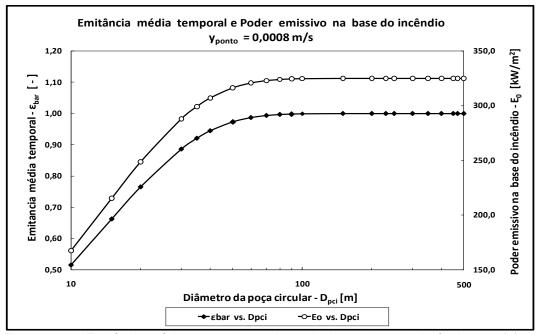


Figura 7.29 – Emitância média temporal e poder emissivo na base do incêncio com $\langle \dot{y} \rangle = 0,0008$ m/s

| - | | | | | | | | |
|--|--------------|--|-----------|----------------------------|--|--|--|--|
| Variação conjunta de parâmetros geométricos da pluma térmica | | | | | | | | |
| | V | Velocidade de vaporização ($\langle \dot{y} angle \cdot 10^{-4} angle $ [m/s] | | | | | | |
| Diâmetro | 3 | 3,24 | 8,00 | | | | | |
| $(D_{p_{ci}})$ | Parâ | imetro | Parâmetro | | | | | |
| [m] | ₹[-] | E_0 [kW/m²] | ₹[-] | E_0 [kW/m ²] | | | | |
| 10 | 0,515 167,54 | | 0,515 | 167,54 | | | | |
| 500 | 1,000 | 325,00 | 1,000 | 325,00 | | | | |

Tabela 7.10 – Comportamento de parâmetros (V) – valores inicial e final do diâmetro

Como visto anteriormente, na emitância temporal média, o poder emisivo da base da pluma assume os mesmo valores para todas as velocidades de vaporização indicadas, para toda a faixa de diâmetros, mas que não foram apresentados por simplificação.

7.3.1.11 Concentração de fuligem e Produção de fumaça

Como visto nas Figuras 7.21 e 7.22, concentração de fuligem e produção de fumaça, por este modelo, crescem com o logarítmo do diâmetro, independentemente da velocidade de vaporização. Para parâmetros relacionados com as propriedades do ar, do combustível e da combustão, a saber, ρ_a , c_{P_a} , T_a , $\Delta H_{\mathbb{C}_l}$ e \mathbf{r}/ϕ , mantidos fixos, é de se esperar que para todas as velocidades de vaporização, haja sobreposição das curvas de concentração de fuligem e produção de fumaça, conforme pode ser constatado na q.(5.54). Neste caso, C_{soot} varia somente com o diâmetro através de Y, de acordo com a eq. (5.55). Esse comportamento é refletido nas Figuras 7.30 e 7.31 que, com escala logarítmica no diâmetro, fornecem retas no intervalo dos diâmetros considerados. Destacam-se o valor inicial da concentração com diâmetro de 10 m, 0,000313098 kg/m³, e o final com diâmetro de 500 m, 0,000433649 kg/m³, e, da mesma forma, a produção, com valores iniciais, para os diâmetos de 10 m e 500 m, respectivamente, de 12,17% e 16,85%.

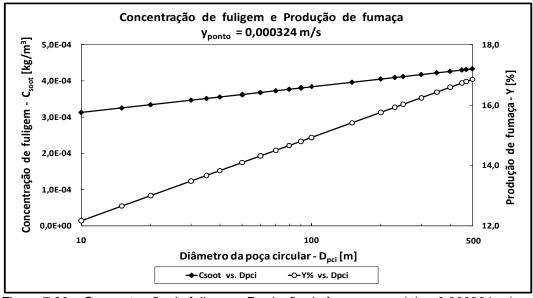


Figura 7.30 – Concentração de fuligem e Produção de fumaça com $\langle \dot{y} \rangle = 0,000324$ m/s

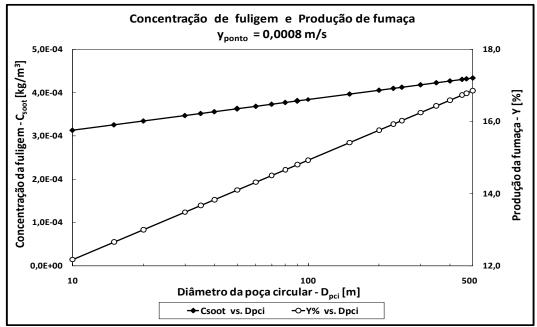


Figura 7.31 – Concentração de fuligem e Produção de fumaça com $\langle \dot{y} \rangle = 0,0008$ m/s

7.4 Modelagem com acoplamento dos códigos computacionais de derrame/espalhamento e incêndio de difusão turbulenta para rasgos de 2 e 5 m²

Extende-se, neste item, os aspectos discutidos em 7.3.1.9 (Razões $L_{\mathbb C}/L_{\mathbb V}$ e $L_{\mathbb V}/D_{p_{ci}}$), acoplando-de os dois códigos de derrame/espalhamento com o de incêndo em poça de difusão turbulenta. São contempladas duas geometrias de navio, a de Fay (2003) com 125.000 m³ e a de Sandia (2008) com 265.000 m³, com duas áreas de rasgo no costado. Uma com 5 m² (diâmetro de 2,5 m), sugerida por Sandia (2008), e a outra com 2 m² (diâmetro de 1,6 m), próximo ao diâmetro de 1,5 m, sugerido por Pitblado (2006). Varia-se a vazão mássica de vaporização, por meio das velocidades de vaporização de 0,000324 m/s, usada pela TMS (2006) na Tabela 5.8, e 0,0008 m/s, adotadas por Sandia (2008) e Fay (2003). Adicionou-se mais duas velocidades, 0,00021 m/s, conforme Quest (2001) e 0,0011 m/s, conforme Luketa-Hanlin (2006), para refinar a pesquisa.

Os resultados são apresentados na Tabela 7.11, em que as unidades não indicadas são do Sistema Internacional e os símbolos encontram-se descritos na parte pré-textual, na Lista de Símbolos. Os tempos de descarga e vaporização são expressos em minutos. A Tabela 7.11 apresenta coerência geral de resultados, conforme pode ser observado abaixo. Em cada geometria de $per\ se$, o crescimento da velocidade de vaporização (ou vazão mássica de vaporização) acarreta diminuição da área da poça, em virtude da estimulação dos mecanismos de transferência de calor por radiação (retroalimentação do incêndio na base da pluma) somada ao de ebulição (contato do filme de GNL com a água do mar), pelo efeito Liedenfrost. Esse comportamento é coerente e uniforme com A_{psc}^{max} , D_{psc} e D_{pci} .

