

CAPÍTULO 2

TRANSIÇÃO À TURBULÊNCIA

2.1. 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, como discutido preliminarmente no capítulo 1.

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, cujas instabilidades 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 (cizalhantes, 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, em 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.

2.2. ESCOAMENTOS CIZALHANTES LIVRES

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

2.2.1. 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 2.1.

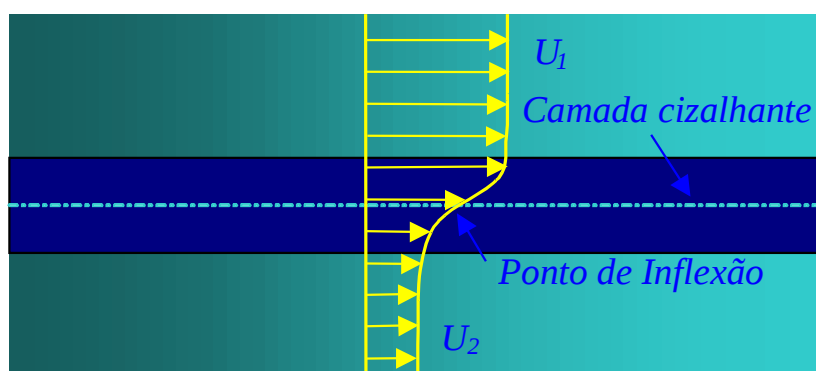


Figura 2.1. Campo de velocidade inflexional.

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.

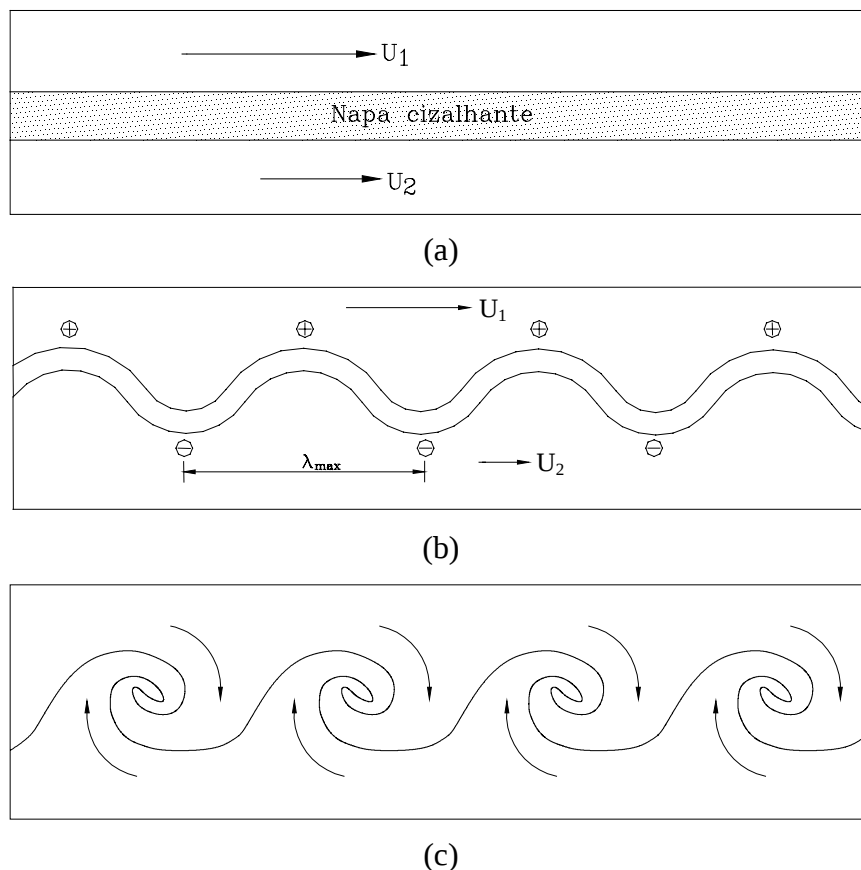


Figura 2.2. Camada de mistura em desenvolvimento temporal.

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 2.2 (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 sinais de mais e de menos sobre esta onda (Figura 2.2 (b)). 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 nestas posições. Este fato faz com que se tenha um sistema incondicionalmente 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 2.2 (c). As instabilidades da Figura 2.2 (b) e os turbilhões da Figura 2.2 (c) são conhecidas como

instabilidades e turbilhões de Kelvin-Helmholtz. Observa-se na Figura 2.2 (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 cizalhante, o que explica a denominação “camada de mistura”. Na Figura 2.3 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.

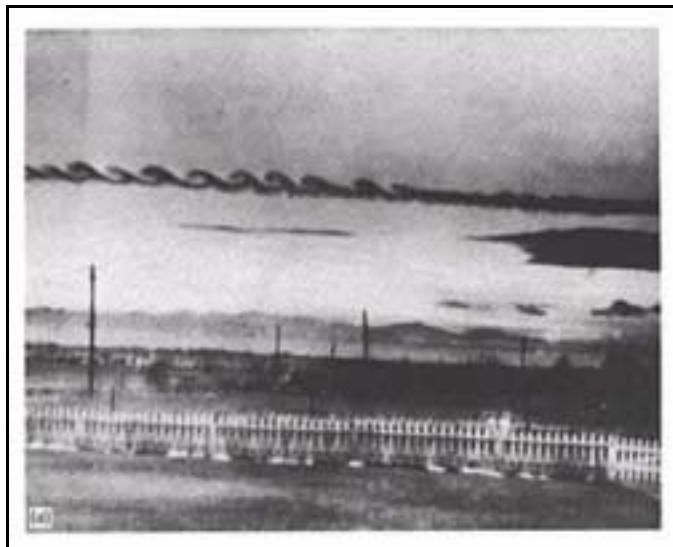
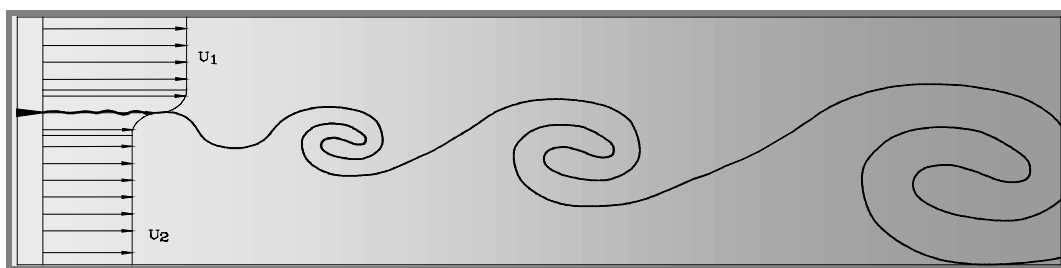


Figura 2.3. Camada de mistura em desenvolvimento temporal; escoamento atmosférico.

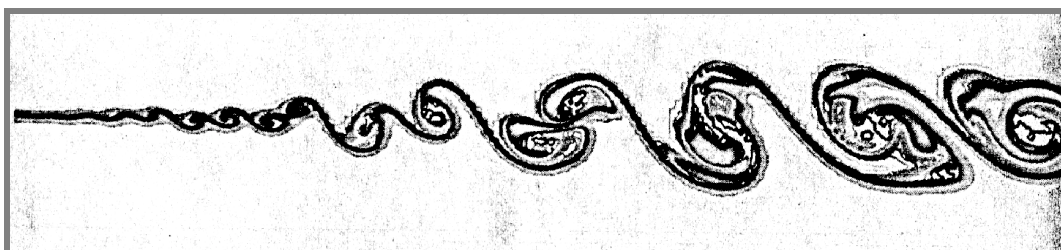
b. Camada de mistura em desenvolvimento espacial

A Figura 2.4(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 2.4 (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 2.5 mostra-se uma visualização experimental realizada por Brown e Roshko (1974), evidenciando-se os estágios bidimensionais junto à placa separadora e o comportamento qualitativo de tridimensionalização do escoamento



(a)



(b)

Figura 2.4. Camada de mistura em desenvolvimento espacial.

