

## 2 Revisão Bibliográfica

Neste capítulo apresenta-se uma revisão dos trabalhos, disponíveis na literatura, referentes à análise de bolhas de recirculação sobre placas planas finas na presença de pequenos ângulos de inclinação. Uma breve descrição de trabalhos anteriores utilizando exatamente a mesma geometria que o presente trabalho é apresentada, ressaltando as dificuldades encontradas, tanto em estudos numéricos quanto experimentais.

As bolhas de recirculação surgem após a separação da camada limite. Dois tipos de bolhas podem ser encontrados, com relação à forma das mesmas. O primeiro tipo é denominado bolha curta ou laminar, e aparece nos escoamentos sobre aerofólios com geometria curvas. O segundo tipo é chamado de bolha fina e longa, sendo formada em escoamentos sobre placas finas e aerofólios finos com bordo de ataque em forma de faca, sujeitos a um baixo valor do ângulo de incidência. O entendimento da formação e desenvolvimento desses dois tipos de bolhas de recirculação é considerado fundamental para esta investigação. A seguir, descreve-se cada tipo de bolha, juntamente com os trabalhos disponíveis relacionados a cada tipo.

### 2.1. Bolha de Separação Laminar (Bolha Curta)

Esta seção apresenta alguns detalhes referentes à estrutura da bolha de separação de laminar.

A presença de curvatura no bordo de ataque dos aerofólios atrasa o surgimento do ponto de separação sobre a superfície do mesmo. Para aerofólios simétricos a sustentação será nula se o ângulo de ataque for zero. Porém a medida que o aerofólio é inclinado, uma assimetria é introduzida no escoamento causando um aumento na sustentação, juntamente com o aparecimento de uma bolha de separação próximo ao bordo de fuga. No regime laminar de escoamento, o aumento do número de Reynolds, causa o deslocamento do ponto de separação para montante, isto é, se move em direção ao bordo de

ataque, causando aumento no arraste, assim como redução na sustentação, com significativa perda de desempenho. Com o aumento do ângulo de ataque, inicialmente obtém-se um aumento da sustentação, mas com o aumento da bolha de separação, o escoamento pode acabar se separando totalmente da superfície do aerofólio, dando origem ao fenômeno da estolagem, causando uma forte perda de sustentação (Figura 2.1). Desta forma é comum projetar aerofólios de forma a obter o maior atraso possível do ponto de separação, na direção do bordo de fuga, visando minimizar as perdas.

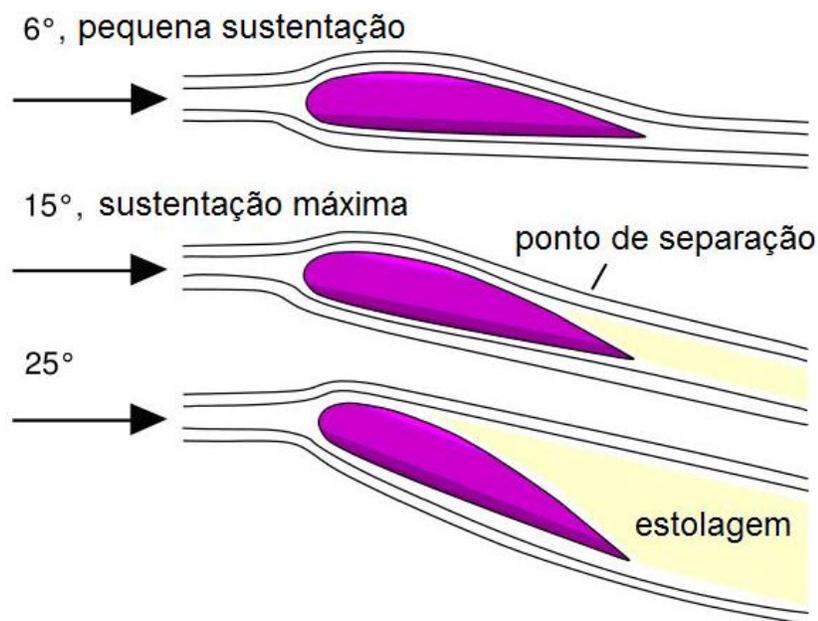


Figura 2.1 – Separação da camada limite e fenômeno da estolagem.

A bolha curta laminar é formada logo após o ponto de separação, sendo determinado principalmente pelo valor do número de Reynolds e pela geometria do aerofólio. A camada limite laminar se desenvolve sobre a superfície do aerofólio (Figura 2.2), e devido a curvatura, a pressão cai. Após passar pelo ponto de mínima pressão, a camada limite encontra-se sujeita a um gradiente de pressão adverso. Esta camada limite é desacelerada sob a influência do gradiente de pressão, fazendo com que o fluido próximo à superfície, que tem baixa velocidade, comece a se mover no sentido oposto, gerando a separação.

