

Movimentos atmosféricos: princípios

6

OBJETIVOS DE APRENDIZAGEM

Depois de ler este capítulo, você:

- conhecerá as leis básicas do movimento horizontal na atmosfera;
- saberá como surge e atua a força de Coriolis;
- poderá definir vento geostrófico;
- saberá como o atrito modifica a velocidade do vento na camada limite;
- entenderá os princípios da divergência/convergência e vorticidade e seus papéis nos processos atmosféricos; e
- entenderá os fatores termodinâmicos, dinâmicos e topográficos que levam a regimes característicos de vento local.

A atmosfera está em movimento constante em escalas que variam de rajadas locais de curta duração a sistemas de tempestades que cobrem vários milhares de quilômetros e duram cerca de uma semana, bem como cinturões de ventos globais mais ou menos constantes que circundam a Terra. Antes de considerarmos os aspectos globais, porém, é importante analisar os controles imediatos do movimento do ar. O campo gravitacional da Terra, que atua para baixo, causa a redução observada na pressão conforme nos afastamos da superfície da Terra e que é representada na distribuição vertical da massa atmosférica (ver Figura 2.13). Esse equilíbrio mútuo entre a força da gravidade e o gradiente vertical de pressão é chamado de equilíbrio hidrostático (p. 31). Esse estado de equilíbrio, junto com a estabilidade geral da atmosfera e sua pouca profundidade, limita bastante o movimento vertical do ar. As velo-

idades horizontais médias do vento são da ordem de 100 vezes maiores que os movimentos verticais médios, embora ocorram exceções individuais – particularmente em tempestades convectivas.

A LEIS DO MOVIMENTO HORIZONTAL

Há quatro controles sobre o movimento horizontal do ar perto da superfície da Terra: a força do gradiente de pressão, a força de Coriolis, a aceleração centrípeta e as forças friccionais. A principal causa do movimento do ar é o desenvolvimento de um gradiente de pressão horizontal por meio das diferenças espaciais no aquecimento superficial e das mudanças consequentes na densidade e pressão do ar. O fato de que esse gradiente pode persistir (em vez de ser destruído pelo movimento do ar rumo à baixa

pressão) resulta do efeito da rotação da Terra, dando origem à força de Coriolis.

1 A força do gradiente de pressão

A força do gradiente de pressão tem componentes verticais e horizontais, mas, como já foi observado, a componente vertical está mais ou menos em equilíbrio com a força da gravidade.

As diferenças horizontais na pressão advêm de contrastes no aquecimento térmico ou de causas mecânicas, como barreiras montanhosas, e essas diferenças controlam o movimento horizontal de uma massa de ar. O gradiente de pressão horizontal serve como a força motriz que faz o ar se mover de áreas de alta pressão para áreas onde a pressão é menor, embora outras forças impeçam o ar de atravessar as isóbaras (linhas de mesma pressão). A força do gradiente de pressão por unidade de massa é expressa matematicamente como

$$\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dn}$$

onde ρ = densidade do ar e dp/dn^* = gradiente horizontal de pressão. Assim, quanto mais próximo o espaçamento das isóbaras, mais intenso o gradiente de pressão e maior a velocidade do vento. A força do gradiente de pressão também é inversamente proporcional à densidade do ar, e essa relação é de especial importância para entender o comportamento dos ventos superiores.

2 A força defletora rotacional da Terra (Coriolis)

A força de Coriolis advém do fato de que o movimento de massas sobre a superfície da Terra é referenciado a um sistema de coordenadas móveis (ou seja, a rede de latitude e longitude, que "gira" com a Terra). A maneira mais simples de visualizar como essa força defletora opera é imaginar um disco giratório, onde objetos em movimento são desviados. A Figura 6.1 mostra o efeito dessa força defletora operando sobre

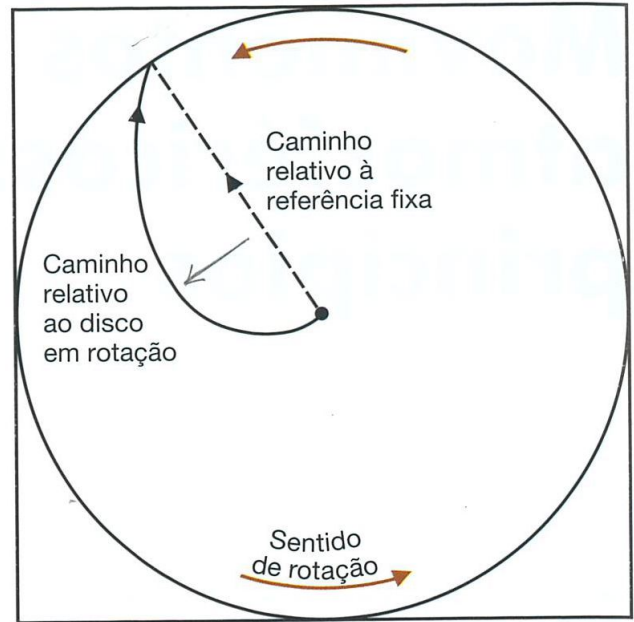


Figura 6.1 A força defletora de Coriolis atuando sobre um objeto que se move para fora a partir do centro de um disco em rotação.

uma massa que se dirige para fora a partir do centro de um disco giratório. O corpo segue um caminho reto em relação a uma base de referência fixa (por exemplo, uma caixa que contenha o disco giratório), mas, em relação a coordenadas que giram com o disco, o corpo anda para a direita de sua linha inicial de movimento. Esse efeito é facilmente demonstrado desenhando-se uma linha a lápis do centro à borda de um disco branco em uma plataforma giratória. A Figura 6.2 ilustra um caso em que o movimento não é a partir do centro da plataforma giratória, e o objeto possui um momento inicial em relação à sua distância do eixo de rotação. Observe que o modelo da plataforma giratória não é estritamente análogo, pois existe uma força centrífuga envolvida dirigida para fora. No caso da Terra em rotação (com coordenadas de latitude e longitude giratórias), existe uma deflexão visível de objetos em movimento para a direita de sua linha de movimento no Hemisfério Norte e para a esquerda no Hemisfério Sul, vista por observadores sobre a Terra. A ideia da força defletora é creditada ao trabalho do matemático francês G.G. Coriolis, na década de 1830. A "força" (por unidade de massa) é expressa por:

$$-2 \Omega V \sin \phi$$

* N. de R.T.: dp/dn é a diferença de pressão dividida pela distância entre a alta e a baixa pressão.

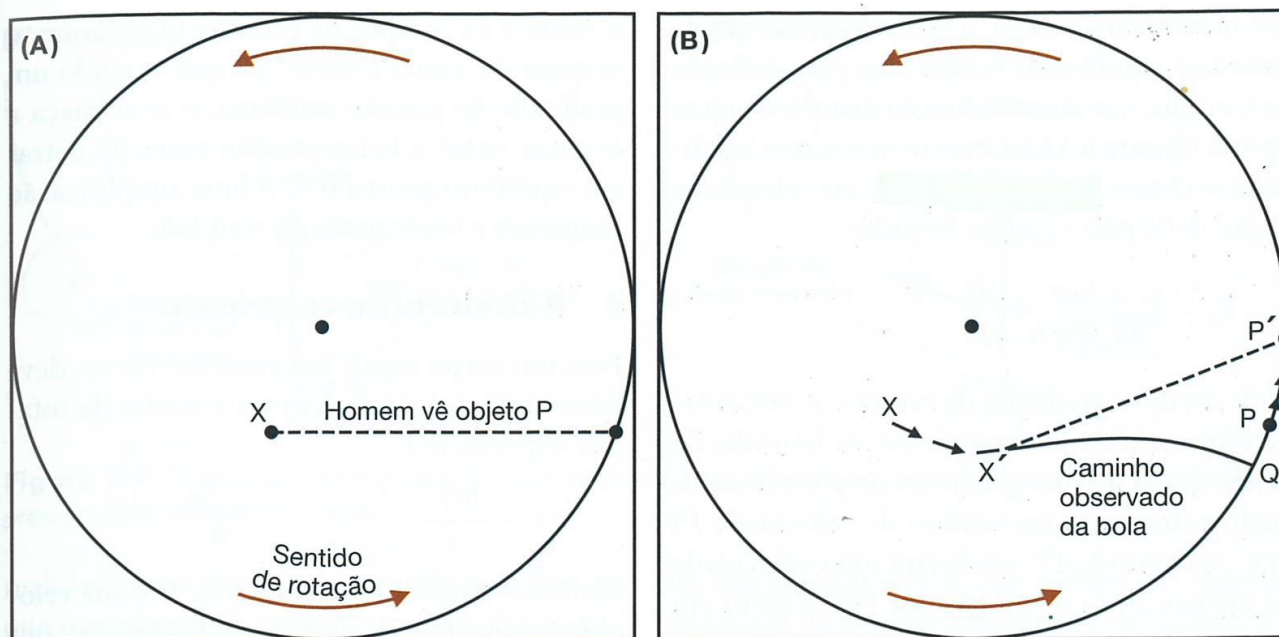


Figura 6.2 A força defletora de Coriolis, sobre uma plataforma giratória: (A) um observador em X vê o objeto P e tenta lançar uma bola em direção a ele. Ambos estão girando no sentido anti-horário; (B) a posição do observador agora é X' e o objeto está em P'. Para o observador, a bola parece seguir um caminho curvo e cai em Q. O observador ignorou o fato de que a posição P estava andando no sentido anti-horário e que o caminho da bola seria afetado pelo impulso inicial devido à rotação do ponto X.