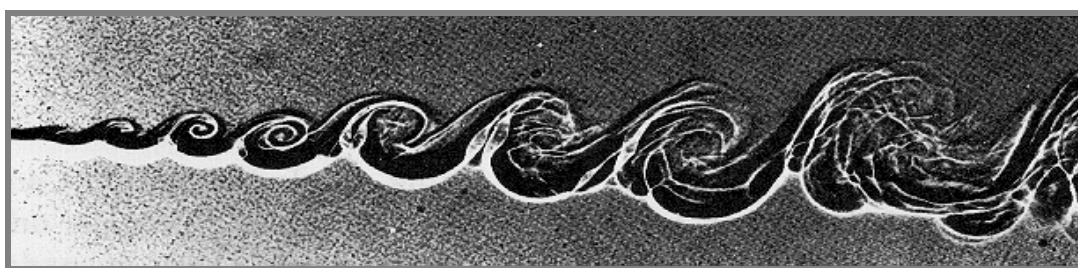


Figura 2.5. Camada de mistura em desenvolvimento espacial (Brown e Roshko, 1974).

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 (1.3.3), 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 com as quais se 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 2.6 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 informam o sentido de rotação segundo a regra da mão direita.

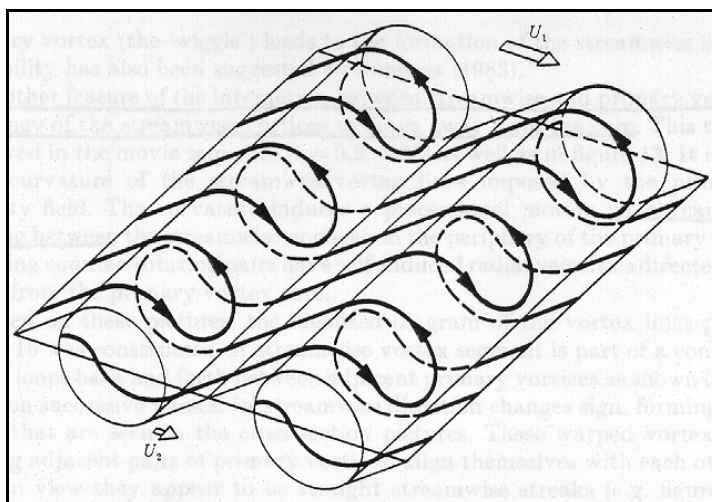


Figura 2.6. Esquema qualitativo do processo de geração de instabilidades secundárias em camadas de mistura.

Na Figura 2.7 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.

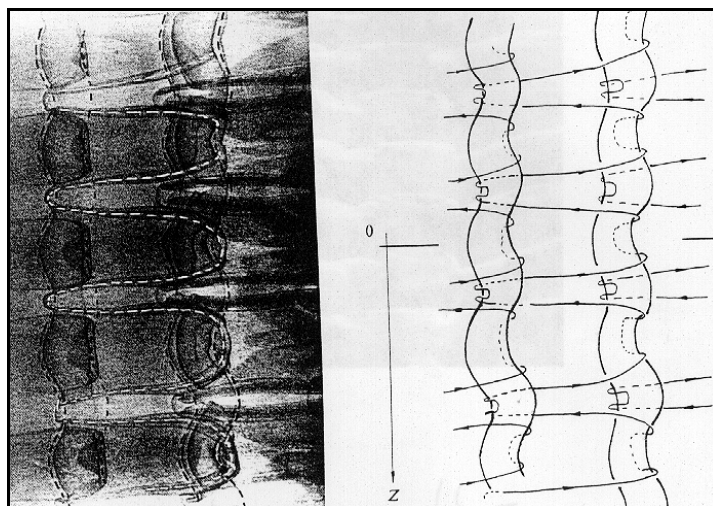


Figura 2.7. Detalhes de uma camada de mistura em desenvolvimento espacial; vista superior; resultado experimental (esquerda) e esquema qualitativo (direita).

2.2.2. 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 do tipo Kelvin-Helmholtz, as quais induzirão a formação de filamentos secundários. A interação dos filamentos longitudinais contrarotativos com as estruturas turbilhonares primárias induzirão a formação de oscilações transversais as quais se amplificam e finalizam por degenerar o escoamento em turbulência tridimensional, como ilustrado nas Figuras 2.6 e 2.7.

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 depende 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 puramente 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 cizalhantes livres. Os escoamentos parietais exigem maiores números de Reynolds para que aconteça a transição. Para os jatos, a transição se inicia a $Re_d=10$ ($Re = Ud/\nu$) enquanto em camada limite isto acontece a $Re_\delta=1.000$, Drazin e Reid (1981).

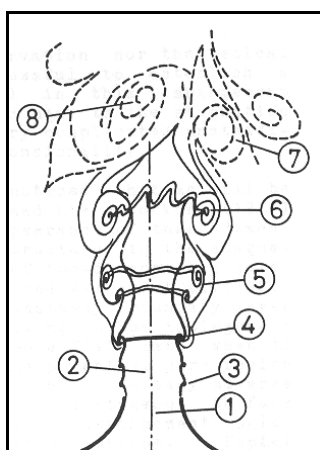


Figura 2.8. Esquema ilustrativo do processo de transição de um jato redondo.

A Figura 2.8 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 múltiplas 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 experimentais quanto em trabalhos de simulação numérica de grandes escalas. A Figura 2.9(a) ilustra o processo de transição e a região de degeneração em turbulência tridimensional 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 2.9(b) mostra-se um corte horizontal efetuado transversalmente ao jato vertical da Figura 2.9(a) na posição indicada pela seta. Observa-se a presença de estruturas turbilhonares na forma de cogumelos, formadas pela presença de turbilhões longitudinais contrarotativos. Como descrito anteriormente estes turbilhões são

instabilidades secundárias que se enlaçam sobre os turbilhões primários consecutivos. É possível observar, no corte horizontal, toróides visualizados no corte vertical da Figura 2.9 (a). Nitidamente eles são oscilantes e tridimensionais.

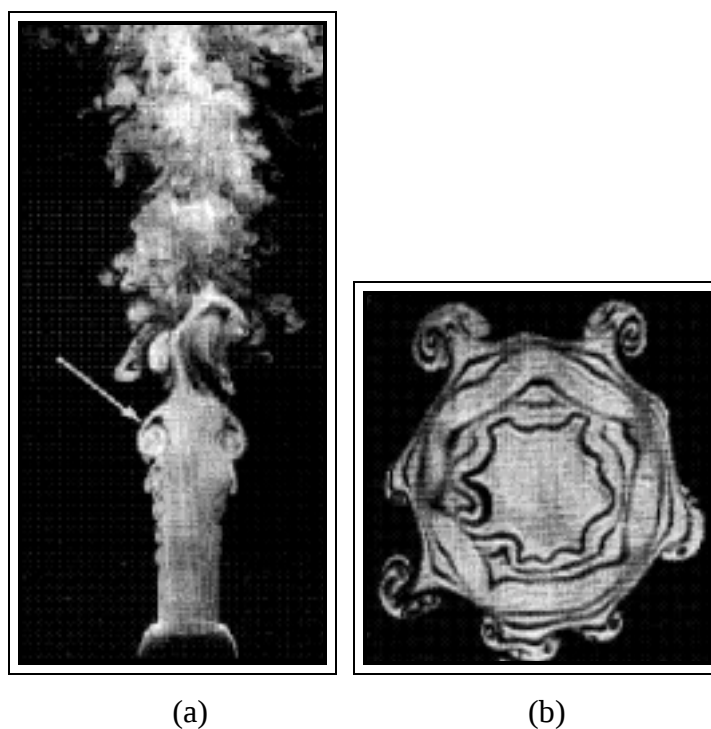


Figura 2.9. Jato redondo em transição; (a) visualização de um plano laser vertical e (b) plano laser horizontal transversal ao jato, na posição indicada pela seta (experimento realizado por Balint, Ecole Centrale de Lyon).