Tabela 7.11 – Resultados da modelagem com acoplamento dos dois códigos.

| Modelagem com dois códigos | | | | | | | | | | |
|----------------------------|------------------------------|---|----------|----------|----------|---|----------|----------|----------|--|
| a | Parâmetro | $A_h = 2 \text{ m}^2 - D_h = 1,6 \text{ m}^2$ | | | | $A_h = 5 \text{ m}^2 - D_h = 2,5 \text{ m}^2$ | | | | |
| Geoemtria | | $(\langle \dot{y} angle \cdot 10^{-4}) \; [ext{m/s}]$ | | | | | | | | |
| | | 2,10 | 3,24 | 8,00 | 11,00 | 2,10 | 3,24 | 8,00 | 11,00 | |
| | t_d | 10,6 | 10,6 | 10,6 | 10,6 | 4,2 | 4,2 | 4,2 | 4,2 | |
| | t_v | 14,9 | 14,9 | 14,9 | 14,9 | 6,0 | 6,0 | 6,0 | 6,0 | |
| | $A_{p_{sc}}^{max}$ | 232.435 | 163.644 | 79.800 | 58.037 | 369.317 | 271.851 | 137.518 | 107.038 | |
| | $D_{p_{ci}}$ | 544 | 456 | 319 | 272 | 686 | 588 | 418 | 369 | |
| Fay (2003) | $D_{p_{sc}}$ | 385 | 323 | 225 | 192 | 485 | 416 | 296 | 261 | |
| | $Fr_{\mathbb{C}}$ | 0,00103 | 0,00174 | 0,00513 | 0,00764 | 0,00092 | 0,00153 | 0,00448 | 0,00656 | |
| | $L_{\mathbb{C}}$ | - 14,2 | 3,6 | 66,6 | 99,1 | - 21,1 | - 1,6 | 70,6 | 109,7 | |
| | $oldsymbol{L}_{\mathbb{I}}$ | 319,7 | 359 | 455,4 | 481,3 | 377,6 | 431,2 | 554,5 | 601,5 | |
| | $oldsymbol{L}_{\mathbb{V}}$ | 305,5 | 362,6 | 522 | 580,4 | 356,5 | 429,6 | 625,1 | 711,2 | |
| | $\bar{oldsymbol{arepsilon}}$ | 1,0 | 1,0 | 1,0 | 0,99999 | 1,0 | 1,0 | 1,0 | 1,0 | |
| | $	au_{smk}$ | 4,1E(-8) | 1,0E(-7) | 1,7E(-5) | 9,7E(-5) | 0,0 | 1,0E(-9) | 4,3E(-7) | 2,7E(-5) | |
| | t_d | 27,4 | 27,4 | 27,4 | 27,4 | 11,0 | 11,0 | 11,0 | 11,0 | |
| | t_v | 38,7 | 38,7 | 38,7 | 38,7 | 15,5 | 15,5 | 15,5 | 15,5 | |
| | $A_{p_{sc}}^{max}$ | 377.067 | 244.395 | 98.980 | 71.895 | 647.536 | 459.984 | 220.302 | 179.964 | |
| Sandia (2008) | $D_{p_{ci}}$ | 693 | 558 | 355 | 303 | 908 | 765 | 530 | 479 | |
| | $D_{p_{sc}}$ | 490 | 394 | 251 | 214 | 642 | 541 | 374 | 338 | |
| | $Fr_{\mathbb{C}}$ | 0,00091 | 0,00157 | 0,00486 | 0,00724 | 0,00080 | 0,00134 | 0,00398 | 0,00576 | |
| | $oldsymbol{L}_{\mathbb{C}}$ | - 21,4 | - 0,4 | 68,2 | 102,9 | - 32,0 | - 9,2 | 73,2 | 118,6 | |
| | $oldsymbol{L}_{\mathbb{I}}$ | 380,4 | 415,2 | 492,4 | 520,8 | 461,8 | 521,1 | 659 | 727,8 | |
| | $oldsymbol{L}_{\mathbb{V}}$ | 359 | 414,8 | 560,6 | 623,7 | 429,8 | 511,9 | 732,2 | 846,4 | |
| | 3 | 1,0 | 1,0 | 1,0 | 1,0 | 1,0 | 1,0 | 1,0 | 1,0 | |
| | $	au_{smk}$ | 0,0 | 2,0E(-8) | 4,6E(-6) | 3,1E(-5) | 0,0 | 0,0 | 6,0E(-9) | 4,3E(-8) | |

Constata-se que os tempos de vaporização, t_v , são, praticamente, invariantes com a velocidade, como constatado e comentado nas Figuras 7.4 e 7.5 para geometria Fay (2003), e 7.9 e 7.10 para a geometria Sandia (2008), quando se verificou que tempos de vaporização entre 30 e aproximadamente 8 min eram quase invariantes com as oito velocidades consideradas. O mesmo fato aqui se repete, como previsto. Como as áreas dos rasgos considerados nesta aplicação (2 e 5 m²) estão na parte mais baixa do espectro das áreas do rasgo no costado (1 a 100 m²), os escoamentos através dos mesmos são ainda relativamente 'lentos'. Pela eq. (C.14) $t_d \propto 1/A_h$, e como A_h é pequeno, $Y \gg 1$ e, pela Tabela C.1, $t_v^* = \sqrt{2}$. Como o escoamento pode ser considerado lento, $t_v \approx t_d$ e, por conseguinte, as diferenças entre esses tempos não são muito acentuadas, conforme constatado nas Figuras 7.13 e 7.14, mesmo nos extremos, mais baixo e mais alto, das velocidades de vaporização. Observando-se a eq. (C.19) verificase, por outro lado, que o tempo de vaporização varia com $\langle \dot{y} \rangle$ tal que $t_v \propto \langle \dot{y} \rangle^{-1/2}$, ou seja, diminui com com o inverso de $\sqrt{\langle \dot{y} \rangle}$.

Naturalmente que, quando se compara as duas geometrias, é de se esperar que o aumento volumétrico de \approx 2,1 entre as duas faça diminuir, consequentemente, tanto o tempo de descarga como o de vaporização. Se essa diferença entre tempos for cotejada entre áreas de rasgo, observa-se que o menor rasgo fornece a maior diferença (4,3 min contra 1,8 min), o que era de se esperar, conforme o item C.4.2.1 (O modelo analítico).

Se a área do rasgo A_h é relativamente pequena, tem lugar um processo de descarga em regime 'quase permanente' pelo furo, e o escoamento é denominado de 'vazamento quase contínuo' e será tão mais 'lento', quanto menor for o rasgo. A vazão mássica de vaporização na poça, $\dot{m}_{v}^{\prime\prime}$, por conseguinte, será relativemente maior do que a vazão mássica, \dot{m}_{d} , com que o criogênico é descarregado pelo navio através do furo. É o que se depreende na Tabela 7.11, onde os tempos de vaporização são maiores do que os de descarga, nas duas geometrias, da mesma forma quando se vai da maior para a menor geometria.

