

FUNDAMENTOS DA TURBULÊNCIA NOS FLUIDOS

Aristeu da Silveira Neto

Universidade Federal de Uberlândia

Campus Santa Mônica – Bloco 1 M – FEMEC – 38400-902 – Uberlândia - MG

Aristeus@mecanica.ufu.br

1. INTRODUÇÃO

A maior parte dos escoamentos encontrados na natureza e em aplicações práticas são turbulentos. Consequentemente, é muito importante compreender os mecanismos físicos que governam este tipo de fenômeno. Os escoamentos turbulentos são instáveis e contém flutuações que são dependentes do tempo e da posição no espaço. Entre as características mais importantes dos escoamentos turbulentos, destaca-se a multiplicidade de escalas que os caracterizam. As maiores estruturas (baixas frequências), são controladas pela geometria que as geram, e as menores estruturas (altas frequências) são controladas pela viscosidade do fluido.

O regime turbulento é predominante nos escoamentos. Isto se deve ao fato que pequenas perturbações injetadas são naturalmente amplificadas, gerando-se instabilidades que os conduzem à transição. Os parâmetros adimensionais mais comuns que controlam o fenômeno da transição são os números de Reynolds e de Rayleigh.

Nas investigações das instabilidades presentes nos escoamentos em uma ou mais dimensões, usualmente passa-se por uma formulação de um problema linear de um trem infinito de ondas de pequenas amplitudes, visando obter informações sobre como determinados comprimentos de onda evoluirão no tempo. Uma descrição completa da transição requer a análise do processo não linear de amplificação de perturbações. Isto constitui uma tarefa teórica difícil uma vez que se trata de problemas não lineares.

Ferramentas estatísticas são usualmente utilizadas para a análise de escoamentos turbulentos completamente. No entanto as médias estatísticas não permitem o acesso às mais importantes informações dos mecanismos físicos dos escoamentos, especialmente no que concerne às instabilidades. Isto é menos sério para os escoamentos completamente desorganizados, como os escoamentos isotrópicos e homogêneos gerados atrás de uma grelha. Por outro lado, para se entender o comportamento altamente intermitente de determinados tipos de escoamentos, como os mecanismos de produção de turbulência, as técnicas que permitem o acesso às informações médias não são suficientes. Nestes casos os processos de amostragens condicionais podem ser utilizados para retirar informações dos escoamentos turbulentos altamente oscilantes. Esta técnica tem sido utilizada para investigações experimentais da estrutura da turbulência de escoamentos confinados por paredes e escoamentos cizalhantes livres. Técnicas modernas de simulação numérica, pelas quais as equações governantes são finamente resolvidas têm sido desenvolvidas e utilizadas na última década e têm se tornado ferramentas acessórias e complementares das ferramentas experimentais para a análise da turbulência nos fluidos.

A turbulência e o campo correlato da transição à turbulência a partir de um regime laminar, são assuntos científicos que se colocam entre os mais seriamente pesquisados no último século. Isto fornece um testemunho das dificuldades e dos desafios científicos oferecidos por este tema, o qual está bem longe de ser esgotado, e, ao contrário, é ainda muito mal compreendido nas suas bases fundamentais.

Os primeiros estudos sobre instabilidade e turbulência foram desenvolvidos por Osborne Reynolds e Lorde Rayleigh no século XIX. Reynolds (1883), na sua famosa investigação de escoamentos no interior de tubos, estabeleceu claramente a existência de dois regimes fundamentais de escoamentos: laminar e turbulento (denominado “sinuoso”, na sua época). Ele estabeleceu também a existência de um parâmetro de controle da transição à turbulência,

$$Re = \frac{Ud}{\nu}, \quad (1)$$

onde, U é a escala de velocidade, d é a escala de comprimento e ν é a viscosidade cinemática do fluido. Este parâmetro se tornou conhecido posteriormente como sendo o número de Reynolds. Ele estabeleceu que um escoamento turbulento no interior de uma tubulação só pode ser sustentado para Re acima de 2300, valor crítico. Hoje se sabe que este valor depende da forma que o escoamento está sendo perturbado. Outra descoberta importante realizada por Reynolds foi a existência de regiões turbulentas intermitentes (*spots*), uma propriedade posteriormente estabelecida como comum a escoamentos próximos de paredes. Reynolds deixou também outra contribuição importante ao desenvolver as famosas equações médias de Reynolds para os escoamentos turbulentos quando ele introduziu as conhecidas tensões de Reynolds (1884).

Em paralelo aos trabalhos experimentais de Reynolds, Lord Rayleigh desenvolvia suas investigações teóricas sobre instabilidades de escoamentos paralelos de fluidos invíscidos. Seus estudos, que deram origem a vários outros trabalhos, permitiram determinar quando uma pequena perturbação na forma de um trem de ondas infinito e de amplitude uniforme se amplifica ou se amortece com o tempo, (Rayleigh, 1878). Entre seus importantes resultados, destaca-se a demonstração de que a condição necessária para que um escoamento paralelo seja instável é a presença de uma região inflexional no campo de velocidade (Rayleigh, 1880).

A idéia de se estudar um escoamento turbulento como sendo laminar e modificar a viscosidade molecular, via conceito de viscosidade turbulenta, nasceu com Boussinesq (1877). Ele supôs que as tensões turbulentas de Reynolds são proporcionais às taxas de deformação, como foi feito por Stokes para o caso das tensões viscosas, mas com um coeficiente de proporcionalidade denominado viscosidade turbulenta, a qual é, normalmente, maior que a viscosidade molecular do fluido. A princípio, uma viscosidade turbulenta constante foi utilizada para escoamentos livres do tipo esteira, jatos e camadas de mistura. No entanto, para escoamentos sobre placas ou no interior de dutos, do tipo camada limite, não se consegue resultados coerentes sem que a viscosidade turbulenta varie com a distância à parede.

A partir dos trabalhos de Prandtl e Von Karman, no período de 1920-1930, desenvolveu-se métodos baseados em constantes empíricas capazes de melhor aproximar as soluções para perfis médios de velocidade. Particularmente, Prandtl (1925) propôs o bem sucedido conceito, para aquela época, de *comprimento de mistura* para o cálculo de uma viscosidade turbulenta variável com o espaço e com o tempo. Ainda hoje este conceito, que leva o seu nome, é utilizado. Ressalta-se que Taylor (1915) já tinha estabelecido este conceito em termos do afastamento médio de uma partícula em relação à linha de corrente média. Prandtl assumiu um comprimento de mistura proporcional à distância à parede o que permitiu obter os perfis de velocidades médias junto a ela de forma mais coerente. Após

Prandtl numerosas e mais complexas hipóteses foram feitas visando-se modelar a transferência de quantidade de movimento pelas flutuações turbulentas. Nas últimas décadas modernas técnicas foram desenvolvidas, como a modelagem sub-malha para Simulação Numérica de Grandes Escalas, que será objeto de estudo detalhado em outra seção.

A teoria estatística da turbulência foi objeto de desenvolvimentos importantes nas décadas de 1940 a 1950, primeiramente pelos estudos de Kolmogorov (1941), Millionschikov (1939) e (1941), Obukov (1941), Heisenberg (1948) e Batchelor (1953). Apesar de que esta área de pesquisa sobre turbulência ainda permanece ativa até os dias atuais, nenhuma teoria completa para turbulência isotrópica foi concluída.

Uma área na qual se conseguiu importantes progressos foi a área de transição à turbulência. As primeiras investigações feitas por Rayleigh concernentes à estabilidade dos escoamentos cizalhantes livres invíscidos foram sucedidas por investigações nas quais se leva em conta os efeitos viscosos. Orr (1907) e Sommerfeld (1908) derivaram de forma independente a equação para perturbações infinitesimais em escoamentos cizalhantes livres viscosos. Esta equação leva hoje os seus nomes. A grande dificuldade em resolvê-la, exigiu um tempo importante para se conseguir novos progressos, o que começou a acontecer com Tollmien (1935) e Schlichting (1933) e (1935). Uma importante questão que se colocou por muito tempo, foi até que ponto as chamadas ondas de Tollmien-Schlichting, previstas teoricamente, poderiam ser observadas experimentalmente em laboratórios. Os primeiros a observá-las e a comprovar a teoria da estabilidade linear foram Schubauer e Skramstad (1947), os quais forçaram distúrbios de comprimentos de onda e amplitudes conhecidos, numa camada limite e obtiveram as chamadas ondas *TS*. No entanto, as instabilidades lineares são apenas o primeiro estágio de um complexo conjunto de instabilidades não lineares que caracterizam a transição e o estado turbulento de um escoamento conforme descrito por Klebanoff *et al.* (1962).

No que concerne aos escoamentos cizalhantes livres (jatos, esteiras e camadas de mistura) a evolução aconteceu de forma mais gradual. A estrutura da turbulência completamente desenvolvida em escoamentos cizalhantes livres tem sido objeto de numerosas investigações experimentais e, nas últimas décadas, por experimentalistas numéricos. Do lado dos experimentalistas de laboratório os avanços se deram graças aos desenvolvimento de sistemas de medidas do tipo anemometria a fio e a filme quente, anemometria a *laser*, assim como aos avanços no desenvolvimento de sistemas de visualização. Nesta área, dentre os vários trabalhos, pode-se citar alguns de muita relevância como Townsend (1976) e as investigações Klebanoff *et al.* (1962) e Laufer (1950).

Uma característica particular da turbulência é o comportamento intermitente dos escoamentos tipo camada limite próximos de uma parede. Durante as duas últimas décadas muitos experimentos de visualização e medidas têm sido realizados objetivando-se o entendimento deste fenômeno particular e de difícil modelagem. Este fenômeno foi evidenciado com o trabalho de visualização de Kline *et al.* (1967) que observaram o manifesto de turbulência de extrema atividade em períodos de tempos muito curtos, hoje conhecidos como *bursts*. Estas atividades são separadas por longos períodos de escoamento ditos laminares, porém instáveis. Este tipo de visualização pode ser entendido como uma forma de amostragem condicional (*conditional sampling*) técnica aplicada nos dias de hoje a nível estatístico para medições experimentais. O critério de amostragem pode ser o

aparecimento de altas velocidades e acelerações que permitem identificar, no tempo, o acontecimento de “fenômenos interessantes”.

Para os escoamentos cizalhantes livres grande progresso foi conseguido na compreensão da turbulência com a descoberta das chamadas estruturas coerentes da turbulência, em particular das instabilidades de Kelvin-Helmholtz, colocadas em evidência em experiências clássicas como as de Brown e Roshko (1974) sobre uma camada de mistura gerada por uma placa separadora de duas correntes de velocidades diferentes. Este tipo de estruturas pode ser também observadas em esteiras e jatos.

Quanto aos desenvolvimentos teóricos, os escoamentos turbulentos são modelados pelas equações de Navier-Stokes, para números de Mach inferiores a 15, a partir do qual as escalas de Kolmogorov começam a atingir as dimensões das escalas moleculares. Para estes escoamentos, o modelo de fechamento de Stokes, no qual se utiliza o conceito de viscosidade molecular não é mais válido e nestes casos equações do Tipo Boltzman podem ajudar a modelá-los. No entanto, para a maior parte das aplicações, os números de Mach são inferiores a esta marca extremamente elevada. Sendo assim, a solução correta das equações de Navier-Stokes são representativas dos escoamentos turbulentos, colocadas à parte as deficiências dos métodos de soluções numéricas e as capacidades dos computadores para se atingir o grau de precisão e de refinamento de malhas necessário à boa representatividade das soluções. Muitos têm sido os testes de validade destas equações, partindo de soluções de escoamentos de Poiseuille em um canal, solução de Blasius para camada limite, escoamentos gerados por dois cilindros concêntricos rotativos (escoamento de Taylor-Couette) e outros experimentos com efeitos de aquecimento e de compressibilidade. Nos últimos anos, modernas técnicas têm permitido a simulação numérica da transição de diversos tipos de escoamentos turbulentos, como transição de camada limite, escoamentos cizalhantes e também do processo de decaimento de energia em escoamentos turbulentos, assim como de escoamentos complexos e até mesmo de escoamentos industriais.

2. ESCALAS DA TURBULÊNCIA

Antes de aprofundar qualquer tipo de estudo sobre os escoamentos turbulentos é interessante poder ter uma idéia das ordens de grandezas das variáveis envolvidas nos fenômenos, através das escalas características da turbulência. Estas escalas são relacionadas com tempo, comprimento, velocidades, energia, e vorticidade.

2.1. Escalas dissipativas de Kolmogorov

Para lançar o conceito de escala de dissipação viscosa de Kolmogorov, toma-se um turbilhão de tamanho característico r com uma velocidade característica v_r originário em um fluido de viscosidade ν . Define-se então um número de Reynolds local,

$$Re_r = \frac{v_r r}{\nu} . \quad (2)$$

O quadrado deste parâmetro representa a importância relativa das forças de inércia e das forças viscosas. Admita-se que a escala r esteja numa zona do espectro onde, pela teoria de

Kolmogorov, $v_r = (\varepsilon r)^{1/3}$, ver Lesieur (1994). Substituindo v_r na equação (2) tem-se $Re_r = \left(\varepsilon r^4 \right)^{1/3} / \nu$. Considerando que, para esta escala r , os efeitos viscosos são pequenos pode-se afirmar que Re_r é maior que 1. Se r diminui Re_r diminui também e se $r < l_d$, onde l_d é definido abaixo,

$$l_d = \left(\nu^3 / \varepsilon \right)^{1/4} \quad (3)$$

então Re_r torna-se menor que 1 e os efeitos viscosos passam a dominar os efeitos de inércia. Esta escala l_d é a escala dissipativa de Kolmogorov. Logo, as instabilidades turbilhonares de tamanhos menores que l_d são dissipadas por efeitos viscosos e não podem se desenvolver. Esta análise permite entender porque o espectro de energia cinética cai tão rapidamente quando se aproxima do número de onda dissipativo de Kolmogorov, $2\pi / l_d$. A título de exemplo, a escala de Kolmogorov no interior da camada limite atmosférica é da ordem de 1 mm, enquanto que no caso de uma turbulência de grelha é da ordem de 0,1 mm.

Fazendo-se uma análise dimensional e expressando-se o tempo característico em função de ν e ε , chega-se à seguinte expressão para este parâmetro, relativo às estruturas dissipativas de Kolmogorov,

$$\tau = \left(\frac{\nu}{\varepsilon} \right)^{1/2} \quad (4)$$

De forma semelhante deduz-se as escalas de velocidade, de vorticidade (da ordem do inverso da escala de tempo de Kolmogorov) e de energia cinética turbulenta de Kolmogorov (da ordem do quadrado da escala de velocidade):

$$v = (\nu \varepsilon)^{1/4}, \quad (5)$$

$$\omega = \left(\frac{\varepsilon}{\nu} \right)^{1/2}, \quad (6)$$

$$e = (\nu \varepsilon)^{1/2}. \quad (7)$$

2.2. Grandes Escalas

As maiores estruturas de um escoamento são determinadas pela geometria que lhes dão origem. Seja L a escala de comprimento típica de um escoamento: por exemplo o diâmetro de um cilindro longo à jusante do qual se forma uma esteira turbilhonar. Seja U a escala de velocidade, ou seja, a velocidade de transporte das grandes estruturas de um

escoamento. Com estas duas grandezas características define-se as demais, na seguinte ordem: tempo, vorticidade e energia, as quais são dadas pelas equações seguintes:

$$t = \frac{L}{U}, \quad (8)$$

$$W = \frac{U}{L}, \quad (9)$$

$$E = U^2. \quad (10)$$

2.3. Taxa de dissipação

Para os escoamentos turbulentos completamente desenvolvidos pode-se fazer a hipótese do equilíbrio para os quais a dissipação viscosa (ε) é igual à taxa de injeção de energia cinética nas grandes escalas (U^2/t). É interessante perceber que a dissipação viscosa pode então ser expressa em função de grandezas independentes da viscosidade, como ilustrado esquematicamente na figura 1.

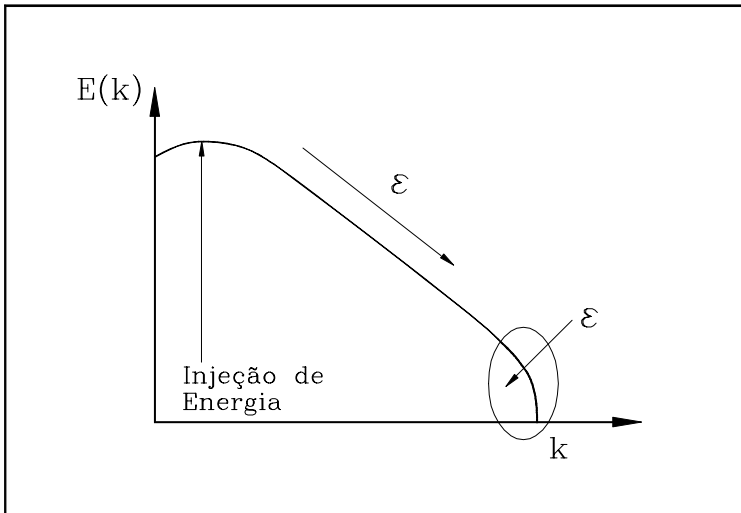


Figura 1. Esquema ilustrativo da hipótese do equilíbrio.