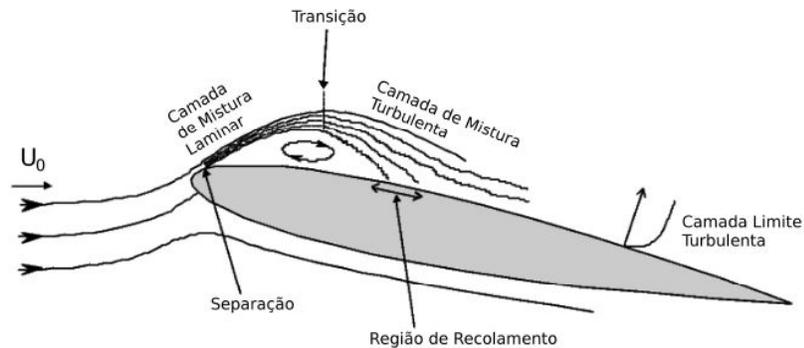


Figura 2.2 – Bolha curta laminar (Crompton, 2001).

Se o número de Reynolds  $Re$  do escoamento for alto, após a separação, a camada cisalhante laminar separada sofrerá transição para o regime turbulento. Ocorrendo isso, esta região contará com uma energia cinética mais alta e com um aumento da taxa de mistura, que levará a camada cisalhante turbulenta separada a atingir mais uma vez a superfície do aerofólio, gerando o fenômeno denominado recolamento. Após este recolamento, o escoamento se divide em duas correntes: uma camada limite turbulenta que segue em direção ao bordo de fuga (Figuras 2.2 e 2.3), e herda os níveis de turbulência da camada de mistura separada; e uma segunda vertente, que é desviada a montante da superfície do aerofólio, para completar a recirculação.

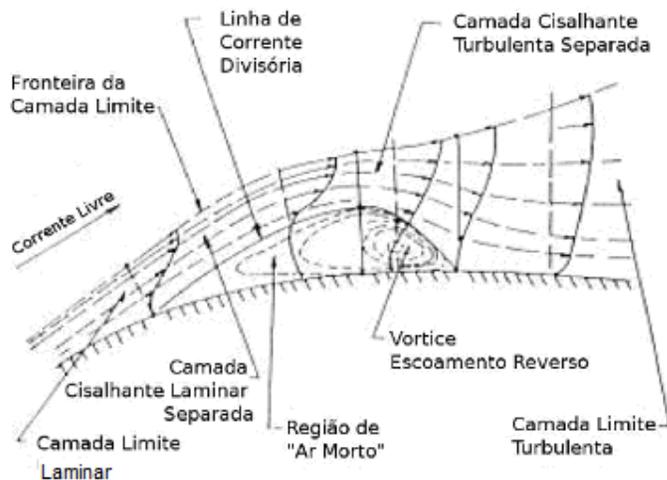


Figura 2.3 – Bolha curta laminar (Horton, 1969).

Aumentando-se mais o número de Reynolds, a energia da camada de fluido começa a ser suficiente para vencer o gradiente adverso de pressão, diminuindo-se a extensão da bolha até um determinado ponto a partir do qual não há mais o fenômeno da separação.

Porém, se o número de Reynolds é diminuído o suficiente, o recolamento pode não acontecer, ou seja, a bolha se expande rapidamente para além do bordo de fuga e o escoamento se encontrará completamente descolado. Este fenômeno é conhecido como desprendimento ou *burst*.

Este fenômeno (*burst*) também pode ser obtido através do aumento do ângulo de incidência. À medida que este ângulo aumenta o gradiente de pressão adverso também cresce, e a partir de certo ângulo a intensidade deste gradiente é tão intenso que não há mais o recolamento. Desta forma denomina-se estolagem o fenômeno de desprendimento devido à variação do ângulo de incidência.

A presença da bolha tem pouco efeito na distribuição de pressão sob o aerofólio, se não há o *burst* do escoamento. Na ocorrência do desprendimento, há uma grande alteração de pressão sobre as superfícies, gerando uma deficiência de sustentação, alteração no centro de pressão e um acréscimo do arrasto, normalmente críticos para a segurança de aeronaves, voo e estabilização de projéteis, e para a operação de máquinas.

A bolha de separação pode ser completamente eliminada obrigando o escoamento a transicionar para o regime turbulento antes do ponto de separação. Isso pode ser obtido, por exemplo, colocando-se uma superfície áspera antes deste ponto. Porém, em muitas aplicações isto não é desejável, pois o escoamento sob este regime conduz a um maior arrasto. Assim, a separação é frequentemente controlada através da otimização da geometria do aerofólio.

Os estudos sobre as bolhas curtas laminares em aerofólios convencionais estão bem avançados e, conseqüentemente, o fenômeno está bem entendido. Jones (1934) realizou as observações iniciais em torno deste fenômeno. Entretanto, McGregor (1954) realizou as primeiras medições de velocidade e intensidades turbulentas para uma gama de números de Reynolds e ângulos de incidência, sendo reveladas as regiões de “ar morto” e de recirculação nesse estudo (Figuras 2.2 e 2.3).

Crabtree (1957), através de seus experimentos sobre escoamentos em aerofólios, mostrou três características comuns deste fenômeno da bolha curta. Primeiramente, a pressão é constante na parte dianteira da bolha, sendo que a camada de mistura nesta região é laminar. Isto implica que o ar da parte dianteira da bolha está em repouso (região de ar morto) e a camada cisalhante livre está bastante fina e livre de turbulência. A segunda característica é que a camada de mistura que separa a bolha do escoamento externo sofre uma

transição para o regime turbulento, sendo que a pressão aumenta consideravelmente devido ao desenvolvimento completo da turbulência. Ressalta-se que as linhas de corrente externas tornam-se mais retilíneas após essa região de aumento de pressão. A última é a formação de uma intensa zona de recirculação na parte posterior da bolha.

