Interação entre uma Onda de Detonação Oblíqua e um Leque de Expansão

Neste capítulo são estudados os parâmetros do escoamento não perturbado que levem a obter ondas de detonação oblíquas do tipo Chapman-Jouget (ODO CJ). Primeiramente, uma breve descrição da estrutura das ondas de detonação fortes suportadas por rampas é apresentada. O processo de interação entre uma onda de detonação oblíqua forte e a expansão gerada por diedros de comprimento finito é descrito, assim como os resultados possíveis desta interação. Em seguida é apresentada uma análise quase uni-dimensional do processo de combustão baseada nos diagramas das polares de detonação e nos diagramas do tempo de indução da cinética química. Finalmente, são discutidos os resultados das simulações numéricas bi-dimensionais da interação entre a onda de detonação oblíqua e um leque de expansão.

4.1 Estrutura da onda de detonação estabilizada por um diedro

A estabilização de ondas de detonação oblíquas suportadas por diedros tem sido estudada em configurações como a mostrada na fig. 4.1 [12, 13, 14, 17, 21]. Nesta configuração, a onda de choque oblíqua (OCO) formada no bordo de ataque do diedro ocasiona a compressão da mistura reativa, levando assim ao aumento da temperatura e da pressão. Este aumento pode ser responsável pela ignição da mistura. Caso isto ocorra, após um certo comprimento, conhecido como distância de indução, a reação química exotérmica se acelera liberando energia. Como resultado desta liberação de energia, ondas de pressão são geradas na vizinhança da superfície do diedro. Estas ondas de pressão se propagam em direção à onda de choque oblíqua, interagindo com esta e acelerando o processo de combustão. Simultaneamente, ocorre um aumento do ângulo da onda de choque, acarretando um aumento ainda maior da temperatura e da pressão na zona de reação.

Esta interação resulta na diminução do comprimento da zona de indução a jusante da onda de choque, levando à formação de uma onda de detonação oblíqua (ODO) forte. Nesta onda de detonação, a onda de choque e a frente de reação química encontram-se fortemente acopladas. A jusante desta zona de transição a estrutura da detonação oblíqua pode ser descrita, em uma primeira aproximação, pelo modelo clássico da onda de detonação de Zeldovich Von Neumann-Doring ZND [1]. Cabe mencionar que a jusante da ODO o número de Mach baseado na componente normal da velocidade à ODO é subsônico, embora o número de Mach global do escoamento seja superior a um.

No modelo de Zeldovich, Von Neumann e Doring ZND [1] da estrutura de uma onda de detonação, a ODO é composta por uma onda de choque oblíqua (OCO precursora), a qual comprime o gás aumentando a pressão, a temperatura e a densidade desde os valores p_{∞} , T_{∞} e ρ_{∞} até os valores p_s , T_s e ρ_s , e a partir destes valores é que a combustão ocorre na forma de uma onda de deflagração fortemente acoplada à OCO precursora.



Figura 4.1: Esquema representativo da transição OCO/ODO.

Estudos analíticos unidimesionais, baseados nas relações Rankine-Hugoniot [39, 40], permitem determinar as curvas polares de choque e detonação em função do número de Mach, da pressão e da temperatura do



Figura 4.2: Polares de choque e detonação para $M_{\infty}=8$, $T_{\infty}=300$ K e $p_{\infty}=0,75$ atm.

escoamento livre $(M_{\infty}, p_{\infty}, T_{\infty})$; e do ângulo do diedro δ . Uma representação habitual destas polares é dada na fig. 4.2, onde são mostradas as variações dos ângulos das ondas de choque e de detonação expressos em função do ângulo de deflexão do escoamento para um dado valor de $M_{\infty}, p_{\infty}, T_{\infty}$ para uma mistura estequeométrica de hidrogênio e de ar. Para ângulos do diedro δ compreendidos entre ($\delta_{cj}, \delta_{max}$), detonações estáveis podem ser obtidas, enquanto que ângulos superiores a δ_{max} correspondem a situações em que são observadas ondas detonação destacadas. Segundo Pratt [40], no caso de ângulos do diedro menores que δ_{ci} , uma vez que a presença do diedro não pode ser transmitida à onda de detonação, detonações estáveis não podem ser estabelecidas, assim detonações incompletas, deflagrações ou inclusive extinção poderiam ser obtidas para estes valores de ângulos do diedro, sem que, no entanto, tais situações tenham sido observadas experimentalmente ou em resultados de cálculo. No decorrer deste estudo, cálculos realizados em condições em que o ângulo do diedro é ligeiramente superior a δ_{cj} levaram ao que parece ser uma ODO fraca. Não sendo parte dos objetivos deste trabalho o estudo desta situação, os resultados são dados no apêndice B, apenas a título indicativo.