Desta forma pode-se expressar a taxa de dissipação como segue:

$$\varepsilon \approx \frac{U^2}{t} = \frac{U^3}{L}. \quad (11)$$

Com esta equação diz-se que a taxa de dissipação pode ser estimada a partir de parâmetros relativos às grandes escalas, sem a participação da viscosidade.

2.4. Relações Entre as Escalas da turbulência

Pode-se, agora, deduzir relações interessantes envolvendo as escalas estabelecidas acima. Por exemplo, substituindo-se a equação (11) na equação (3) obtém-se:

$$l_d = \left(v^3 / \left(\frac{U^3}{L} \right) \right)^{1/4}, \quad (12)$$

d'onde

$$\frac{L}{l_d} = Re_L^{3/4}. \quad (13)$$

Analogamente,

$$\frac{T}{\tau} = Re_L^{1/2}, \quad (14)$$

$$\frac{U}{v_r} = Re_L^{1/4}, \quad (15)$$

$$\frac{\omega}{W} = Re_L^{1/2}, \quad (16)$$

$$\frac{E}{e} = Re_L^{1/2}. \quad (17)$$

Observa-se alguns fatos interessantes ao analisar estas expressões. Todas elas mostram que as escalas dissipativas são muito menores que as escalas das estruturas coerentes, exceto a vorticidade. As leis de variação com o número de Reynolds são diferentes, como se ilustra na Figura 2. Vê-se que as escalas de comprimento se distanciam mais rapidamente que as escalas de tempo e de velocidade.

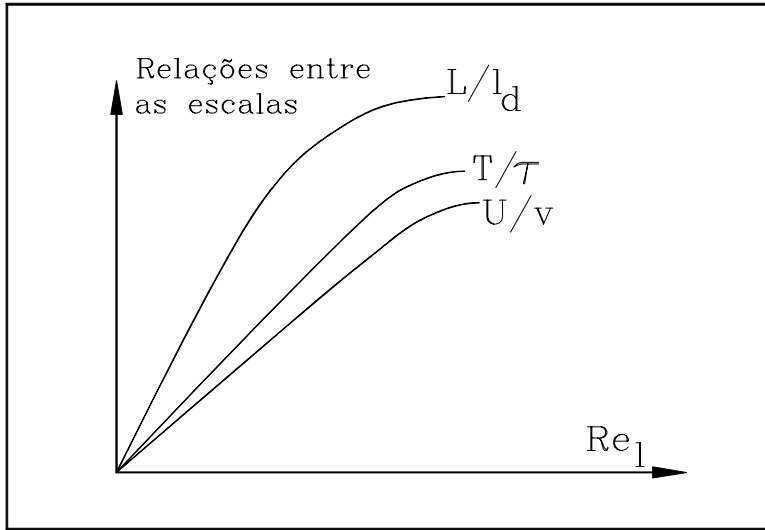


Figura 2. Comportamento qualitativo das relações de escalas.

Pela relação (16) vê-se que as pequenas escalas têm mais vorticidade que as grandes escalas, e, de forma contrária, pela relação (47), as grandes escalas são portadoras de uma maior quantidade de energia.

2.5. Escalas moleculares versus escalas turbulentas

As escalas dissipativas de Kolmogorov são as menores que podem ocorrer em um escoamento turbulento. É importante verificar quando estas escalas podem sofrer influências das escalas moleculares. Seja ξ o livre caminho médio molecular. Para os gases a escala molecular de velocidade pode ser associada à velocidade do som c . Da teoria cinética dos gases mostra-se que a viscosidade cinemática pode ser expressa em função destas duas grandezas características (ξ, c) pela relação $\nu \approx c\xi$, d'onde

$$\xi \approx \frac{\nu}{c}. \quad (18)$$

Mas da equação (13)

$$l_d = \left(\frac{U}{\nu}\right)^{-3/4} L^{1/4}. \quad (19)$$

Dividindo a equação (18) pela equação (19) tem-se:

$$\frac{\xi}{l_d} = \frac{M}{Re_L^{1/4}}, \quad (20)$$

onde $M = U/c$ é o número de Mach. Numa primeira análise desta equação poder-se-ia dizer que a escala característica molecular, ξ , é sempre muito menor que a escala dissipativa l_d uma vez que mesmo para altíssimos números de Mach o número de Reynolds deve ser ainda muito superior a ele de forma que esta relação seria sempre muito menor que a unidade. No entanto um cuidado especial deve ser tomado pois à medida que Reynolds aumenta a escala dissipativa l_d tende às escalas moleculares. Segundo Lesieur (1994), para Mach acima de 15 estas duas escalas começam a se confundir. Esta informação é extremamente importante pois isto implicaria em dizer que as equações de Navier-Stokes não são mais representativas dos escoamentos com $M > 15$. Ter-se-ia, neste caso, que utilizar equações alternativas do tipo Boltzman. Felizmente, para quase a totalidade dos problemas práticos da atualidade Mach não supera esta marca, mesmo para os escoamentos com fortes efeitos de aquecimento.

3. CARACTERIZAÇÃO DA TURBULÊNCIA

3.1. Aspectos gerais

A turbulência nos fluidos nos concerne a todos, sendo enorme a quantidade de exemplos que podem ser citados. As escalas de tempo e de comprimento concernentes são as mais diversas. No interior de uma bolha em ascensão por força de empuxo pode-se encontrar transição à turbulência. A fumaça gerada por um cigarro dá origem a instabilidades do tipo toroides, as quais se desestabilizam e geram turbulência tridimensional. O processo de transporte de calor ou poluentes num dado ambiente pode ser extremamente acelerado pela presença de turbulência. Se se considera apenas o processo difusivo molecular, a difusão de um contaminante depositado numa dada posição de uma sala poderia demorar alguns dias para se completar, enquanto que, na realidade, as forças empuxo ou mesmo as correntes de escoamentos forçantes aceleram este processo a alguns minutos, devido a ação da turbulência. O escoamento turbulento no interior de nossos pulmões aceleram a difusão de oxigênio e facilita o processo de absorção. Graças à turbulência de pequenas escalas o processo de mistura de combustível e oxigênio no interior de uma câmara de combustão se torna eficiente o bastante para aumentar o rendimento do motor e reduzir os efeitos nefastos da poluição dos gases tóxicos liberados pelos automóveis e aviões. O movimento turbulento da atmosfera se encarrega de dispersar e transportar para outras regiões, os gases poluentes originários das cidades e das indústrias que tendem a subir por forças de empuxo. No entanto pode acontecer que estes gases, normalmente mais leves que o ar, subam até encontrar uma camada de mesma densidade onde eles se “estacionam”. Na verdade estes gases se encontram em escoamento turbulento e toda a energia cinética turbulenta deve ser transformada, o que dá origem a espécies de ondas internas horizontais que por sua vez se degeneram novamente em turbulência, a qual os dispersará em extensas camadas que, por vezes encobrem toda uma cidade, criando conseqüências danosas para a saúde dos habitantes.

Fenômenos como o famoso “El Niño” provocam supostamente, sem muitas provas científicas, verdadeiras catástrofes em todo o planeta, tamanhas as conseqüências

climáticas dele advindas. De forma muito resumida este fenômeno é a consequência de um sobreaquecimento do oceano pacífico nas costas do Peru o que modifica a natureza das circulações atmosféricas de praticamente todo o planeta. Publicações recentes nos jornais falam de descobertas importantes em relação ao comportamento altamente turbulento do sol, cujas instabilidades afetariam de forma importante o clima da terra. Em particular acredita-se numa estreita ligação entre as chamadas manchas solares e determinadas singularidades climáticas do nosso planeta. Em particular, a chamada pequena idade glacial que ocorreu na terra no século 17 coincide com a época de quase desaparecimento destas manchas solares. Retornando a problemas de menores escalas não se pode deixar de citar a importância dos escoamentos turbulentos em aplicações ligadas aos processos de troca de calor, transferência de massa, sistemas de bombeamento, e o vasto campo de problemas envolvendo os corpos em movimento num dado meio fluido. Neste último caso, enormes esforços científicos têm sido direcionados para a compreensão dos fenômenos envolvidos. Esta compreensão implica em competência de controle destes fenômenos, o que pode ter como consequência a redução de custos com aumento da segurança e do conforto. De fato, ao longo de uma viagem aérea, freqüentes são os anúncios de “estamos atravessando uma zona de turbulência, favor atar os cintos”. Realmente as oscilações induzidas sobre as estruturas, especialmente sobre as asas dos aviões, são visualizáveis a olho. Felizmente tudo se passa como se espera na quase totalidade destas ocorrências.

Em todas estas situações, as características da turbulência são de extrema importância. Por isto, nesta unidade caracterizar-se-á a turbulência nos fluidos à luz da compreensão física já adquirida e registrada na bibliografia ao longo dos últimos tempos. Em primeiro lugar, a turbulência não é uma propriedade dos escoamentos. De fato pode-se encontrar o comportamento turbulento em qualquer sistema dinâmico desde que o mesmo possa ser caracterizado por um alto número de graus de liberdade. O bom senso indica que os comportamentos dos complexos sistemas de bolsas de valores, sistema econômico-plúctico-social de um país, sistema de migração de povos de uma região para outra, o processo de crescimento de uma cidade e muitos outros exemplos, são turbulentos.

3.2. A turbulência é um fenômeno altamente difusivo

Restringindo agora o raciocínio para a turbulência nos fluidos, as observações experimentais e de modernas simulações numéricas, levam a concluir que a turbulência aumenta em muito o poder de difusão de um escoamento, como já foi ilustrado no início desta unidade através de exemplos. Em consequência, a mistura de massa, contaminantes, energia, quantidade de movimento é muito mais eficiente neste regime de escoamento. No regime laminar as partículas de fluido não têm a oportunidade de se deslocar rapidamente de uma posição a outra, enquanto que no regime turbulento partículas em altas temperaturas, ou portadoras de muita concentração de um dado contaminante, viajam rapidamente de uma posição a outra, entrando em contato com outras partículas que se encontram em baixa temperatura ou portadoras de uma baixa concentração de contaminante. Isto implica em fortes gradientes dos potenciais associados, o que acelera o processo de difusão molecular.

3.3. A turbulência é rotacional e tridimensional

A turbulência só pode ocorrer em escoamentos rotacionais. Na verdade todos os mecanismos conhecidos sobre o processo de transição à turbulência passam pela geração de vorticidade via instabilidades de diferentes naturezas: nos escoamentos turbulentos cizalhantes livres a transição se inicia com a geração das famosas instabilidades de Kelvin-Helmholtz, as quais são rotacionais; em escoamentos parietais a transição se dá via ondas de Tolmien-Schlichting as quais dão origem as famosas instabilidades em “grampo de cabelo” que se degeneram em turbulência tridimensional; as instabilidades de Couette-Taylor aparecem em escoamentos entre cilindros concêntricos rotativos, e, à medida que a diferença de rotação aumenta, estas instabilidades também se degeneram em turbulência tridimensional. Em todos estes exemplos e em outros não descritos, o caminho da transição leva à um estado altamente rotacional.

Tomando as equações de Navier-Stokes e aplicando-lhes o operador rotacional, gera-se uma equação de transporte para a vorticidade, conhecida como a equação de Helmholtz. Entre os seus vários termos aparece aquele que representa a geração de vorticidade. Facilmente se demonstra que este termo é nulo em escoamentos bidimensionais. Isto leva à conclusão que não é possível de se gerar vorticidade em escoamentos bidimensionais, ou seja, todo escoamento turbulento deve ser tridimensional. Um exemplo interessante são as ondas de superfície, que, mesmo podendo ser randômicas, não são turbulentas, pois não são rotacionais.

3.4. A turbulência é um fenômeno altamente dissipativo

As tensões cizalhantes de um escoamento, as quais são intensificadas em regime turbulento, conduzem ao processo de transformação de energia cinética em aquecimento. Quanto mais intensas as flutuações de velocidades, maiores serão os gradientes e o cizalhamento local, e, em conseqüência maior o efeito de dissipação viscosa. Logo a turbulência exige fornecimento contínuo de energia para a sua manutenção. Caso contrário a turbulência entra em regime de decaimento rápido. Um jato turbulento injetado no interior de uma sala será conduzido ao repouso pois toda sua energia será consumida pelos efeitos viscosos. As ondas de gravidade interna, geradas por efeitos estabilizadores, como a estratificação estável superposta à turbulência, não são turbulentas, por não ser dissipativas, apesar de serem randômicas.

3.5. A turbulência é um fenômeno contínuo

Como foi comentado no item (1.2) as menores escalas da turbulência, as escalas dissipativas de Kolmogorov, são ainda muito maiores que as escalas características dos movimentos moleculares, exceto para altíssimos números de Mach ($M > 15$). Portanto, toda modelagem realizada (com hipótese de contínuo) para os escoamentos diversos, são também válidas para os escoamentos turbulentos: as equações de Navier-Stokes modelam os escoamentos turbulentos. Na realidade, existem ainda dúvidas sobre até que ponto os movimentos moleculares podem excitar as escalas contínuas de um escoamento, de forma a influenciar o seu comportamento dinâmico. Quanto à fase das estruturas turbilhonares, existem cogitações de que o “o bater de asas de uma borboleta” pode alterar o clima da terra em localidades extremamente distantes. Acredita-se, no entanto, que, pelo menos do

ponto de vista estatístico, perturbações tão pequenas, não afetam os escoamentos turbulentos.

3.6. A turbulência é um fenômeno imprevisível

A imprevisibilidade do comportamento de um sistema dinâmico, governado por equações determinísticas, pode ser vista como uma alta sensibilidade de sua dinâmica às condições iniciais que lhe são impostas. O conjunto de estados que serão adquiridos pelo sistema será afetado de valores finitos quando ele é perturbado inicialmente por excitações infinitesimais. Este processo se caracteriza por interações não lineares entre os diversos modos do sistema, o que resulta por amplificar as perturbações inicialmente muito pequenas mas que determinam instabilidades de naturezas complementemente diferentes nas suas faixas, frequências e posições. Um exemplo típico desta característica se dá nos escoamentos turbulentos atmosféricos, cuja previsão meteorológica não pode ser feita com segurança, nos dias atuais, exceto para alguns dias futuros.

Esta imprevisibilidade se dá por três fatores fundamentais: imperfeições nos modelos matemáticos e nos métodos de solução das equações e as imprecisões nos sistemas de medidas que fornecem as condições iniciais para realização das simulações. Os modelos matemáticos utilizados para simular os escoamentos atmosféricos, por exemplo, ainda não podem levar em conta, com precisão, a presença de núvens carregadas de vapor, os efeitos da camada limite atmosférica (rugosidade), os efeitos de radiação solar e a troca de calor com os oceanos e mares. Por outro lado os métodos de discretização das equações diferenciais não lineares envolvidas não oferecem ainda a precisão necessária para evitar a propagação de erros importantes do ponto de vista da imprevisibilidade, tal qual discutida. Por outro lado, mesmo que se dispusesse de um código computacional perfeito, dos pontos de vista de modelagem e de métodos de solução, qualquer erro nas medidas fornecidas como condições iniciais será amplificado e implicará em discrepâncias finitas no comportamento do sistema dinâmico. Felizmente este tipo de problema só é importante quando se preocupa em obter informações de posição e de fase das instabilidades associadas. Para a compreensão dos fenômenos envolvidos, o que é mais importante é poder colocar em evidência a existência e a forma das estruturas turbilhonares e suas interações.

Quanto às aplicações de engenharia, informações estatísticas são suficientes para a maioria das situações. Além disto, mesmo do ponto de vista experimental, é impossível de se repetir com fidelidade os resultados de uma experiência. Admita-se que seja possível se iniciar dois experimentos partindo-se de dois estados iniciais idênticos. Mesmo assim as duas realizações seriam completamente diferentes devido às perturbações injetadas no experimento pelas fontes externas não controladas pelo experimentador. Por menores que sejam estas perturbações, elas poderão ser amplificadas e dar origem a famílias de instabilidades diferentes.

3.7. A turbulência: altos números de Reynolds e largo espectro de energia

Uma das formas de se interpretar o número de Reynolds é através da relação entre os efeitos convectivos e os efeitos difusivos envolvidos num dado escoamento. Os efeitos difusivos têm papel amortecedor das instabilidades originárias no seio interior do escoamento, enquanto que os efeitos convectivos (não lineares) trabalham no sentido de

amplificar perturbações e gerar estas instabilidades. Assim, só é possível de se ter instabilidades e turbulência a $Re \gg 1$. Por outro lado, como atesta a equação (13) a relação entre as escalas da turbulência (grandes escalas e escalas dissipativas) é proporcional ao número de Reynolds. Decorre então que o número de graus de liberdade, por unidade de volume, de um escoamento pode ser calculado através da equação abaixo:

$$N_{gl} = \left(\frac{L}{l_d} \right)^3 = Re_L^{9/4} \quad (21)$$

Como a turbulência só ocorre para altos Reynolds, conclui-se que se trata de um fenômeno a alto número de graus de liberdade. Outra forma de caracterizá-lo é através do espectro de energia, o qual deverá ser forçosamente portador de uma larga banda de frequências ou comprimentos de onda. Todas as experiências realizadas até o momento têm confirmado este fato.

Estas são as características mais importantes dos escoamentos turbulentos. Qualquer fenômeno que se manifesta na natureza e que não apresenta todas elas simultaneamente, não pode ser caracterizado como turbulento. Além disto, com estas características em mente fica mais fácil de entender melhor e de forma mais organizada a natureza deste complexo problema.