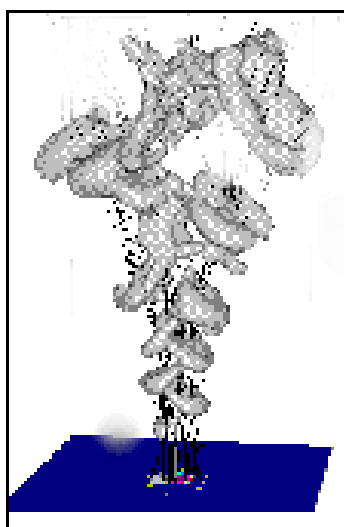


Figura 2.10. Simulação numérica de grandes escalas do processo de transição de um jato redondo (figura concedida por Urbin, CEA Grenoble, 1997).

Na Figura 2.10 apresenta-se o resultado de uma simulação numérica realizada por Urbin (1997). Nesta figura visualiza-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.

2.2.3. Esteiras

Os escoamentos do tipo esteira aparecem à jusante de um obstáculo onde se gera um escoamento médio 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 à jusante dos pilares de uma ponte.

Este é o momento mais apropriado para se falar do conceito de estruturas coerentes da turbulência, 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 considerar 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.

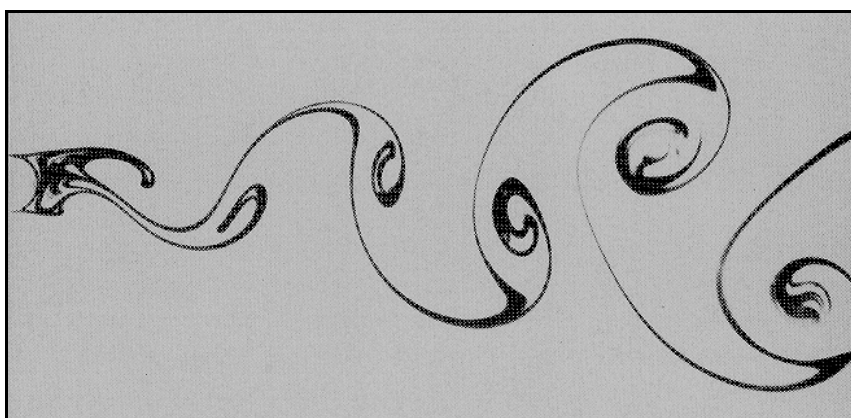


Figura 2.11. Esteira de Von Karman formada à jusante de uma placa rombuda (Van Dyke, 1982).

A Figura 2.11 ilustra uma esteira formada à jusante de um obstáculo, onde se observa a formação de turbilhões coerentes alternados num modo denominado sinuoso. É menos

freqüente, mas é possível que esta esteira se apresente também no chamado modo varicoso, onde os turbilhões permanecem em fase.

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 2.12, em escoamentos tridimensionais, se mostra novamente como uma composição de estruturas primárias transversais e estruturas secundárias longitudinais. Na Figura 2.12(a) mostra-se o escoamento sob uma vista em perspectiva, de um escoamento sobre um cilindro rectangular. A visualização é realizada 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 2.12(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 alta 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 contrarotativos são evidenciados. Mais uma vez o processo de interação entre estruturas coerentes primárias e secundárias é primordial para o processo de transição.

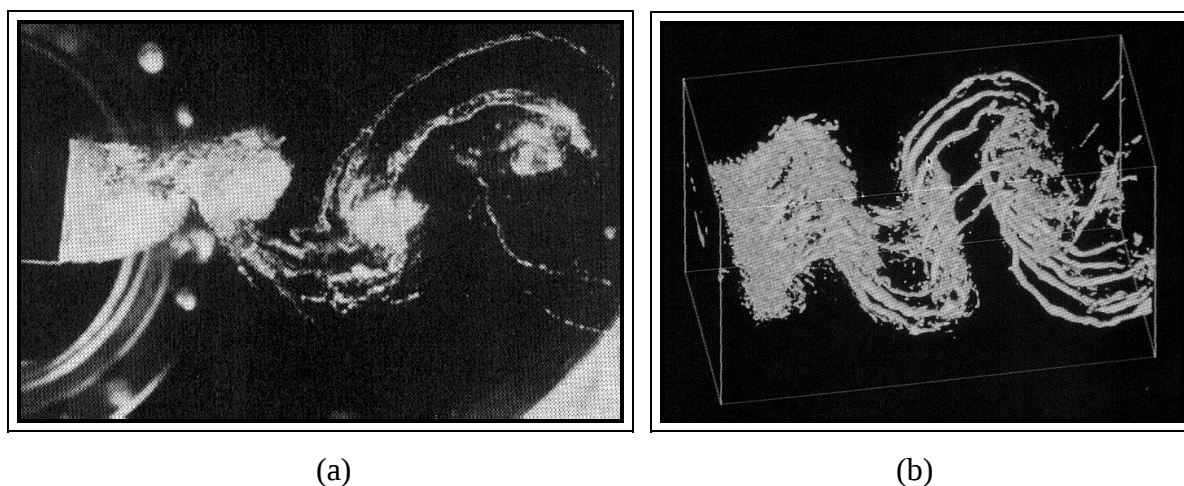


Figura 2.12. Esteira tridimensional à jusante de um obstáculo (retirado de Lesieur, 1994).

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,

apresentando apenas pequenas variações na direção transversal. A título de ilustração, na Figura 2.13 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.

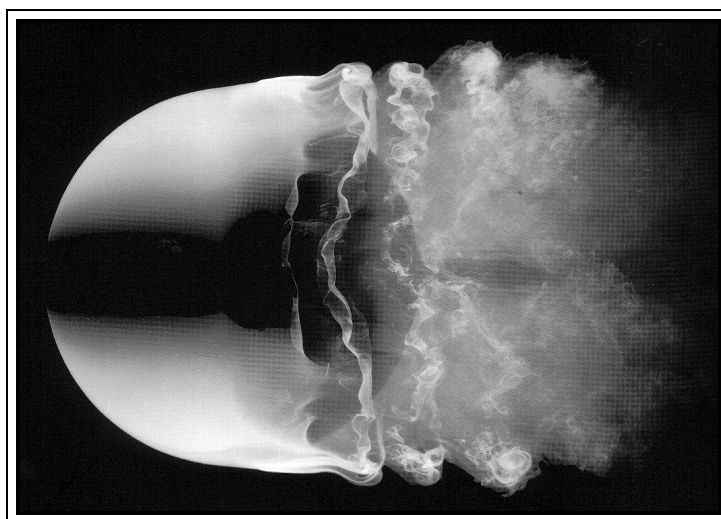


Figura 2.13. Esteira turbilhonar à jusante de uma esfera; o escoamento está direcionado da esquerda para a direita (retirado de Faber, 1995).