Diversos estudos numéricos, considerando-se escoamentos planos e bi-

dimensionais, sobre a estabilização de ondas de detonação podem ser encontrados na literatura. Li *et al.* [17] estudaram a estrutura do escoamento resultante da interação OCO/ODO, a qual é formada, como descrito acima, de uma onda de choque oblíqua, uma região de indução, ondas de compressão e uma onda de detonação oblíqua. Neste trabalho foi utilizado um mecanismo global para a descrição do processo de combustão de misturas de hidrogênio e de ar. Figueira da Silva & Deshaies [21], usando um mecanismo de cinética química detalhada para misturas hidrogênio-ar, estudaram numericamente os tipos de transições entre a onda de choque oblíqua e a onda de detonação oblíqua. Dois tipos de transições foram identificados, abrupta e suave, a fronteira entre estas parece ser controlada pelo quociente entre o tempo de indução e o tempo de reação t_i/t_r , característicos do processo de transformação química.

Em seu estudo experimental Morris *et al.* [12, 13], utilizaram técnicas de visualização OH PLIF (fluorescência do radical OH induzida por plano laser) e schlieren, para obter imagens da estrutura das ondas de detonação oblíquas sobre diedros planos em misturas de hidrogênio e oxigênio. Viguier *et al.* [14] estudaram experimentalmente a estrutura da onda de detonação suportada por um diedro gasoso, técnicas OH PLIF e schlieren foram empregadas.

4.2 Interação onda de detonação - expansão

Neste trabalho o estudo de ondas de detonação oblíqua estabilizadas por diedros de comprimento finito é realizado sobre a configuração mostrada na fig. 4.3, que consiste de uma rampa seguida por uma deflexão. Nesta configuração, a parede do diedro se torna paralela à direção do escoamento não perturbado de maneira abrupta. O ponto de deflexão limita o comprimento da rampa de compressão. Desta deflexão emana um leque de expansão.

Uma estrutura poss

A zona de interação de interesse neste estudo é aquela onde a onda de expansão da mistura reativa ocasionada pela deflexão da geometria interage com a onda de detonação oblíqua forte. Esta interação causa um descréscimo gradual do ângulo desta onda de detonação oblíqua, desde o valor θ_{ODO} no início desta região até θ_R , ao final da mesma. Assim, a onda de detonação oblíqua é enfraquecida gradualmente, ao mesmo tempo que aumenta progressivamente o número de Mach do escoamento a jusante da ODO. O enfraquecimento progressivo da onda de detonação oblíqua também

resulta no descréscimo gradual da temperatura e da pressão na região de indução do processo químico entre a OCO precursora da ODO e a frente de reação. Isto acarreta um aumento do tempo de indução do processo químico t_i . Tanto o acréscimo do tempo de indução t_i quanto o aumento do número de Mach acarretam um aumento do comprimento da região de indução situada após a OCO precursora da ODO.

O resultado desta interação é *a priori* desconhecido. Se o tempo de indução aumenta o suficiente, um desacoplamento entre a frente de reação e a onda de choque pode ocorrer. Neste caso, uma deflagração poderia ser obtida, mais a jusante o processo de combustão poderia ser extinto, e a onda de choque oblíqua se transformaria em uma onda do tipo Prandtl-Meyer. Por fim, outro resultado possível desta interação é aquele em que a ODO poderia tornar-se uma detonação oblíqua do tipo Chapman-Jouguet. Neste caso, o componente normal do número de Mach a jusante da ODO atinge o valor sônico e expansões subseqüentes não a afetam.



Figura 4.3: Esquema representativo da interação ODO-expansão.