4. ORIGEM DA TURBULÊNCIA

A transição à turbulência, identificada por Reynolds (1883), é caracterizada pelo aparecimento de instabilidades num escoamento originalmente estável (denominado laminar) as quais se multiplicam por um processo não linear e degeneram-se finalmente em um regime turbulento. Em qualquer tipo de escoamento, o processo de transição pode ser generalizado como sendo o resultado da amplificação de perturbações injetadas por variadas fontes de ruídos. Esta amplificação só se torna possível pela presença de zonas cizalhantes no interior dos escoamentos. No entanto, a forma física em que este processo de geração de instabilidades ocorre depende do tipo de escoamento em questão, o que conduz a uma reflexão e a uma possível classificação dos escoamentos transicionais.

Os escoamentos cizalhantes livres são caracterizados pela ausência de paredes e obstáculos no seu interior ou nos seus limites. As instabilidades que se desenvolvem nesta classe de escoamentos são ditas de natureza cizalhantes uma vez que, pela teoria da estabilidade linear, elas podem se desenvolver mesmo na situação hipotética de escoamentos invíscidos. Rayleigh estabeleceu o critério da inflexionalidade do campo de velocidade como requisito necessário para geração de instabilidades em escoamentos cizalhantes livres. Quanto aos escoamentos que se desenvolvem sob a influência de uma parede, onde não existe inflexionalidade, a experiência mostra que, indiferente a isto, ocorre a transição. Neste caso as instabilidades típicas devem ser de outra natureza que a cizalhante. Manifestamente os efeitos viscosos são necessários para ocorrer o processo de amplificação de perturbações e geração de instabilidades. Fala-se neste caso de instabilidades de natureza viscosa. Outros tipos de transição podem ocorrer, como aquelas sob efeitos de rotação e também aqueles sob efeitos de convecção térmica.

Estes escoamentos (cozalhantes, parietais, convecção térmica e sob rotação) podem ser vistos isoladamente como escoamentos de base, que, quando combinados geram

uma classe especial de problemas: os escoamentos complexos. Via de regra, nas situações práticas encontra-se uma combinação de escoamentos do tipo cizalhantes, camada limite, rotação e sob efeitos de transferência de calor. A seguir são apresentados estudos resumidos do processo de transição de diferentes escoamentos dentro dos grupos colocados acima.

4.1. Escoamentos cizalhantes livres

Este grupo de escoamentos pode ser subdividido em três tipos distintos apesar do processo de transição ser similar em todos êles. São êles: camadas de mistura, jatos e esteiras.

4.1.1. Camadas de mistura

a. Camada de mistura em desenvolvimento temporal

Uma camada de mistura se desenvolve devido à existência de diferenças de velocidade no interior de um escoamento. Normalmente têm-se uma camada altamente cizalhante que separa duas camadas de escoamentos uniformes com velocidades diferentes, como ilustra a figura 3.

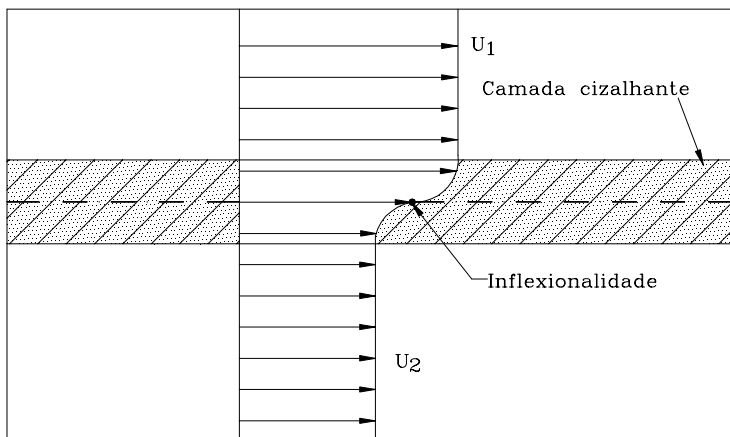


Figura 3. Campo de velocidade inflexional.

As instabilidades que se desenvolvem neste tipo de escoamento são o resultado do processo de amplificação de perturbações injetadas no seu interior por fontes externas. Existe neste caso uma frequência que será amplificada com taxa de amplificação máxima e que se manifestará em primeiro lugar. Posteriormente, estas instabilidades induzirão outras frequências harmônicas que por sua vez induzirão novas frequências e assim até a degeneração em turbulência. A primeira manifestação acontece com a oscilação da napa cizalhante de fluido ilustrada na figura 3, com a frequência de máxima taxa de amplificação, como se ilustra na Figura 4.

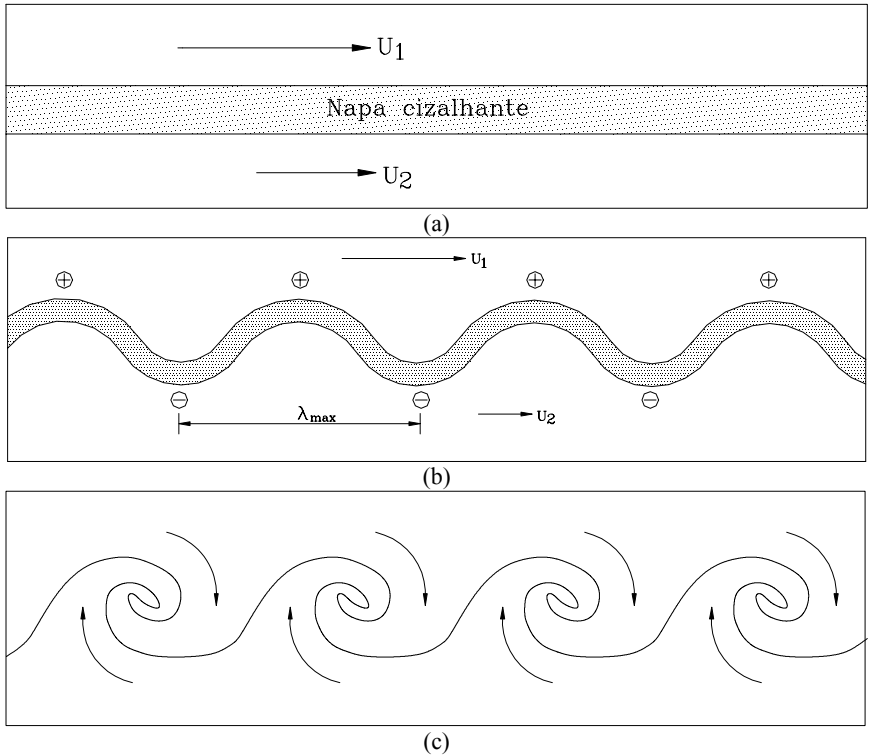


Figura 4. Camada de mistura em desenvolvimento temporal.

O processo de transição se inicia a partir de uma faixa cizalhante gerada por duas correntes de velocidade uniformes de magnitudes U_1 e U_2 . O parâmetro $\Lambda = (U_1 + U_2)/2$ permite caracterizar o comportamento dinâmico da camada de mistura. Observa-se na Figura 4 (b) a manifestação de oscilações com comprimento de onda λ_{max} que se desenvolvem com máxima taxa de amplificação. O processo de seleção deste comprimento de onda ainda não é bem compreendido.

Quando estas instabilidades aparecem observa-se a geração de cristas e vales da napa cizalhante inicialmente uniforme. Eles são assinalados com mais e menos sobre esta onda. É natural que sobre as cristas a pressão seja menor que no interior dos vales uma vez que as velocidades são maiores e menores respectivamente. Este fato faz com que se tenha um sistema completamente instável no qual as instabilidades só podem amplificar. Além disto, as cristas entram em zonas rápidas e os vales entram em zonas lentas do escoamento. Desta forma as cristas serão transportadas mais rapidamente que os vales o que resulta no processo de enrolamento ilustrado na Figura 4 (c). As instabilidades da Figura 4 (b) e os turbilhões da Figura 4 (c) são conhecidas como instabilidade e turbilhões de Kelvin-Helmholtz. Observa-se na Figura 4 (c) que os turbilhões transportam fluido rico em quantidade de movimento (sentido descendente) e fluido pobre em quantidade de movimento (sentido ascendente) para o interior da camada de mistura, o que explica a

denominação de “camada de mistura”. Na Figura 5 mostra-se uma camada de mistura em desenvolvimento temporal observada na atmosfera. Na parte inferior da figura observa-se uma cidade sobre a qual o escoamento se desenvolve magistralmente.

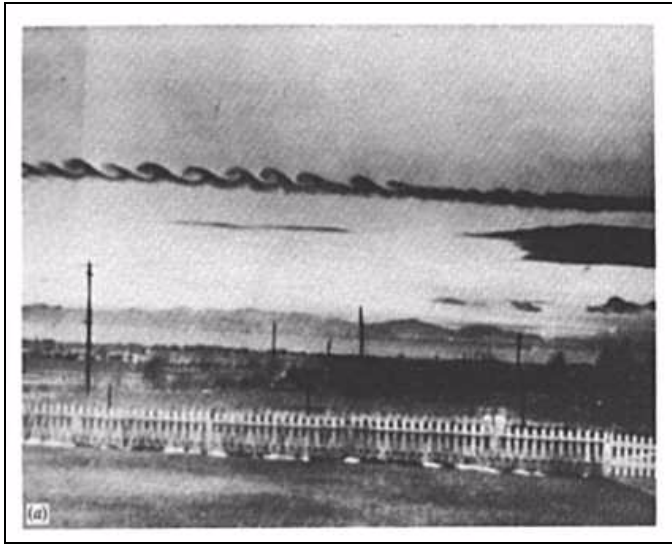


Figura 5. Camada de mistura em desenvolvimento temporal; escoamento atmosférico.

b. Camada de mistura em desenvolvimento espacial

A Figura 6 (a) ilustra uma camada de mistura em desenvolvimento espacial. Observa-se a formação de um campo de velocidade inflexional à jusante de uma placa separadora de duas correntes de velocidades uniformes de intensidades U_1 e U_2 . O desenvolvimento das instabilidades e dos turbilhões de Kelvin-Helmholtz são observados. Neste caso as estruturas turbilhonares crescem à medida que elas são transportadas espacialmente através de mecanismos do tipo aparelhamento turbilhonar, como ilustrado na Figura 6 (b). Nesta última figura tem-se o resultado de uma simulação numérica (Kaul, 1988), onde a corrente uniforme mais rápida encontra-se na região inferior da placa. É interessante observar que o sentido de rotação das estruturas é determinado pelo sentido do cisalhamento.

Na Figura 7 mostra-se uma visualização experimental realizada por Brown e Roshko (1974), mostrando os estágios bidimensionais junto à placa separadora e o comportamento qualitativo de tridimensionalização do escoamento.

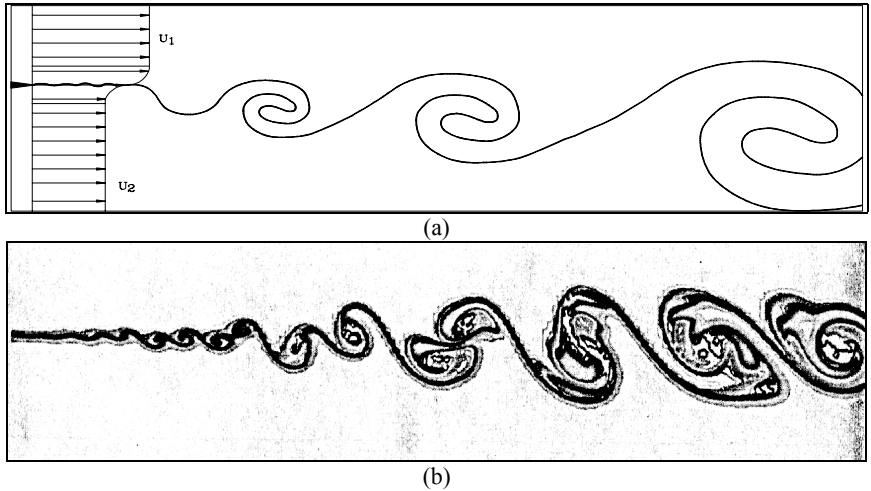


Figura 6. Camada de mistura em desenvolvimento espacial.

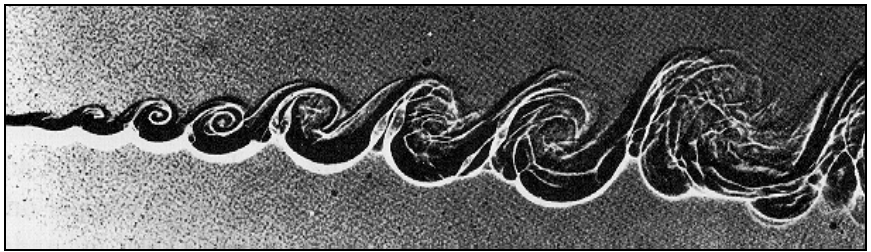


Figura 7. Camada de mistura em desenvolvimento espacial (Brown e Roshko, 1974).

Estas estruturas turbilhonares bem organizadas nas grandes escalas são também conhecidas como estruturas coerentes. A descoberta destas estruturas levou a se acreditar que pelo menos a nível das grandes estruturas a turbulência apresenta um dado nível de organização e coerência do ponto de vista estatístico, ou seja, são estruturas capazes de guardar uma forma geométrica bem definida por um tempo superior ao seu tempo característico de rotação.

c. Desenvolvimento de instabilidades tridimensionais

As instabilidades descritas acima são, num primeiro momento, bidimensionais. Mas como foi comentado na unidade (3.3) os escoamentos turbulentos são tridimensionais. Nesta unidade analisa-se os mecanismos envolvidos no processo de tridimensionalização dos escoamentos do tipo camada de mistura.

O complexo processo de transição à turbulência é ainda pouco compreendido. No entanto nas últimas décadas grandes avanços têm sido conseguidos graças aos desenvolvimentos de novas técnicas experimentais e também dos computadores de última

geração e de novas e performantes metodologias de solução das equações que modelam os escoamentos turbulentos. A transição pode ser entendida como sendo um processo de multiplicação de frequências cujas formas estão sendo desvendadas pouco a pouco. No presente texto objetiva-se apenas transmitir as idéias básicas do processo de transição e por isto limitar-se-á a apresentar alguns resultados ilustrativos existentes na literatura.

Como comentado precedentemente, as instabilidades primárias formadas numa camada de mistura possuem formas cilíndricas bidimensionais. Complexos mecanismos não lineares induzem oscilações harmônicas sobre estas instabilidades iniciais. Concomitantemente filamentos turbilhonares longitudinais são induzidos entre as estruturas primárias consecutivas o que cria um processo de fortes interações não lineares e que, aparentemente, levam ao processo de tridimensionalização e de multiplicação de frequências que caracterizam a transição para o estado de turbulência tridimensional. Na Figura 8 ilustra-se de forma esquemática este processo. Nesta figura os cilindros transversais representam as instabilidades primárias, as quais giram no sentido horário. Elas induzem a formação das instabilidades secundárias na forma de filamentos turbilhonares contra-rotativos. As setas sobre os filamentos informa o sentido de rotação segundo a regra da mão direita.

Na figura 9 mostra-se o resultado de observações experimentais realizadas por Lasheras e Choi (1988). Visualiza-se o processo de interação entre as estruturas primárias e secundárias criando fortes deformações e conduzindo ao processo de tridimensionalização.

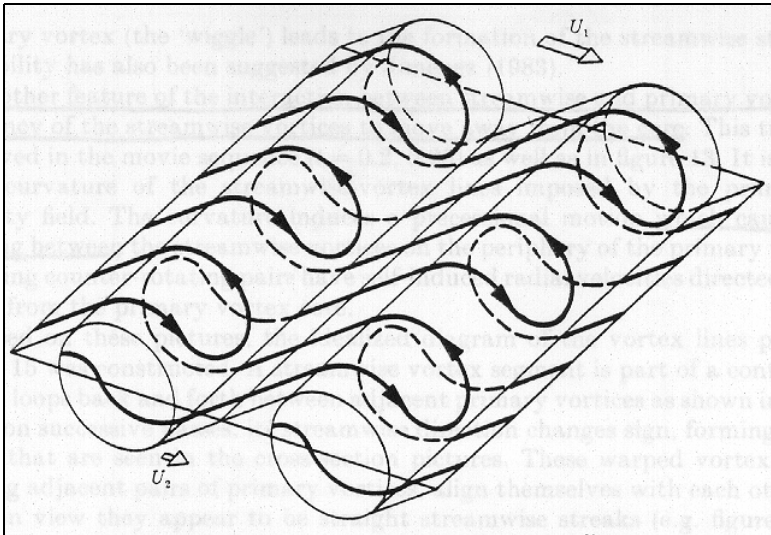


Figura 8. Esquema qualitativo do processo de geração de instabilidades secundárias em camadas de mistura.

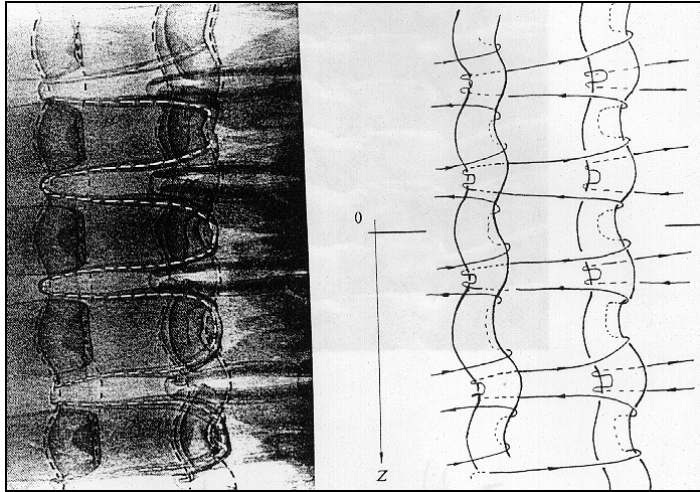


Figura 9. Detalhes de uma camada de mistura em desenvolvimento espacial; vista superior; resultado experimental (esquerda) e esquema qualitativo (direita).