2.3. 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 muitos interesses práticos, devido aos anseios de se reduzir os efeitos de arraste em aviões, navios, submarinos e outros. Muito interesse também surge para se reduzir os custos de bombeamento e maximizar a eficiência de trocadores de calor bem como 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, que devem ser inflexionais. Enfatiza-se novamente que se trata de instabilidades de natureza cizalhante. No caso de 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 2.14, para o caso particular de uma placa plana.

Supõe-se que o escoamento que antecede à transição é laminar, assumindo-se, que não exista turbulência no escoamento à montante da placa. A fase (1) é a formação das primeiras instabilidades, junto à parede, de pequenas amplitudes e de comportamento laminar, as quais são denominadas *ondas de Tollmien-Schlichting*. Em seguida (2), 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 as instabilidades conhecidas como *grampo de cabelo*. Estas instabilidades são filamentos turbilhonares contrarotativos que se erguem para o interior da camada limite. Segundo Schlichting (1968), White (199) e Lesieur (199) este processo de soergimento dos filamentos contrarotativos pode ser explicado pelo processo de bombeamento de fluido da região parietal em direção à região central do escoamento, como esquematizado na Figura 2.14(a). No presente texto, este argumento é complementado, considerando os movimentos combinados de traslação do escoamento e de rotação do filamento. Este efeito de movimentos combinados gera uma força de sustentação conhecida como *efeito Magnus*. Isto pode ser visualizado na Figura 2.14. Nota-se que sobre as cristas, os efeitos de bombeamento e de Magnus se somam no sentido de soerguer o filamento turbilhonar para o interior do escoamento. Por outro lado, nos vales, eles se subtraem, de forma que o filamento se mantém junto à parede. Na seqüência (3), como uma consequência das instabilidades *grampo de cabelo* surgem os famosos *bursts 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 (4) da transição, ilustrada em detalhe na Figura 2.16, 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.

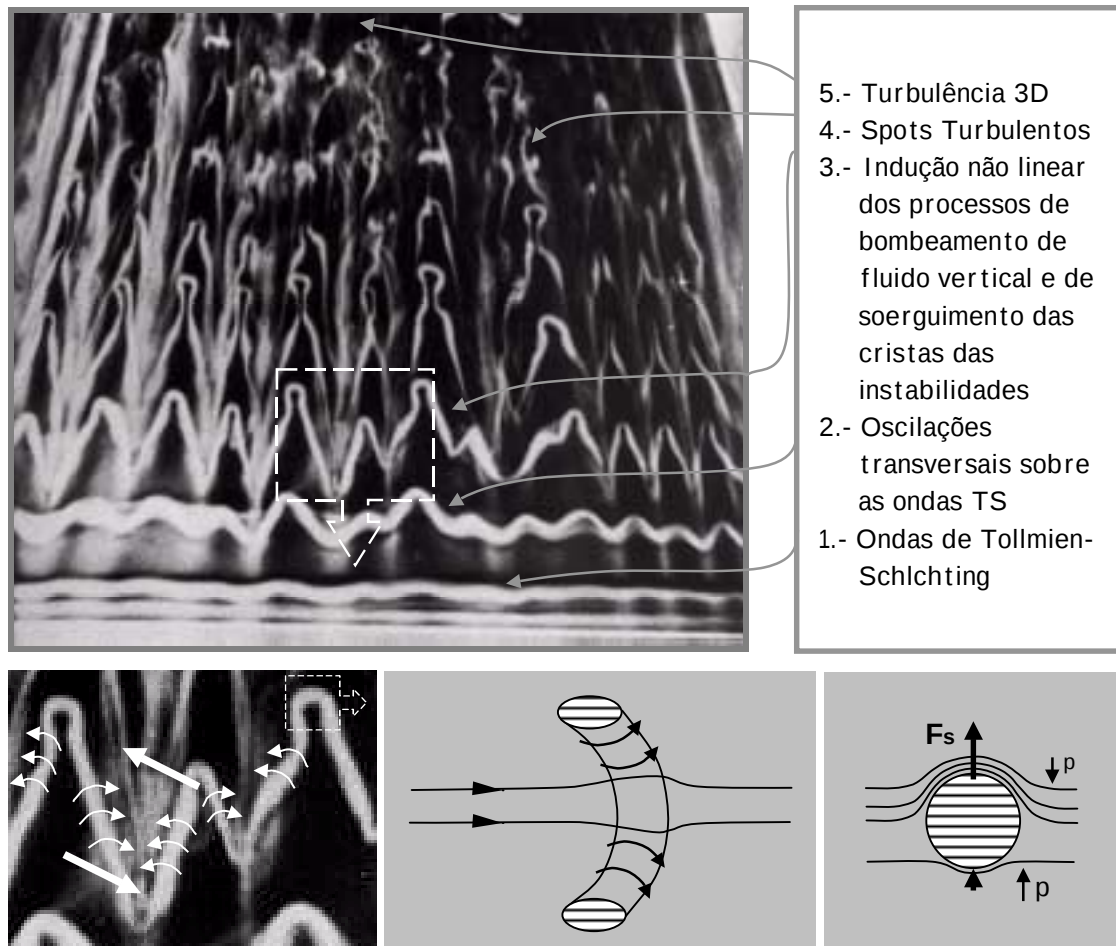


Figura 2.14. Transição de uma camada limite sobre uma placa plana (experimento realizado por A. E. Perry, T. T. Lim & E. V. Teh), com esquemas ilustrativos das fases de transição.



Figura 2.15 Secção transversal laser das instabilidades *grampo de cabelo* (3) visualizadas na Figura 2.14.

Finalmente a fase (5) caracteriza a fase turbulenta completamente desenvolvida e tridimensional da camada limite.

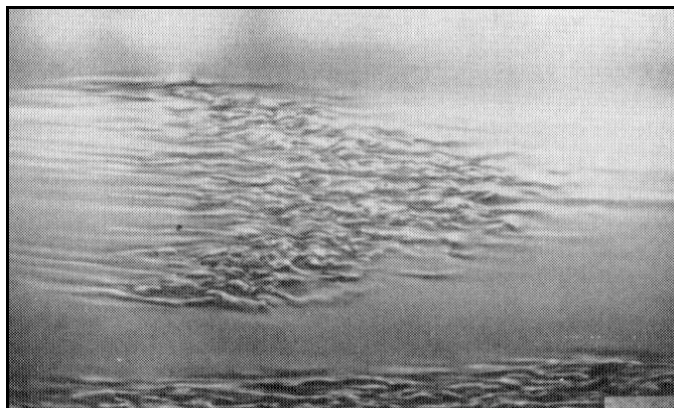
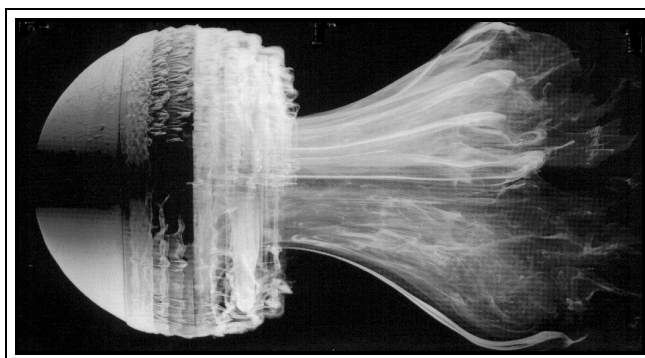
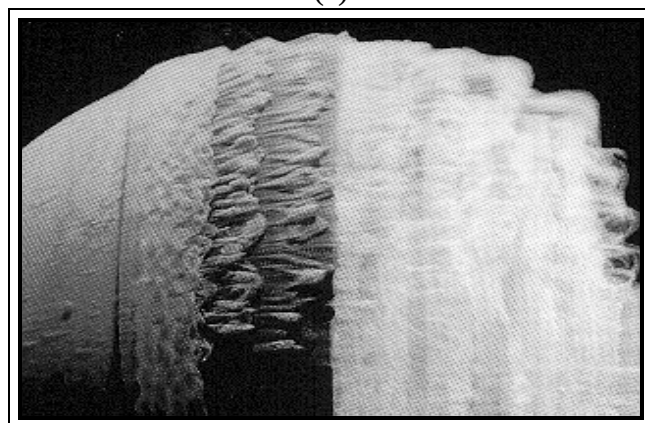


Figura 2.16. *Spot turbulento* no interior de uma camada limite plana em transição (retirado de Cantwell *et al.*, 1978).