onde Ω = velocidade angular ($2\pi/24$ radianos h^{-1} para a Terra = $7,29 \times 10^{-5}$ radianos s^{-1}); ϕ = latitude e V = velocidade da massa. $2 \Omega \sin \phi$ chama-se de parâmetro de Coriolis (f). A velocidade angular é um vetor que representa a taxa de rotação de um objeto em torno do eixo de rotação; sua magnitude é a taxa temporal de deslocamento de qualquer ponto do corpo.

A magnitude da deflexão é diretamente proporcional: (1) à velocidade horizontal do ar (o ar que se move a 10 m s^{-1} tem a metade da força defletora operando sobre ele do que quando se move a 20 m s^{-1}); e (2) ao seno da latitude ($\sin 0^\circ = 0$; $\sin 90^\circ = 1$). O efeito, portanto, é máximo nos polos (onde o plano da força defletora é paralelo à superfície da Terra). Ela diminui com o seno da latitude, tornando-se zero no equador (onde não existe componente de deflexão em um plano paralelo à superfície). A “força” de Coriolis depende do movimento em si. Assim, ela afeta a direção, mas não a velocidade do movimento do ar, que envolveria trabalho (mudança da energia cinética). A força de Coriolis sempre atua em ângulos retos em relação à direção do movimento do ar, à direita no Hemisfério Norte (f positivo) e à esquerda

no Hemisfério Sul (f negativo). Os valores absolutos de f variam com a latitude, conforme a tabela a seguir:

Latitude	0°	10°	20°	43°	90°
$f(10^{-4} \text{ s}^{-1})$	0	0,25	0,50	1,00	1,458

A rotação da Terra também produz uma componente vertical da rotação sobre um eixo horizontal. Ela é máxima no equador (zero nos polos) e causa uma deflexão vertical para cima (baixo) para ventos de oeste/leste. Todavia, esse efeito tem importância secundária devido ao equilíbrio hidrostático.

3 Vento geostrófico

Observações na atmosfera livre (acima do nível afetado pelo atrito superficial entre aproximadamente 500 e 1000 m) mostram que o vento sopra mais ou menos em ângulos retos em relação ao gradiente de pressão (paralelo às isóbaras), com alta pressão à direita e baixa pressão à esquerda quando visto a favor do vento (para o Hemisfério Norte). Isso implica que, para

um movimento estável, a força do gradiente de pressão é equilibrada exatamente pela deflexão de Coriolis, que atua na direção diametralmente oposta (Figura 6.3A). O vento nesse caso idealizado se chama **vento geostrófico**, cuja velocidade (V_g) é dada pela seguinte fórmula:

$$V_g = \frac{1}{2\Omega \sin \phi} \frac{dp}{dn}$$

onde dp/dn = gradiente de pressão. A velocidade é inversamente dependente da latitude, de modo que o mesmo gradiente de pressão associado a um vento geostrófico de velocidade 15 m s^{-1} na latitude 43° produzirá uma velocidade de apenas 10 m s^{-1} na latitude 90° . Exceto em latitudes baixas, onde o parâmetro de Coriolis fica próximo de zero, o vento geostrófico se aproxima do movimento do ar observado na atmosfera livre. **Como os sistemas de pressão raramente são estacionários**, esse fato implica que o movimento do ar deve mudar constantemente em busca de um novo equilíbrio. Em outras palavras, existem ajustes mútuos constantes entre

o vento e os campos de pressão. O argumento comum de “causa e efeito” de que, quando um gradiente de pressão se forma, o ar começa a avançar rumo à baixa pressão antes de entrar em equilíbrio geostrófico, é uma simplificação exagerada e inadequada da realidade.

4 A aceleração centrípeta

Para um corpo seguir um caminho curvo, deve haver uma aceleração (c) para o centro da rotação, expressa por:

$$c = - \frac{mV^2}{r}$$

onde m = massa em movimento, V = sua velocidade e r = raio da curvatura. Esse efeito, por conveniência, às vezes é considerado uma “força” centrífuga que atua no sentido radial para fora (ver Nota 1). No caso da Terra, isso é válido. **O efeito centrífugo devido à rotação tem, de fato, resultado em uma leve protuberância da massa da Terra nas latitudes baixas e em um achatamento perto dos polos.** **A pequena redução na gravidade em direção ao equador** (ver Nota 2) reflete o efeito da força centrífuga atuando contra a atração gravitacional dirigida ao centro da Terra. Portanto, é necessário considerar apenas as forças envolvidas na rotação do ar ao redor de um eixo local de alta ou baixa pressão. Aqui, o caminho curvo do ar (paralelo às isóbaras) é mantido por uma aceleração que atua em direção ao centro, **ou centrípeta.**

A Figura 6.4 mostra (para o Hemisfério Norte) que, em um sistema de baixa pressão, o fluxo equilibrado é mantido em um caminho curvo (chamado vento gradiente) pelo fato de que **a força de Coriolis é mais fraca do que a força da pressão.** A diferença entre as duas dá a aceleração centrípeta líquida para o interior. No caso da alta pressão, a aceleração para dentro (centrípeta) existe porque a força de Coriolis excede a força da pressão. Como se supõe que os gradientes de pressão são iguais, as diferentes contribuições da força de Coriolis em cada caso implicam que a velocidade do vento ao redor da baixa pressão deve ser menor do que o valor geostrófico (**subgeostrófica**), ao passo que, no caso da alta pressão, é **supergeostrófica.** Na

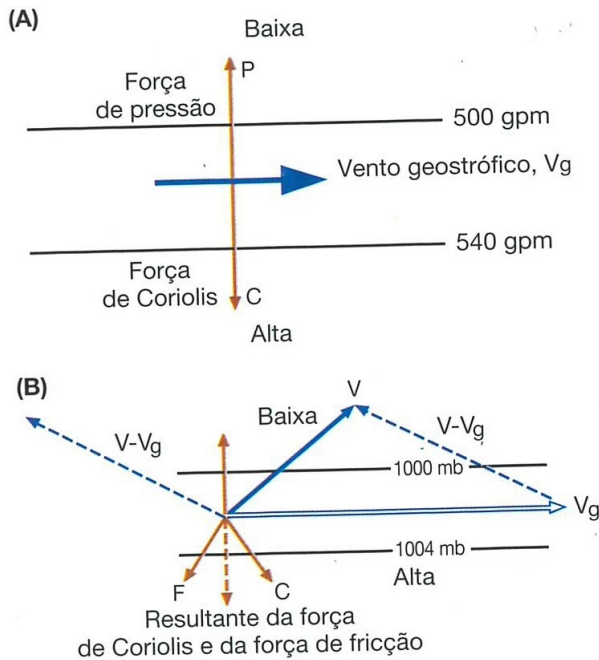


Figura 6.3 (A): o caso do vento geostrófico do movimento equilibrado (Hemisfério Norte) acima da camada de fricção (contornos de altura em gpm); (B) vento superficial V representa um equilíbrio entre o vento geostrófico, (V_g), e a resultante da força de Coriolis; (C) e a força de fricção (F). Observe que F em geral não é diretamente oposta ao vento na superfície.