Estudos experimentais prévios sobre a interação ODO-expansão apenas podem ser encontrados sobre configurações axissimétricas. Em seu estudo experimental clássico utilizando modelos cônico-cilíndricos Lehr [10] obteve sistemas compostos de choques não reativos seguidos de deflagrações em misturas de hidrogênio-ar. As imagens Schileren reproduzidas na fig.4.4

mostram claramente que a deflagração inicia-se próxima ao bordo de ataque do cone e se estende sobre a superfície cônica. Kasahara *et al.* [41] estudaram experimentalmente condições para as quais detonações do tipo Chapman-Jouguet podem ser obtidas em misturas hidrogênio-oxigênio sobre modelos cônico-cilíndricos. Neste trabalho mostrou-se que quando uma ODO estável interage com a expansão gerada na parte cilíndrica do modelo, a detonação resultante é uma onda de detonação oblíqua do tipo Chapman Jouguet. Um resultado típico é mostrado na fig. 4.5.



Figura 4.4: Imagem schlieren da estabilização da combustão sobre um projétil cônico (Lehr [10]).



Figura 4.5: Imagem schlieren da iniciação de uma ODO CJ (Kasahara [41]).

Alguns resultados de simulações numéricas da interação ODOexpansão em misturas de hidrogênio-ar são encontradas nos trabalhos de Papalexandris [42] e Pimentel *et al.* [43]. Enquanto o primeiro autor usou um mecanismo global na descrição do processo de combustão, o segundo usou um mecanismo detalhado de cinética química. Em ambos artigos os parâmetros do escoamento não perturbado e os ângulos do diedro conside-

rados permitiram a obtenção de detonações oblíquas CJ como resultado da interação.

4.3 Análise do Tempo de Indução e das Polares de Detonação

A fig. 4.6 mostra as iso-linhas do tempo de indução t_i da explosão térmica adiabática para uma mistura estequiométrica de hidrogênio-ar, como função da pressão e da temperatura. O tempo de indução do processo é definido como sendo a duração correspondente a um aumento de temperatura de 10% da variação total da temperatura, calculado para a explosão térmica adiabática a pressão constante (explosão de Semenov [44]). Esta definição é a mesma adotada por Figueira da Silva & Deshaies [21] e Pimentel et al. [43]. Nesta figura é possivel verificar que o tempo de indução decresce fortemente quando a temperatura inicial da mistura aumenta. A pressão exerçe um efeito não monotônico sobre o tempo de indução. Para um dado valor de temperatura, e partindo-se de valores baixos de pressão, um acréscimo do valor da pressão leva inicialmente a uma diminução, seguida de um aumento e de uma nova diminução do valor de t_i . Este comportamento, característico das misturas de hidrogênio e de oxigênio, é o resultado da competição entre as reações $H+O_2 \rightleftharpoons OH+O \in H+O_2+M \rightleftharpoons HO_2+M$. Também nesta figura o segundo limite de explosão materializa-se na região em que as iso-linhas de t_i encontram-se fortemente concentradas.

Na fig. 4.6 também são traçados os estados de pressão e temperatura p_s e T_s a jusante da onda de choque precursora da onda de detonação. Segundo o modelo ZND estes valores da pressão e da temperatura são os valores iniciais a partir dos quais a mistura começa a reagir quimicamente. Estes estados foram traçados utilizando-se os valores fornecidos pelos diagramas polares de choque e detonação. Para este fim, são mantidos constantes os valores do número de Mach, da temperatura e da pressão do escoamento livre $(M_{\infty}, T_{\infty} \in p_{\infty})$ e variando o semi ângulo de deflexão do diedro δ . Cabe lembrar que as polares permitem determinar o estado do gás a jusante da onda de choque e da onda de detonação para diferentes valores do ângulo do diedro. Nas figs. 4.6-a e 4.6-b são traçados os estados a jusante da OCO precursora da ODO para $M_{\infty}=8$, dois valores da temperatura $T_{\infty}=275$ K e 300 K, e diversos valores da pressão do escoamento livre, p_{∞} . Ao longo de cada uma destas curvas o ângulo de deflexão do escoamento jusante da onda de choque varia continuamente. Como mostrado nas figs. 4.6-a e 4.6b, o limite à esquerda $(-\nabla)$ das linhas corresponde ao valor máximo do



Figura 4.6: Linhas de iso-tempo de indução (s) e linhas dos estados a jusante da ODO precursora das ODO estáveis ($p^*=1$ atm), em função da temperatura (K) e da pressão (atm). $\nabla - \delta = \delta_{max}$; $\Delta - \delta = \delta_{cj}$.