A distribuição de pressão e a camada limite na região à jusante do ponto de recolamento (Crabtree, 1957; Ward, 1963) não são muito afetadas devido à presença da bolha, pois esta é muito pequena em relação ao comprimento da corda do aerofólio. Ressalta-se que a camada limite mostra-se um pouco mais espessa relativamente se não houvesse a bolha, porém sem maiores influências no restante do escoamento. De forma contrária, esta região é muito influenciada pela presença de uma bolha longa, conforme será visto na próxima seção.

Visando a distinção entre bolhas curtas laminares e bolhas longas, Owen & Klanfer (1953) estabeleceram o critério O-K. Neste critério define-se o seguinte número de Reynolds

$$Re_{OK} = \frac{\delta_{OK}^* U_{OK}}{\nu} \quad (2.1)$$

onde  $\delta_{OK}^*$  é a espessura da camada limite no ponto de separação,  $U_{OK}$  é a velocidade imediatamente fora da camada limite neste ponto e  $\nu$  é a viscosidade cinemática. O valor crítico do critério é quando  $Re_{OK}$  situa-se entre 400 e 500. Abaixo desta faixa há a ocorrência de bolhas longas, enquanto acima destes valores existirão somente bolhas curtas.

Uma conclusão importante do critério O-K é que para um mesmo perfil aerodinâmico os dois tipos de bolha podem ocorrer, necessitando-se apenas definir uma velocidade coerente com o tipo de bolha desejada. Esta conclusão deve-se ao fato de que  $Re_{OK}$  é dependente do número de Reynolds da corrente livre  $Re_\infty$ . Os experimentos de Crabtree (1957) comprovaram esta hipótese.

Owen & Klanfer (1953) ainda estabeleceram uma relação entre o fenômeno de desprendimento (*burst*) e o critério O-K, porém Gault (1955), Gaster (1966) e Horton (1969) mostraram que não havia um valor crítico universal de  $Re_{OK}$  para a ocorrência do *burst*. Estes autores relatam que mesmo para um valor acima de  $Re_{OK}$  crítico, se a geometria apresentar uma

curvatura acentuada haverá um gradiente de pressão elevado, gerando uma separação da camada limite, e possivelmente, a estolagem do aerofólio. Isto se deve ao fato de que a turbulência presente na bolha seja insuficiente para fornecer a recuperação de pressão exigida pela geometria, num espaço tão curto quanto o que se estende do ponto de separação até o de recolamento da camada limite.

Crabtree (1957) propôs que o comprimento de recolamento esteja relacionado com a recuperação da pressão e define o fator de recuperação de pressão,  $\sigma_{FRP}$  como

$$\sigma_{FRP} = \frac{P_R - P_S}{0,5\rho U_\infty^2} \quad (2.2)$$

sendo  $P_R$  e  $P_S$  as pressões dos pontos de recolamento e separação, respectivamente,  $\rho$  a massa específica e  $U_\infty$  a velocidade da corrente livre.

Os experimentos de Gault (1955) e McGregor (1954) sugerem que o valor de  $\sigma_{FRP} = 0,35$  é o limite para que a turbulência forneça a condição de recuperação de pressão necessária ao recolamento.

McGregor (1954) ainda examinou este fenômeno do ponto de vista do equilíbrio de energia do turbilhão estacionário formado na parte posterior da bolha. Segundo McGregor (1954), a provisão de energia cinética é realizada através da camada de mistura que cerca a bolha, sendo este suprimento de energia equilibrada pela perda por dissipação viscosa. Quando há um desequilíbrio de energia, o turbilhão se expande na tentativa de manter a estabilidade e acaba “explodindo” (*burst*).

Além desses trabalhos citados anteriormente sobre o desenvolvimento da bolha curta, Alam & Sandham (2000) realizaram a simulação numérica direta (*Direct Numerical Simulation* - DNS) do fenômeno. Braun & Kluwick (2005) analisaram valores críticos do ângulo de incidência para ocorrência do *burst* da bolha curta através do modelo de turbulência Spalart-Allmaras. Hetsch & Rist (2009) avaliaram a bolha curta, utilizando DNS, com uma condição de entrada do escoamento que inclui, além do ângulo de incidência ( $\alpha$ ), um ângulo com a direção da envergadura ( $\psi$ ), concluindo que se forem mantidas constantes as condições de entrada na direção da corda, relativo ao ângulo  $\alpha$ , os perfis de velocidade nesta direção ficam inalterados e independentes do ângulo  $\psi$ , sendo

o campo de velocidade na direção da envergadura apenas sobreposto ao campo com  $\psi = 0$ . Com relação aos aspectos transientes da bolha curta, Pauley et al. (1990) mostraram, através de simulações numéricas, que na presença de um forte gradiente de pressão há o desprendimento de estruturas vorticiais da bolha. Verificou-se ainda que as condições para a geração de vórtices e a ocorrência do *burst* da bolha estão muito correlacionadas.