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 2.17(a) mostra-se a camada limite que transiciona sobre uma esfera. Ela se forma à esquerda da esfera, seguida do aparecimento de ondas *Tollmien-Schlichting* e de instabilidades do tipo *grampo de cabelo*. Estes detalhes podem ser visualizados na Figura 2.17(b).



(a)



(b)

Figura 2.17. 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).

2.4. OUTROS TIPOS DE ESCOAMENTOS QUE TRANSICIONAM

Além dos escoamentos já apresentados pode-se encontrar outros tipos, menos freqüentes, 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.

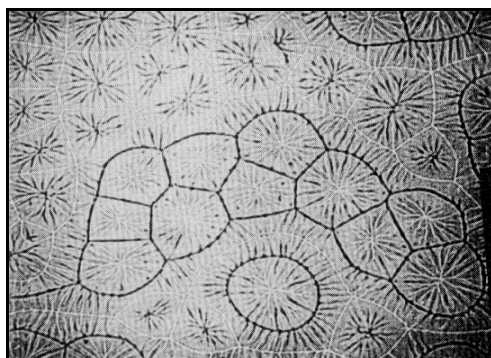
2.4.1. Convecção de Rayleigh-Bérnard e de Marangoni

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 sobre 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-Bernard*. 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 Rayleigh, dado pela equação abaixo:

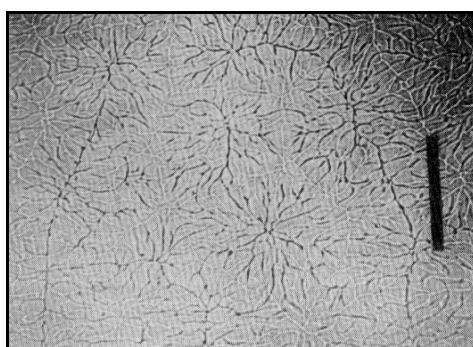
$$Ra = \frac{\beta g \Delta \theta d^3}{\alpha \nu}, \quad (2.1)$$

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.

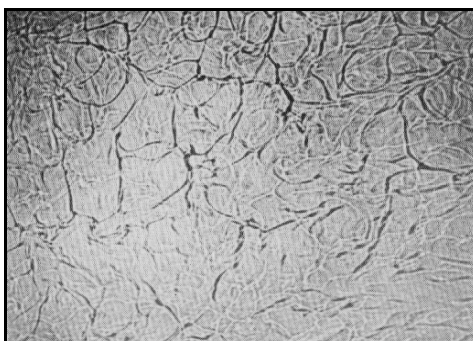
Nas Figuras 2.18(a), (b) e (c) mostra-se três configurações de escoamentos numa camada horizontal relativas a três regimes diferentes. Observa-se que à medida que se aumenta o número de Rayleigh o escoamento se torna menos organizado. Na Figura 2.18(a) tem-se as células de Bernard ainda bem organizadas. Nas Figuras 2.18(b) e (c) estas células desapareceram e surge um regime mais desorganizado, onde a transição à turbulência torna-se evidente.



(a)



(b)



(c)

Figura 2.18. 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) $Ra=1,7 \times 10^5$.

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 Marangoni*. Neste caso surge um campo de força resultante, em consonância dos 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 nos gradientes de tensões interfaciais. Este movimento combinado com o empuxo completa o movimento convectivo na forma de células organizadas, conhecidas por células de Marangoni.

Na Figura 2.19 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.

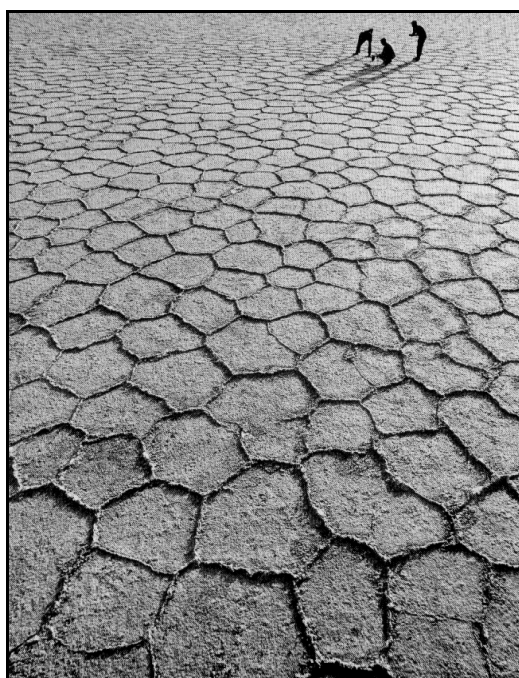


Figura 2.19. Traços de células hexagonais convectivas de Marangoni geradas no Fundo de um lago (Figura retirada de Faber, 1995).

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

$$\frac{d\sigma}{dT} > -\beta\rho g d^2. \quad (2.2)$$

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 ele tem sido alvo da atenção de muitos pesquisadores, tornando-se um campo muito rico para análise de instabilidades e a evolução para a movimentos turbulentos.

2.4.2. Instabilidades de Taylor-Couette

Um outro tipo de instabilidades, semelhantes às instabilidades de Rayleigh-Bénard, 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.

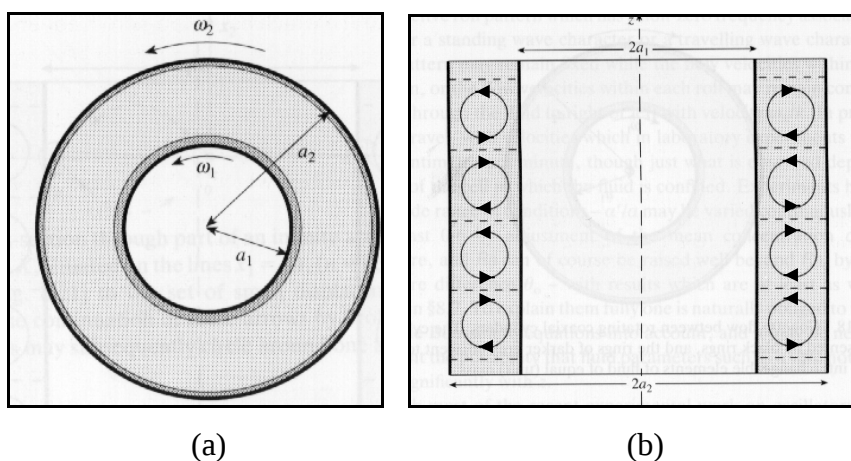


Figura 2.20. Esquema ilustrativo do escoamento de Couette (a) e instabilidades toroidais de Taylor-Couette (b).