4.1.2. Jatos

Os jatos podem ser classificados segundo a geometria que os formam. Fala-se de um jato redondo se ele foi gerado por um orifício circular, jato plano ou retangular se foi gerado por uma cavidade retangular. Em qualquer um destes tipos de jatos a transição é caracterizada, à semelhança das camadas de mistura, pela formação de instabilidades primárias e turbilhões de Kelvin-Helmholtz, os quais induzirão a formação de filamentos secundários. A interação dos filamentos longitudinais contrarrotativos com as estruturas turbilhonares primárias induzirão a formação de oscilações transversais sobre as estruturas primárias as quais se amplificam e finalizam por degenerar o escoamento em turbulência tridimensional.

A transição de um jato laminar para um jato turbulento acontece, via de regra, próximo do bocal que lhe dá origem, de forma que ela dependa da geometria do orifício ou do bocal e também das condições do escoamento à jusante. Desta forma os experimentos são dificilmente comparáveis. Torna-se também difícil de comparar simulações numéricas com dados experimentais, exceto do ponto de vista estatístico.

Como nos casos precedentes, as oscilações aparecem de forma senoidal, indicando um processo de amplificação seletivo de perturbações. Os jatos se transicionam a baixos números de Reynolds, a exemplo do que acontece com todos os escoamentos cizalhanças livres. Os escoamentos parietais exigem maiores números de Reynolds para que aconteça a transição. Para os jatos a transição se inicia a $Re_\delta = 10$ enquanto em camada limite isto acontece a $Re_\delta = 1.000$, Drazin e Reid (1981).

A figura 10 ilustra esquematicamente este processo com as diferentes fases da transição: (1) bocal convergente; (2) núcleo de escoamento potencial; (3) toroide de alta concentração de vorticidade; (4) geração de vórtices toroidais bidimensionais; (5) aparelhamento de vórtices anulares; (6) oscilações tridimensionais sobre os vórtices

toroidais; (7) degeneração em turbulência tridimensional; (8) reorganização da turbulência em grandes escalas compostas de outras multiplas escalas. Observa-se também neste tipo de escoamento a formação de filamentos longitudinais que interagem com as estruturas primárias. Este cenário têm sido observado tanto em trabalhos trabalhos experimentais quanto em trabalhos de simulação numérica de grandes escalas. A figura 11 (a) ilustra o processo de transição e a região de degeneração em turbulência de um jato circular. Trata-se de uma visualização experimental com ajuda de um plano de iluminação laser. Mostra-se os primeiros turbilhões de Kelvin-Helmholtz, seguidos de aparelhamentos e de uma região fortemente tridimensional e turbulenta. Na Figura 11 (b) mostra-se um corte horizontal efetuado transversalmente ao jato vertical da Figura 11 (a) na posição indicada pela seta. Na Figura 12 apresenta-se o resultado de uma simulação numérica realizada por Urbin (1997). Nesta figura vizualiza-se o desenvolvimento do processo de transição de um jato circular sob fortes efeitos de forçagem na entrada do domínio de cálculo. Verifica-se o desenvolvimento de estruturas toroidais consecutivas com uma frequência igual à frequência de forçagem.

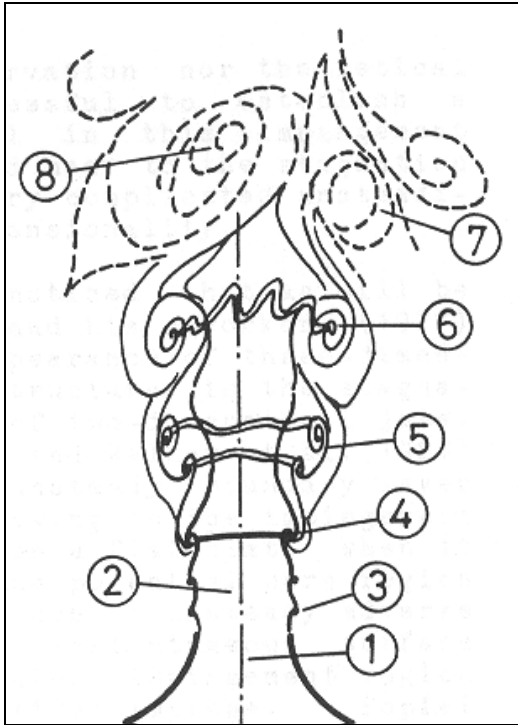


Figura 10. Esquema ilustrativo do processo de transição de um jato redondo.

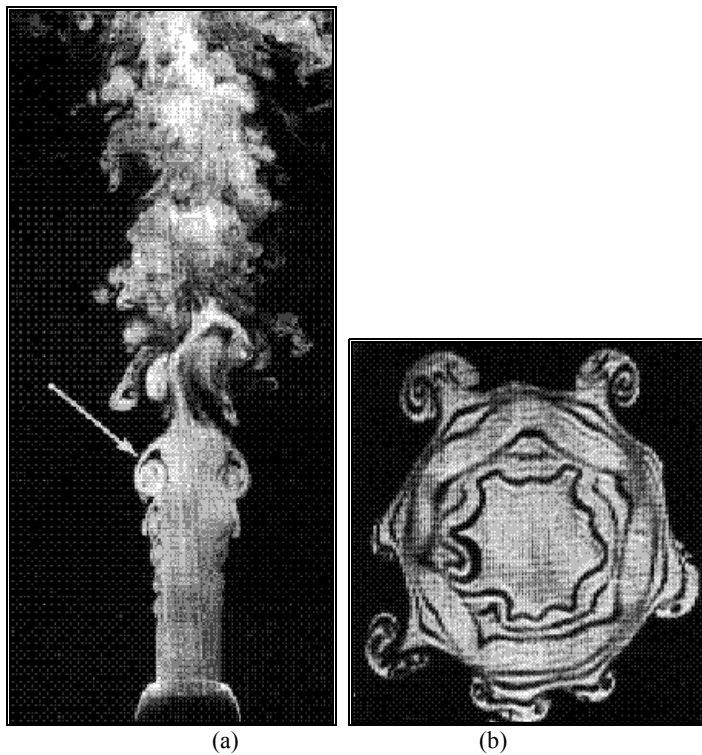


Figura 11. Jato redondo em transição; (c) visualização de um plano laser vertical e (b) plano laser horizontal transversal ao jato, na posição indicada pela seta (experimento realizado por Balint, Ecole Centrale de Lyon).

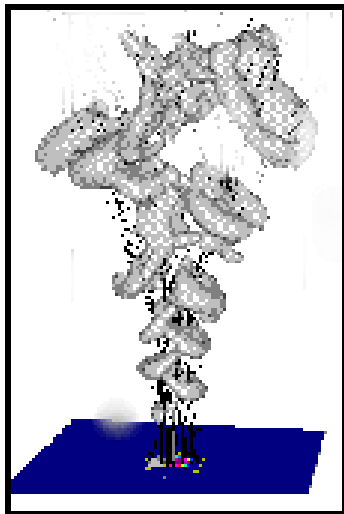


Figura 12. Simulação numérica de grandes escalas do processo de transição de um jato redondo (Figura concedida por Urbin, CEA Grenoble, 1997).

4.1.3. Esteiras

Os escoamentos do tipo esteira aparecem à jusante de um obstáculo onde se gera, em média, um escoamento recirculante com um campo inflexional de velocidade. Este é sem dúvida o escoamento transicional mais familiar para toda a comunidade, mesmo para os mais leigos no assunto, que já teve a oportunidade de observar a clássica esteira de Von Karman atrás dos pilares de uma ponte.

Este talvez seja o momento mais apropriado para falar do conceito de estruturas coerentes da turbulência, conceito lançado nas últimas décadas, associado às grandes estruturas turbulentas de um escoamento, Cantwell (1981) e Hussain (1983). Este conceito leva a novas reflexões no sentido de não se tratar um escoamento turbulento como randômico em todas as suas escalas. Isto cria uma nova possibilidade de interpretação da turbulência, podendo esta ser coerente nas grandes escalas e randômica nas pequenas. A esteira de Von Karman foi uma das primeiras visualizações destas estruturas coerentes em escoamentos à jusante de um cilindro.

A figura 13 ilustra uma esteira formada à jusante de um obstáculo. Observa-se a formação de turbilhões coerentes alternados num modo denominado sinuoso. É menos frequente mas é possível que esta esteira se apresente também no chamado modo varicoso, onde os turbilhões permanecem em fase.

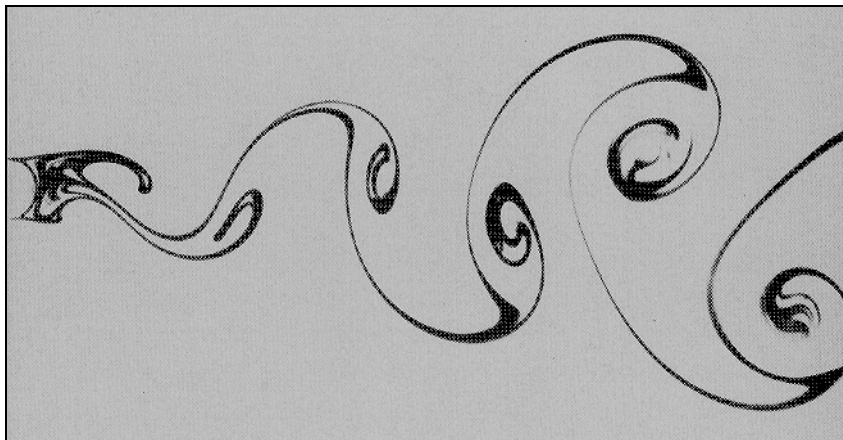
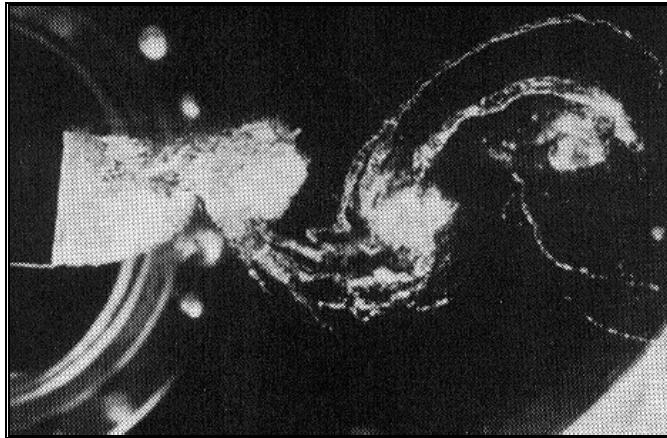


Figura 13. Esteira de Von Karman formada à jusante de uma placa rombuda (Van Dyke, 1982).

Este comportamento, ilustrado nesta figura, se manifesta bem organizado em regime quase bidimensional na fase de transição, nas proximidades do cilindro. Experimentalmente e por simulação numérica observa-se o processo de transição de forma completamente similar ao que já foi apresentado para os outros tipos de escoamentos. O cenário da transição, ilustrado na Figura 14 se mostra novamente como uma composição de estruturas primárias transversais e estruturas secundárias longitudinais. Na Figura 14 (a) mostra-se o escoamento sob uma vista em perspectiva. O escoamento é visualizado com a ajuda de bolhas que são geradas por processo de cavitação. Como o processo de mudança de fase se dá primeiro nas regiões de baixas pressões, fica claro que o que se visualiza são os centros dos turbilhões. Na Figura 14 (b) mostra-se o resultado de uma simulação numérica de grandes escalas deste tipo de escoamento. É espetacular a semelhança entre os resultados sobre um escoamento com tal complexidade. Fica clara a potencialidade das ferramentas numéricas para se evidenciar detalhes do processo de transição à turbulência. Em especial destaca-se a clareza com que os filamentos longitudinais contrarrotativos são evidenciados. Mais uma vez o processo de interação entre estruturas coerentes primárias e secundárias é primordial para o processo de transição.



(a)



(b)

Figura 14. Esteira tridimensional à jusante de um obstáculo (retirado de Lesieur, 1994).

Como já comentado uma esteira se forma à jusante de um obstáculo qualquer e o seu comportamento físico depende da geometria deste obstáculo. Nos casos precedentes tem-se geometrias alongadas de forma que as instabilidades geradas são bidimensionais, não apresentando variações na direção transversal. A título de ilustração, na Figura 15 mostra-se uma esteira formada à jusante de uma esfera onde se observa a formação de uma família de instabilidades que caracterizam a transição à turbulência. Novamente observa-se a formação de instabilidades e turbilhões de Kelvin-Helmholtz em consequência da existência de um campo médio inflexional de velocidade gerado pelo processo de recirculação. As instabilidades iniciais (próximo da esfera) são toroides quase

bidimensionais, apresentando oscilações segundo a direção circunferencial. Verifica-se que estas oscilações amplificam-se rapidamente e degeneram em turbulência tridimensional. A uma distância de um diâmetro da esfera o escoamento já se encontra completamente transicionado.

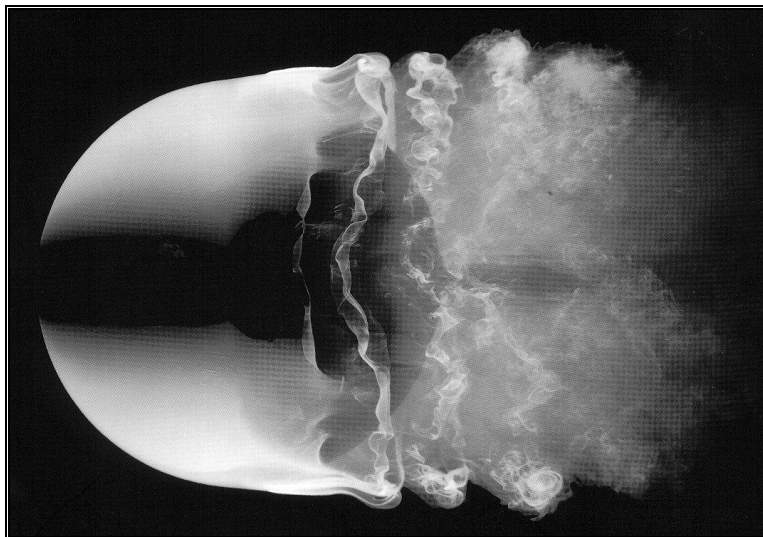


Figura 15. Esteira turbilhonar à jusante de uma esfera; o escoamento está direcionado da esquerda para a direita (retirada de Faber, 1995).

4.2. Camada Limite

Quando um fluido se movimenta sobre um corpo sólido a altos números de Reynolds, a camada limite que se forma sob os efeitos viscosos, pode se tornar turbulenta. Neste caso os efeitos do atrito viscoso sobre o corpo aumentam. Compreender e controlar os fenômenos físicos envolvidos na transição de uma camada limite desperta muito interesse prático devido aos anseios de se reduzir os efeitos de arrastes em aviões e navios, navios e submarinos. Muito interesse também surge para se reduzir os custos de bombeamento e maximizar a eficiência de mistura de componentes em processos químicos. Os comentários que serão lançados neste texto são voltados para o processo de transição de camada limite.

Nas seções precedentes comentou-se sobre os escoamentos cizalhantes livres, nos quais a transição se dá graças ao processo de geração de instabilidades de Kelvin-Helmholtz, pouco dependentes dos efeitos viscosos mas altamente dependentes do comportamento dos campos médios de velocidade: eles devem ser inflexionais. Enfatiza-se novamente que se trata das instabilidades de natureza cizalhante. No caso das camadas limite a origem da turbulência não pode ter ligação com a inflexionalidade dos perfis médios de velocidade e passa a ter uma forte dependência do comportamento viscoso. As

etapas da transição, reconhecidas até o momento, são ilustradas esquematicamente na Figura 16, para o caso particular de uma placa plana.

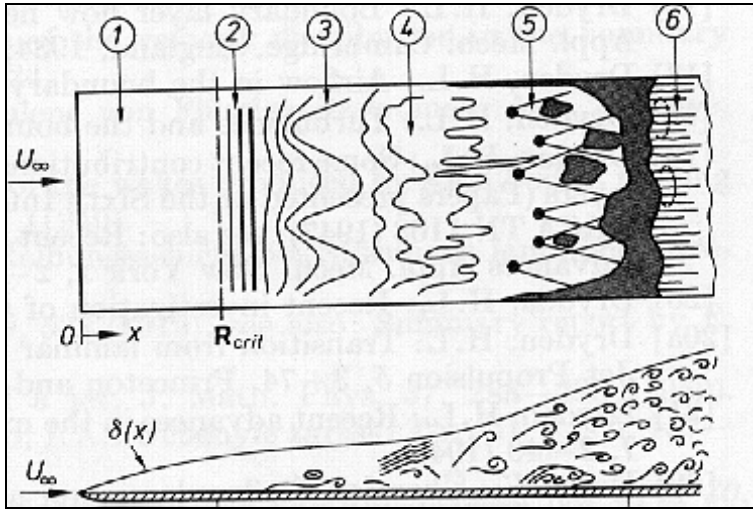


Figura 16. Esquema ilustrativo das fases de transição de uma camada limite sobre uma placa plana (retirado de Schlichting, 1968).