Quanto aos parâmetros fundamentais relacionados com o incêndio de difusão turbulenta, $L_{\mathbb{C}}$, $L_{\mathbb{I}}$ e $L_{\mathbb{V}}$, observa-se que a contribuição de $L_{\mathbb{C}}$ é governante, pois é nesssa região da pluma térmica onde ocorre a combustão 'limpa', ou 'luminosa'. É nela que se concentra a grande maioria da energia irradiada pela pluma tranportada do núcleo da combustão na base (na poça) e se irradia até o envelope externo da pluma, conferindo o poder emissivo da mesma. Embora coadjuvante neste processo, a parte 'intermitente' é a que atenua os efeitos do transporte radiativo para o exterior devido à transmitância da fumaça, como discutido anteriormente. Nos modelos multi-zonas, como é o caso presente, a própria concepção de sua fenomenologia contempla uma altura 'visível' da pluma térmica que, como se sabe, é estocástica, sendo uma promediação temporal dos lugares geométricos da borda superior da mesma. Isto por que a pluma pulsa tanto axial com radialmente. O que define o caráter pulsante é a parte da pluma tida como 'intermitente', conforme apresentado nos experimentos de campo descritos. De sorte que a altura 'visível' é a soma das contribuições da zona 'limpa' com a 'intermitente'.

Como visto na Tabela 7.9, se $L_{\mathbb{I}}$ continuar a crescer, pode se igualar a $L_{\mathbb{V}}$. Nessa circunstância, $\Psi=0$. Se $L_{\mathbb{I}}>L_{\mathbb{V}}$, implica em $\Psi<0$, o que é uma imposibilidade física, pois ter-se-ía $L_{\mathbb{C}}<0$. A Tabela 7.11 evidencia isso claramente, e o efeito de produzir $L_{\mathbb{C}}<0$ é mais pronunciado quanto se aumenta a área do rasgo, e a geometria do navio, ao mesmo tempo em que diminui a velocidade de vaporização. Velocidades mais baixas significam mais tempo para o combustível queimar na poça, por diminuição do empuxo acarretada pelo decaimento do número de Froude. Mais fuligem e mais fumaça se formam, diminuindo cada vez mais a altura da combustão 'limpa' até levá-la a zero.

Os diâmetros em que ocorrem $L_{\mathbb{C}}=0$ com as velocidades de vaporização 0,000324 e 0,0008 m/s, se situam, respectivamente, entre 549 e 550 m, e 3.344 e 3.445 m, foram apresentados na Tabela 7.9. Para as velocidades de 0,00021 m/s e 0,0011 m/s, $L_{\mathbb{C}}=0$ ocorre com diâmetros de 235 m e 6.323 m, respectivamente. Por exemplo, diminuindo-se ainda mais a velocidade, para 0,0001 m/s, $L_{\mathbb{C}}<0$ já começa a ocorrer com diâmetros de poças circulares de 53 m. Se o diâmetro da poça circular de 456 m, obtido com a área de rasgo de 2 m² e velocidade 0,000324 m/s, for usado com a velocidade de 0,0001 m/s, $L_{\mathbb{C}}$ cai de 3,6 m para -19,5 m, mostrando como $L_{\mathbb{C}}$ é sensível ao número de Froude. Embora comprimentos negativos sejam uma impossibilidade física, o modelo sinaliza um valor de corte mínimo (minimum lower bound cut set), abaixo do qual não se pode considerar um comprimento negativo de zona 'limpa'. Ou seja, é uma singularidade matemática do modelo, que sugere uma limitação. Entretanto, essa limitação, se interpretada por outro viés, confere uma impossibilidade física, que é uma realidade, pois não haveria sentido modelar uma grandeza negativa. Essas considerações não foram publicadas pelo autor do modelo, e tornam-se evidentes e

explícitas com o presente trabalho. Finalizando, a Tabela 7.11 indica, por outro lado, que todas as plumas térmicas simuladas emitem como se fossem corpo negro, com emitância unitária e com baixa transmitância da fumaça.

7.5 Análise das incertezas e alguns aspectos da validação dos modelos

7.5.1 Considerações preliminares

A análise utiliza três estatísiticas apresentadas em Rew et al. (1997), a saber: (i) desvio fracionário (*Fractional Bias*), *FB*, (ii) erro quadrático médio normalizado (*Normalized Mean Square Error*), *NMSE*, e, (iii) fator de duas estatísiticas (*Factor of Two Statistics*), *FTS*.

Esses parâmetros foram utlizados por aquele autor para discutir aspectos da validação completa de modelos semi-empíricos contidos no código computacional POOLFIRE6® do HSE britânico⁶¹. Os aspectos qualitativos da validação discutem os resultados encontrados usando dois dos três quesitos da metodologia (Britter, 2002) do The European Model Evaluation Committee, citados em Pitblado et al. (2006) e discutidos abaixo. Conforme Britter e Schatzmann (2007), Britter (2002) e Schatzmann e Leitl⁶², em suma, a metodologia contempla questões como: (i) capacidade de avaliação (assessment ou scientific evaluation) dos modelos, verificando se eles incluem o intervalo (range) completo dos fenômenos e das equações necessários para simular todos os mecanismos importantes; (ii) validação do código (validation), analisando com que precisão os modelos predizem os valores de parâmetros-chave de interesse, tomando-se por base resultados disponíveis na literatura, obtidos e fundamentados nos experimentos relatados no capítulo 5 (Revisão bibliográfica do estado da arte). Este quesito busca identificar e uantificar diferenças entre predições e bases de dados, ou seja, quão bem os modelos se aproximam da realidade; e (iii) verificação do código (verification), investigando se os modelos produzem resultados que estejam de acordo com a física real do fenômeno e se as equações matemáticas são implementadas corretamente no código, de modo a identificar, quantificar e reduzir erros de transcrição do modelo matemático para o código computacional.

O último item da metodologia (verificação) não pôde ser investigado no presente trabalho, visto que Rew et al. (1997) (uma das poucas referências encontradas na literatura que tratam explicita, específica e quantitavamente esses aspectos) não publicaram dados deste quesito a respeito do código POOLFIRE6[®].

Com isso, não foi possível se estabelecer comparação, ainda que preliminar, entre os resultados deste trabalho com os resultados encontrados por aquele autor, quando analisa o código em questão. Fatos e dados foram dissecados e discutidos ao longo dos capítulos 5 (Revisão bibliográfica do estado da arte), 6 (Física e formulação matemática do incêndio em poça) e Apêndice C (Modelagem matemática do derrame/espalhamento da poça acoplada à do incêndio de difusão turbulenta).

⁶¹ Disponível em:<http://www.hse.gov.uk/offshore/strategy/pool.htm>. Acesso em 1 mai. 2010.

⁶² Disponível em:<www.univ-orleans.fr/lme/physmod2007/.../S2_P1_Schatzmann.pdf>. Acesso em 4 abr. 2009.

Entretanto, os resultados encontrados neste capítulo indicam que, embora esta comparação não pudesse ter sido feita, este aspecto não comprometeu o resultado global da análise das incertezas, como apresentado adiante.