Nas Figuras 2.20(a) e (b) mostra-se respectivamente um corte transversal e um corte axial do canal composto por dois cilindros concêntricos. Na Figura 2.20(b) ilustra-se as instabilidades toroidais contrarotativas de Taylor-Couette. Nas Figuras 2.21(a), (b) e (c) tem-se a visualização experimental destas instabilidades assim como do processo de transição à turbulência. Na Figura 2.21(a) os toroides contrarotativos, relativos a uma dada diferença de

rotação, são laminares, porém tridimensionais. 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 nas Figuras 2.21(b) e (c). Observa-se que o processo de formação de instabilidades depende da relação das rotações dos cilindros, $\lambda = \omega_1/\omega_2$. Se $\lambda_{c1} \leq \lambda \leq \infty$ então o sistema será instável. Para $\lambda_{c2} \leq \lambda \leq \lambda_{c1}$ então o sistema será sempre estável. Os parâmetros λ_{c1} e λ_{c2} são valores críticos que determinam a transição, os quais não são obrigatoriamente iguais. Resalta-se ainda que λ_{c1} e λ_{c2} dependem do tipo de perturbações injetadas no sistema.

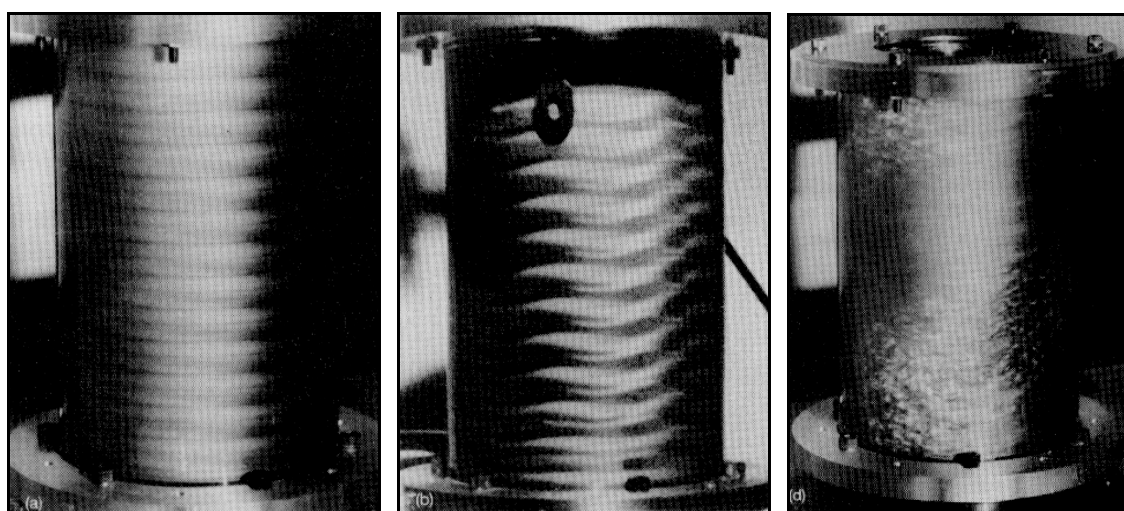


Figura 2.21. Instabilidades de Taylor-Couette (a); oscilações harmônicas (b) e degeneração em turbulência (c); Figura retirada de Coles (1965).

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.

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

2.4.3. 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.

A maioria dos escoamentos cizalhantes podem 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 previstas 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, apesar 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 podem ser encontrados nos livros de Schlichting (1968) e Drazin and Reid (1981).

2.5. ESCOAMENTOS COMPLEXOS

Os escoamentos ditos complexos são os mais freqüentes 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 desta classe de escoamentos. Esta geometria, ilustrada na Figura 2.22, é bastante simples de ser discretizada e, no entanto, propicia o aparecimento de um escoamento transicional de alta complexidade. Como ilustrado na Figura 2.22, na região (I) tem-se escoamentos do tipo camada limite; sobre o degrau, no 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; tem-se ainda uma região de escoamento recirculante interagindo com a camada cizalhante; após a região de recolamento encontra-se a região de redesenvolvimento 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.

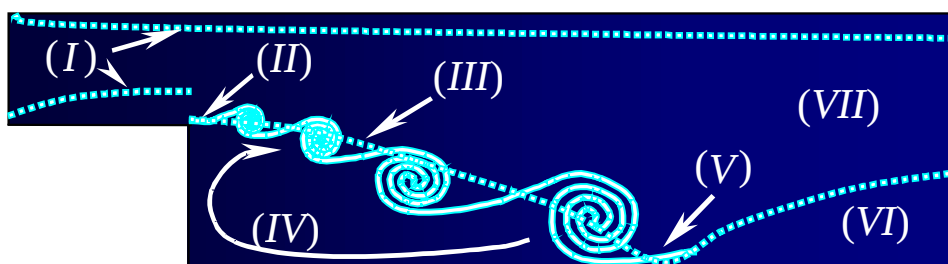


Figura 2.22. Características geométricas e físicas qualitativas do escoamento transicional sobre uma expansão brusca.

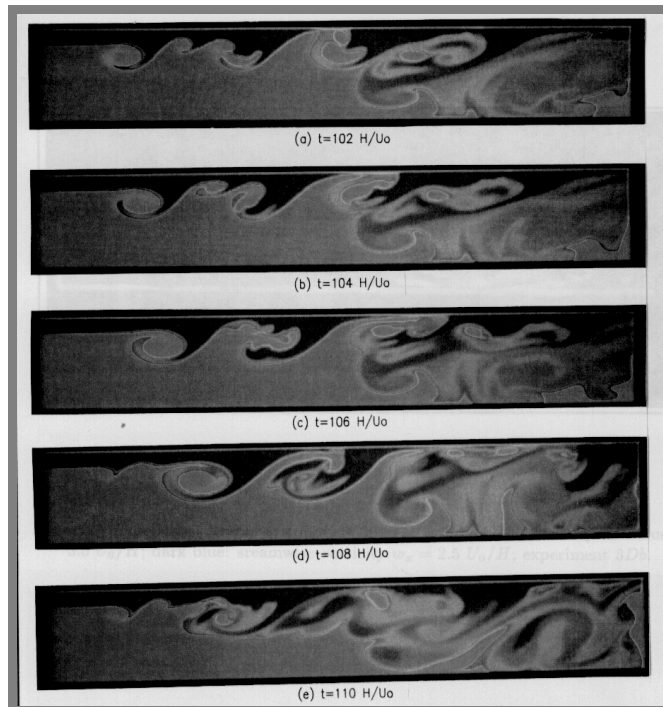
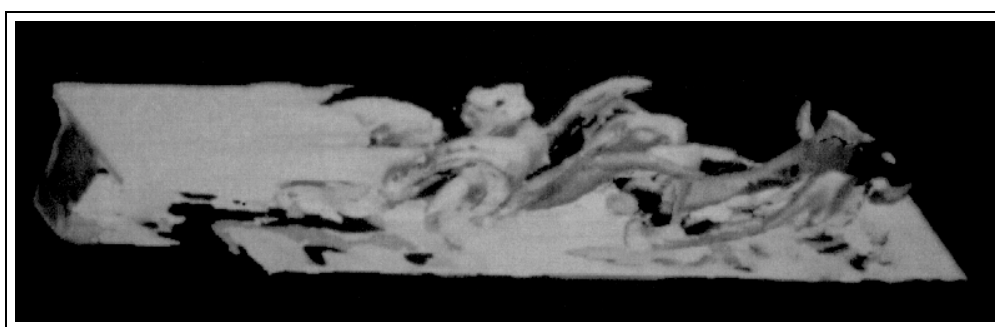


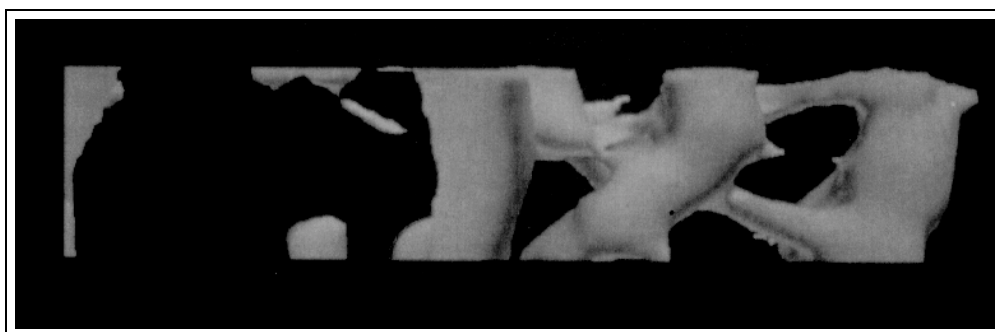
Figura 2.23. Escoamento bidimensional à jusante de uma expansão brusca.