De todos estes trabalhos pode-se concluir que o crescimento do número de Reynolds ou do ângulo de incidência acentua o gradiente de pressão desfavorável, encurtando a bolha e aumentando a sua altura. No caso de aumento do ângulo de incidência, caso o valor crítico de  $\sigma_{FRP}$  seja ultrapassado, há a mudança da bolha curta para bolha longa e dependendo do caso pode ocorrer a estolagem.

Além disso, a diminuição do número de Reynolds faz com o regime laminar predomine por uma extensão maior da camada de mistura livre que cerca a bolha, levando a um atraso da transição para a turbulência. Desta forma, o valor de  $\sigma_{FRP}$  sofre um aumento, podendo atingir o valor crítico (McGregor, 1954). O aumento de  $Re_{\infty}$  traz o ponto de separação para mais próximo do bordo de ataque. Esse avanço do ponto de separação provoca uma diminuição no valor de  $Re_{OK}$ , que se atingir o valor crítico levará à transformação da bolha curta em bolha longa. Se o aumento de  $Re_{\infty}$  for ultrapassar certo limite, há a transição da camada limite para o regime turbulento antes da separação do escoamento, podendo gerar a supressão da bolha, pois a turbulência diminui a possibilidade de separação da camada limite.

Finalizando, o ponto de transição do regime laminar para o turbulento, na camada de mistura que envolve a bolha, é de difícil previsão, sendo um dos maiores desafios para os métodos numéricos.

## 2.2. Bolha de Separação Longa

A principal característica do escoamento sobre uma placa plana fina inclinada é a formação de uma bolha fina e alongada na extremidade principal da placa devido à separação abrupta causada pela geometria (Figura 2.4). A camada cisalhante que se separa nesta extremidade da placa torna-se imediatamente instável, havendo desprendimento periódico de vórtices da ponta da placa, os quais são advectados ao longo da camada cisalhante livre.

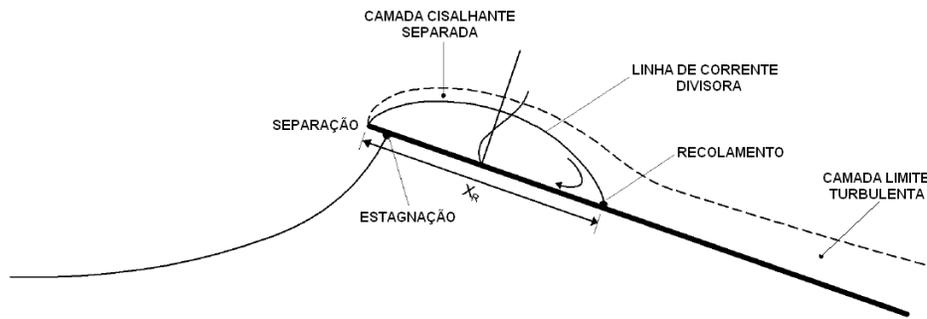


Figura 2.4 – Esquema do escoamento sobre uma placa plana fina inclinada.

Nas experiências de Crompton (2001), além da placa ser fina, a extremidade da mesma possui forma de faca, induzindo ainda mais a separação do escoamento. Crompton (2001) observou que a camada cisalhante separada sofre imediata transição após descolar-se da placa. Após a transição, a energia cinética turbulenta é rapidamente aumentada devido ao alto nível de cisalhamento existente na camada cisalhante livre. Este aumento de energia cinética turbulenta (aumento da camada de mistura ou *entrainment*) faz a camada cisalhante engrossar e encurvar o escoamento de volta para a superfície da placa. Com a aproximação da camada cisalhante da superfície da placa, as flutuações de velocidade na direção normal à placa são amortecidas. A energia das flutuações normais é convertida nos outros componentes dos tensores de Reynolds, fazendo com que os vórtices turbulentos se estiquem nas direções da envergadura e da corda da placa. O escoamento recola a uma distância,  $X_R$ , a jusante da extremidade principal. Neste ponto  $X_R$ , o escoamento bifurca com parte do fluxo indo na direção a jusante da placa, e outra fração menor retornando a montante para completar a bolha de recirculação. A camada limite que se forma a jusante do ponto de recolamento possui estruturas turbulentas que são uma herança da bolha longa e fina formada. Estas estruturas turbulentas, que vão aumentando a camada de mistura a jusante do escoamento, interagem para o desenvolvimento da camada limite turbulenta.

A camada limite turbulenta recuperada é lenta e propensa à separação devido aos gradientes de pressão adversos. Naturalmente, a estrutura da camada limite turbulenta durante recuperação dita o tamanho e a estrutura de qualquer região de separação que poderia formar-se a jusante do escoamento. Conseqüentemente, a natureza da camada de limite depois do recolamento pode ter um impacto significativo no coeficiente de sustentação. Já a camada

limite que vai rumo ao bordo de ataque está inicialmente sob regime turbulento. Entretanto, essa camada limite sofre um gradiente de pressão favorável, formado entre o ponto de recolamento (pressão máxima) e região central (pressão mínima), podendo ocorrer um processo de relaminarização.