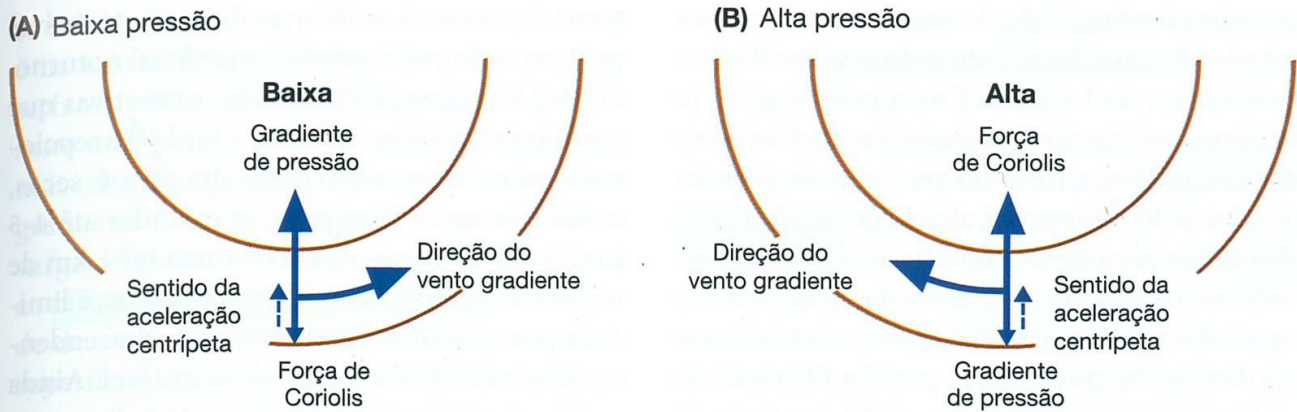


Figura 6.4 O caso do vento gradiente, com movimento equilibrado ao redor da baixa pressão (A) e alta pressão (B) no Hemisfério Norte.

realidade, esse efeito é obscurecido pelo fato de que o gradiente de pressão em uma alta costuma ser muito mais fraco do que em uma baixa. Além disso, o fato de que a rotação da Terra é ciclônica impõe um limite na velocidade do fluxo anticiclônico. A máxima ocorre quando a velocidade angular é $f/2$ ($= V \sin \phi$), em cujo valor a rotação absoluta do ar (visto do espaço) é apenas ciclônica. Além desse ponto, o fluxo anticiclônico se rompe (“instabilidade dinâmica”). Não existe velocidade máxima no caso da rotação ciclônica.

A magnitude da aceleração centrípeta geralmente é pequena, mas ela se torna importante onde ventos de alta velocidade estão se movendo em caminhos muito curvos (isto é, ao redor de um vórtice intenso de baixa pressão). Dois casos têm significado meteorológico: primeiro, em ciclones intensos perto do equador, onde a força de Coriolis é desprezível; e, em segundo lugar, em um pequeno vórtice, como um tornado. Nessas condições, quando a grande força do gradiente de pressão proporciona a aceleração centrípeta necessária para o fluxo equilibrado paralelo às isóbaras, o movimento se chama **ciclostrófico**.

Os argumentos apresentados pressupõem condições estáveis de fluxo equilibrado. Essa simplificação é útil, mas, na realidade, dois fatores impedem um estado contínuo de equilíbrio. O movimento latitudinal altera o parâmetro de Coriolis, e o movimento ou a intensidade variável de um sistema de pressão leva à aceleração ou desaceleração do ar, causando um certo grau

de escoamento através das isóbaras. A própria mudança na pressão depende do deslocamento do ar pelo rompimento do estado de equilíbrio. Se o movimento do ar fosse puramente geostrófico, não haveria crescimento ou decaimento de sistemas de pressão. A aceleração do ar em níveis superiores de uma região de curvatura isobárica ciclônica (vento subgeostrófico) para uma de curvatura anticiclônica (vento supergeostrófico) causa uma queda de pressão em níveis inferiores da atmosfera, para compensar a remoção do ar para cima. A significância desse fato será discutida no Capítulo 9G. **A interação entre movimentos horizontais e verticais de ar é discutida em B.2 (neste capítulo).**

Nos casos em que a curvatura do fluxo é fechada, como perto do olho de um ciclone tropical (ver Capítulo 11B.2), a aceleração centrípeta pode equilibrar a força do gradiente de pressão; o vento resultante é denominado **ciclostrófico**.

5 Forças fricionais e a camada limite planetária

A última força que tem um efeito importante sobre o movimento do ar é a decorrente do atrito da superfície da Terra. Perto da superfície (ou seja, abaixo de 500 m em terreno plano), o atrito devido ao arrasto sobre o relevo começa a reduzir a velocidade do vento abaixo do seu valor geostrófico. Essa desaceleração do vento perto da superfície modifica a força defletora, que depende da velocidade, fazendo com que também diminua. Inicialmente, a força de atrito

é oposta à velocidade do vento, exceto em um estado de equilíbrio – quando a velocidade e, portanto, a deflexão de Coriolis diminuem (o vetor somatório das componentes de Coriolis e atrito equilibra a força do gradiente de pressão, Figura 6.3B). A força de atrito agora atua para a direita do vetor vento superficial. Assim, em níveis baixos, devido aos efeitos do atrito, o vento sopra de maneira oblíqua através das isóbaras na direção do gradiente de pressão. O ângulo de obliquidade aumenta com o efeito crescente do arrasto friccional produzido pela superfície da Terra, em média cerca de 10-20° sobre a superfície do mar e 25-35° sobre o continente.

Em resumo, o vento superficial (desconsiderando os efeitos de curvatura) representa um equilíbrio entre a força do gradiente de pressão e a força de Coriolis perpendicular ao movimento do ar, e o atrito quase paralelo, mas oposto, ao movimento do ar. Onde a força de Coriolis é pequena, o atrito pode equilibrar a força do gradiente de pressão e os fluxos de vento (conhecidos como antitrópicos) em direção à baixa pressão.

A camada de influência friccional é conhecida como **camada limite planetária (CLP)**. Os perfiladores atmosféricos (lidar e radar) podem medir rotineiramente a variabilidade temporal da estrutura da camada limite planetária. Sua espessura varia sobre a Terra, de algumas cen-

tenas de metros à noite, quando o ar está estável por causa do resfriamento superficial noturno, até 1-2 km durante condições convectivas que costumam aparecer durante a tarde. Excepcionalmente, sobre superfícies quentes e secas, a mistura convectiva pode se estender até 4-5 km. Sobre os oceanos, ela costuma ter 1 km de espessura e, especialmente nos trópicos, é limitada por uma inversão devido ao ar descendente. A camada limite é estável ou instável. Ainda assim, por conveniência teórica, ela costuma ser tratada como neutra (o gradiente térmico é o mesmo do GAS, ou a temperatura potencial é constante com a altitude; ver Figura 5.1). Para esse estado ideal, o vento vira (gira) no sentido horário com maior altitude sobre a superfície, criando uma espiral de vento (Figura 6.5). Esse perfil espiral foi demonstrado pela primeira vez no giro das correntes oceânicas com o aumento da profundidade (ver Capítulo 7D1.a) por V. W. Ekman; ambos são chamados de *espirais de Ekman*. O influxo de ar rumo ao centro de baixa pressão gera movimento ascendente no topo da camada limite planetária, conhecido como *bombeamento de Ekman*.

A velocidade do vento diminui exponencialmente perto da superfície terrestre, devido aos efeitos friccionalis, que consistem no arras-

Tabela 6.1 Rugosidades típicas associados a características de superfícies do terreno

Características de superfícies do terreno	Comprimentos das rugosidades (m)
Grupos de prédios altos	1-10
Floresta temperada	0,8
Grupos de prédios médios	0,7
Subúrbios	0,5
Árvores e arbustos	0,2
Superfícies agrícolas	0,05-0,1
Gramma	0,008
Solo limpo	0,005
Neve	0,001
Areia lisa	0,0003
Água	0,0001

Fonte: Troen and Petersen (1989).