ângulo do diedro , δ_{max} , para o qual uma detonação plana estável pode ser estabilizada. Nesta figura também são indicados os pontos correspondentes ao estado Chapman Jouget (- Δ -), *i.e.*, δ_{cj} .

A expansão da mistura reativa devido a deflexão da superfície do diedro leva à diminuição da pressão e da temperatura a jusante da OCO precursora que precede a região de combustão da onda de detonação. Como pode ser percebido na fig. 4.6, uma expansão suficientemente forte pode acarretar um incremento considerável no tempo de indução do processo químico.

Uma análise da fig. 4.6 permite verificar que, para os valores de M_{∞} , T_{∞} e p_{∞} escolhidos, as linhas dos estados a jusante das OCO precursoras das detonações são caracterizadas por valores relativamente pequenos do tempo de indução, *i.e.*, menores que 10^{-5} s.

A próxima seção apresenta uma análise das simulações numéricas realizadas para diferentes ângulos do diedro, escolhidos no intervalo $(\delta_{cj}, \delta_{max})$.

4.4 Resultados das Simulações Numéricas

As simulações numéricas consideram uma mistura estequiométrica de hidrogênio-ar, para um único valor do número de Mach do escoamento não perturbado, $M_{\infty} = 8$. Este valor foi escolhido por levar a uma ampla faixa de ângulos do diedro para os quais detonações estáveis podem ser obtidas. Todos os cálculos foram realizados para misturas estequiometricas de hidrogênio e de ar.

Em todas as simulações utilizou-se como valor do sensor, eq. (2-39), nos passos de refinamento 0,01, e nos passos de empobrecimento 0,75.

4.4.1 Formação de uma ODO CJ

Os resultados da interação entre o leque de expansão e a ODO para um semi ângulo do diedro $\delta = 30^{\circ}$ e valores do escoamento não perturbado de $M_{\infty} = 8$, $T_{\infty} = 275$ K e $p_{\infty} = 0,75$ atm, são mostrados nas figs. 4.7 - 4.13. Para estes valores do escoamento livre a faixa de ângulo de diedro que suportam detonações estáveis é $(\delta_{cj}, \delta_{max}) = (14, 9^{\circ}; 41, 8^{\circ})$, segundo o cálculo das polares de detonação. O ângulo do diedro escolhido é um valor intermediário nesta faixa. Para estes parâmetros do escoamento o ângulo da detonação CJ calculado pelas polares é de 39,1°, enquanto que o valor

do ângulo da ODO forte para $\delta=30^{\circ}$, calculado pela mesma técnica é de $\theta=48,5^{\circ}$. A malha final possui 118416 nós e 235994 volumes, sendo este o resultado de 4 passes de refinamento.

As figs. 4.7, 4.8 e 4.9 mostram os contornos da temperatura, densidade, pressão, caraterística esquerda e das espécies químicas OH e H₂O. Na fig. 4.10 são superpostos os contornos de pressão e fração de massa de OH. Nestes contornos é possível observar a transição OCO/ODO (ampliada na fig. 4.11) sobre a rampa do diedro. A jusante desta transição, a ODO principal formada interage com o leque de expansão gerado pela deflexão da superfície do diedro. Nestas figuras é possível verificar que o resultado da interação entre a onda de detonação oblíqua forte e o leque de expansão é uma onda de detonação Chapman Jouguet que possui um ângulo quase constante de $\approx 39^{\circ}$. Este resultado é similar aos obtidos por Papalexandris [42] e Pimentel *et al.*[43].

Na parte inferior da fig. 4.8 mostra-se os contornos da caraterística esquerda C^+ , a qual é calculada pela expresão $C^+ = tan^{-1}(v/u) + sen^{-1}(1/M)$. A linha $C^+ = 39^{\circ}$ é a que isola a ODO por uma superfície sônica. Neste caso o efeito da expansão não é suficiente para ocasionar o desacoplamento da onda de detonação nem a extinção do processo de combustão.