Esta zona de pressão mínima, na região central da bolha de recirculação, acontece de forma a prover a força centrípeta suficiente para manter a recirculação do fluido. Entre este ponto de mínima pressão e o bordo de ataque, a camada limite enfrenta mais uma vez um gradiente de pressão adverso, que se for grande o bastante, pode gerar uma nova separação e levar à formação de uma bolha de recirculação secundária. Isto ocorre porque, após essa segunda separação, o fluido deve recolar antes de reencontrar as linhas de corrente originárias da primeira separação, de forma a não violar a conservação de massa.

A presença das duas bolhas de recirculação encontram-se ilustradas no esquema da Figura 2.5 .

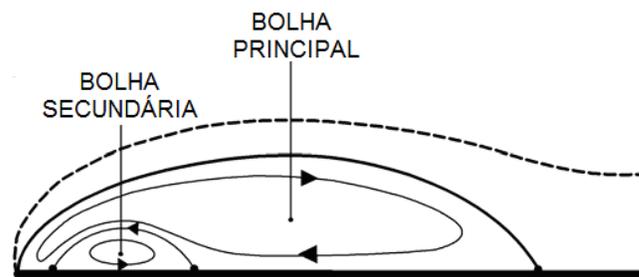


Figura 2.5 – Estrutura interna da bolha (Collie, 2005).

Crompton (2001) e Sampaio (2006) ressaltaram que, devido à forma em faca do bordo de ataque, a falta de uma bolha de recirculação geraria uma região de sucção infinita, fisicamente inadmissível. Portanto, a bolha é uma forma de adequação do escoamento, visando impedir valores de energia inadmissíveis. Assim, na região adjacente ao bordo de ataque, a distribuição de pressão assume condições bem diferentes dos escoamentos sobre aerofólios convencionais (Crabtree, 1957).

Uma distribuição de coeficiente de pressão típica para uma placa plana fina com pequeno ângulo de ataque é mostrada na Figura 2.6. Também são apresentadas curvas de coeficiente de pressão para um aerofólio genérico e para um aerofólio espesso com extremidade principal em forma de faca. A placa plana experimenta um pico de sucção significativamente menor próximo ao

bordo de ataque comparado com os outros aerofólios devido a sua inability em manter o escoamento colado à placa nesta região. O recolamento acontece, exatamente, ao cessar o gradiente de pressão adverso existente ao final da bolha, a jusante do escoamento.

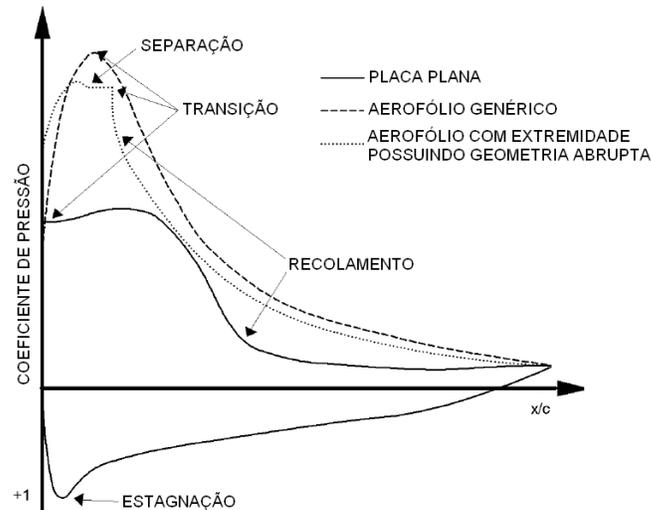


Figura 2.6 – Esquema do escoamento sobre uma placa plana fina inclinada.

Em suma, o bordo de ataque em forma de faca influencia de maneira significativa o restante do escoamento, ou seja, características como a distribuição de pressão e o desenvolvimento e transição para o regime turbulento são fortemente influenciados por esta região. Assim, pode afirmar que o mecanismo de separação deste tipo de escoamento é determinado pela geometria abrupta, enquanto que para as bolhas curtas a separação é devida sobretudo ao gradiente adverso de pressão.

Os estudos das bolhas longas são bem mais numerosos do que para as bolhas curtas.

McCullough & Gault (1951) verificaram em aerofólios finos que a presença de uma pequena curvatura no bordo de ataque pode gerar uma grande mudança no desenvolvimento da separação e da camada cisalhante livre, assim como em todo o restante do escoamento. Particularmente, eles mostraram que para aerofólios ultra-finos, com pontas levemente “arredondadas”, em ângulos de ataque extremamente pequenos, as propriedades da separação se assemelham às observadas sobre aerofólios convencionais com incidências entre 4 e 5 graus.

Gault (1957) realizou as primeiras medições dos perfis de velocidade no interior de bolhas sobre aerofólios finos, de forma a confirmar a presença das

bolhas longas de recirculação. Verificou que as velocidades medidas na região de escoamento reverso eram maiores do que as presentes em bolhas curtas, gerando mais uma diferença entre os dois tipos de bolhas. Valores típicos estão na faixa de 35% a 40% da velocidade de corrente livre. Conforme mencionado anteriormente, Gault (1957) denominou a bolha longa de “*thin airfoil bubble*”.