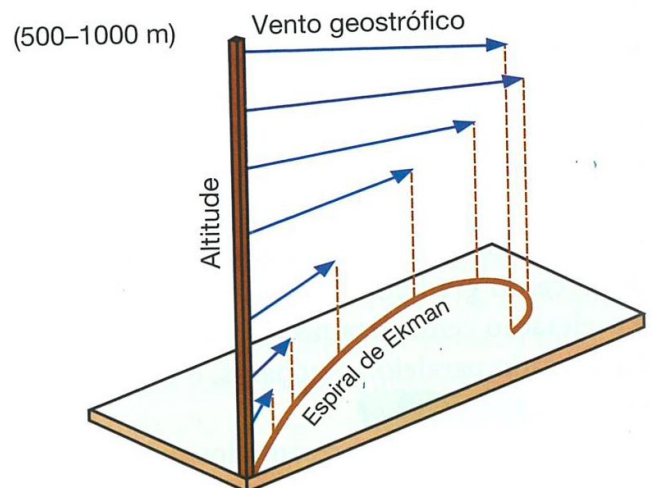


Figura 6.5 A espiral de vento de Ekman em função da altitude no Hemisfério Norte. O vento adquire a velocidade geostrófica entre 500 e 1000 m nas latitudes médias e mais altas, à medida que os efeitos do arraste friccional se tornam desprezíveis. Esse é um perfil teórico da velocidade do vento em condições de turbulência mecânica.

to sobre obstáculos (prédios, florestas, colinas) e na tensão friccional exercida pelo ar na interface com a superfície. O mecanismo de *arrasto* envolve a criação de pressão, localmente mais alta a barlavento de um obstáculo, e um gradiente de pressão lateral. A tensão eólica surge primeiro da resistência molecular do ar ao **cisalhamento vertical do vento** (a velocidade do vento aumenta com a altitude acima da superfície); essa viscosidade molecular atua em uma subcamada laminar com apenas alguns milímetros de espessura. Em segundo lugar, redemoinhos turbulentos, de poucos metros a dezenas de metros de diâmetro, diminuem o movimento do ar em escala maior (viscosidade turbulenta). A rugosidade aerodinâmica do terreno é descrita pelo *comprimento da rugosidade* (Z_0), ou a altitude em que a velocidade do vento cai a zero, com base na extrapolação do perfil de vento neutro. A Tabela 6.1 lista comprimentos típicos de rugosidade.

A **turbulência na atmosfera** é gerada pela alteração vertical na velocidade do vento (cisalhamento vertical do vento) e é suprimida pela ausência de flutuação. A razão adimensional da supressão flutuante da turbulência por sua geração por cisalhamento, conhecida como número de Richardson (Ri), proporciona uma medida da estabilidade dinâmica. Acima de um limiar crítico, é provável que ocorra turbulência.

B DIVERGÊNCIA, MOVIMENTO VERTICAL E VORTICIDADE

Esses três termos são a chave para a compreensão adequada dos sistemas de vento e pressão em escala sinótica e global. A subida e descida de ar em grande extensão ocorre em resposta a fatores dinâmicos relacionados com o **fluxo de ar horizontal** e é afetada apenas de forma secundária pela estabilidade das massas de ar. Daí a importância desses fatores para os processos meteorológicos.

1 Divergência

Diferentes tipos de fluxo horizontal são apresentados na Figura 6.6A. O primeiro painel

mostra que o ar pode **acelerar (desacelerar)**, levando à **divergência (convergência)** de velocidades. Quando as linhas de corrente (linhas de movimento instantâneo do ar) se espalham ou se espremiam, chama-se isso de **difluência ou confluência**, respectivamente. Se o padrão de linhas de corrente é fortalecido pelas **isólicas** (linhas de igual velocidade do vento), conforme o terceiro painel da Figura 6.6A, pode haver divergência ou convergência de massa em um certo ponto (Figura 6.6B). Nesse caso, a compressibilidade do ar faz a densidade diminuir ou aumentar, respectivamente. Em geral, porém, a **confluência** é associada a um aumento na velocidade do ar, e a **difluência**, a uma redução.

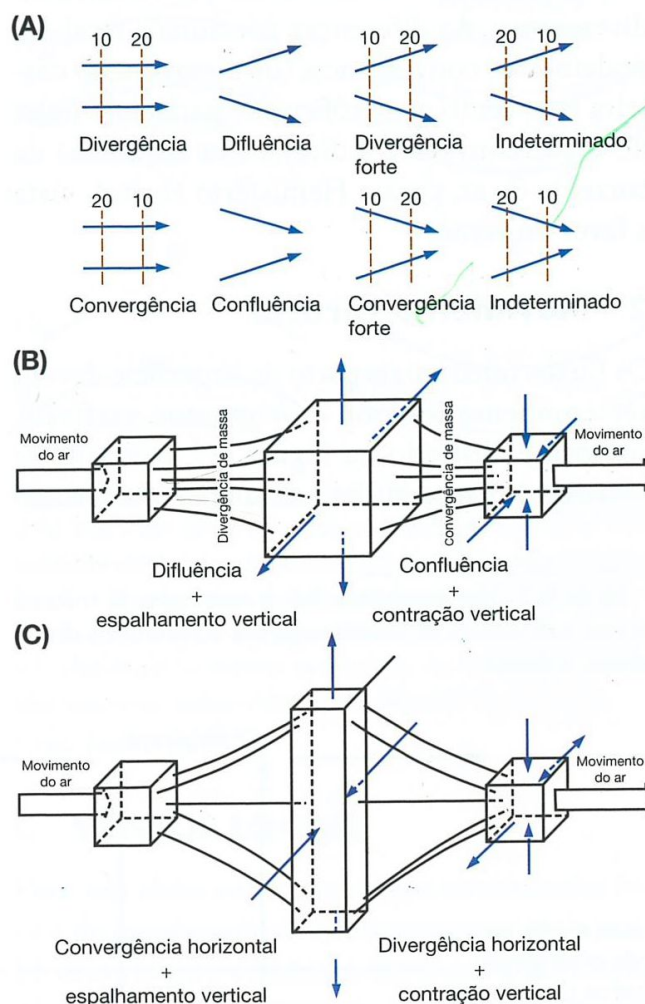


Figura 6.6 Convergência e divergência: (A) visão plana de padrões de fluxo horizontal produzindo divergência e convergência – as linhas tracejadas são isólicas esquemáticas da velocidade do vento (isólicas); (B) vista perspectiva de divergência e convergência de massa local, pressupondo mudanças na densidade; (C) relações típicas de espalhamento na convergência e de contração na divergência no fluxo atmosférico.

No caso intermediário, a confluência é equilibrada por um aumento na velocidade do vento, e a difluência, por uma redução na velocidade. Assim, a convergência (divergência) pode gerar um espalhamento (contração) vertical, conforme ilustrado na Figura 6.6C. **É importante observar que, se todos os ventos fossem geostróficos, não haveria convergência ou divergência e, assim, não haveria o tempo meteorológico!**

Também pode ocorrer convergência ou divergência como resultado de efeitos friccionais. Os ventos em direção à costa também sofrem convergência em níveis baixos, quando o ar desacelera ao cruzar a linha de costa, devido ao maior atrito sobre a terra, ao passo que os ventos em direção ao mar aceleram e se tornam divergentes. As diferenças friccionais também podem criar convergência (ou divergência) costeira se o vento geostrófico for paralelo à linha de costa, com terra à direita (ou esquerda) da corrente de ar, para o Hemisfério Norte*, vista a favor do vento.

2 Movimento vertical

Os fluxos horizontais perto da superfície devem ser compensados por movimentos verticais, conforme ilustrado na Figura 6.7, para que os sistemas de baixa ou alta pressão persistam e não

* N. de R.T.: No Hemisfério Sul, a convergência costeira ocorre com a linha de costa à esquerda do vento, e a divergência, à direita.