Simulações numéricas bidimensionais e tridimensionais têm sido realizadas para analisar a natureza física deste problema, por exemplo Silveira-Neto (1991). Na Figura 2.23

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 livre. Trata-se, neste caso de um degrau alto, para o qual a parede inferior exerce pouca influência sobre as instabilidades.



(a)



(b)

Figura 2.24. Escoamento tridimensional sobre uma expansão brusca.

Na Figura 2.24 apresenta-se resultados de uma simulação tridimensional do escoamento sobre esta geometria. Na Figura 2.24(a) visualiza-se, através de uma vista inclinada do canal de saída, após a expansão brusca, isosuperfícies de vorticidade e na Figura 2.24(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 contrarotativos longitudinais, induzidos,

pelas estruturas primárias já descritas. A intensa ação mecânica destas estruturas filamentosas longitudinais sobre as estruturas primárias pode ser percebida na Figura 2.24(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.

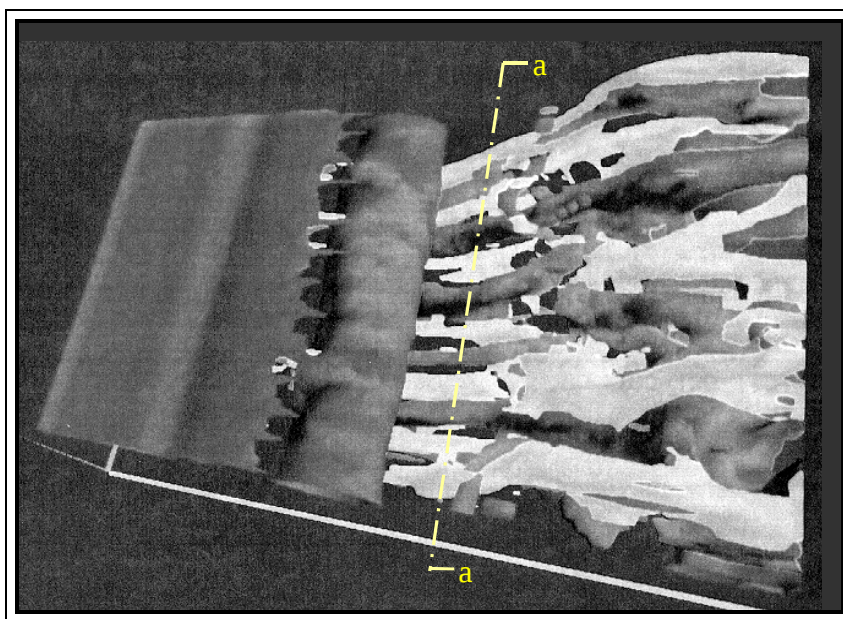


Figura 2.25. Detalhe dos turbilhões longitudinais contrarrotativos.

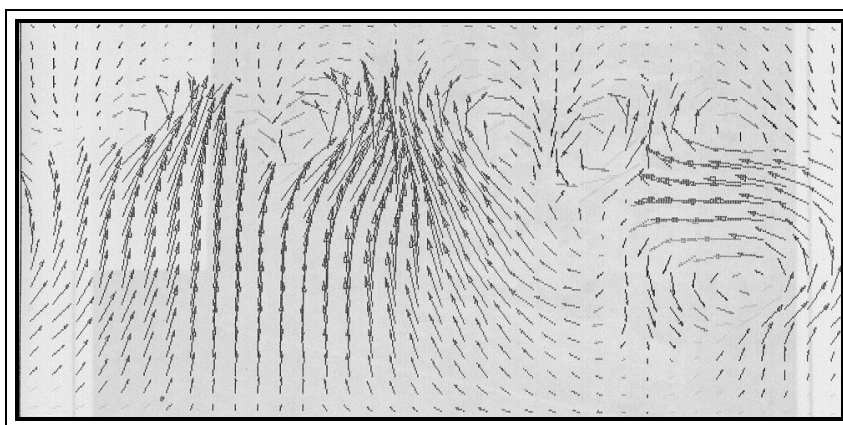


Figura 2.26. Corte vertical (a-a) sobre os turbilhões longitudinais da Figura 2.25; campo de velocidade.

Retomando o escoamento na geometria apresentada na Figura 2.23, tridimensional neste momento, obtém-se o que se mostra na Figura 2.25, numa vista superior inclinada do escoamento. Focaliza-se o escoamento logo após a expansão brusca de forma a se visualizar

os detalhes das instabilidades tridimensionais formadas. Claramente se vê os filamentos de cores alternadas as quais representam valores negativos a positivos, mas de mesmo valor da vorticidade longitudinal em modulo. Trata-se de filamentos de vórtices contrarotativos, como pode ser melhor visualizado na Figura 2.26, onde se mostra, um corte vertical da Figura 2.25, sobre os turbilhões longitudinais. Traçou-se o campo de velocidade, onde os vetores mostram a existência de estruturas turbilhonares na forma de cogumelos assim como os núcleos dos turbilhões longitudinais.

2.6. EXEMPLOS DE ESCOAMENTOS TURBULENTOS

2.6.1. 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 $\bar{\vec{v}}(\vec{x}, t)$ 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.

2.6.2. Turbulência homogênea e isotrópica

Muitas são as investigações teóricas desenvolvidas sobre o tema turbulência homogênea e isotrópica: as propriedades estatísticas dos escoamentos 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. Assim, as constatações teóricas podem ser comprovadas experimentalmente. As teorias

advindas para este tipo de escoamento conduzem a várias predições, 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 será abordada em outro capítulo.

2.6.3. 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 (2.6.2) devido a característica de cisalhamento 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.

2.6.4. Escoamentos turbulentos parietais

Um escoamento parietal acontece sempre que se tem um corpo submerso. Junto à parede do mesmo, devido à ação da viscosidade, aparece uma região 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 Göertler*, como se ilustra na Figura 2.27. 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.

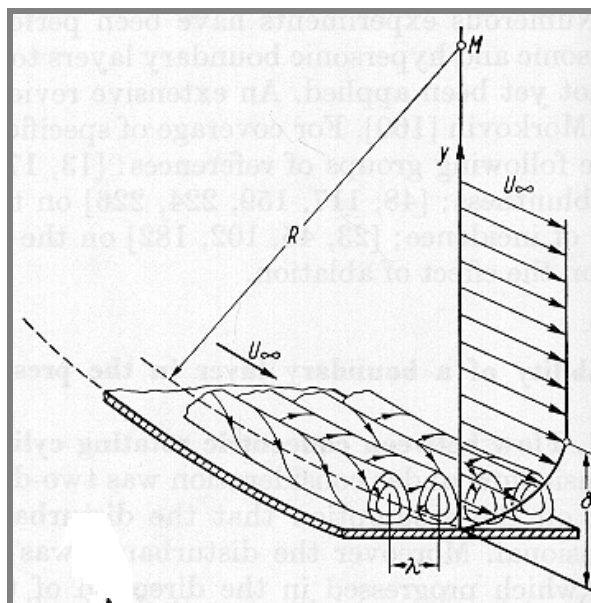


Figura 2.27. Instabilidades de Görtler formadas no interior de uma camada limite sobre um corpo curvo côncavo.