Na fig. 4.9, os contornos das espécies OH e H_2O também mostram que o processo de combustão não se desacopla da OCO precursora.

As figs. 4.12 e 4.13 mostram as evoluções da densidade, pressão, fração de massa do radical OH e da temperatura ao longo das linhas de corrente "0" e "I" traçadas na fig. 4.10. A linha de corrente "0" foi traçada na região da onda de detonação oblíqua forte, enquanto a linha de corrente "I" foi traçada onde a ODO tem o ângulo de uma ODO CJ. Nessas figuras é possível observar o incremento do comprimento da região de indução da onda oblíqua forte quando esta se torna uma onda do tipo CJ. As oscilações observadas nas evoluções das propriedades podem ser fruto do processo de interpolação dos valores das propriedades sobre uma linha de corrente utilizado pelo pacote de pós-processamento "*Tecplot*", e não necessariamente correspondem ao resultado do cálculo.

A dimensão caraterística da malha na região a jusante da OCO precursora da ODO forte é de 10 μ m. Esta dimensão é comparavel com o valor do comprimento de indução, que varia de $\approx 15 \ \mu$ m a $\approx 25 \ \mu$ m, respectivamente para a ODO forte e para a ODO CJ. A variação de tempo de indução ao longo da frente de detonação obtida pela análise das polares para este caso é indicada na fig. 4.6-a, e aumenta de ≈ 90 ns para a ODO

forte (-□-) e
 $\approx 0{,}50~\mu{\rm s}$ para a ODO CJ

Resultados obtidos para $\delta = 30^{\circ}$, $M_{\infty} = 8$, $T_{\infty} = 300$ K e $p_{\infty} = 0,75$ atm, levaram também a uma ODO CJ como consequência da interação entre o leque de expansão e a ODO forte, estes são mostrados no apêndice A.



Figura 4.7: Contornos de temperatura (K) e densidade (g/cm³), para $\delta = 30^{\circ}, M_{\infty} = 8, T_{\infty} = 275$ K e $p_{\infty} = 0,75$ atm.

Estudo numérico da estabilização de ondas de detonação por rampas de comprimento finito\$58



Figura 4.8: Contornos de pressão (atm) e da característica esquerda C⁺, para $\delta = 30^{\circ}, M_{\infty} = 8, T_{\infty} = 275$ K e $p_{\infty} = 0,75$ atm.



Figura 4.9: Contornos da fração de massa dos radicais OH e H₂O, para $\delta = 30^\circ, M_\infty = 8, T_\infty = 275$ K e $p_\infty = 0,75$ atm.



Figura 4.10: Contornos de pressão (atm) (preto) e fração de massa do OH (azul), para $\delta = 30^{\circ}$, $M_{\infty} = 8$, $T_{\infty} = 275$ K e $p_{\infty} = 0,75$ atm.



Figura 4.11: Zona ampliada da transição OCO/ODO, mostrando os contornos de pressão (atm) e fração de massa do OH (fig.4.10).



Figura 4.12: Evolução de ρ (g/cm³), p (atm), OH e T (K) ao longo da linha de corrente "0" (fig.4.10).



Figura 4.13: Evolução de ρ (g/cm³), p (atm), OH e T (K) ao longo da linha de corrente "I" (fig.4.10).

4.4.2 Desacoplamento entre a frente de combustão e a OCO

As figs. 4.14 - 4.19 mostram o resultado da interação entre a onda de detonação oblíqua e o leque de expansão para um semi ângulo do diedro de $\delta = 40^{\circ}$ e valores do escoamento não perturbado de $M_{\infty} = 8$, $T_{\infty} = 300$ K e $p_{\infty} = 0,75$ atm. Com estes parâmetros a faixa de ângulos que suportam detonações estáveis é $(\delta_{cj}, \delta_{max}) = (14, 4^{\circ}; 43, 3^{\circ})$. A malha possui 54138 nós e 107632 volumes sendo resultado de 3 passes refinamentos e 2 passes de empobrecimento. Nestas figuras são mostrados os campos de temperatura, densidade, pressão, caraterística esquerda, e as frações de massa das espécies químicas OH e H₂O, respectivamente.