A primeira fase (1) que antecede a transição é obviamente o escoamento laminar, assumindo-se que não exista turbulência no escoamento que antecede a placa. A segunda fase (2) formação das primeiras instabilidades, junto à parede, de pequenas amplitudes e de comportamento laminar, são denominadas *ondas de Tollmien-Schlichting*. Em seguida (3) estas ondas se colocam a oscilar na direção transversal à placa, com um comprimento de onda de máxima taxa de amplificação, selecionado entre todos os comprimentos de onda injetados na forma de perturbações, dando origem a instabilidades conhecidas como *grampo de cabelo*. Estas instabilidades são filamentos turbilhonares contrarotativos que se erguem para o interior da camada limite devido ao efeito de bombeamento de fluido criado pelos braços contrarotativos. Na sequência (4), como uma consequência das instabilidades *grampos de cabelo* surgem os famosos *busts turbulentos* que representam fortes concentrações de vorticidade as quais geram transportes violentos de matéria da parede para o interior da camada limite, visualizados classicamente por meio de injeção de fumaça. A última fase (5) da transição, ilustrada em detalhe na Figura 17, representa uma espécie de reorganização do escoamento em *spots turbulentos* com fortes concentrações de energia cinética turbulenta, o que dá ao processo de transição um caráter fortemente intermitente. Finalmente a fase (6) caracteriza a fase completamente turbulenta da camada limite.

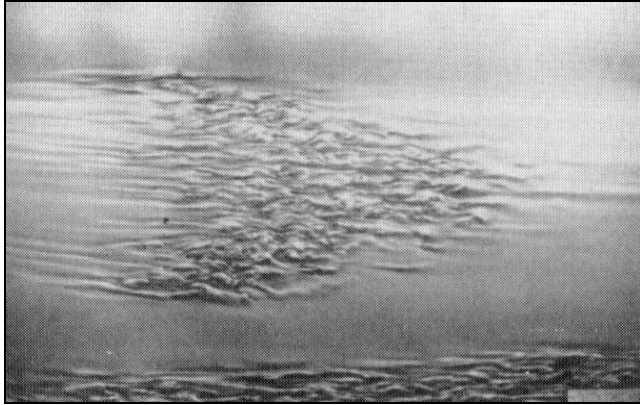


Figura 17. *Spot turbulento* no interior de uma camada limite plana em transição (retirado de Cantwell *et al.*, 1978).

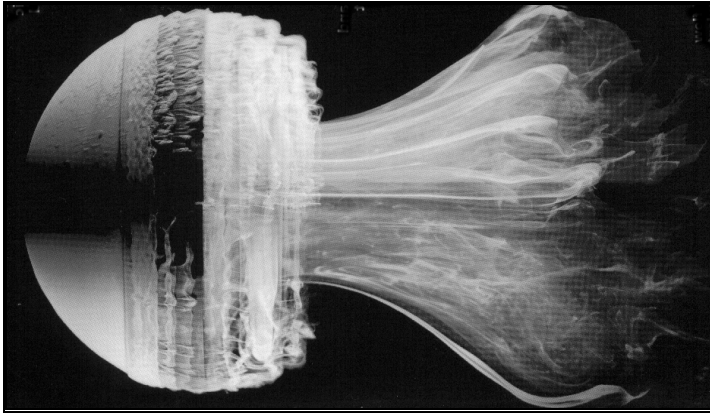
A exemplo do que foi ilustrado para o caso dos escoamentos do tipo esteira, uma camada limite também se desenvolve sobre diferentes tipos de geometrias. Na Figura 18 (a) mostra-se a camada limite que transiciona sobre uma esfera. A camada limite se forma à esquerda da mesma seguida da formação de ondas *Tollmien-Schlichting* e de instabilidades do tipo *grampo de cabelo*. Estes detalhes podem ser visualizados na Figura 18 (b).

4.3. Outros tipos de escoamentos que transicionam

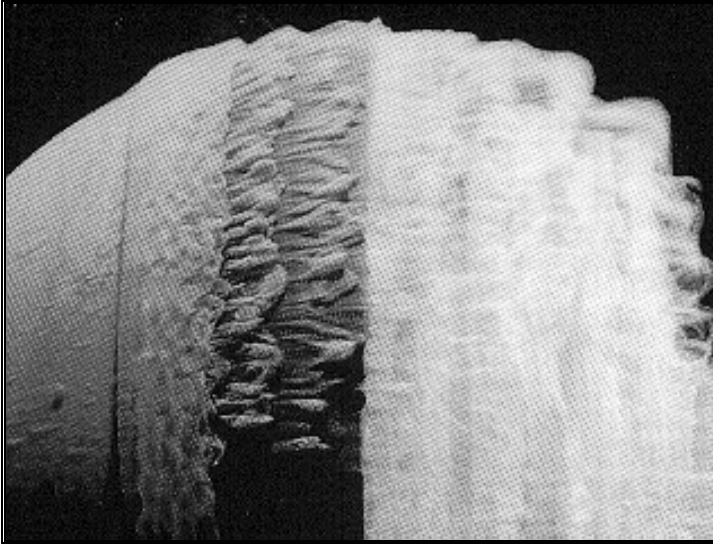
Além dos escoamentos já apresentados pode-se encontrar outros tipos, menos frequentes, mas não menos importantes e que merecem alguns comentários. A seguir apresenta-se aqueles escoamentos e suas instabilidades características que eventualmente podem conduzi-los ao processo de transição à turbulência.

4.3.1. Convecção de Rayleigh-Bérnard e de Marangoni

Supor uma camada de fluido entre duas placas horizontais separadas de uma distância d , submetidas a uma diferença de temperatura $\Delta\theta$. Se a placa inferior for a mais aquecida surgirá movimento gerado pelo empuxo. Devido à conservação da massa, para este caso específico de camada de fluido horizontal, o movimento deve se manifestar forçosamente na forma de instabilidades com movimentos ascendentes e descendentes de forma que o fluxo líquido médio de fluido por um plano intermediário horizontal seja nulo. Estas instabilidades convectivas são as primeiras que aparecem neste tipo de escoamento e são conhecidas como instabilidades de Rayleigh-Bérnard. É bem evidente que elas só aparecerão a partir de condições críticas envolvendo o modo de operação, o tipo de fluido e a geometria do sistema. Estes parâmetros se agrupados via análise dimensional permite a definição do número de Reayleigh, dado pela equação abaixo:



(a)

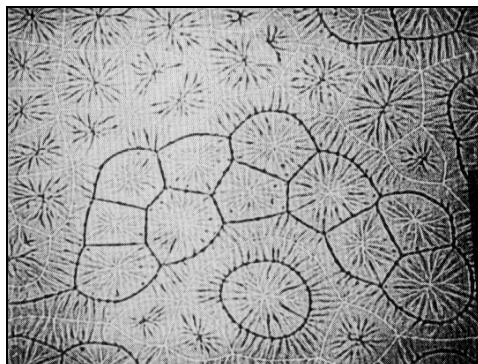


(b)

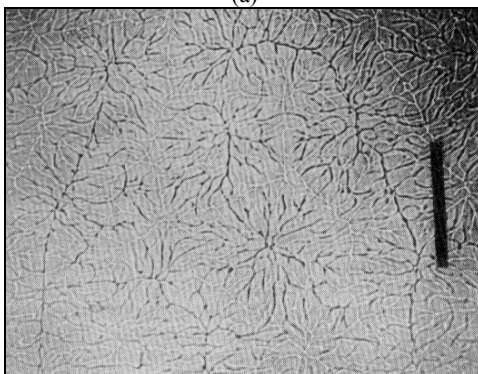
Figura 18. Camada limite sobre a primeira metade à esquerda de uma esfera (a); detalhes das *ondas de Tollmien-Schlichting* e das instabilidades tipo *grampo de cabelo* (b).

$$Ra = \frac{\beta g \Delta \theta d^3}{\alpha \nu}, \quad (22)$$

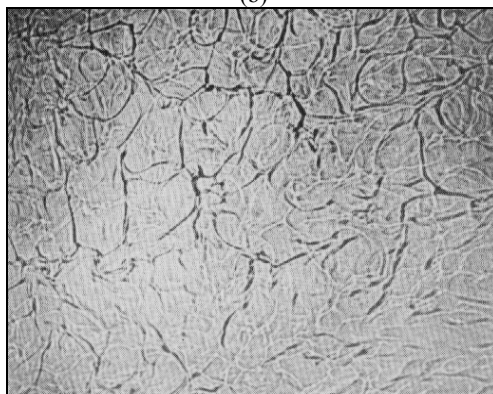
onde β , α e ν são respectivamente o coeficiente de expansão volumétrica, a difusão térmica e a viscosidade cinemática molecular. Assim se $Ra > Ra_c$, inicia-se o processo de amplificação de perturbações e formação das ditas instabilidades de Rayleigh-Bernard, mais por força do uso que por precisão histórica nos desenvolvimentos científicos.



(a)



(b)



(c)

Figura 19. Convecção de Bernard em uma camada fluida horizontal, para $Pr=0,7$: (a) $Ra=4,8 \times 10^4$; (b) $Ra=1,3 \times 10^4$ e (c) $Ra=1,7 \times 10^5$.



Figura 20. Traços de células hexagonais convectivas de Marangoni geradas no fundo de um lago (Figura retirada de Faber, 1995).

Nas Figuras 19 (a), (b) e (c) mostra-se três configurações de escoamentos numa camada horizontal relativas a três regimes diferentes. Observa-se que à medida que se aumenta o número de Rayleigh o escoamento se torna menos organizado. Na Figura 19 (a) tem-se as células de Bernard ainda bem organizadas. Nas Figuras 19 (b) e (c) estas células desapareceram e surge um regime mais desorganizado, onde a transição à turbulência torna-se evidente.

O movimento convectivo presente neste tipo de escoamento se deve ao processo de transformação de energia potencial em energia cinética o que alimenta as correntes convectivas. Existe também os efeitos viscosos cuja energia dissipada deve ser repostada também pela energia potencial.

Existem também problemas semelhantes a este nos quais o processo convectivo é alimentado por outra fonte de energia. Imagine-se por exemplo uma camada de fluido fina sobre uma placa plana horizontal e com uma superfície livre. Efeitos de tensão interfacial aparecerão. Aquecendo-se a superfície inferior do fluido, surge um movimento vertical por variação de densidade. Surge então na superfície livre superior regiões mais aquecidas e em

consequência gradientes horizontais de temperatura. O coeficiente de tensão interfacial é função da temperatura, diminuindo na direção dos pontos mais quentes. Este fato é conhecido como efeito de Maragoni. Neste caso surge um campo de força resultante, em consonância com os gradientes de temperatura, que promoverá movimentos horizontais. Desta forma à medida que o fluido quente sobe e libera energia térmica para o meio ambiente o escoamento recebe energia liberada na interface a qual tem origem no gradientes de tensões interfaciais. Este movimento combinado com o empuxo completa o movimento convectivo na forma de células organizadas, conhecidas por células de Maragoni.

Na Figura 20 ilustra-se os traços das células de Marangoni formadas no solo de um lago (*salt lake*) após o processo de secagem gerado pela evaporação. Percebe-se que estas células são muito regulares e não podem caracterizar um regime turbulento mas é certo que, sendo instabilidades, caracterizam o início do processo de transição.

Observa-se que, quando se tem superfície livre envolvida neste tipo de problema, as duas fontes de manutenção da convecção (energia interfacial e energia potencial) coexistem. Pode-se demonstrar (Faber, 1995) que os efeitos da energia interfacial serão predominantes quando

$$\frac{d\sigma}{dT} > -\beta\rho g d^2 . \quad (23)$$

À título de exemplo se se coloca óleo silicone sobre uma superfície horizontal e se a espessura d da camada de líquido não excede 3 mm então os efeitos de Marangoni serão predominantes.

Este é um tipo de escoamento envolvido em muitos problemas práticos. Além disto êle tem sido alvo da atenção de muitos pesquisadores, tornando-se um campo muito rico para análise de instabilidades e a evolução para a movimentos trubulentos.

4.3.2. Instabilidades de Taylor-Couette

Um outro tipo de instabilidades, semelhantes às instabilidades de Rayleigh-Bérnard, se formam em escoamentos isotérmicos no interior de uma cavidade entre dois cilindros concêntricos rotativos. Este tipo de escoamento é conhecido como escoamento de Couette. Neste caso as forças centrífugas geradas pela rotação estão ligadas à formação e manutenção das instabilidades de Taylor-Couette, descritas nesta seção.

Nas Figuras 21 (a) e (b) mostra-se respectivamente um corte transversal e um corte longitudinal do canal composto por dois cilindros concêntricos. Na Figura 21 (b) ilustra-se as instabilidades toroidais contrarrotativas de Taylor-Couette. Nas Figuras 22 (a), (b) e (c) tem-se a visualização experimental destas instabilidades assim como do processo de transição à turbulência. Na figura 22 (a) os toroides contrarrotativos, relativos a uma dada diferença de rotação, são bidimensionais. À medida que esta diferença de rotação aumenta surgem oscilações harmônicas sobre os toroides, as quais se amplificam e o escoamento se degenera em turbulência, como se ilustra na Figura 22 (c). Este é apenas mais um cenário de transição à turbulência com características similares aos precedentes: surgimento de instabilidades típicas do escoamento como resultado do processo de amplificação de perturbações; bifurcação destas instabilidades primárias e geração de uma nova família e

finalmente degeneração em um espectro largo de instabilidades característico da turbulência.

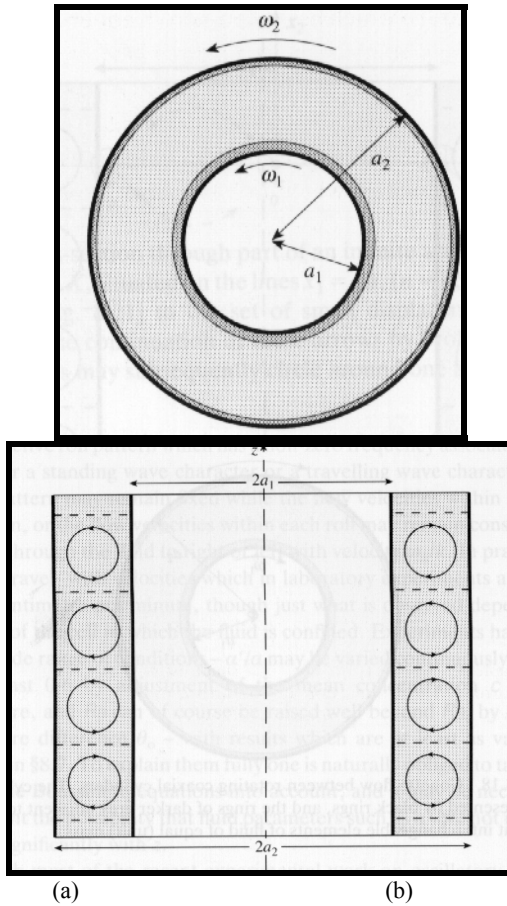


Figura 21. Esquema ilustrativo do escoamento de Couette (a) e instabilidades toroidais de Taylor-Couette (b).

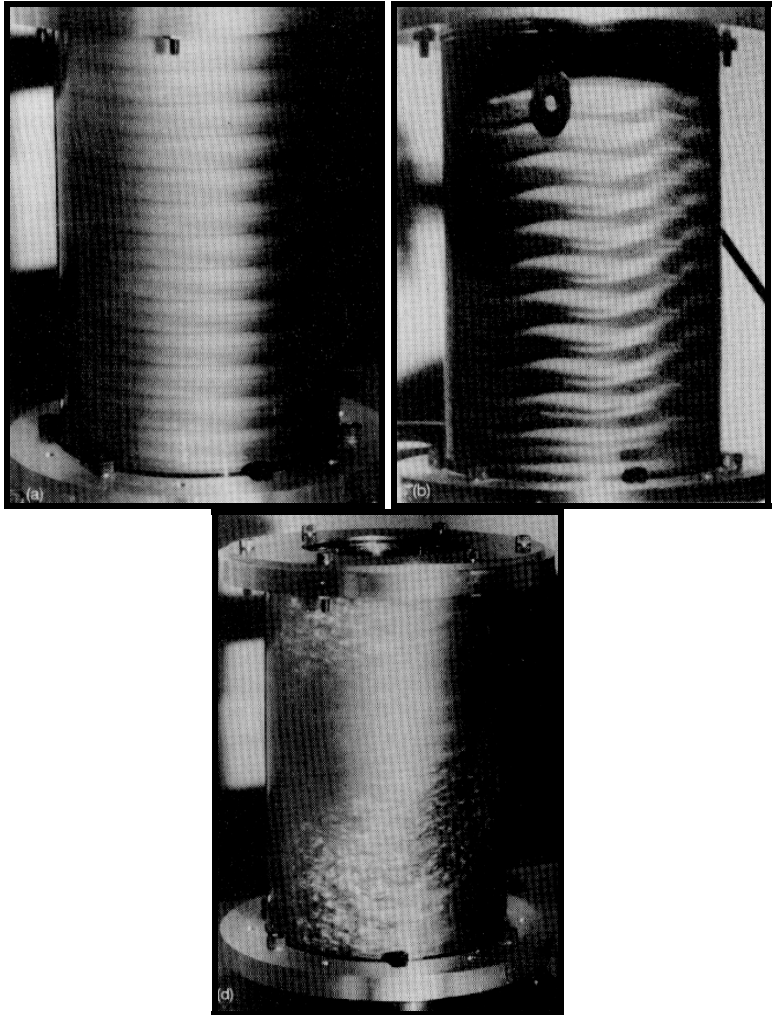


Figura 22. Instabilidades de Taylor-Couette (a); oscilações harmônicas (b) e degeneração em turbulência (c); Figura retirada de Coles (1965).