7.5.2 Análise das incertezas

Conforme relatado por Rew et al. (1997), Britter (1994) desenvolveu métodos para avaliar modelos técnicos, e sugeriu três estatísiticas, FB, NMSE e FTS, acima decritas, úteis para comparação entre modelos. As equações que descrevem o desvio fracionário, o erro quadrático médio normalizado e o fator da razão entre duas estatísticas são, respectivamente:

Fractional Bias (FB) =
$$\frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} 2\left(\frac{X_{O_i} - X_{P_i}}{X_{O_i} + X_{P_i}}\right)$$
 (7.1)

Nomalized Mean Square Error (NMSE) =
$$\frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} \left[\frac{\left(X_{O_i} - X_{P_i} \right)^2}{X_{O_i} X_{P_i}} \right]$$
(7.2)

Factor of Two Statistics (FTS) =
$$\frac{n}{N}$$
 (7.3)

em que N é a quantidade total de valores da grandeza considerada, n é a quantidade de predições que se situem entre dois valores correspondentes de observações, e que satisfaçam a seguinte relação:

$$0.5X_{O_i} < X_{P_i} < 2X_{O_i} \tag{7.4}$$

onde X_{O_i} são os i valores medidos (ou observados) relatados na literatura, e X_{P_i} são os i valores previstos (ou calculados) simulados pelo modelo.

A primeira estatísitica, FB, mede se o modelo sobreprediz ou subprediz o valor observado. Se apresentar um valor 'negativo', indica que a correlação matemática que descreve o fenômeno 'sobreprediz' o valor observado experimentalmente (ou da literatura), ou seja, $X_{P_i} > X_{O_i}$. Se positivo, há uma 'subpredição' do modelo, pois o valor experimental é maior do que o previsto, isto é $X_{O_i} > X_{P_i}$. Esse bias (viés, desvio) decorre do numerador eq. (7.1), o que não ocorre com o NMSE, uma vez que o monento é quadrático na eq. (7.2).

A segunda, NMSE, quantifica uma medida relativa da adequação do modelo em relação aos dados, e pode ser usado para comparar correlações. Ambos, FB e NMSE, foram utilizados no processo de escolha das correlações dos submodelos implementadas no código POOLFIRE6®. Também o foi na avaliação da qualidade do modelo para predição de radiação térmica emitida por diferentes tipos de combustíveis e para estabelecimento de intervalos de parâmetros de entrada.

A terceira estatística, FTS, foi usada por Hanna et al. (1991) para avaliação de modelos de dispersão de poluentes gasosos na atmosfera. FTS é a medida absoluta da qualidade da adequação do modelo, e foi usada também para para avaliar as predições fornecidas pelo modelo POOLFIRE6[®] para radiação térmica incidente (Rew et al., 1997). A aplicação dessas estatísticas publicadas por Rew et al. (1997), permite concluir que quanto menores são os valores das mesmas, melhores são predições (índice P nas

equações) do modelo em relação aos vaores da literatura (índice *O* nessas equações). O presente trabalho trata das incertezas de quatro apectos e parâmetros fundamentais, que governam os processos do derrame/espalhamento e da combustão da poça com incêndio sunsquente de difusão turbulenta. Eles são a seguir discutidos.

7.5.2.1 Incertezas do modelo de derrame/espalhamento

Trata-se aqui da compilação e reprodução dos resultados obtidos e publicados por Fay (2003). Os resultados e comparação com a literatura foram discutidos em detalhe no Apêndice C, itens C.6.1.1 (Comparação com a literatura), C.6.1.2 [Discussão dos resultados – Geometria Fay (2003)] e C.6.2.2 [Discussão dos resultados – Geometria Sandia (2008)], dispensando aqui sua repetição.

Lá, concluiu-se que os dados da compilação e reprodução apresentados na Figura C.13, para fins de aplicação na indústria, descrevem com razoável exatidão os mesmos resultados obtidos por Fay (2003). Reapresenta-se a Figura C.13 a título de elucidação.

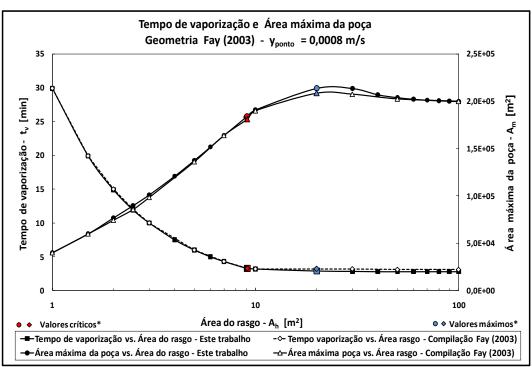


Figura C.13 – Tempo de vaporização e área da poça *v*s área do rasgo Adaptado e compilado de: Fay (2003)

A análise utilizou um conjunto de 13 diâmetros de rasgo no costado, com seus valores correspondentes de tempo de vaporização e área máxima da poça semicircular conforme a Figura C.13. Usou-se os dados da curva de Fay (2003) como valores observados, e os da curva do presente trabalho como valores previstos (simulados), chegando-se às estatístisticas abaixo apresentadas na Tabela 7.12, comparadas com os valores obtidos no item C.6.1.1.

| | Incerteza | | | | | |
|--------------|-----------|------------|--------------------------------|--|--|--|
| Estatísitica | Parâmetro | | | | | |
| | A_h | t_v | $A_{p_{sc}}^{max}$ | | | |
| FB [-] | 0 | 0,033 | -0,014 | | | |
| NMSE [-] | 0 | 0,001 | 0,08 | | | |
| FTS [-] | 1 | 1 | 1 | | | |
| Desvio [%] | 0 | Final: -10 | Crítica: +1,64 Final: -0,12 | | | |

Tabela 7.12 – Incertezas para derrame/espalhamento da poça.

Embora os valores dessas três estatísiticas não estivessem disponívies na literatura, os resultados encontrados sugerem apresentar coerência com os valores discutidos no item C.6.1.1. Apenas no valor do tempo final de vaporização, no diâmetro $A_h=100~{\rm m}^2$ é que o desvio foi de -10%, com o valor de 2,8 min com a simulação contra 3,1 min da compilação de Fay (2003). Este valor negativo do desvio de -10% é coerente com o valor positivo de 0,033 para FB, que significa uma subpredição do modelo, além do que 0,033 denota um pequeno bias (desvio), pois é ligeiramente diferente de zero (exatidão do modelo). Globalmente, ao longo do espectro de todos os diâmetros, no entanto, o tempo de vaporização apresentou baixo de NMSE=0,001. O valor zero significa que não houve variação alguma entre os i valores previstos e observados, e o valor unitário indica que todas as i predições da amostra de dados satisfizeram a eq. (7.4).