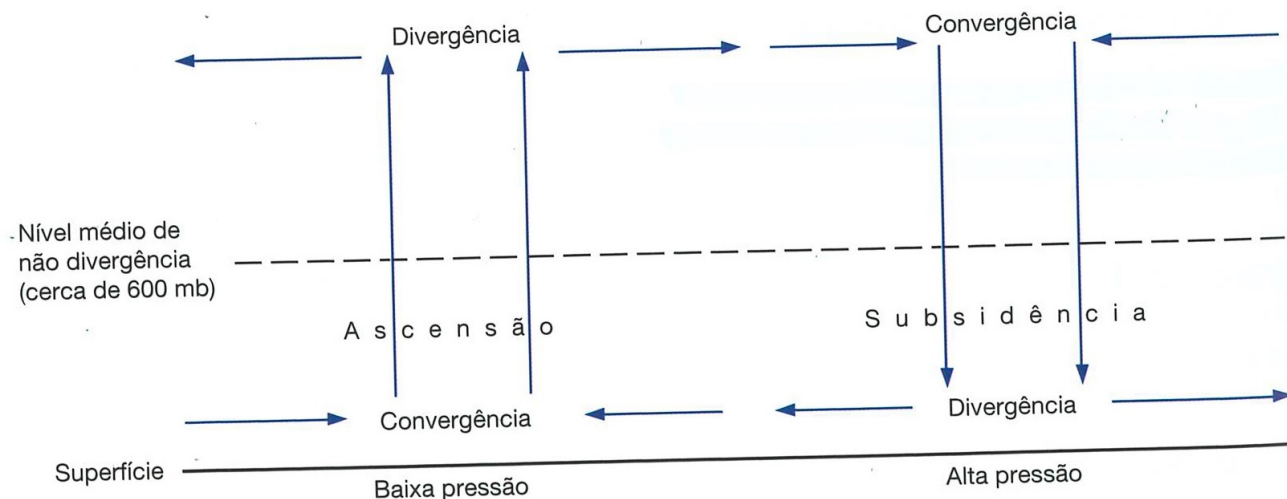


Figura 6.7 Seção transversal dos padrões de movimento vertical associados à divergência e à convergência (de massa) na troposfera, ilustrando a continuidade da massa.

haja elevação ou redução contínuas na densidade. **O ar sobe sobre uma célula de baixa pressão e desce sobre a alta pressão**, com divergência e convergência compensatórias, respectivamente, na troposfera superior. **Na troposfera média**, deve haver algum nível em que a divergência ou convergência horizontal é efetivamente zero; o “nível de não divergência” médio geralmente é em torno de **600 mb**, correspondendo a aproximadamente 1000 m de altitude na atmosfera padrão. O movimento vertical de grande escala é extremamente lento, comparado com as correntes convectivas ascendentes e descendentes nas nuvens cumulus, por exemplo. As taxas típicas em grandes depressões e anticiclones são da ordem de $\pm 5-10 \text{ cm s}^{-1}$ (1,8–3,6 km/h), ao passo que as correntes ascendentes em cumulus podem exceder os 10 m s^{-1} (36 km/h).

3 Vorticidade

A **vorticidade** implica a rotação, ou velocidade angular, de pequenas parcelas (imaginárias) em qualquer fluido. Podemos considerar que o ar dentro de um sistema de baixa pressão compreende um número infinito de pequenas parcelas de ar, cada uma girando no sentido ciclônico ao redor de um eixo vertical à superfície da Terra (Figura 6.8). A vorticidade tem três elementos – magnitude (definida como *duas vezes* a velocidade angular, Ω) (ver Nota 3), direção (o eixo horizontal ou vertical ao redor do qual a rotação ocorre) e o sentido de rotação. A ro-

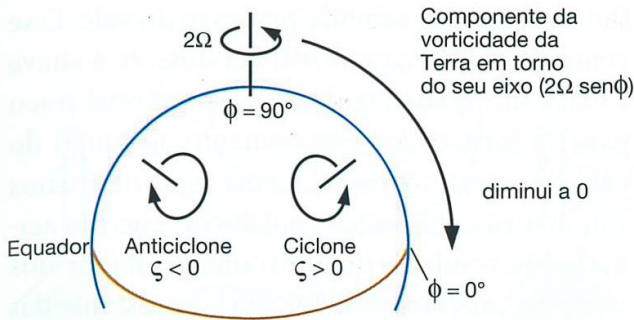


Figura 6.8 Esboço da vorticidade vertical relativa (ζ) ao redor de um ciclone e um anticiclone no Hemisfério Norte. A componente da vorticidade da Terra ao redor de seu eixo de rotação (ou parâmetro de Coriolis, f) é igual ao dobro da velocidade angular (Ω) vezes o seno da latitude (ϕ). No polo, $f = 2\Omega$, diminuindo até 0 no equador. A vorticidade ciclônica tem o mesmo sentido que a rotação da Terra em torno do seu próprio eixo, vista de cima, no Hemisfério Norte: essa vorticidade ciclônica é definida como positiva ($\zeta > 0$).

tação no mesmo sentido que a rotação da Terra – ciclônica no Hemisfério Norte – é definida como positiva. A vorticidade ciclônica pode resultar da curvatura ciclônica das linhas de corrente, do cisalhamento ciclônico (ventos mais fortes no lado direito da corrente, vistos a favor do vento no hemisfério norte), ou de uma combinação dos dois (Figura 6.9). O cisalhamento lateral (ver Figura 6.9B) resulta de mudanças no espaçamento entre as isóbaras. A vorticidade anticiclônica ocorre com a situação anticiclônica correspondente. A componente da vorticidade ao redor de um eixo vertical à superfície da Terra é chamada de vorticidade vertical. Em geral, é a mais importante, mas, perto da superfície do solo, o cisalhamento friccional superficial causa vorticidade ao redor de um eixo paralelo à superfície e normal à direção do vento.

A vorticidade está relacionada não apenas com o movimento do ar ao redor de um ciclone ou anticiclone (*vorticidade relativa*), mas também com a localização do sistema na Terra em rotação. A componente vertical da *vorticidade absoluta* consiste na vorticidade relativa (ζ) e no valor latitudinal do parâmetro de Coriolis, $f = 2\Omega \sin \phi$ (ver Capítulo 6A). No equador, a vorticidade local está em ângulo reto com o eixo da Terra, de modo que $f = 0$, mas, no Polo Norte, a vorticidade ciclônica relativa e a rotação da Terra atuam no mesmo sentido (ver Figura 6.8) e $f = 2\Omega$.

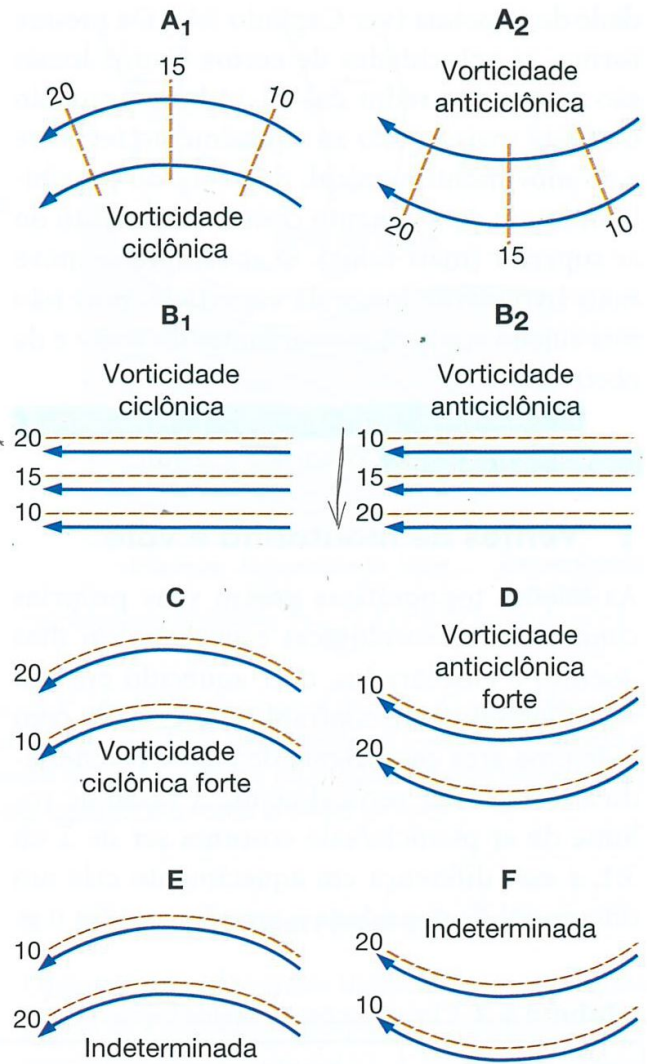


Figura 6.9 Modelos de linhas de corrente ilustrando uma visão em um plano dos padrões de fluxo com vorticidade ciclônica e anticiclônica no Hemisfério Norte. Em C e D, os efeitos da curvatura (a_1 e a_2) e o cisalhamento lateral (b_1 e b_2) são aditivos, ao passo que, em E e F, eles mais ou menos se anulam. As linhas tracejadas são isopletas esquemáticas da velocidade do vento.

Fonte: Riehl et al. (1954).