O leitor interessado pode encontrar mais detalhes sobre o tratamento analítico deste problema, via teoria da estabilidade linear em Tritton (1988).

4.4. Alguns comentários sobre a teoria da estabilidade linear

Como já foi mencionado anteriormente não existe até o momento uma teoria que permita explicar o processo de transição dos escoamentos na sua totalidade. No entanto a teoria da estabilidade linear pode elucidar muitos aspectos, pelo menos na fase inicial da

transição onde a natureza do escoamento é essencialmente laminar e portanto com pouca influência das não linearidades.

Todo escoamento cizalhante pode transicionar a valores suficientemente elevados do número de Reynolds. A teoria da estabilidade linear indica quando um escoamento cizalhante laminar pode transicionar para o regime turbulento. No entanto, como demonstrado na vasta literatura as ondas preditas por este tipo de teoria são apenas o primeiro estágio do cenário da transição para a turbulência. Fica a questão do que acontece na sequência, onde este tipo de teoria não pode dar nenhuma resposta às questões que se coloca sobre a física do processo de transição. Além disto não existe outro tipo de teoria. Resta ainda as investigações experimentais e por simulações numéricas. Estes tipos de investigações, a pesar de conduzir à compreensão dos processos físicos, não pode conduzir a uma teoria fechada, a qual sempre estaria sob influência do modo de observação de cada experimentalista ou numericista. Esta discussão conduz a interpretações muito complexas e é apropriada para dar uma descrição fenomenológica. Detalhes sobre a teoria da estabilidade linear e vários exemplos de análise de escoamentos específicos através desta teoria podem ser encontrados nos livros de Schlichting (1968) e Drazin and Reid (1981).

4.5. Escoamentos Complexos

4.5.1. Transição sobre uma expansão brusca

Os escoamentos ditos complexos são os mais frequentes na natureza e nas aplicações práticas e tecnológicas. Eles podem ser entendidos como sendo uma composição dos escoamentos de base apresentados nas seções precedentes. Do ponto de vista da transição, muito do que foi apresentado em matéria da natureza física, pode ser encontrado no interior deste tipo de escoamento.

O caso de uma expansão brusca em um canal retangular é aqui apresentado como exemplo deste tipo de escoamento. Esta geometria, ilustrada na Figura 23, é bastante simples de ser discretizada e, no entanto, propicia o aparecimento de um escoamento transicional de alta complexidade. Como iluystroado na Figura 23, nas regiões (I) tem-se escoamentos do tipo camada limite; sobre o degrau, ponto (II) a camada limite se descola e gera-se uma zona cizalhante (III) com a formação de instabilidades do tipo Kelvin-Helmholtz, as quais são submetidas ao efeito de confinamento e são transportadas em direção à região de recolamento da camada limite (V), região esta de grande complexidade devido ao choque das estruturas turbilhonares com a parede inferior do canal; em baixo da camada cizalhante têm-se uma região de escoamento recirculante interagindo com ela; após a região de recolamento encontra-se a região de redensolvimento da camada limite (VI) a qual interage com as estruturas turbilhonares que são transportadas para a saída do canal; finalmente, sobre tudo isto encontra-se a região de escoamento mais estável (VII) a qual não pode ser considerada como potencial devido às fortes instabilidades que são injetadas de forma intermitente no seu interior.

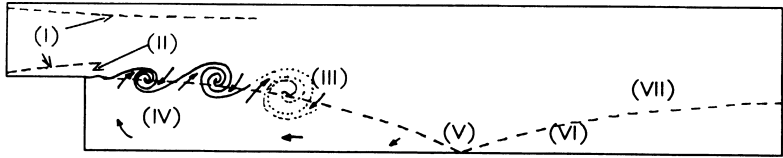


Figura 23. Características geométricas e físicas qualitativas do escoamento transicional sobre uma expansão brusca.

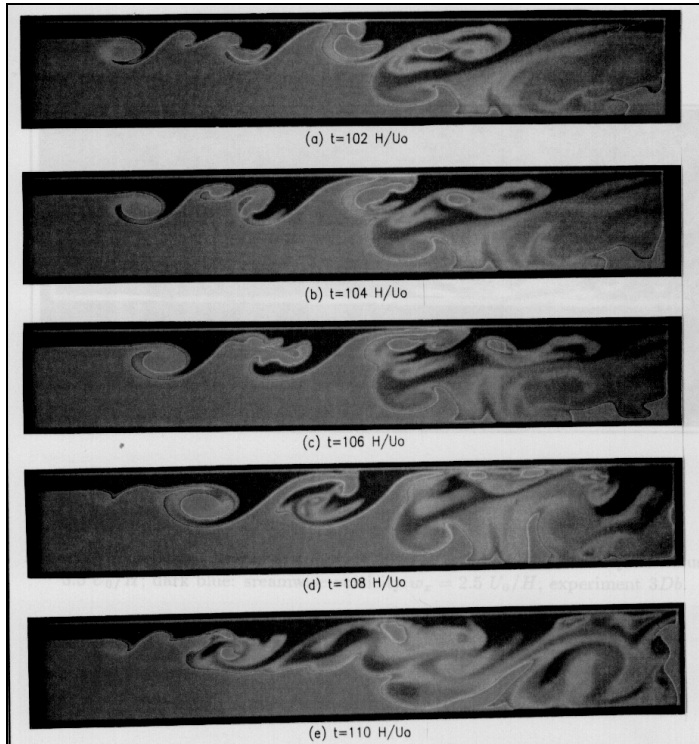
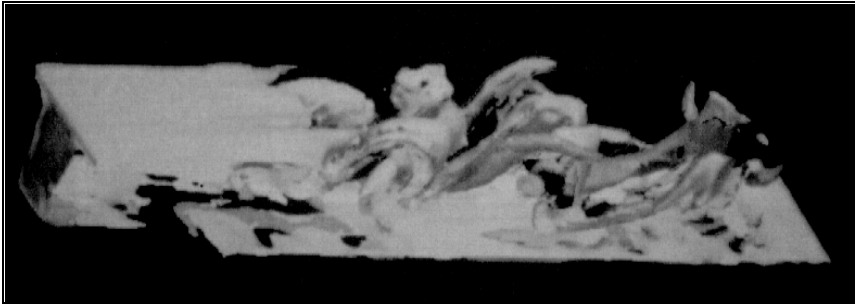


Figura 24. Escoamento bidimensional à jusante de uma expansão brusca.

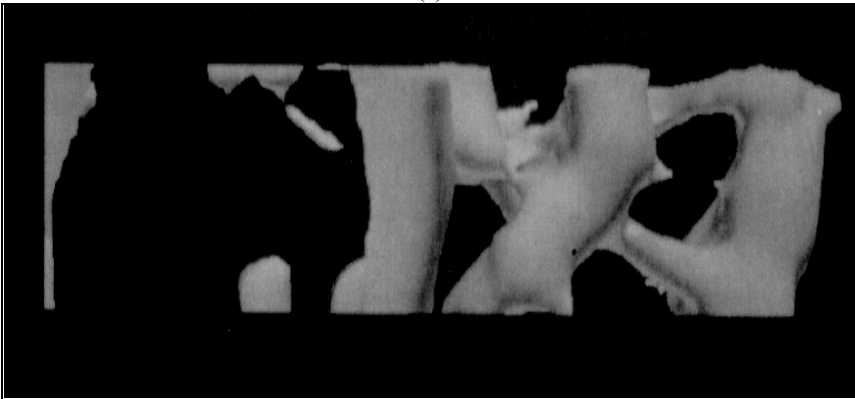
Simulações numéricas bidimensionais e tridimensionais têm sido realizadas para analisar a natureza física deste problema, por exemplo Silveira-Neto (1991). Na Figura 24 mostra-se os resultados de uma simulação bidimensional, evidenciando o processo de transição. Visualiza-se o escoamento com a ajuda de um colorante passivo numérico. Uma sequência temporal é apresentada. Observa-se no lado esquerdo desta figura, a formação das primeiras instabilidades na forma de oscilações, seguidas do aparecimento de instabilidades de Kelvin-Helmholtz e de aparelhamentos turbilhonares, de forma similar ao

que foi apresentado para uma camada de mistura em desenvolvimento espacial. Trata-se, neste caso de um degrau alto, para o qual a parede inferior exerce pouca influência sobre as instabilidades.

Na Figura 25 apresenta-se resultados de uma simulação tridimensional do escoamento sobre esta geometria. Na Figura 25 (a) visualiza-se, através de uma vista inclinada do canal de saída, após a expansão, isosuperfícies de vorticidade e na Figura 25 (b) visualiza-se as isosuperfícies do campo de pressão, sendo neste caso uma vista superior do canal. Percebe-se o processo de transição em ambas as figuras, com a presença de instabilidades primárias de Kelvin-Helmholtz, bidimensionais inicialmente, as quais se tornam fortemente tridimensionais quando são transportadas para a direita da figura. Visualiza-se claramente a presença dos turbilhões contrarrotativos longitudinais induzidos aparentemente pelas estruturas primárias já descritas. A intensa ação mecânica destas estruturas filamentosas longitudinais sobre as estruturas primárias pode ser percebida na Figura 25 (b). Reconhece-se a importância delas no processo de transição e aparecimento da turbulência num estágio posterior não mostrado nesta figura. Esta configuração refere-se a um degrau pequeno e portanto a parede inferior exerce uma forte influência sobre o processo de transição.



(a)



(b)

Figura 25. Escoamento tridimensional sobre uma expansão brusca.

Retomando o escoamento apresentado na figura 24, agora tridimensional, obtém-se o que se mostra na Figura 26, numa vista superior inclinada do escoamento. Focaliza-se o escoamento logo após a expansão bursca de forma a se visualizar os detalhes das instabilidades tridimensionais formadas. Claramente se vê os filamentos de cores alternadas as quais representam valores negativos e positivos de mesmo valor em módulo da vorticidade longitudinal. Fica mais evidente que se trata de filamentos de vórtices contrarrotativos. Para tornar mais clara esta constatação, na Figura 27 visualiza-se um corte vertical da Figura 26 sobre os turbilhões longitudinais. Traçou-se o campo de velocidade e os vetores mostram a existência de estruturas turbilhonares na forma de cogumelos assim como os núcleos dos turbilhões longitudinais.

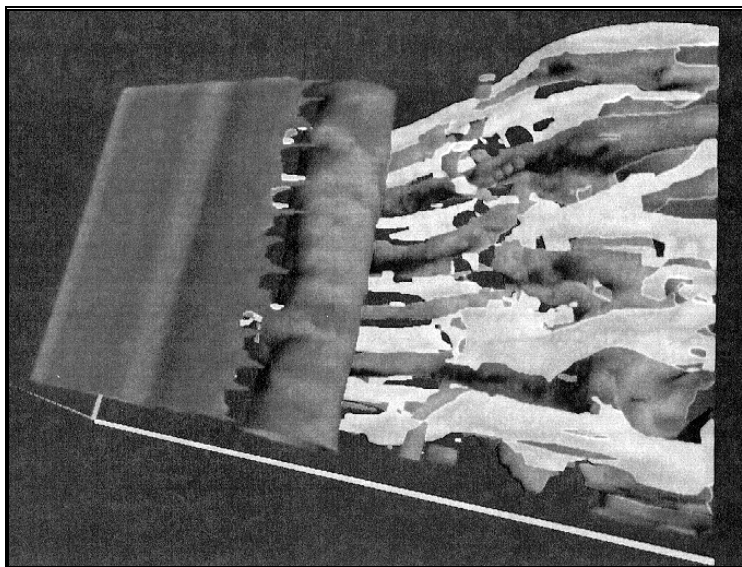


Figura 26. Detalhe dos turbilhões longitudinais contrarrotativos.

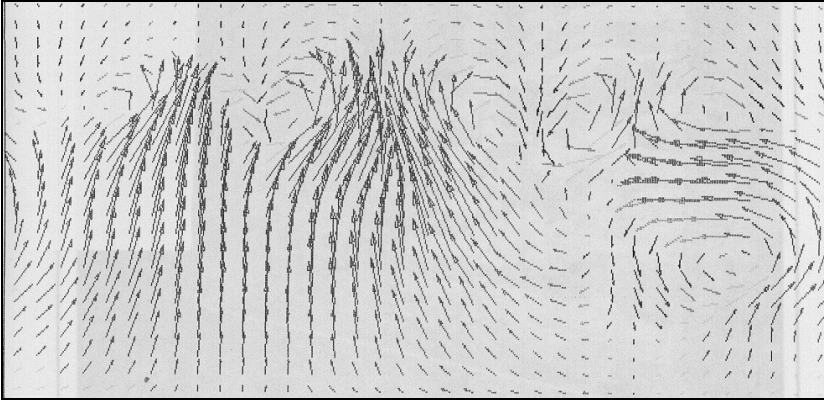


Figura 27. Corte vertical sobre os turbilhões longitudinais da Figura 26; campo de velocidade.

5. EXEMPLOS DE ESCOAMENTOS TURBULENTOS

5.1. Desenvolvimento da turbulência

A turbulência, na maioria dos casos conhecidos, é iniciada por uma das instabilidades descritas nos itens precedentes. O desenvolvimento destas instabilidades é relativamente bem compreendido. No entanto, pouco se compreende sobre o que leva, à partir destas instabilidades, os escoamentos a se degenerarem em turbulência completamente desenvolvida. Reconhece-se também que os escoamentos turbulentos são imprevisíveis no sentido de que não se pode calcular precisamente o campo de velocidade $\vec{v}(\vec{x}, t)$ devido à dificuldade de fornecer, sem erros, as condições iniciais do escoamento.

No entanto o campo médio $\overline{\vec{v}}(\vec{x}, t)$ é calculável. É sabido também que cada nova instabilidade que se desenvolve no seio de um escoamento introduz uma nova frequência no espectro de energia e que cada nova frequência deve ser diferente das demais frequências presentes pois que elas se desenvolvem a partir de perturbações randômicas. Isto leva à concluir novamente que os escoamentos turbulentos são caracterizados por espectros largos de energia.

5.2. Turbulência homogênea e isotrópica

Muitas são as investigações teóricas desenvolvidas sobre o tema turbulência homogênea e isotrópica: as propriedades estatísticas do escoamento são invariantes por translação (homogeneidade) e invariantes por rotação (isotropia). Uma aproximação experimental para este tipo de turbulência é o caso do escoamento gerado atrás de uma tela fina. Sendo assim, as constatações teóricas podem ser comprovadas experimentalmente. As teorias advindas para este tipo de escoamento conduzem a várias previsões, não só no que se refere aos espectros de potência mas também às constantes de difusão as quais governam as taxas de transporte de quantidade de movimento, calor e escalares passivos e ativos, no

interior de escoamentos turbulentos. É dentro deste contexto que foi desenvolvida a teoria de Kolmogorov, a qual não será abordada no contexto deste capítulo.

5.3. Escoamentos cizalhantes

As instabilidades típicas dos escoamentos cizalhantes foram descritas anteriormente. Estes escoamentos, a título de organizar as idéias, são: camada de mistura espacial; camada de mistura temporal; jatos e esteiras. Este grupo de escoamentos não se enquadram na categoria do item (5.2) devido a característica de cizalhamento médio, diante da qual as propriedades de invariância estatística não são obedecidas. Por outro lado, como foi visualizado anteriormente, estes escoamentos são caracterizados pela presença das chamadas *estruturas coerentes*, as quais apresentam um importante grau de organização local, o que promove anisotropia e inhomogeneidade do escoamento. O termo coerente se refere ao fato que elas guardam uma geometria bem definida por um tempo superior ao tempo característico de giro delas mesmas. As figuras apresentadas nos itens precedentes ilustram estes argumentos.

5.4. Escoamentos turbulentos parietais

Um escoamento parietal acontece sempre que se tem um corpo submerso no escoamento. Junto à parede do mesmo, devido à ação da viscosidade, aparece uma zona rotacional. Nesta região, as primeiras instabilidades a surgirem, são do tipo ondas de Tolmien-Schlichting, as quais dão origem a outra família de instabilidades chamadas *grampo de cabelo* que desencadeiam os famosos *bursting* ou explosões turbulentas e finalmente a degeneração em turbulência desenvolvida. Este cenário é típico de camadas limite sobre placas planas ou com curvaturas convexas. Caso se tenha curvaturas côncavas podem aparecer também as instabilidades de Goertler, como se ilustra na Figura 28. Estas instabilidades têm natureza semelhante às instabilidades de Taylor-Couette, geradas pelos efeitos de forças centrífugas. A compreensão do processo de transição à turbulência e a natureza física do seu estado completamente turbulento é de elevada importância prática devido ao fato que no regime turbulento os esforços de arraste aumentam significativamente.