Nas figs. 4.14 - 4.19 pode se constatar, de maneira análoga ao caso anterior, que a transição OCO/ODO ocorre sobre a rampa do diedro, a qual é mostrada em uma vista ampliada na fig. 4.19. A jusante desta transição a ODO forte assim formada interage com o leque de expansão gerado pela deflexão da superfície do diedro. A fig. 4.14 mostra que, a medida que a expansão afeta a ODO forte, ocorre um distânciamento progressivo entre o aumento de temperatura e de densidade devido à OCO precursora e aquele devido à combustão. Este distanciâmento, caracterizado pela presença de duas frentes, a de choque e a de combustão, parece ser característico de um desacoplamento entre a frente de reação química e a OCO. Na primeira destas frentes ocorre um incremento abrupto de temperatura e de densidade, que indicam a presença de uma onda de choque. A jusante desta o processo de combustão acarreta um aumento da temperatura acompanhado de um descréscimo da densidade. Nesta figura é possível verificar que o ângulo da ODO varia de $\approx 59.6^{\circ}$, correspondente à detonação forte estabilizada sobre o diedro, até $\approx 27^{\circ}$ na saída do domínio de cálculo. O ângulo da ODO CJ calculado pelas polares é de 37,1°, superior ao valor do ângulo na saída do domínio de cálculo.

A variação do tempo de indução a jusante da OCO precursora da ODO é indicada na fig.4.6-b. Nesta figura é possível verificar que, quando o ângulo da OCO varia de 59,6° a 27°, isto é, T_s e p_s variam de (2703 K, 42,95 atm) a (1017,5 K; 11,5 atm), o tempo de indução da explosão térmica adiabática aumenta de 28 ns (- \Box -) a 2,6 ms (- \Diamond -).

Na fig. 4.17 o desacoplamento entre a OCO e o processo de combustão também é claramente visível. Nesta figura é possível identificar a OCO precursora que está associada ao incremento abrupto de pressão (contornos em linhas de cor preta), e a frente de combustão, mediante os contornos de fração de massa do radical OH (linhas em cor azul). Nesta figura também

foram traçadas três linhas de corrente. A linha de corrente "I" atravessa a região em que o ângulo da OCO é muito próximo ao ângulo que teria a ODO CJ, $\approx 37,1^{\circ}$, enquanto a linha de corrente "II", passa por um ponto em que o ângulo da OCO é de 35°. Uma linha de corrente denominada "0" foi traçada através da detonação oblíqua forte. A região próxima às linhas I e II é mostrada em uma vista ampliada na fig. 4.18.

A fig. 4.20 mostra as evoluções da pressão, densidade, temperatura e fração de massa do radical OH ao longo do linha de corrente 0. Nesta gráfica observa-se o carater detonativo nas evoluções das variáveis traçadas. Similarmente a fig. 4.21 mostra as evoluções das mesmas variáveis ao longo do linha de corrente I. Nesta região o ângulo da OCO é muito próximo ao que teria uma ODO CJ estável. Para este ângulo, os valores calculados de pressão e temperatura, p_s e T_s , entre a onda de choque a frente de combustão utilizando-se as polares são aproximadamente 20,6 atm e 1530 K, respectivamente, para os quais o tempo de indução é de 47.7μ s. O valor do tempo de indução a jusante da OCO precursora ao longo da linha de corrente I é de $\approx 1 \ \mu s$ para valores de pressão e temperatura, $p_s \in T_s$ de 17,4 atm e 1415 K, respectivamente. A fig. 4.22 mostra as evoluções da pressão, densidade, temperatura e fração de massa do radical OH ao longo do linha de corrente II. Nesta figura pode-se claramente verificar o grande aumento no comprimento de indução, característico do desacoplamento entre a OCO precursora e o processo de combustão. Note-se que as oscilações observadas nesta figura não devem necessariamente ser atribuídas ao programa de cálculo, pois podem resultar do processo de tratamento dos dados ao longo de uma linha de corrente

Resultados para $\delta = 40^{\circ}$, $M_{\infty} = 8$, $T_{\infty} = 275$ K e $p_{\infty} = 0,75$ atm; também levaram ao desacoplamento entre a OCO e a frente de combustão; e são mostrados no apêndice A.