7.5.2.2 Incertezas do modelo de incêndio de difusão turbulenta

7.5.2.2.1 Geometria da pluma térmica - $L_{\mathbb{V}}/D_{p_{ci}}$ vs. $D_{p_{ci}}$

Diversas correlações já foram propostas por diversos experimentalistas fundamentdos nas correlações de 'Thomas1' (1963) e 'Thomas2' (1965), muitas delas tomando por base experimentos com fluidos outros que não o GNL (Sandia, 2008). Naturalmente que, suas correlações podem produzir diferentes alturas para um mesmo diâmetro, quando comparadas umas com as outras, porém, deve-se levar em conta que a maioria delas foi determinada pela combinação de medições de alturas e argumentos dimensionais, como 'Thomas1' (1963) e 'Thomas2' (1965), e medidas experimentais combinadas com modelagem matemática como, por exemplo, as de Steward (1970), Moorhouse (1982) e Heskestad (1998).

Neste trabalho, adotou-se o modelo da TMS (2006), posto que ele segue a correlação de 'Thomas2' (1965), não só pelos aspectos discutidos amplamente nos capítulos 5 e 6, mas, por que recebeu também o aval da comunidade científica, por exemplo, da FERC (2004), Beyler (2002) do NFPA americano, Rew et al. (1997) validando o código computacional POOLFIRE6® do HSE britânico, Mudan (1984), dentre outros, como sendo a correlação que melhor descreve a geometria da pluma térmica. Não são discutidos neste item os resultados específicos obtidos com a utilização do modelo da TMS (2006), vistos nos itens 7.3.1.1 (Geometria com oito velocidades de vaporização), mas sim, sua comparação com outros modelos.

Existem pelo menos vinte correlações de geometria da pluma variando com o diâmetro, mas, apenas algumas são apresentadas na Figura 7.31 (Sandia, 2008). A

variação entre as correlações pode ser creditada às diferenças na geometria da pluma testada, bem como à técnica da medição e no que é definido como 'altura da pluma'.

Assume-se, por outro lado, que a chama é caracterizada por temperatura e concentração de gases constantes, independetemente do tamanho da pluma, e da concentração de fuligem no interior da mesma (Sandia, 2008). Da mesma forma, assumem como constantes a variação das propriedades radiativas e da mistura turbulenta, devido aos mecanismos da combustão da pluma ou aqueles induzidos pela entrada de ar atmosférico na lateral da mesma. Isso justifica a quantidade (32) de premissas e hipóteses simplificadoras apresentadas no Capítulo 6, que formula as equações do modelo de incêndio de difusão turbulenta.

São adotados coeficientes médios globais, para descrever esses comportamentos locais. Daí a complexidade do problema, que ocorre em escala microscópica e é descrito por equações globais, razão pela qual as equações são denominadas de 'correlações' ao invés de 'equações' (Sandia, 2008). A Figura 7.32 sumariza essas questões, e apresenta as variações da geometria da pluma térmica com seu diâmetro, *vis a vis* algumas das correlações mais conhecidas da literatura.

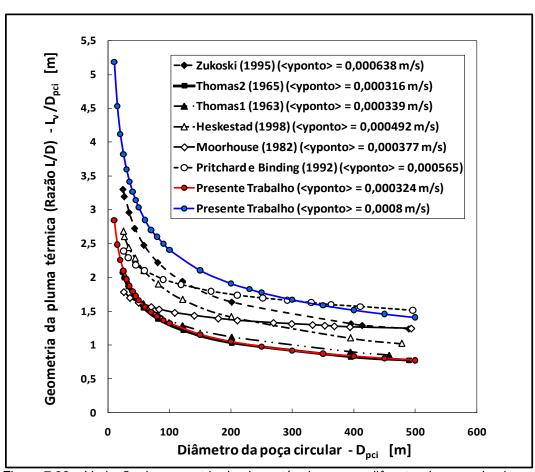


Figura 7.32 – Variação da geometria da pluma térmica com o diâmetro da poça circular Adaptado de: Sandia (2008)

Como discutido no capítulo 5, adotou-se a correlação 'Thomas2', e sua aplicação redunda nas curvas representadas em: (i) vermelho para a velocidade de vaporização $\langle \dot{y} \rangle = 0,000324$ m/s utilizada pela TMS (2006) ao publicar seu modelo, e (ii) na curva em azul, para a velocidade de vaporização $\langle \dot{y} \rangle = 0,0008$ m/s adotada por Fay (2003) para o derrame e espalhamento, e Sandia (2008) para a combustão. Compararam-se os resultados do presente trabalho (curva vermelha) $\langle \dot{y} \rangle = 0,000324$ m/s com a curva da

correlação de 'Thomas2', usando $\langle \dot{y} \rangle = 0.000316$ m/s, e constatou-se que são, relativamente, coincidentes.

Embora a velocidade de vaporização, $\langle \dot{y} \rangle$, do presente trabalho seja ligeiramente maior, esse efeito é contrabalançado pelos menores diâmetros adotados por Sandia (2008) em seu trabalho original, que apresenta as curvas das correlações abaixo. Redunda em valores de $L_{\mathbb{V}}/D_{p_{ci}}$ aproximadamente semelhantes, uma vez que $L_{\mathbb{V}}/D_{p_{ci}} \propto D_{p_{ci}}^{2/3}$, pela correlação de 'Thomas2' (1965), em ambos os casos.

A curva em azul não foi objeto de pesquisa das incertezas uma vez que: (i) sua velocidade é diferente da velocidade necessária para consubstanciar o modelo usado neste trabalho, que usa a mesma velocidade da TMS (2006), apresentada na Tabela 5.8, e (ii) em tese, apresentaria o mesmo comportamento que a curva obtida em vermelho com a menor velocidade, apenas transladada na vertical.

A Tabela 7.13 apresenta as estatísiticas e as incertezas. Tomou-se uma amostra de dez observações com dez diâmetros diferentes, porém da mesma ordem de grandeza dos adotados por Sandia (2008).

| I - | | | | | | |
|----------------|-------------------|---------------|---------------------------------|---------------|--|--|
| | Incerteza | | | | | |
| Estatísitica | Parâmetro | | | | | |
| Estatisitica | $D_{p_{ci}}$ | [m] | $L_{\mathbb{V}}/D_{p_{ci}}$ [-] | | | |
| | Presente trabalho | POOLFIRE® GNL | Presente trabalho | POOLFIRE® GNL | | |
| FB [-] | -0,00471 | -0,42 | -0,0161 | -0,42 | | |
| NMSE [-] | 0,002 | 0,26 | 0,004 | 0,26 | | |
| FTS [-] | 1 | 0,79 | 1 | 0,79 | | |

Tabela 7.13 – Incertezas para geometria da pluma variando com o diâmetro da poça.