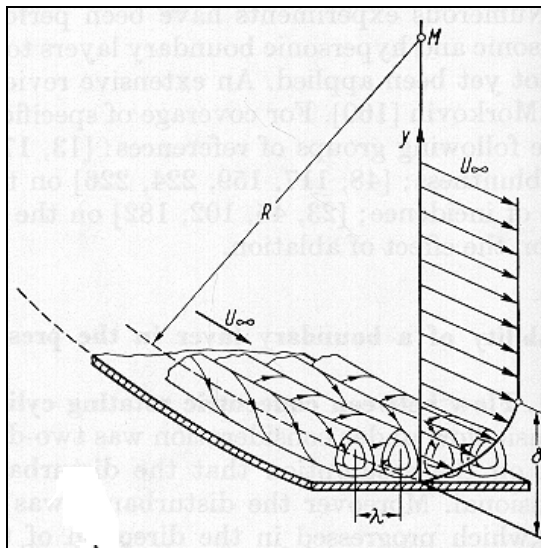


Figura 28. Instabilidades de Goertler formadas no interior de uma camada limite sobre um corpo curvo côncavo.

5.5. Escoamentos turbulentos confinados

Esta família é composta pelos escoamentos no interior de tubos e dutos. Eles podem ser também entendidos como problemas de camada limite, considerando que, também aqui, são os efeitos viscosos junto às paredes internas que governa a transição à turbulência e a natureza do escoamento turbulento. Eles são também muito importantes para os processos de bombeamento e problemas de termo-hidráulica em geral, onde os efeitos de atrito e de transferência de calor vão determinar a potência de bombeamento e a eficiência de transporte de energia térmica em equipamentos diversos.

5.6. Escoamentos turbulentos complexos

Um exemplo acadêmico deste tipo de escoamento já foi apresentado: escoamento sobre uma expansão brusca. A maioria dos escoamentos práticos e industriais podem ser classificados como complexos devido ao fato que as geometrias envolvidas também o são. Via de regra ter-se-á a composição de jatos, esteiras, camadas de mistura, camada limite, descolamento, recolamento, efeitos de rotação, efeitos de estratificação, efeitos de curvatura e interações diversas entre estes tipos de base.

6. TURBULÊNCIA E CAOS

Pequenas causas, grandes efeitos. Uma só linha errada nos programas computacionais utilizados na bolsa de *Wall Street* e se assistirá um onda de instabilidade financeira mundial. Assim se exprimem aqueles que se interessam por uma das mais

importantes disciplinas da atualidade: a teoria do caos. Por muito tempo a ciência funcionou ao abrigo da satisfação geral e confortável dos fenômenos previsíveis e das equações lineares. Conhecendo-se a vazão da torneira e o volume da banheira determina-se rapidamente o tempo necessário para enchê-la. Conhecendo-se o peso do satélite e a altura da órbita desejada, calcula-se o empuxo necessário ao lançador para executar a tarefa de colocá-lo em órbita. Conhecendo-se o número de famintos espalhados pelo imenso Brasil calcula-se a quantidade de alimento necessária para saciá-los por um período determinado. Mas o que dizer do comportamento dinâmico das bolsas mundiais nos dias que seguiriam a dita *libertação do Koweit* em 1991? O que dizer sobre o que acontecerá com a população de regiões específicas do nordeste brasileiro em função do êxodo rural que têm acontecido nas últimas décadas?

Nada! A ciência tradicional muito pouco pode afirmar sobre os fenômenos naturais complexos. No entanto, falando em fenômenos complexos, nós estamos mergulhados neles e apenas se conhece isto! No entanto a disciplina do *caos* não é nada nova. Ainda 1889 Henri Poincaré já tinha descoberto a noção de *caos determinista* no contexto de um problema de mecânica celeste a três corpos. Ele se afastou de suas equações, considerando os poucos recursos de cálculo daquela época. Hoje, no entanto, o progresso das ciências matemáticas e dos extraordinários recursos de cálculo apontam para novos horizontes.

Os escoamentos turbulentos têm sido vistos como um dos mais importantes e menos compreendidos domínios da dinâmica dos fluidos. Tem sido verificado também que muitos sistemas dinâmicos com menor número de graus de liberdade apresentam características semelhantes aos movimentos turbulentos. Alguns destes sistemas são muito mais simples que os escoamentos e a compreensão do seus comportamentos pode ajudar a entender sistemas cada vez mais complexos.

A palavra *turbulência* têm sido intimamente associada aos escoamentos, apesar de que isto não é verdadeiro. Como já ressaltado, qualquer sistema dinâmico que se caracterize por um número de graus de liberdade suficientemente elevado pode atingir o regime de turbulência. Observa-se que todos os sistemas dinâmicos são governados matematicamente por equações determinísticas. Observa-se ainda que um sistema dinâmico com baixo grau de liberdade não pode atingir tal regime turbulento, mas podem atingir, no entanto, comportamentos altamente imprevisíveis. Neste sentido fala-se então de *caos determinístico*.

Para compreender melhor este importante tópico, será feita uma digressão dos sistemas fluidos e alguns exemplos de sistemas dinâmicos não fluidos serão discutidos.

6.1. Sistema dinâmico tipo pêndulo simples

Supõe-se um pêndulo simples com um grau de liberdade: rotação circunferencial, como ilustrado na Figura 29.

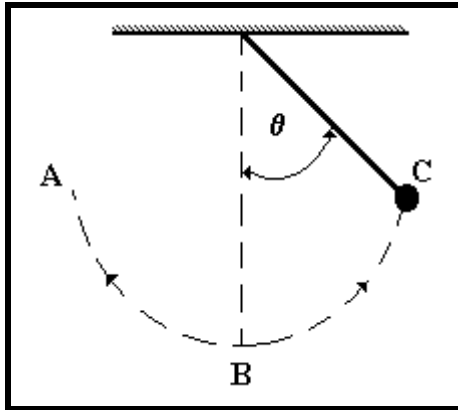
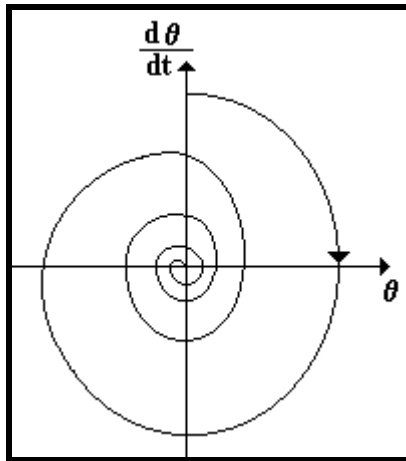
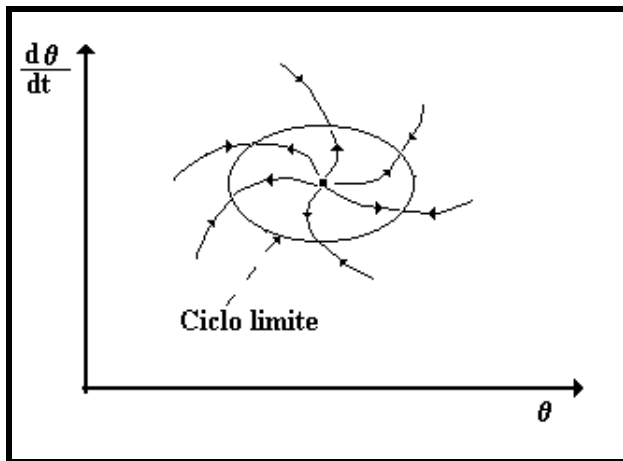


Figura 29. Sistema dinâmico tipo pêndulo simples.

Considere-se inicialmente uma situação em que se tenha os efeitos dissipativos presentes. Posiciona-se o pêndulo no ponto C e libera-o. Neste momento sua aceleração é máxima e sua velocidade é nula. Ao passar pelo ponto B sua aceleração é nula e sua velocidade é máxima. Ao se dirigir ao ponto A o comportamento se inverte até se atingir o ponto de equilíbrio A, tendo, no entanto, menor nível de energia potencial que no ponto C, devido aos efeitos dissipativos. A cada ciclo o pêndulo tem sua energia inicial dissipada, até atingir o repouso no ponto B. Define-se o chamado espaço das fases comosendo composto por duas variáveis, a aceleração e a velocidade. O comportamento deste sistema está plotado no espaço das fases na Figura 30 (a).



(a)



(b)

Figura 30. Representação dinâmica no espaço de fases.

O ponto para o qual o sistema converge é um ponto de equilíbrio. Neste caso particular ele corresponde ao repouso, o que não constitui uma regra e sim uma particularidade.

Para o caso em que o sistema ilustrado não está submetido a efeitos dissipativos, ou se ele é movido por uma força externa o equilíbrio será representado por um círculo limite para o qual o sistema deve convergir, como ilustrado na Figura 30 (b).

6.2. Movimento caótico de um pêndulo

O conceito de movimento caótico é algo bastante abstrato. Assim, será utilizado aqui um sistema dinâmico simples, que, mesmo não sendo um sistema fluido, é um arranjo que exhibe este tipo de comportamento. Supor o pêndulo do caso precedente, porém com três graus de liberdade: movimento circular e movimento vertical. Desta forma a esfera do pêndulo pode percorrer uma esfera de raio variável. Trata-se de um arranjo conhecido como um pêndulo esférico ou cônico. O ponto de apoio do pêndulo pode oscilar segundo uma senoide, com uma amplitude pequena comparada com o comprimento do pêndulo. Si a frequência f de forçagem está próxima da frequência natural do sistema, obviamente as oscilações se amplificarão e darão origem a um regime instável. Como resultado, existe uma faixa de frequências de excitação para as quais a esfera do pêndulo orbita no interior da casca esférica de raio máximo ao invés de percorrer um arco sobre esta esfera.

É este movimento orbital que exhibe o fenômeno com o qual o estudo está relacionado. Experimentos já realizados mostram que o sistema exhibe um comportamento surpreendente na forma de oscilações, à medida que a frequência de excitação é alterada. É curioso observar que quando a frequência de excitação é levemente superior que a frequência natural o sistema adquire um comportamento caótico, enquanto que se ela é levemente inferior, isto não acontece. Na Figura 31 mostra-se um conjunto de 36 órbitas assumidas pelo sistema em tempos diferentes. Ressalta-se que é totalmente imprevisível qual delas o sistema assumirá em um dado tempo futuro, apesar deste sistema ser regido por equações determinísticas. Isto mostra a extrema sensibilidade deste sistema as

perturbações injetadas. Neste sentido diz-se que o sistema evoluiu para um regime de caos determinístico. Mais detalhes sobre este estudo pode ser encontrado em Tritton (1988).

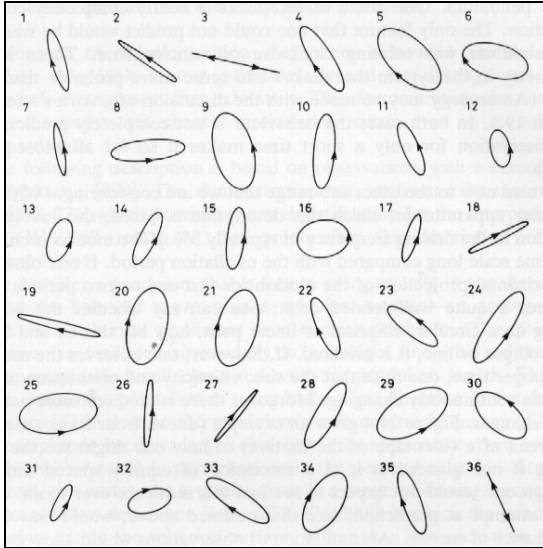


Figura 31. Comportamento caótico das órbitas de um pêndulo esférico (retirado de Tritton, 1988).

6.3. Caos na dinâmica dos fluidos

Fica evidente, com base nos argumentos apresentados nas seções precedentes, que um mesmo sistema dinâmico pode tanto estar em regime caótico quanto em regime ordenado para diferentes valores do parâmetro de forçagem. O sistema percorre então um caminho (transiciona) para o caos à medida que se varia este parâmetro. Os processos de transição para o caos e transição para a turbulência serão comparados qualitativamente.

A primeira razão pela qual a teoria do caos pode ser importante para a dinâmica dos fluidos é a turbulência. Deve-se enfatizar que existem algumas formas que um escoamento pode exibir um comportamento caótico. A questão de quando um escoamento torna-se turbulento pode ser diferente de quando ele se torna caótico. Um escoamento de Taylor-Couette, por exemplo, pode adquirir várias combinações de regimes: laminar, caótico laminar e turbulento caótico. Seguindo as idéias modernas sobre caos, pode-se considerar os movimentos turbulentos como exemplos de caos determinístico, desde que se admita que os mesmos sejam governados pelas equações determinísticas de Navier-Stokes.

Duas configurações mais estudadas neste tipo de transição tem sido o caso de convecção de Bénard entre duas placas planas horizontais e o escoamento de Taylor-Couette entre dois cilindros rotativos concêntricos. No caso da convecção de Bénard duas rotas de transição são identificadas: rota de multiplicação frequências e rota de intermitência. A Figura 32 ilustra os espectros de potência para diferentes valores do número de Rayleigh. Observa-se nas Figuras 32 (a) e (b) que existe uma multiplicação de

freqüências, passando pela Figura 32 (c) onde se observa a presença de intermitência através dos níveis de energia das diversas freqüências. Finalmente se observa na Figura 32 (d) um espectro de energia contínuo, mostrando a presença de uma banda de freqüências e caracterizando um estado caótico e turbulento do escoamento.

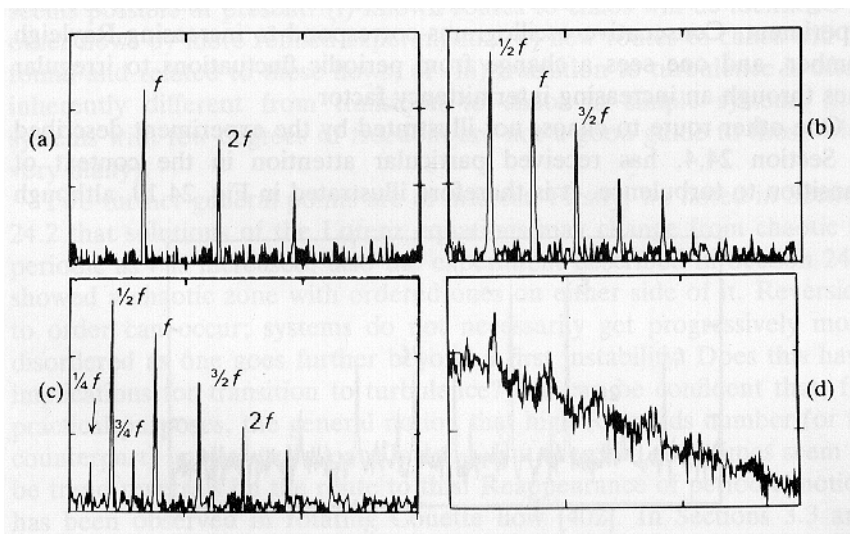


Figura 32. Espectro de potência da velocidade em uma experiência de Bernard, mostrando o processo de multiplicação de freqüências e de intermitência: (a) $Ra/Rac=21,0$; (b) $Ra/Rac=26,0$; (c) $Ra/Rac=27,0$ e (d) $Ra/Rac=36,9$ (retirado de Tritton, 1988).

Observa-se que pequenas mudanças na bancada pode promover o aparecimento de uma rota diferente para o caos. As razões não são bem conhecidas. Fica ainda uma questão de difícil resposta: pode uma rota standard para o caos ser identificada na transição para a turbulência?

Uma última questão a ser abordada aqui é a possibilidade de retorno à ordem ou processo de relaminarização de um escoamento. Sob alguns efeitos estabilizadores os escoamentos podem ser relaminarizados e retornar à ordem. Um exemplo é o caso de reestabilização de escoamentos turbulentos quando submetidos a fortes efeitos de estratificação estável em densidade. Os efeitos de rotação assim como de compressibilidade exercem um papel semelhante.

7. A VISÃO DETERMINÍSTICA E A VISÃO ESTATÍSTICA DA TURBULÊNCIA

A turbulência é um regime de operação de um sistema dinâmico de grande complexidade. Muito já se compreende sobre ele mas, sem dúvida, resta ainda muito mais a compreender. Segundo a visão já adquirida, tudo indica que a turbulência é um fenômeno determinístico e como tal ela é, na sua escência, prediscível. A questão de imprevisibilidade já discutida está associada à impossibilidades científicas ligadas à falta de capacidade de se fornecer corretamente as condições iniciais, aos métodos de solução

das equações governantes e aos recursos computacionais disponíveis. De fato, pequeníssimos erros nas condições iniciais serão amplificados exponencialmente pelas interações não lineares gerando instabilidades que são dependentes destes ruídos iniciais. Qualquer variação nas condições iniciais determinarão estados completamente diferentes nas previsões. Um dos primeiros cientistas a perceber este fato foi Henri Poincaré, o qual descobriu no fim do século passado que um sistema simples como o sistema sol-terra-lua interagindo gravitacionalmente, pode ter um comportamento imprevisível ou caótico. Este é, no entanto, um ponto de vista determinista pois trata-se de um sistema dinâmico regido por equações deterministas. É neste sentido que Einstein diz que “Deus não decide por jogo de dados” pois certamente Ele conhece em todos os detalhes as ínfimas perturbações que vibram no Universo.