A comparação entre os resultados para os quais ocorre um desacoplamento entre o processo de combustão e a OCO (figs. 4.14 a 4.22) e aqueles em que uma ODO CJ é obtida da interação entre a ODO forte e o leque de expansão (figs. 4.7 a 4.13) não é capaz de fornecer uma indicação imediata das causas que levam ao desacoplamento ou à formação de uma ODO CJ. Uma primeira possibilidade, que não deve ser descartada, é que a malha computacional na vizinhança da ODO forte, mesmo após 4 refinamentos sucessivos, ainda não seja plenamente satisfatória para representação da região de indução a jusante da OCO precursora. Este nível de refinamento é o melhor que pode ser praticado com a capacidade computacional disponível, uma vez que os resultados aqui mostrados representam cerca de 3 semanas

de cálculo em uma CPU Pentium IV de 2,4 MHz. Outra explicação possível é que o desacoplamento ocorre em situações nas quais o leque de expansão acarreta uma forte curvatura da ODO forte, isto é, quando o ângulo da rampa do diedro é muito próximo do ângulo δ_{max} permitido para uma ODO plana estável. No caso do raio de curvatura induzido na ODO pelo leque de expansão ser comparável ao comprimento de indução da reação química a jusante da OCO precursora, este efeito de curvatura faz com que a análise quase unidimensional das polares não seja mais válida. Neste caso, a estrutura da interação entre o leque de expansão e a ODO possui uma natureza bidimensional marcada, cuja análise terá que ser objeto de trabalhos futuros. Os valores de comprimento de indução l_i e raio de curvatura R da ODO obtidos para os casos apresentados, nos quais $M_{\infty} = 8$ e $p_{\infty} = 0,75$ atm são dados na tab. 4.1. Os valores de $l_i \in R$ devem ser tomados apenas como uma indicação de suas ordem de grandeza. Embora uma análise mais profunda seja necessária, os valores calculados de l_i/R parecem confirmar os argumentos acima.

δ	T_{∞} (K)	Resultado	$l_i \ (\mu m)$	R (cm)	l_i/R
30°	275	ODO CJ	15	$7,\!5$	$0,20.10^{-3}$
30°	300	ODO CJ	20	8,1	$0,\!25.10^{-3}$
40°	275	Desacoplamento	13	0,8	$1,\!60.10^{-3}$
40°	300	Desacoplamento	10	2,4	$0,\!40.10^{-3}$

Tabela 4.1: Comprimentos de indução e raios de curvatura

As causas do desacoplamento ou da formação da ODO CJ necessitam ser investigadas a luz de trabalhos téoricos que utilizem técnicas assintóticas [45], fora do escopo deste estudo.



Figura 4.14: Contornos de temperatura (K) e densidade (g/cm^3) , para $\delta = 40^\circ, M_\infty = 8, T_\infty = 300$ K e $p_\infty = 0,75$ atm.



Figura 4.15: Contornos de pressão (atm) e da caraterística esquerda C^+ , para $\delta = 40^\circ$, $M_\infty = 8$, $T_\infty = 300$ K e $p_\infty = 0,75$ atm.

Estudo numérico da estabilização de ondas de detonação por rampas de comprimento finito\$67



Figura 4.16: Contornos da fração de massa das espécies químicas OH e H₂O, para $\delta = 40^{\circ}$, $M_{\infty} = 8$, $T_{\infty} = 300$ K e $p_{\infty} = 0,75$ atm.



Figura 4.17: Contornos de pressão (atm) (preto) e fração de massa do OH (azul), para $\delta = 40^{\circ}$, $M_{\infty} = 8$, $T_{\infty} = 300$ K e $p_{\infty} = 0,75$ atm.



Figura 4.18: Zona ampliada da transição OCO/ODO, mostrando os contornos de pressão (atm) e fração de massa do OH (fig.4.17).



Figura 4.19: Zona ampliada da transição OCO/ODO, mostrando os contornos de pressão (atm) e fração de massa do OH (fig.4.17).



Figura 4.20: Evolução de ρ (g/cm³), p (atm), OH e T (K) ao longo do linha de corrente 0 (fig. 4.17).



Figura 4.21: Evolução de ρ (g/cm³), p (atm), OH e T (K) ao longo do linha de corrente I (fig. 4.17).



Figura 4.22: Evolução de ρ (g/cm³), p (atm), OH e T (K) ao longo do linha de corrente II (fig. 4.17).