Newman e Tse (1992) verificaram que a camada cisalhante livre inicialmente se encontra em regime laminar, porém logo transiciona para regime turbulento. Essa transição é determinada pelo número de Reynolds crítico, baseado na espessura da camada cisalhante, sendo seu valor de aproximadamente 100. Assim, a camada cisalhante sofre transição muito próxima ao bordo de ataque, sendo esta distância praticamente nula. Inversamente, uma distância típica para a transição em bolhas curtas é de 80% do comprimento de recolamento, ou seja, as bolhas curtas são laminares na maior parte de sua extensão e as bolhas longas são quase 100% turbulentas.

Crompton (2001) realizou uma investigação experimental para medir perfis de velocidade média, pressão e momentos estatísticos de segunda ordem (tensores turbulentos) no escoamento sobre placas planas finas. Foi utilizada a técnica de medição de velocimetria laser Doppler. O número de Reynolds (baseado na corda e na velocidade de corrente livre) dos principais experimentos foi  $2,13 \times 10^5$ , para os ângulos de incidência  $\alpha$  variando de  $1^\circ$  a  $5^\circ$ . Acima de  $5^\circ$  não há mais recolamento. As mesmas estruturas de bolhas longas mencionadas anteriormente foram encontradas, e constatou-se que, para números de Reynolds maiores que  $10^5$ , a forma da bolha, o ponto de recolamento e a distribuição de pressão passam a ser independentes deste parâmetro.

Estes dados medidos por Crompton serão as principais fontes de comparação para os modelos de turbulência utilizados nesta tese.

### **2.3. Importância e Principais Abordagens Numéricas da Turbulência**

A turbulência é um fenômeno que ocorre freqüentemente na natureza. Desta forma, tem sido objeto de estudo através de muitos séculos. Em 1510, Leonardo da Vinci (Piomelli, 1999) observou a criação de vórtices formados após um obstáculo através do movimento da superfície da água, que se assemelhava ao movimento de cabelos. Ele verificou que havia turbilhões devido à corrente principal e aos movimentos randômicos e reversos do escoamento. Embora esta análise tenha sido puramente qualitativa, sem qualquer tipo de apreciação

matemática, esta observação pode ter sido a precursora para a decomposição de Reynolds da velocidade, pressão e outras variáveis em um termo médio e outro de flutuação.



Figura 2.7 – Visualização da turbulência por Leonardo da Vinci.

O conhecimento das características dos escoamentos pode ser útil no desenvolvimento de equipamentos e processos em diferentes áreas do conhecimento, como por exemplo no projeto de uma micro-membrana aerodinâmica (Lian et al, 2003) ou na inalação de remédios através das vias respiratórias (Vasudevan & Lange, 2005).

Dentre as diversas importantes aplicações da análise de escoamentos turbulentos, pode-se mencionar os projetos balísticos aerodinâmicos (Bernier & Dupuis, 2004), que é o tema motivador deste trabalho. A otimização de formas aerodinâmicas a fim de se conseguir ou aperfeiçoar certas características do escoamento é uma aplicação da dinâmica dos fluidos, que necessita de uma previsão adequada do escoamento. À medida que os campos de pressão e velocidades ao redor de um corpo imerso em um escoamento forem definidos com maior exatidão, a otimização do projeto será melhor.

Assim, o desenvolvimento de métodos de projeto aerodinâmico eficientes é de grande importância. As características aerodinâmicas das aletas de projéteis em vôo têm influência direta no alcance e na precisão de um engenho balístico.

Enfatizando o problema numérico, a turbulência é um fenômeno complexo caracterizado por um grande número de graus de liberdade. A solução direta das equações clássicas de Navier-Stokes, que governam este fenômeno, levam ao comportamento aleatório devido a sua natureza não linear e também a impossibilidade de serem definidas condições de contorno a cada instante de

tempo e a cada ponto da fronteira, pelo menos para escoamentos de interesse prático (Silva, 2004).

Segundo Pope (2000), na maioria das aplicações de engenharia a solução exata das variáveis características do escoamento pode ser dispensável. Uma adequada predição dos primeiros momentos estatísticos do sistema estudado é muitas vezes suficiente. Estas considerações levam ao uso de ferramentas estatísticas na modelagem da turbulência.

Os modelos iniciais utilizados em escoamentos turbulentos para a descrição da transferência de quantidade de movimento linear e de energia empregavam grandezas adimensionais para a caracterização do escoamento (Sreenivasan, 1999). Assim, estes modelos relacionam parâmetros como o número de Nusselt ( $Nu$ ) em função dos números de Reynolds ( $Re$ ) e de Prandtl ( $Pr$ ). Esta abordagem é útil em alguns casos, porém é restrita a geometrias específicas e a faixas de  $Re$  e  $Pr$  ajustadas ao problema, além de não possibilitar a solução detalhada do escoamento (Deschamps, 1998).

Através do avanço computacional, tornou-se possível a aplicação de novos modelos para a solução das equações governantes do escoamento. Devido a esta evolução, algumas técnicas tornaram-se mais usuais em problemas de turbulência, são elas: as equações médias de Reynolds (*Reynolds Averaged Navier-Stokes*, RANS), Simulação de Grandes Escalas (*Large Edge Simulation*, LES) e Simulação Numérica Direta (*Direct Numerical Simulation*, DNS) (Spalart, 2000; Gatski, 2004).