Os valores indicados nas colunas modelo POOLFIRE® GNL, referem-se às estatísiticas globais médas (por exemplo, geometria, poder emissivo) para GNL e GLP, publicadas por Rew et al. (1997), para validação daquele código, e em ambos os casos, do diâmetro e do adimensional da geometria da pluma, há sobrepredição. São apresentadas, meramente, como indicadores ilustrativos de sensibilidade, mas não são utilizados para fins de comparação entre resultados. Esses resultados podem ser pensados, também como um limite superior (maximum upper bound cut set) para a plausibilidade dos valores testados. As colunas que fazem menção ao presente trabalho mostram estatísiticas obtidas comparando os valores aqui apresentados com os correspondentes publicados por Sandia (2008). A Tabela 7.13 indica que os valores correntes também sobrepredizem os valores de Sandia (2008), tomando por base os indicadores das estatísticas globais de Rew et al. (1997) que, da mesma forma, também apresentam sobrepredições em FB, enquanto que, de forma análoga, em NMSE há virtual concordância, ou seja, NMSEpprox 0. Porém, em ambos os casos, as diferenças das previsões não são acentuadas, ou seja, há boa concordância entre os resultados deste trabalho, com aqueles de Sandia (2008), para o modelo em foco.

7.5.2.2.2 Geometria da pluma térmica - $L_{\mathbb{V}}/D_{p_{ci}}$ vs. $Fr_{\mathbb{C}}$

Assim como na Figura 7.32, a Figura 7.33, adiante, mostra as velocidades de $\langle \dot{y} \rangle = 0,000324$ m/s(em vermelho) e $\langle \dot{y} \rangle = 0,0008$ m/s (em azul).

Como visto no item 7.3.1.2 (Número de Froude da combustão com oito velocidades de vaporização), a Figura 7.16 apresentou outra forma usual, mostrando a variação da geometria da chama com o número de Froude da combustão. Porém, como observado, esse crescimento é seletivo, e os fatores governantes são o próprio número de Froude e o intervalo de diâmetros considerados neste trabalho. *Mutatis mutandis*, a Figura 7.16 apresentou o entrelaçamento que existe na predição da geometria da pluma variando com o número de Froude, enquanto que a Figura 7.33 reproduz o mesmo fenômeno, considerando o uso do mesmo modelo. Esse entrelaçamento possibilita a análise tanto da variação da geometria com a velocidade de 0,000324 m/s como com a de 0,0008 m/s. Nela, apresentam-se três correlações publicadas por Rew et al. (1997), juntamente com as obtidas com o presente trabalho, e que são objeto de análise das incertezas. Observe-se Rew et al. (1997) usou a correlação de 'Thomas1' (1963), dada pela eq. (5.18), $L_{\mathbb{V}}/D = 42(Fr_{\mathbb{C}})^{0,61}$, equanto que o presente trabalho seguiu o modelo da TMS (2006), que utilizou a correlação de 'Thomas2' (1965), dada pela eq. (5.46), $L_{\mathbb{V}}/D = 55(Fr_{\mathbb{C}})^{2/3}$, ambas, no entanto, sem considerar a ação do vento ($U^* = 0$).

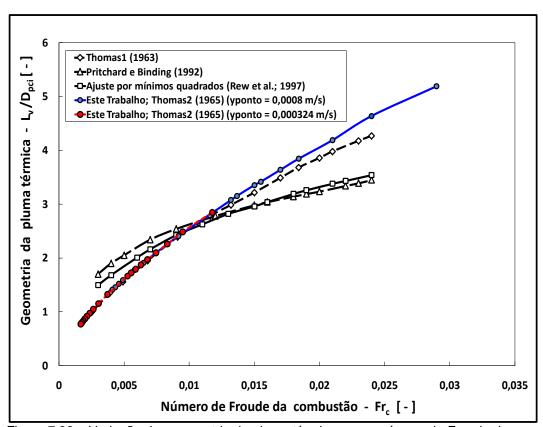


Figura 7.33 – Variação da geoemetria da pluma térmica com o número de Froude da combustão. Adaptado de: Rew et al. (1997)

Os intervalos computados por Rew et al. (1997) foram 0,0030 $\leq Fr_{\mathbb{C}} \leq$ 0,024 para o número de Froude da combustão, e, respectivamente, 1,494 $\leq L_{\mathbb{V}}/D_{p_{ci}} \leq$ 3,541 para $L_{\mathbb{V}}/D_{p_{ci}}$ com $\langle \dot{y} \rangle = 0$,000417 m/s.

O intervalo global contemplado para todo o espectro deste trabalho é composto de dois extremos: (i) velocidade $\langle \dot{y} \rangle = 0,0008$ m/s (cruva em azul) para o diâmetro $D_{p_{ci}} = 10$ m, com o par $Fr_{\mathbb{C}} = 0,02898$ e $L_{\mathbb{V}}/D_{p_{ci}} = 5,18961$, e (ii) velocidade $\langle \dot{y} \rangle = 0,000324$ m/s (curva em vermelho) para o diâmetro $D_{p_{ci}} = 500$ m, com o par $Fr_{\mathbb{C}} = 0,00166$ e $L_{\mathbb{V}}/D_{p_{ci}} = 0,77224$. De sorte que o número de Froude da combustão varia globalmente

NMSE[]

FTS[]

0,0022

0,86

no intervalo de 0,00166 \leq $Fr_{\mathbb{C}} \leq$ 0,02898, e o adimensional da geometria da chama varia globalmente no intervalo de 0,77224 \leq $L_{\mathbb{V}}/D_{p_{ci}} \leq$ 5,18961.

Individualmente, cada velocidade contribui com intervalos: (i) $\langle \dot{y} \rangle = 0,000324$ m/s (cruva em vermelho), com limite inferior do adimensional da geometria para diâmetro da poça de 500 m e limite superior deste adimensional para diâmetro de 10 m: 0,00166 $\leq Fr_{\mathbb{C}} \leq 0,01176$ e 0,77224 $\leq L_{\mathbb{V}}/D_{p_{ci}} \leq 2,84896$; (ii) $\langle \dot{y} \rangle = 0,0008$ m/s (curva em azul), com limite inferior para o diâmetro da poça de 500 m e limite superior para diâmetro de 10 m: 0,00409 $\leq Fr_{\mathbb{C}} \leq 0,02898$ e 1,40867 $\leq L_{\mathbb{V}}/D_{p_{ci}} \leq 5,18961$. Em que pese esse entrelaçamento entre as curvas em vermlho e em azul, não houve impedimento algum para a análise das incertezas, uma vez que o presente trabalho realizou simulações com o intervalo global mais amplo do que o ntervalo contemplado por Rew et al. (1997), como acima demonstrado.

A Tabela 7.14 apresenta as estatísiticas e as incertezas. Tomou-se uma amostra de 14 observações do número de Froude da combustão adotados por Rew et al. (1997), da mesma ordem de grandeza dos adotados neste trabalho. Descartaram-se duas delas, pois seus X_P não foram considerados pelos X_O de Rew et al. (1997). Como os intervalos globais usados neste trabalho na Figura 7.33, ou seja, 0,00166 $\leq Fr_{\mathbb{C}} \leq$ 0,02898 e 0,77224 $\leq L_{\mathbb{V}}/D_{p_{ci}} \leq$ 5,18961 são os mesmos da Figura 7.32, os resultados das incertezas são equivalentes. A diferença de valores das incertezas entre a Tabela 7.13 e a Tabela 7.14, se deve ao fato de Rew et al. (1997) ter considerado um intervalo menor do número de Froude e ter usado a correlação de 'Thomas1' ao invés da de 'Thomas2'. Constata-se que há coerência quanto às predições, tomando por base os indicadores mencionados.