2.6.5. 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.

2.6.6. 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 escoamentos de base.

2.7. 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 prediscíveis 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! A disciplina do *caos* não é nada nova. Ainda em 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 um novo horizonte.

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.

2.7.1. Sistema dinâmico tipo pêndulo simples

Supõe-se um pêndulo simples com um grau de liberdade: rotação circunferencial, como ilustrado na Figura 2.28.

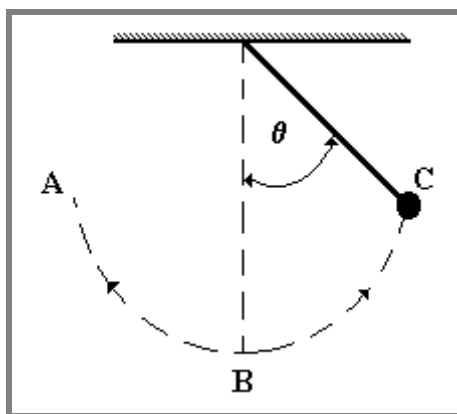


Figura 2.28. Sistema dinâmico tipo pêndulo simples.

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 como sendo composto por duas variáveis, a aceleração e a velocidade. O comportamento deste sistema está plotado no espaço das fases na Figura 2.29(a). 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 2.29(b).

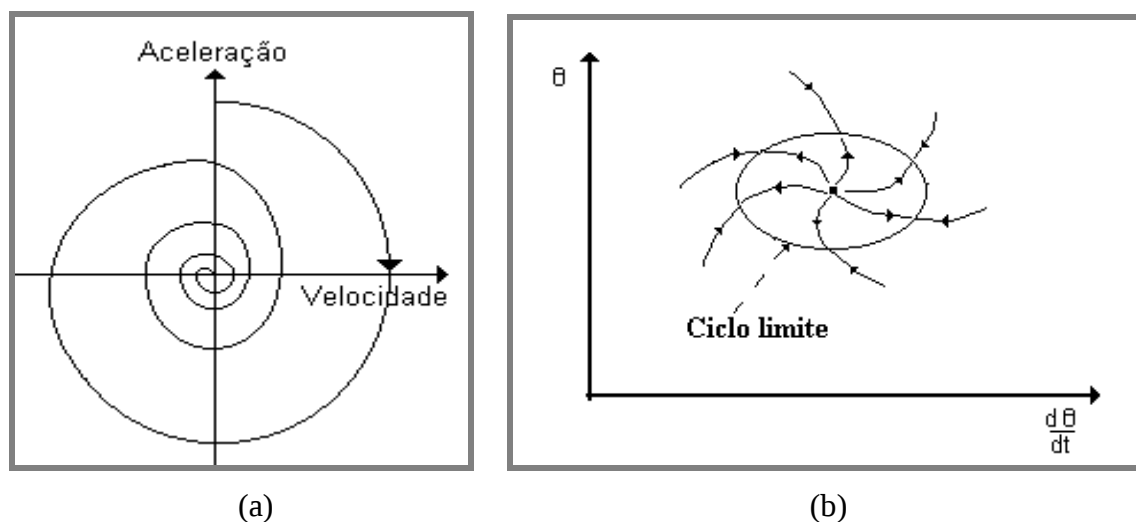


Figura 2.29. Representação dinâmica no espaço de fases.

2.7.2. 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. Se a frequência f de forçamento 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 à frequência natural, o sistema adquire um comportamento caótico, enquanto que se ela é levemente inferior, isto não acontece. Na Figura 2.30 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).

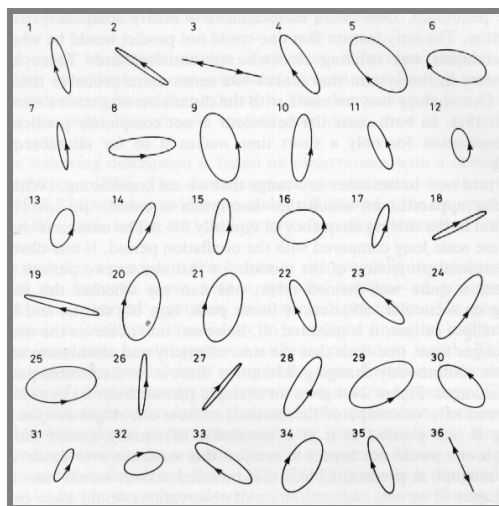


Figura 2.30. Comportamento caótico das órbitas de um pêndulo esférico (retirado de Tritton, 1988).

2.7.3. 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 de frequências e a rota de intermitência. A Figura 2.31 ilustra os espectros de potência para diferentes valores do número de Rayleigh. Observa-se nas Figuras 2.31(a) e (b) que existe uma multiplicação de frequências, passando pela Figura 2.31(c) onde se observa a presença de intermitência através dos níveis de energia das diversas frequências. Finalmente se observa na Figura 2.31(d) um espectro de energia contínuo, mostrando a presença de uma banda de frequências e caracterizando um estado caótico e turbulento do escoamento.

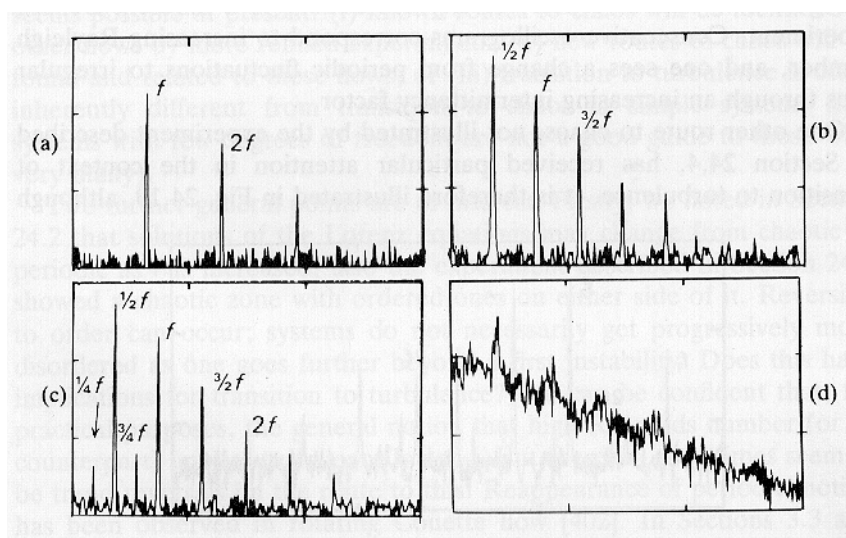


Figura 2.31. Espectro de potência da velocidade em uma experiência de Bénard, mostrando o processo de multiplicação de frequências e de intermitência: (a) $Ra/Rac=21,0$; (b) $Ra/Rac=26,0$; (c) $Ra/Rac=27,0$ e (d) $Ra/Rac=36,9$ (retirado de Tritton, 1988).

Observa-se que pequenas mudanças na bancada experimental 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.

2.8. 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 essência, prediscível. A questão de imprevisibilidade, já discutida, está associada às 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 nossa atmosfera: desafio colossal é a previsão meteorológica do nosso clima. Surpreendentes 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, o que 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 previsão 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 do modelo matemático) não correspondem exatamente aos turbilhões observados numa

experiência de laboratório, no que se refere às 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 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 direta, os escoamentos turbulentos. Numa unidade posterior será introduzido o problema de fechamento da turbulência.