Um exemplo fantástico de sistema caótico é o comportamento dinâmico da atmosfera terrestre: desafio colossal é a previsão meteorológica do nosso clima. Surpreendente são também os avanços conseguidos neste domínio, graças ao aumento de precisão nas medidas de estações experimentais, as quais são fornecidas a computadores cada vez mais potentes que giram códigos computacionais cada dia mais representativos da física destes escoamentos, têm permitido a previsão do comportamento climático com bom nível de confiabilidade para até 5 dias futuros.

Felizmente, para a maior parte das aplicações da engenharia e mesmo para a busca da compreensão fenomenológica dos escoamentos, a previsão exata da posição e da fase de uma estrutura turbilhonar não é tão indispensável como se pode imaginar. Tão importante é se ter uma boa predição do comportamento estatístico de um sistema dinâmico. Isto significa que mesmo que não se possa reproduzir exatamente uma experiência realizada em um laboratório, sabe-se que se pode reproduzi-la no que se refere ao seu comportamento estatístico. Por exemplo, os turbilhões reproduzidos numa experiência numérica (solução numérica das equações governantes) não correspondem exatamente aos turbilhões observados numa experiência de laboratório, no que se refere à sua posição no espaço e no tempo, por mais próximas que sejam as condições iniciais e limites. No entanto, quando se extrai as informações estatísticas destes turbilhões teóricos obtém-se normalmente excelentes concordâncias com a estatística experimental. Outro fato também importante é que os fenômenos físicos são também corretamente representados, o que permite interpretações e compreensão a partir de resultados teóricos.

Fica então as idéias de que os comportamentos dos sistemas dinâmicos podem ser imprevisíveis mesmo sendo eles regidos por equações determinísticas. De fato, não é possível fornecer exatamente as mesmas condições iniciais presentes nos experimentos. Por outro lado o comportamento estatístico dos sistemas dinâmicos independem destas perturbações iniciais para a maior parte das aplicações práticas. As ferramentas estatísticas de modelagem da turbulência são portanto indispensáveis e permitem também auxiliar não só na questão da imprevisibilidade como também na questão crucial da pequena potência computacional disponível para se resolver, de forma estatística, os escoamentos turbulentos. Na unidade seguinte será introduzido o problema de fechamento da turbulência.

8. COMENTÁRIOS SOBRE O PROBLEMA DE FECHAMENTO E A MODELAGEM DA TURBULÊNCIA

Como foi comentado no início deste documento, uma das características mais importantes de um escoamento turbulento é a multiplicidade de escalas que o caracteriza.

Para ilustrar esta afirmação, mostra-se na Figura 33 o escoamento em transição à jusante de uma bolha que sobe em um meio líquido. Nesta figura observa-se a formação de duas recirculações simétricas de tamanhos característicos da ordem do tamanho físico da bolha. Observa-se que estas recirculações são nitidamente compostas de instabilidades de Kelvin-Helmholtz. Se a fotografia apresentasse maior nível de detalhe poder-se-ia detectar que estas menores instabilidades já apresentariam sinais de novas instabilidades sobre si mesmas, dando uma idéia física do processo de multiplicidade de escalas.

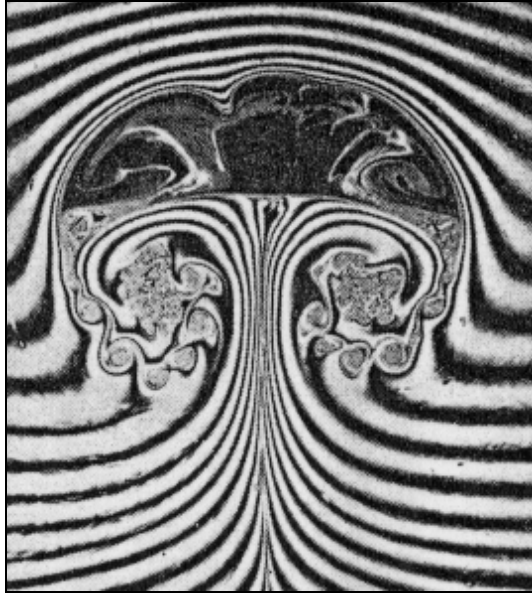


Figura 33. Escoamento em transição em torno de uma bolha (Figura retirada de Couder *et al.* 1989).

Esta multiplicidade de escalas representa também o número de graus de liberdade de um escoamento turbulento, o qual pode ser estimado utilizando-se o número de Reynolds, via equação abaixo:

$$N_{gl} = \left(\frac{L}{l_d} \right)^3 = Re_L^{9/4}. \quad (24)$$

Percebe-se com esta equação que quanto maior o número de Reynolds maior será o número de graus de liberdade do escoamento. Na Figura 34 mostra-se um espectro de energia de um escoamento turbulento a alto número de Reynolds obtido em um túnel de vento.

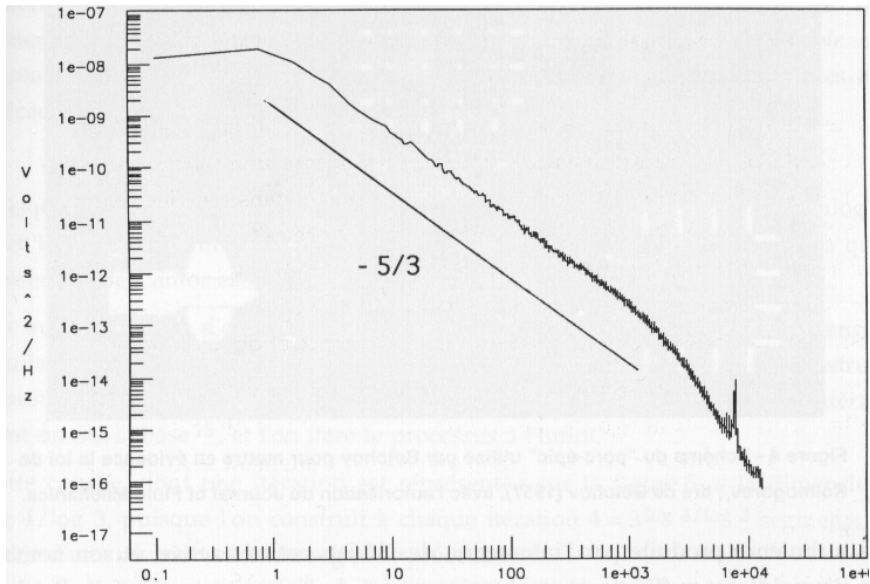


Figura 34. Espectro de energia cinética turbulenta de um escoamento a alto número de Reynolds (Retirado de Lesieur, 1994).

Observa-se que este espectro está representado em escalas log-log e que a sua largura é de cinco décadas aproximadamente. Este resultado é atualmente o record experimental em túneis de vento.

Para exemplificar o cálculo do N_{gl} de escoamentos turbulentos, dois casos extremos serão tomados: escoamento atmosféricos e escoamento à jusante de uma grelha. O primeiro caso está ilustrado na Figura 35, onde uma estrutura turbilhonar atmosférica pode ser visualizada.

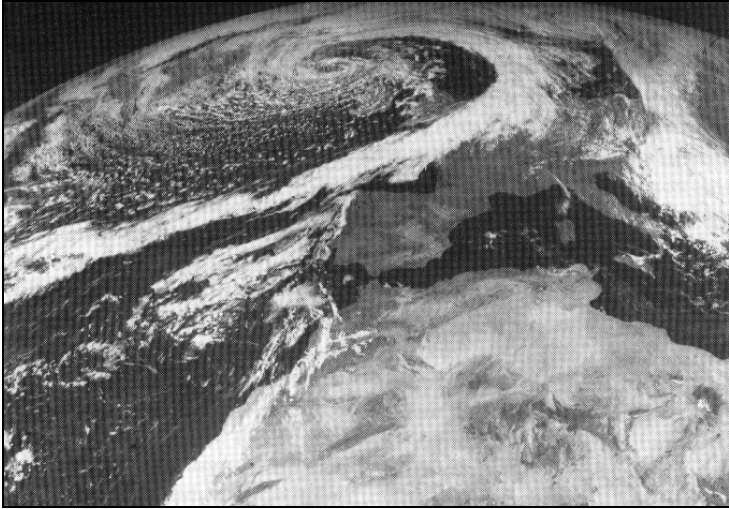


Figura 35. Turbilhão atmosférico (Figura retirada de Lesieur, 1994).

Para o cálculo do N_{gl} de um escoamento, tomar-se-á alguns dados típicos: $l \approx 500$ km (escala de comprimento característica) e $\eta \approx 1$ mm (menor escala da turbulência, escala dissipativa de Kolmogorov). Com estas duas escalas calcula-se o $N_{gl} \approx 10^{24}$. Sabendo-se que, a análise teórica de um problema passa pela solução de sistemas lineares, compostos por um número de equações igual ao N_{gl} , vê-se que a solução teórica ou numérica do problema acima está fora das possibilidades atuais, mesmo com os supercomputadores existentes.

Um outro exemplo pode ser visualizado na Figura 36 onde se mostra um escoamento turbulento à jusante de uma grelha. Visualiza-se as estruturas turbilhoares características.

Para o cálculo do N_{gl} , novamente tomar-se-á alguns dados típicos: $l = 4$ mm (largura dos passos da grelha); $U = 10$ m/s (velocidade típica); $\nu = 10^{-5}$ m²/s (viscosidade cinemática). Com estas informações tem-se $Re = 4.000$, o que fornece $N_{gl} = 1,3 \times 10^8$. Verifica-se que, mesmo neste caso a um modesto número de Reynolds, o cálculo explícito de todos os graus de liberdade não é possível. Seria necessário resolver sistemas lineares de $1,0 \times 10^8$ equações simultâneas. A maior parte dos problemas práticos de engenharia são caracterizados por números de Reynolds que se localizam nesta faixa. Surge então a questão: como resolver esta classe de problemas?

Reynolds (1894) iniciou uma reflexão sobre este assunto e propôs um processo de decomposição das equações governantes de tal forma a se analisar o comportamento médio do escoamento e modelar suas flutuações. Esta decomposição proposta conduz ao chamado problema de fechamento da turbulência e deu origem um vasto domínio de pesquisa e desenvolvimento, denominado *problema de fechamento e modelagem da turbulência*. Em outra unidade este problema será investigado e serão apresentadas duas linhas de modelagem: modelagem estatística clássica (simulação numérica do comportamento médio dos escoamentos turbulentos) e modelagem sub-malha (simulação numérica de grandes

escalas, onde as grandes estruturas são resolvidas explicitamente e as menores estruturas são modeladas).

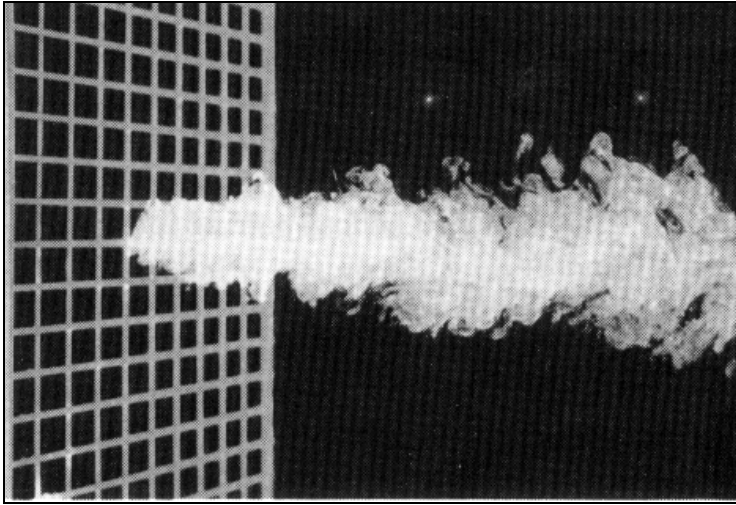


Figura 35. escoamento turbulento à jusante de uma grelha (Figura retirada de Lesieur, 1994).

9. REFERÊNCIAS

- Batchelor, G. K. 1953. *The theory of homogeneous turbulence*. Cambridge University Press, Cambridge.
- Boussinesq, J. 1877. *Theorie de lécoulement tourbillonnant et tumultueux des liquides dans les lits rectilignes a grande section*, 2 vols., Fautiers-Villars, Paris.
- Brown, G. L. and Roshko, A., 1974, On density effects and large structure in turbulent mixing layers, *J. Fluid Mech.*, 64, pp. 775-816.
- Cantwell, B. J., 1981, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 13, p. 457.
- Cantwell, B. J., Coles, D. and Dimotakis, P., 1978, *J. Fluid Mech.*, 87, pp. 641-672.
- Coles, D., 1965, *J. Fluid Mechanics*, 21, p. 385.
- Couder, Y., Chomaz, J. M. and Rabaud, M, 1989, On the hydrodynamics of soap films, *Physica D* 37, pp. 384-405.
- Drazin, P. G. and Reid, W. H., 1981, *Hydrodynamic Stability*, Cambridge University Press.
- Faber, T. E., *Fluid Dynamics for Physicists*, Cambridge University Press.
- Heisenberg, W. 1948. On the theory of statistical and isotropic turbulence. *Proc. R. Soc. London, Ser. A* 195, pp. 402-406.
- Hussain, A. K. M. F., 1983, *Phys. Fluids*, 26, p. 2816.
- Kaul, U. K., 1988, Do large structures control their own growth in a mixing layer? An assessment, *J. Fluid Mech.*, 190, pp. 427-450.
- Klebanoff, P. S., Tidistrom, K. D. and Sargent, L. H., 1962, The three dimensional nature of boundary layer instability, *J. Fluid Mech.*, 12, pp. 1-34.

- Kline, S. J., Reynolds, W. C., Schraub, F. A. and Runstadler, P. W., 1967, The structure of turbulent boundary layers. *J. Fluid Mech.*, 30, pp. 741-773.
- Kolmogorov, A. N. 1941. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers. *Dokl. Akad. Nauk. SSSR* 30, pp. 299-303.
- Laufer, J., 1950, Some recent measurements in a two-dimensional turbulent channel, *J. Aeronaut. Sci.*, 17, pp. 227-287.
- Lesieur, M., 1994, *La turbulence*, Presses Universitaires de Grenoble, France.
- Millionschikov, M. 1939. Decay of homogeneous isotropic turbulence in a viscous incompressible fluid. *Dokl. Akad. Nauk. SSSR* 22, pp. 236-240.
- Millionschikov, M. 1941. On the theory of homogeneous isotropic turbulence. *Dokl. Akad. Nauk. SSSR* 32, pp. 611-614.
- Obukov, A. M. 1941, Energy distribution in the spectrum of a turbulent flow. *Izvestiya AN SSR, Ser. geogr. geofiz.*, N. 4-5, pp. 453-466.
- Orr, W. M. F., 1907. The stability or instability of the steady motions of a liquid, *Proc. R. Irish Acad. A* 27, pp. 9-27 e 69-138.
- Prandtl, L. 1925. Bericht uber Untersuchungen zur ausgebildeten Turbulenz. *Z. and. Math. Mech.* 5, pp. 136-137.
- Rayleigh, Lord. 1978. On the instability of jets. *Proc. London Math. Soc.* 10, 4-13, *Scientific papers*, Cambridge University Press, Vol.1, pp. 361-371.
- Rayleigh, Lord. 1980. On the stability or instability of certain fluid motions. *Proc. London Math. Soc.* 11, 57-70, *Scientific papers*, Cambridge University Press, Vol.1, pp. 474-487.
- Reynolds, O. 1883. An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous, and of the law of resistance in parallel channels. *Philos. Trans. R. Soc., London* 174, pp. 935-982.
- Reynolds, O. 1884. On the dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination of the criterion. *Philos. Trans. R. Soc., London* 186, pp. 123-161.
- Schlichting, H., 1933, Zur Entstehung der Turbulenz bei der Plattenströmung. *Nachr. Ges. Wiss. Göttingen, Math-phys. K.*, 1, pp. 181-208.
- Schlichting, H., 1935, Amplitudenverteilung und Energiebilanz der kleinen Störungen bei der Plattengrenzschicht. *Nachr. Ges. Wiss. Göttingen, Math-phys. K.*, 1, pp. 14-78.
- Schlichting, H., 1968, *Boundary-Layer Theory*, McGraw-Hill, Inc.
- Schubauer, G. B. and Skramstad, H. K., 1947, Laminar Boundary layer oscillations and stability of laminar flow. *Journal Aeronaut. Sci.*, 14, pp. 69-78.
- Silveira-Neto, A., 1991, Simulation Numérique des Grandes Echelles d'un Ecoulemento Turbulent Decollé en aval d'une Marche, Tese de doutorado do INPG-France.
- Sommerfeld, A., 1908, Ein Beitrag zur hydrodynamischen Erklarun der turbulenten Flussigkeitsbewegung. *Proceedings of the fourth international congress on mathematicians, Roma*, Vol. III, pp. 116-124.
- Taylor, G. I. 1915. Eddy motion in the atmosphere. *Phils. Trans. R. Soc. London, Ser. A* 215, pp. 1-26.
- Tollmien, W., 1935, Ein allgemeines Kriterium der Instabilitat laminarer Geschwindigkeitsverteilungen. *Nachr. Ges. Wiss. Göttingen. Math-phys. K1.*, 50, pp. 79-114.
- Townsend, A. A., 1976, *The structure of turbulent shear flow*, Cambridge University Press, Cambridge.
- Tritton, D. J., 1988, *Physical Fluid Dynamics*, Claredon Press, Oxford.

Urbin, G., 1997, Large-Eddy Simulation of Turbulent Jets, Communication Privée.
Van Dyke, M., 1982, An album of fluid motion, Parabolic Press, Stanford.