0,26

0,79

0,037

0,86

0,26

0,79

Tabela 7.14 – Incertezas para geometria da pluma variando com o número de Froude.

Neste caso, há uma diminuta subpredição no número de Froude da combustão com FB = 0,0034 e uma pequena sobrepredição no adimensional da geometria, com FB = -0,0253. Mas, no cômputo geral, há coerência de resultados, e as aderências encontradas entre os valores deste trabalho com aqueles encontrados por Rew et al. (1997), em que pese o uso de correlações diferentes, evidenciam a plausibilidade do presente trabalho ao adotar o modelo proposto pela TMS (2006).

7.5.2.2.3 Poder emissivo médio temporal variando com o diâmetro da pluma termica

Os resultados e comparação com a literatura foram discutidos em detalhe no Apêndice C, itens C.8.1.1 (Comparação com a literatura) e C.8.1.2 [Discussão dos resultados - modelo da TMS (2006)], dispensando aqui sua repetição. Lá, concluiu-se que, com efeito, o modelo da TMS (2006) adotado neste trabalho para descrever

incêndio em poça de difusão tubulenta, não obstante todas as limitações e incertezas, embora sendo, ainda, um modelo semi-empírico, representa um avanço.

A Tabela C.13 comprova tal assertiva, pois ao comparar os valores dos parâmetros publicados pela TMS (2006) mais importantes de um incêndio em poça, com os valores encontrados com o presente trabalho, constatou-se que, em sua grande maioria, estão visivelmente de acordo e com boa aproximação com os dados da literatura.

Focando, especificamente as incertezas do parâmetro poder emissivo médio temporal, foram considerados três casos \bar{E} $vs.D_{p_{ci}}$: (i) comparação dos resultados do presente trabalho com os dados publicados pela TMS (2006) para diâmetros de 15; 20; 35; 100 e 300 m, das Tabelas 5.8 e C.13, (ii) comparação dos resultados deste trabalho com dados experimentais publicados pela TMS (2006) com diâmetros de 15; 20 e 35 m das mesmas tabelas, e (iii) comparação das simulações deste trabalho usando o modelo da TMS (2006) para os diâmetros de 1; 1,7; 3,1; 5,8; 9,2; 12; 14; 18 m (Detalhe) com os dados experimentais publicados com a correlação de Brown (1974). Os resultados são sintetizados na Tabela 7.15.

| | Ì | | | | | | |
|--------------|----------------------|------------------------------|----------------------|------------------------------|----------------------|------------------------------|--|
| | Incerteza | | | | | | |
| | Parâmetro | | | | | | |
| Estatísitica | Caso (i) | | Case | o (ii) | Caso (iii) | | |
| | Presente trabalho | POOLFIRE [®] GNL | Presente trabalho | POOLFIRE [®] GNL | Presente trabalho | POOLFIRE [®] GNL | |
| FB[] | 0,00029 | -0,42 | -0,0028 | -0,42 | 0,0231 | -0,42 | |
| NMSE[] | 3,4E(-5) | 0,26 | 0,021 | 0,26 | 0,002 | 0,26 | |
| FTS[] | 1 | 0,79 | 0,6 | 0,79 | 1 | 0,79 | |

Tabela 7.15 – Incertezas para variação do poder emissivo com o diâmetro da pluma

No Caso (i), a Tabela 7.15 confirma os resultados da Tabela C.13, com uma ligeira subpredição dos resultados deste trabalho, apontada por FB. Como NMSE quantifica uma medida relativa da adequação do modelo em relação aos dados, conclui-se pelo baixo valor encontrado, que a concordância dos resultados do presente trabalho como os resultados da TMS (2006) é quase total. De fato, o maior desvio da Tabela C.13 é -1,1%, que ocorre exatamente no diâmetro de 300 m, o que parece aceitável, em face das incertezas nas predições com grandes diâmetros.

No item 5.6.4.4.1.5 (Variação do poder emissivo ao longo do comprimento axial da pluma), quando discutiu a eq. (5.63), Raj (2007c) corrobora que o modelo da TMS (2006) fornece boas predições para o poder emissivo, com incerteza de até 15% para diâmetros de 15 m (oticamente finos) e 2% para incêndios de diâmetros de 35m (oticamente espessos), em relação aos poderes emissivos medidos com instrumentos nos sítios de testes. Com efeito, ao se analisar os resultados do Caso (ii), e confrontando os dados experimentais publicados na Tabela C.13, o valor médio do poder emissivo de cada diâmetro, foi medido como sendo: 185 a 224 kW/m² (médio de 205 kW/m²) para 15 m de diâmetro, 140 a 170 kW/m² (médio de 155 kW/m²) para 20 m de diâmetro, e 175 ± 30 kW/m² (médio de 175 kW/m²), para 35 m de diâmetro.

Os valores médios simulados foram, respectivamente, 172, 183 e 177 kW/m². FTS aparece como 0,6, pois dos 5 diâmetros publicados, somente 3 foram objeto de experimentação. No caso (iii), há subpredição pequena com FB = 0.0231, e uma adequação da correlação de Brown (1974) como sendo boa para pequenos diâmetros, devido ao baixo NMSE.

7.5.3 Alguns aspectos da validação dos modelos

Aborda-se neste item os aspectos qualitativos das recomentações de Britter e Schatzmann (2007) e Britter (2002) do *The European Model Evaluation Committee*. Piblado et al. (2006), ABS (2004) e Piblado et al. (2004) mencionam que os resultados obtidos com modelos correntes podem fornecer resultados bastante variáveis para avaliações com GNL, o que é evidenciado nas Figuras 7.32 e 7.33 acima. E, nesse caso, as incertezas requerem, provavelmente, testes de grandes escalas para serem resolvidas. É necessário se considerar tanto a falha do vaso transportador de GNL, como sua resposta aos danos mecânicos, além das consequências físicas de um derrame no mar.

Pitblado et al. (2006) sugere que os esforços para esses testes demandariam de 2 a 3 anos para organizar, definir um programa, selecionar a locação do sítio de testes, executar o programa, analisar os resultados e verificá-los por meio de grupos de trabalho (peer reviews) envolvendo autoridades, a academia, a indústria, classificadoras, partes interessadas, etc. Sandia (2008), FERC (2004), ABS (2004) e Pitbaldo et al. (2004) reconhecem essa lacuna, e acham prudente, no estágio atual do conhecimento, não se regular as licenças para construção e operação de terminais, com modelo único, uma vez que pode-se inibir inovações nos modelos correntes.