O objetivo da DNS é a solução de todos os graus de liberdade do escoamento em estudo, ou seja, todo o espectro de frequência da turbulência. Como o número de graus de liberdade a serem resolvidos é uma função crescente de  $Re$ , esta técnica é limitada a escoamentos com baixos  $Re$ . Todavia, esta técnica é que melhor representa, em termos estatísticos, os escoamentos turbulentos (Rodi, 2006).

A necessidade de soluções de escoamentos com maiores  $Re$ , nos quais a técnica DNS é proibitiva, levam ao método LES (Lesieur et al, 1997; Piomelli, 1999; Kobayashi, 2006). Neste método as equações de Navier-Stokes são filtradas no espaço físico ou no espectro de frequência. As estruturas turbulentas responsáveis pelo transporte de quantidade de movimento e de energia são determinadas diretamente. Assim, as equações que governam as grandes escalas dos escoamentos turbulentos são obtidas através de uma operação de filtragem espacial nas equações de continuidade e quantidade de movimento linear. Posteriormente a esta filtragem, a equação resultante apresenta termos

não resolvidos pela malha (escalas menores), que são denominados de tensões de Reynolds de sub-malha (*Sub Grid Scale Reynolds Stress - SGS*) e devem ser modelados.

Sagaut (2005) apresenta, de uma forma geral, a teoria da Simulação de Grandes Escalas para escoamentos incompressíveis.

As técnicas DNS e LES se assemelham no sentido de que ambas precisam de uma solução numérica tridimensional e transiente das equações de governo. Apesar dos modelos LES ainda exigirem malhas relativamente refinadas, é possível a solução de escoamentos a  $Re$  maiores do que no DNS (Spalart, 2000).

Em muitos problemas as informações sobre as menores escalas do escoamento turbulento são relevantes, porém em outros basta uma descrição do escoamento médio. A técnica RANS é normalmente empregada para a descrição do escoamento médio. Neste método, as propriedades do escoamento podem ser decompostas em uma quantidade média e uma flutuação associada a turbulência. Utilizando esta operação de decomposição em todas as propriedades do escoamento, obtêm-se uma equação para solução do escoamento médio através de uma média temporal das equações de Navier-Stokes. Devido a esta operação, há o surgimento de novos termos de ordem superior nas equações, que contém correlações entre as flutuações de velocidades. O desempenho e a generalidade deste método, para determinar os valores médios, dependem dos modelos de fechamento para resolução dos momentos de ordem superior. Este método admite o emprego de hipóteses simplificadoras, tais como escoamento bidimensional e regime permanente, além de utilizar malhas menos refinadas, levando a uma diminuição do esforço computacional (Abrunhosa, 2003).

### 2.3.1.

#### **Aspectos Gerais dos Modelos de Turbulência**

Uma comparação entre diversos modelos de turbulência é apresentada por Spalart (2000), onde são observados o desempenho e o nível de complexidade envolvida de cada um dos modelos. Spalart ressaltou duas dificuldades para simulação de escoamentos sujeitos a separação, que são a previsão do crescimento e separação da camada limite e a transferência de quantidade de movimento depois da separação. Para superar estas dificuldades, o autor

sugeriu a resolução das equações de Navier-Stokes em regime transiente, através dos modelos URANS, LES e híbridos (LES/RANS).

Muitos modelos foram testados utilizando a metodologia RANS na previsão de bolhas de recirculação. Por exemplo, o modelo RSM (Launder, 1989), por apresentar equação de transporte para as tensões de Reynolds, tem sido alvo de grandes desafios na utilização em problemas deste tipo. Hanjalic & Jakirlic (1998), Lasher & Taulbee (1992), Fadaei-Ghotbi et al. (2008) e Lasher & Sonnenmeier (2008) simularam o escoamento sobre um degrau e mencionaram que este modelo apresenta dificuldade de convergência, além de observarem a presença de anomalias referentes aos resultados obtidos na zona de recolamento da bolha de recirculação. Outros modelos RANS foram testados neste tipo de problema e serão mostrados na próxima seção, mais diretamente voltados ao problema da placa plana.

Quanto a Simulação de Grandes Escalas (LES), Piomelli (1999) destacou como principais observações a modelagem física das estruturas turbulentas sub-malha e o desenvolvimento de modelos de leis de parede. Moin (2002) mostra os progressos da modelagem LES, relativamente à derivação de equações constitutivas, modelagem sub-malha, leis de parede e aplicações em combustão turbulenta.

Os efeitos da filtragem espacial na Simulação de Grandes Escalas foram abordados por Chow & Moin (2003), que apontaram dois principais tipos de erros: numéricos e de modelagem sub-malha. Os erros numéricos originam-se no processo de *aliasing*, na discretização e na comutação entre o operador de filtragem e de derivadas espaciais, aplicados às equações de Navier-Stokes. Chow & Moin (2003) concluem que se não houver critério na escolha da largura do filtro e do método de discretização, pode acontecer que os erros numéricos dominem os efeitos dos termos modelados.