C VENTOS LOCAIS

Para um observador do tempo, os controles locais do movimento do ar representam mais problemas do que os efeitos das principais forças planetárias discutidas. As tendências diurnas se sobrepõem aos padrões de grande e pequena escala da velocidade do vento, sendo particularmente notáveis no caso de ventos locais. Em condições normais, as velocidades do vento tendem a ser menores perto do amanhecer, quando existe pouca mistura térmica vertical, e o ar mais baixo é menos afetado pela veloci-

dade do ar acima (ver Capítulo 7A). Da mesma forma, as velocidades de certos ventos locais são maiores ao redor das 13-14 horas, quando o ar está mais sujeito ao aquecimento terrestre e ao movimento vertical, desse modo possibilitando um acoplamento com o movimento do ar superior (mais veloz). O ar sempre se move mais livremente longe da superfície, pois não está sujeito aos efeitos retardantes do atrito e da obstrução.

A Tabela 6.2 traz uma síntese da classificação de ventos locais, discutida a seguir.

1 Ventos de montanha e vale

As feições topográficas geram suas próprias condições meteorológicas especiais. Em dias quentes e ensolarados, o ar aquecido em um vale é lateralmente contraído, comparado com o de uma área equivalente de planície, tendendo a se expandir verticalmente. A razão de volume de ar planície/vale costuma ser de 2 ou 3:1, e essa diferença em aquecimento cria um diferencial de densidade e pressão, que faz o ar

fluir da planície, subindo pelo eixo do vale. Esse vento de vale (Figura 6.10) geralmente é suave e exige um gradiente de pressão regional fraco para se formar. Esse escoamento ao longo do vale principal ocorre de forma mais ou menos simultânea com ventos *anabáticos* (encosta acima), que resultam do aquecimento maior dos lados do vale, comparado com o ar distante das vertentes aquecidas. Esses ventos de encosta ultrapassam os cumes e alimentam uma corrente de retorno mais alta ao longo da linha do vale, para compensar o vento de vale. Todavia, essa característica pode ser obscurecida pelo fluxo de ar regional. Suas velocidades alcançam o máximo por volta das 14 horas.

À noite, existe um processo inverso, à medida que ar frio mais denso em elevações maiores escoam para depressões e vales; esse vento é conhecido como vento *catabático*. Se o ar escoar encosta abaixo para um vale, ocorre um “vento de montanha” mais ou menos simultâneo ao longo do eixo do vale, fluindo em direção à planície, onde substitui o ar mais quente e menos

Tabela 6.2 Classificação de ventos locais

Nome	Características	Forçante
Anabático	Fluxo quente diurno, encosta acima	Gradiente horizontal de densidade em direção à encosta
Catabático	Fluxo frio noturno, encosta abaixo	Gravidade e gradiente horizontal de densidade afastando-se da encosta
Vento de montanha	Fluxo frio noturno, vale abaixo	Gradiente de densidade da montanha para a planície
Vento de vale	Vento quente diurno, vale acima	Gradiente de densidade da planície para a montanha
Vento antimontanha	Acima do vento de montanha na direção oposta	Corrente de compensação
Vento antivale	Acima do vento de vale na direção oposta	Corrente de compensação
Brisa marinha	Fluxo diurno do mar para a terra	Gradiente de densidade do mar fresco para o continente aquecido
Brisa terrestre	Fluxo noturno da terra para o mar	Gradiente de densidade do continente fresco para o mar mais quente
Föhn (Chinook)	Desce encosta a sotavento com temperatura crescente e menor umidade relativa	Fluxo bloqueado no lado a barlavento; ou fluxo cruzando montanhas com nuvens/precipitação na encosta a barlavento
Bora	Desce encosta a sotavento com ar mais frio do que o que substitui	Fluxo de ar frio bloqueado a montante
Vento de barreira	Fluxo baixo paralelo às montanhas, em direção aos polos	Bloqueio reduz a velocidade do fluxo normal à barreira, diminuindo a força de Coriolis

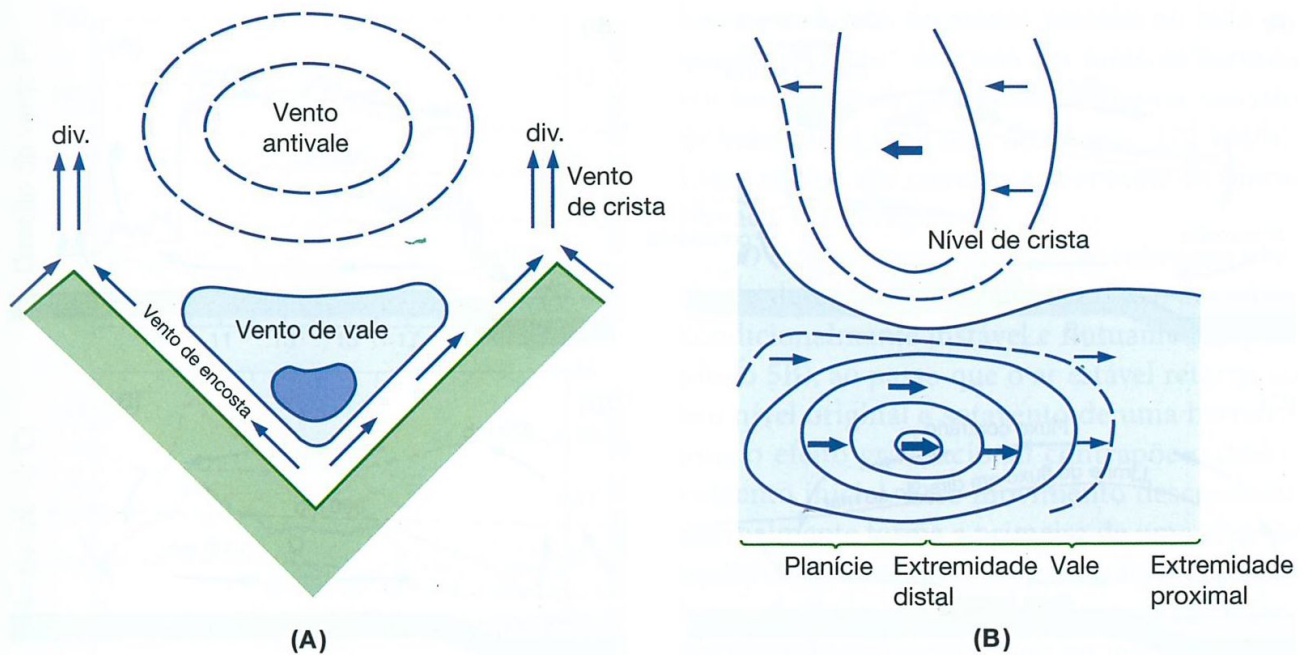


Figura 6.10 Ventos de vale em um vale ideal em forma de V: (A) seção transversal do vale. O vento de vale e o vento antivale são direcionados em ângulos retos ao plano do papel. As setas mostram o vento de encosta e crista no plano do papel, este divergindo (div.) para o sistema de vento antivale; (B) seção ao longo do centro do vale e fora da planície adjacente, ilustrando o vento de vale (abaixo) e o vento antivale (acima).

Fonte: Buettner e Thyer (1965).

denso. A velocidade máxima ocorre logo antes do nascer do Sol, no momento do resfriamento diário máximo. Como com o vento de vale, também há uma corrente de retorno, nesse caso vale acima, sobre o vento de montanha.

O escoamento catabático geralmente é citado como a causa de bolsões de geada em áreas de colinas e montanhosas. Debate-se que o maior resfriamento radiativo sobre as encostas, especialmente se estiverem cobertas de neve, leva a um fluxo de gravidade de ar frio e denso para o fundo dos vales. Porém, observações realizadas na Califórnia e em outros locais sugerem que o ar dos vales permanece mais frio do que o ar das encostas a partir do começo do resfriamento noturno, de modo que o ar que desce encosta abaixo flui sobre o ar mais denso no fundo do vale. Os ventos moderados de escoamento também atuam de modo a elevar as temperaturas dos vales por mistura turbulenta. É provável que os bolsões de ar frio no fundo de vales e depressões resultem da cessação da troca turbulenta de calor para a superfície em locais protegidos, em vez do escoamento de ar frio, que não costuma ocorrer.