Os resultados apresentados sugerem a capacidade de avaliação (assessment) dos modelos de derrame/espalhamento e de incêndio de difusão turbulenta. No primeiro caso, foi contemplado um intervalo (range) amplo de áreas de rasgo no costado do navio, totalizando cerca de 170 simulações, cobrindo áreas (e diâmetros) de rasgo no costado passíveis de ocorrer com o estágio atual da indústria de GNL, variando de 1 a 100 m².

No segundo caso, modelaram-se cerca de 150 simulações cobrindo ampla faixa de diâmetros de poça, de 1 a 500 m, ambos os casos com oito velocidades de vaporização. Os modelos se mostraram robustos, simularam todos os fenômenos de interesse, e apresentaram todas as equações necessárias para simular os mecanismos importantes. No que concerne à validação (validation), as avaliações das incertezas mostraram a precisão com que os modelos predizeram valores de parâmetros-chave de interesse, tomando-se por base resultados disponíveis na literatura, obtidos e fundamentados nos experimentos relatados no capítulo 5 (Revisão bibliográfica do estado da arte) e no Apêndice C. Em todas elas, não houve um caso sequer cujo resultado diferisse substancialmente os valores publicados na literatura, demosntrando consistência nas predições.

7.6 Aspectos conclusivos

Encerrando este capítulo, algumas considerações se fazem necessárias, quanto ao uso dos melhores valores disponíveis como sucedâneos para se estimar algumas grandezas utilizadas.

Na parte do derrame/espalhamento, no Apêndice C, deparou-se com a falta de informações para se calcular o parâmetro do escoamento, Υ , no intervalo $1/3 \le \Upsilon \le 30$ que sejam diferentes dos valores discretos tabulados, uma vez que não foi disponibilizado por Fay (2003) o método de integração para se calcular valores discretos e contínuos do parâmetro em questão. Essa dificuldade, entretanto, foi superada com adoção de funções contínuas para ajuste aproximado de Υ . Para esse intervalo, as funções que melhor se ajustaram aos dados discretos de $a^{*,max}$, t_v^* e Υ , foram o

logaritmo neperiano e o polinômio de 2ª ordem, respectivamente, para a área máxima adimensionalizada da poça e o tempo de vaporização adimensionalizado. Constatou-se que essa substituição proposta com o presente trabalho não afetou substancialmente os vapores obtidos

No tocante à combustão da poça, usou-se a produção da fumaça, expressa como a fração mássica do combustível queimado, Y, discutida no item 7.3.1.6 (Produção de fumaça com oito velocidades de vaporização). O segundo parâmetro experimental importante que tem influência na emissão radiativa em diferentes locais da pluma é a área específica de extinção da fuligem, $A_{\mathcal{L}}$. Foram utilizados valores de incêndios em jato de fogo pré-misturado de propano. O tamanho das partículas de fuligem que contribuem para absorção e espalhamento da radiação emitida pelo GNL é menor do que as do jato de propano, apresentando, por conseguinte, menor área específica de extinção. Donde se infere que o uso de propano no modelo da TMS (2006) é conservativo, posto que no caso presente de incêndio de difusão turbulenta de GNL, as partículas serão memores e espalharão e refletirão menos radiação de IR. Logo, o modelo da TMS (2006) contempla menos absorção pela fuligem.

É importante observar que o único parâmetro que modela o transporte de radiação no interior da pluma ajustado no modelo da TMS (2006), foi calibrado de conformidade com os resultados das medições radiantes dos testes de 'Montoir'. Ele é o expoente cúbico π da eq. (5.56a), que confere o caráter estocástico da 'abertura' e pulsação da pluma. A TMS (2006) correlacionou áreas de específicas de extinção obtidas experimentalmente de propano e petróleo (100, 130, 200, 500 e 1.000 m²/kg) calculando o poder emissivo médio temporal usando diversos expoentes π (1; 1,5; 2; 2,5; 3 e 4).

Comparou-se com os valores medidos com radiômetros de NAR apontados para a base do incêndio, ou seja, 157,5 kW/m² \leq 192,5 kW/m², e o expoente que melhor se ajustou (mais conservativamente) aos dados experimentais foi o valor cúbico, com a área específica de extinção de $A_{\mathcal{L}}=$ 130 m²/kg, recomendo como valor médio representativo da pluma térmica inteira.

O poder emissivo médio encontrado com $\pi=3$, foi 176,5 kW/m² $\leq \bar{E} \leq$ 194,8 kW/m². Por outro lado, Raj (2007c) sustenta que, mesmo com resultado mais conservativo (faixa mais ampla) do que o valor para encontrado para \bar{E} com o expente $\pi=2$, ou seja, 164,3 kW/m² $\leq \bar{E} \leq$ 190,0 kW/m², deva ser usado o expoente cúbico até que "mais dados desse tipo possam ser obtidos com novos testes experimentais. Até la´, a distribuição de probabilidades de variação de \bar{E} com a altura da chama deverá ser ainda uma estimativa". Dessa forma, assim foi adotado no presente trabalho.

Outro parâmetro experimental importante usado no modelo é a eficiência de combustão, ϕ , de uma dada camada de queima da pluma. Ou seja, a probabilidade com que o ar misturado (entrained) numa dada camada queima com sua massa estequiométrica equivalente à do vapor de combustível, visto nas eqs. (6.29) e (6.47). O valor de $\phi=0.1454$ e o excesso de ar, $[(1/\phi)-1]=6.8777-1=5.8776$, reportados pela TMS (2006), são coerentes com os valores experimentais observados por Thomas (1965), reportando como sendo de cerca de uma ordem de magnitude, $[\mathcal{O}(10^1)]$, o excesso de ar em relação à massa estequiométrica alimentada na lateral da pluma.

Ou seja, realizando-se um balanço global dos resultados encontrados, constata-se que são satisfatórios para o foco a que destina a contribuição formulada com o presente trabalho, qual seja, a indústria de GNL. As dificuldades encontradas com a falta de clareza e/ou detalhes nas informações publicadas por Fay (2003) (derrame/espalhamento da poça) e TMS (2006) (incêndio da poça), que permitissem modelagem mais apurada das correlações, não representou óbice significativo, uma vez foram usados sucedâneos para esse fim.

Suas plausibilidades foram amplamente discutidas e sustentadas à luz de resultados experimentais encontrados nos mais importantes referenciais publicados na literatura.

Finalizando, pode-se citar ABS (2004):

"Modelos são um meio e não um fim. Nesse caso, o meio é uma tomada de decisão plausível a cerca de uma instalação de GNL. Modelos não tomam decisões, eles informam a quem toma decisões, que necessita integrar informações sobre muitos fatores diferentes." "Modelos são aproximações da realidade. Representam um conjunto de ferramentas para a tomada de decisões, mas eles contêm incertezas, e devem ser usados de forma consistente com as hipóteses e limitações que governem o processo. Em alguns casos, a compreensão da comunidade científica sobre os fenômenos físicos, é melhor do que a habilidade de se descrever o fenômeno matematicamente".