O problema da comutatividade do filtro, numa simulação LES, é analisado por Vasilyev et al. (1998), onde também é avaliada a questão das condições de contorno para as variáveis filtradas. Genericamente, mostra-se que esse erro cresce com o aumento da taxa de variação espacial da largura do filtro. Para se anular o erro de comutatividade, teoricamente, a largura de filtro deve ser constante em todo o domínio. Cabe ressaltar que a anulação do erro de comutatividade é uma situação rara, pois a simples presença de uma fronteira já implica numa variação do tamanho desse filtro. Quando se adota uma estratégia de filtragem implícita, através da discretização espacial do Método de Volumes

Finitos, há a exigência de filtragem o mais uniforme possível, que acarretará numa diminuição de versatilidade de malha.

Sagaut (2005) realiza uma excelente explanação sobre os modelos sub-malha, sendo o maior interesse o modelo LES Dinâmico (Germano et al., 1991; Lilly, 1992), utilizado neste trabalho.

Collie et al. (2008) ressalta a importância do uso de métodos numéricos de segunda ordem para simulações que adotam modelos RANS. Já para a utilização do modelo LES, esquemas numéricos baseados em métodos *upwind* ou descentralizados são desconsiderados, por serem dissipativos e afetarem o espectro final ao amortecerem estruturas pequenas, porém importantes para o escoamento (Mittal & Moin, 1997; Piomelli, 1999; Moin, 2002 ; Liu, 2006; Kim et al., 2006; Rezende & Nieckele, 2009). Na maioria das aplicações com o modelo LES utilizam-se esquemas baseados em diferenças centradas.

Para solução das regiões próximas a parede, a maioria dos modelos utilizados neste trabalho foram projetados para serem usados com malha muito refinada na região da parede (Collie et al., 2008; Sampaio, 2006; Rezende & Nieckele, 2007, 2009; Rezende et al., 2008, 2009), visando solucionar numericamente esta região sem a necessidade de uma possível lei de parede.

### 2.3.2.

#### **Aplicação dos Modelos de Turbulência à Placa Plana em Estudo**

Collie (2005) utilizou modelos RANS para avaliar numericamente os escoamentos sobre a placa plana fina, investigada experimentalmente por Crompton (2001). Para estas simulações numéricas foram escolhidos os modelos de turbulência  $\kappa - \omega$  (Wilcox, 1998) e SST (Menter et al., 2003), pois são dois modelos indicados na literatura para tratar de escoamentos com regiões próximas à parede. Collie (2005) realizou simulações nas seguintes condições: no plano, regime permanente,  $Re = 2,13 \times 10^5$  e para dois ângulo de ataque  $\alpha = 1^\circ$  e  $3^\circ$ . Os resultados mostraram que o modelo SST obteve melhor concordância com os resultados experimentais, através de perfis de grandezas de primeira e segunda ordem do escoamento. O modelo  $\kappa - \omega$  apresentou erros de até 30% no cálculo do comprimento de recolamento para estes ângulos de ataque e uma discrepância maior na comparação com os resultados de Crompton (2001). Nenhum dos dois modelos foi capaz de prever a segunda bolha de recirculação, que é uma estrutura existente na bolha longa de

recirculação. A principal sugestão de Collie et al. (2008) para a melhoria dos resultados foi a utilização da metodologia LES.

Motivado pelo assunto, Sampaio (2006) realizou a Simulação de Grandes Escalas para as mesmas condições de número de Reynolds e ângulos de ataque de Collie (2005), porém transiente e tridimensional. Neste trabalho foi proposta uma nova modelagem para obter os resultados, denominada f-LES (Sampaio, 2006). Esta nova abordagem, f-LES, baseia-se numa representação completamente diferente da interação entre as pequenas e as grandes escalas, sendo utilizado um processo advectivo ao invés de um difusivo, proporcionando um amortecimento adequado em uma porção limitada do espectro. Para  $\alpha = 1^{\circ}$ , o modelo f-LES demonstrou melhores resultados comparativamente aos obtidos por Collie et al. (2008), pois houve a presença da segunda bolha de recirculação e uma maior compatibilidade com os resultados experimentais. Além disso, algumas estruturas turbulentas transientes puderam ser mais bem avaliadas através da Simulação de Grandes Escalas. Porém, Sampaio (2006) encontrou resultados discrepantes para  $\alpha = 3^{\circ}$  e não obteve resultado para  $\alpha = 5^{\circ}$ . Para melhoria de resultados foi recomendado o refinamento da malha.

Além destas investigações acima citadas, outros trabalhos, originários deste estudo, foram publicados. Em Rezende & Nieckele (2007), foram realizadas análises numéricas para os ângulos de ataque  $\alpha = 1^{\circ}$ ,  $3^{\circ}$  e  $5^{\circ}$ , com os modelos Spalart-Allmaras (Spalart & Allmaras, 1992) e SST (Menter, 2003). A anisotropia do caso em estudo foi investigada em Rezende et al. (2008), através dos modelos SST (Menter, 2003) e RSM (Launder et al, 1975; Launder & Shima, 1989). Uma comparação entre os modelos f-LES (Sampaio, 2006) e LES Dinâmico (Germano et al, 1991; Lilly, 1992) foi apresentado em Rezende et al. (2009). Finalmente, em Rezende & Nieckele (2009) são mostrados resultados de uma anomalia numérica para o modelo RSM na bolha de separação, além de comparar este resultado com os modelos LES Dinâmico e SST. Os três últimos trabalhos citados contemplam apenas simulações para  $\alpha = 1^{\circ}$ .