2 Brisas terrestres e marinhas

Outro regime de ventos induzido por condições térmicas é representado pelas brisas terrestres e marinhas (ver Figura 6.11). A expansão vertical da coluna de ar que ocorre durante o aquecimento diurno sobre a terra, que esquenta mais rapidamente (ver Capítulo 3B.5), inclina as superfícies isobáricas perto da costa, causando ventos em direção à terra na superfície e compensando o movimento superior em direção ao mar. As diferenças de pressão típicas entre a terra e o mar são da ordem de 2 mb. À noite, o ar sobre o mar é mais quente, invertendo a situação, embora essa inversão também seja causada pelos ventos que sopram das encostas montanhosas em direção ao mar. A Figura 6.12 mostra que as brisas marinhas têm um efeito decisivo sobre a temperatura e umidade na costa da Califórnia. O fluxo básico em direção ao mar é perturbado durante o dia por uma brisa marinha de oeste. Inicialmente, a diferença de temperatura entre o mar e as montanhas costeiras da Califórnia central cria uma brisa marinha rasa, que, por volta do meio-dia, chega a 300 m de espessura. No começo da tarde, uma

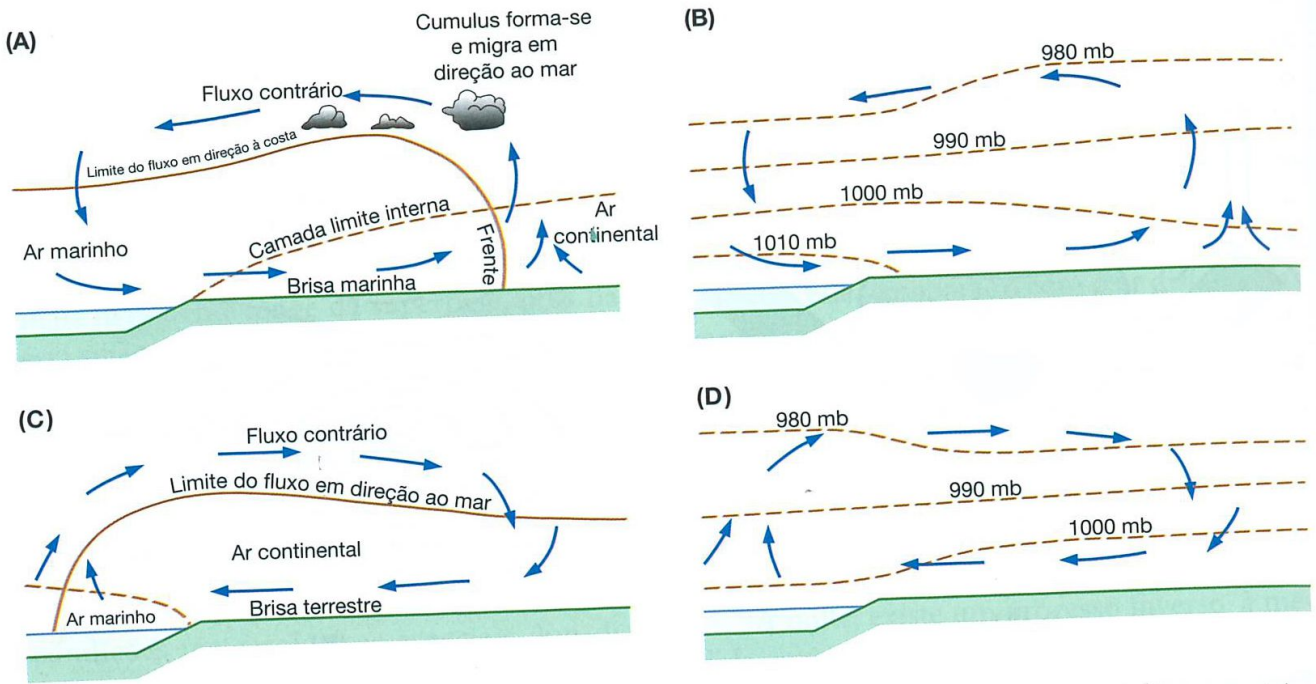


Figura 6.11 Brisas terrestre e marinhas diurnas. (A) e (B) circulação e distribuição da pressão em brisa marinha no começo da tarde durante tempo anticiclônico. (C) e (D) circulação e distribuição da pressão em brisa terrestre à noite durante tempo anticiclônico.

Fonte: A e C por Oke (1978).

circulação mais espessa de escala regional entre o oceano e os vales interiores quentes gera um escoamento de 1 km de espessura em direção à costa, que persiste de duas a quatro horas após o pôr do Sol. A brisa rasa e a mais espessa têm velocidades máximas de 6 m s^{-1} (21,6 km/h). Uma brisa terrestre noturna rasa ocorre por volta das 19 horas (hora local), mas é indistinguível em relação ao escoamento causado pelo gradiente em direção ao mar.

O ar marinho fresco que avança pode formar uma linha distinta (ou *frente*; ver Capítulo 8D) marcada pelo desenvolvimento de nuvens cumulus, atrás das quais observa-se um máximo distinto na velocidade do vento. Isso costuma ocorrer no verão, por exemplo, ao longo da Costa do Golfo no Texas. Em uma escala menor, essas feições são observadas na Grã-Bretanha, particularmente ao longo das costas sul e leste. A brisa marinha tem uma espessura aproximada de 1 km, embora diminua perto da extremidade frontal, podendo penetrar 50 km ou mais na terra por volta das 21h. As velocidades típicas do vento nessas brisas marinhas são de $4-7 \text{ m s}^{-1}$ (14-25 km/h), embora possam aumentar bastante onde uma acentuada inver-

são térmica de baixo nível produz um “efeito Venturi”, restringindo e acelerando o fluxo. As brisas marinhas mais rasas costumam ser fracas, por volta de 2 m s^{-1} (7,2 km/h). Os fluxos contrários em altitude geralmente são fracos e podem se tornar imperceptíveis pela circulação regional, mas estudos realizados na costa do Oregon sugerem que, sob certas condições, esse fluxo de retorno superior pode estar relacionado com as condições das brisas marinhas mais baixas, mesmo a ponto de espelhar seus máximos de velocidade. Em latitudes médias, a deflexão de Coriolis causa um desvio em uma brisa marinha bem desenvolvida (no sentido horário no Hemisfério Norte), de modo que pode soprar mais ou menos paralela à costa. Sistemas análogos de “brisa de lago” ocorrem adjacentes a grandes corpos d’água interiores, como os Grandes Lagos e mesmo o Great Salt Lake em Utah.

Circulações de pequena escala são geradas por diferenças locais em albedo e condutividade térmica. As planícies de sal (*playas*) nos desertos do oeste dos Estados Unidos e da Austrália, por exemplo, causam uma brisa que se afasta da *playa* durante o dia e um fluxo em direção

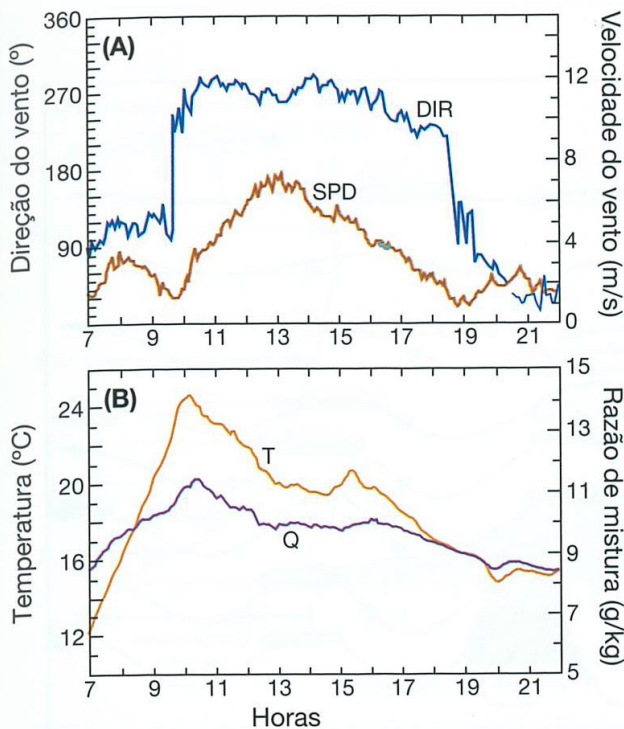


Figura 6.12 Efeitos de uma brisa marinha de oeste sobre a costa da Califórnia em 22 de setembro de 1987 em relação à temperatura e umidade. (A): direção do vento (DIR) e velocidade (SPD); (B): temperatura do ar (T) e razão de mistura da umidade (Q) em um mastro de 27 m perto de Castroville, Monterey Bay, Califórnia. O fluxo de gradiente observado pela manhã e à noite era de leste.

Fonte: Banta (1995, p. 3621, Fig. 8).

à *playa* à noite, devido ao aquecimento diferencial. A planície de sal tem um albedo elevado, e o substrato úmido resulta em uma elevada condutividade térmica em relação ao terreno arenoso do entorno. Os fluxos têm aproximadamente 100 m de espessura à noite e até 250 m durante o dia.

3 Ventos causados por barreiras topográficas

As cadeias montanhosas têm uma grande influência sobre os fluxos de ar que as cruzam. No lado das montanhas que fica fora da ação do vento, pode haver bloqueio do fluxo, quando este fica estável e não consegue cruzar a barreira. À medida que o fluxo se aproxima da barreira, ele desacelera, reduzindo a força de Coriolis. O desequilíbrio com a força do gradiente de pressão então faz o ar virar em direção aos po-

los, rumo à área de menor pressão no lado esquerdo do fluxo*. Isso cria um vento de barreira em baixa altitude, que pode configurar um jato de baixo nível (850 mb) de 20 m s^{-1} (72 km/h). Esses ventos são comuns a montante de Sierra Nevada, Califórnia.

O deslocamento ascendente sobre um obstáculo desencadeia instabilidade se o ar estiver condicionalmente instável e flutuante (ver Capítulo 5B), ao passo que o ar estável retorna ao seu nível original a sotavento de uma barreira, pois o efeito gravitacional contrapõe o deslocamento inicial. Esse movimento descendente normalmente forma a primeira de uma série de *ondas de sotavento* (ou ondas estacionárias) ao longo do fluxo, conforme a Figura 6.13. A forma da onda permanece mais ou menos estacionária em relação à barreira, com o ar movendo-se rapidamente através dela. Abaixo da crista das ondas, pode haver movimento circular de ar em um plano vertical, denominado *rotor*. A formação dessas feições é de interesse para os pilotos. A presença das ondas de sotavento costuma ser marcada pelo desenvolvimento de nuvens lenticulares e, ocasionalmente, um rotor causa inversão da direção do vento superficial a sotavento de montanhas elevadas.

Os ventos nos cumes de montanhas costumam ser fortes, pelo menos nas latitudes médias e altas. As velocidades médias nos cumes das montanhas rochosas no Colorado, nos meses de inverno, giram em torno de $12\text{-}15 \text{ m s}^{-1}$ (43-54 km/h), por exemplo, e no Monte Washington, em New Hampshire, já foi registrado o valor extremo de 103 m s^{-1} (370 km/h). Picos de velocidade acima de $40\text{-}50 \text{ m s}^{-1}$ (144-180 km/h) são típicos dessas áreas no inverno. O fluxo de ar sobre uma cadeia montanhosa faz o ar abaixo da tropopausa comprimir e, assim, acelerar, particularmente sobre e perto da linha de crista (o efeito Venturi), mas o atrito com o solo também retarda o fluxo, em comparação com o ar livre no mesmo nível. O resultado líquido é predominantemente de retardo, mas depende da topografia, da direção do vento e da estabilidade.

* N. de R.T.: No Hemisfério Sul, a área de menor pressão está à direita do fluxo.

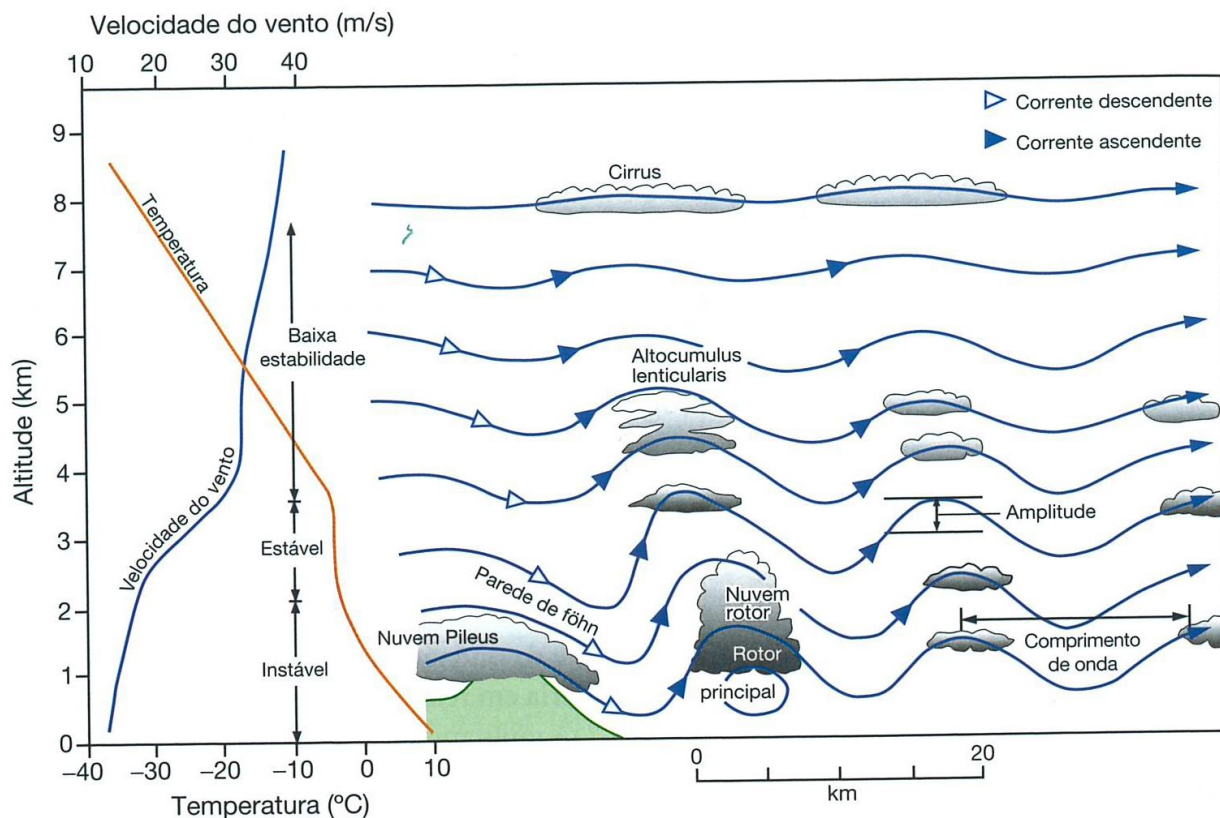


Figura 6.13 As ondas de sotavento e os rotores são produzidos por fluxos de ar através de uma longa cadeia montanhosa. A primeira crista de ondas geralmente se forma a menos de um comprimento de onda após a cadeia. Um forte vento superficial desce a encosta a sotavento. As características da onda são determinadas pelas relações entre a velocidade do vento e a temperatura, mostradas de forma esquemática à esquerda do diagrama. A existência de uma camada estável superior é particularmente importante.

Fonte: Ernst (1976).

Sobre colinas baixas, a camada limite se desloca para cima, com aceleração logo acima do topo. A Figura 6.14 mostra condições instantâneas de fluxos de ar através da colina Askervein (relevo aprox. 120 m) na ilha escocesa de South Uist do arquipélago das ilhas Hebrides, onde a velocidade do vento a uma altura de 10 m acima da crista chega a 80% mais do que a velocidade do vento mais adiante, onde está livre da perturbação. Em contrapartida, observa-se uma redução de 20% na subida inicial pela colina e uma redução de 40% a sotavento, provavelmente por divergência horizontal. O conhecimento desses fatores locais é crucial para a implementação de sistemas fixos de captação de energia eólica.

Um vento de importância local perto da montanha é o *föhn*, ou *chinook*, um vento seco, quente, forte e com rajadas, que ocorre a sotavento de uma cadeia montanhosa quando o

ar estável é forçado a fluir através da barreira pelo gradiente regional de pressão; o ar que desce a sotavento aquece adiabaticamente. Às vezes, ocorre perda de umidade por precipitação a barlavento das montanhas (Figura 6.15). O ar, tendo resfriado conforme o gradiente adiabático saturado acima do nível de condensação, aquece subsequentemente à taxa do gradiente adiabático seco, que é maior, à medida que desce no lado a sotavento. Isso também reduz a umidade relativa (pelo aquecimento adiabático a sotavento) e absoluta (pela precipitação ocorrida a barlavento). Outras pesquisas mostram que, muitas vezes, não existe perda de umidade sobre as montanhas. Nesses casos, o efeito *föhn* resulta do bloqueio do ar a barlavento das montanhas por uma inversão da temperatura no nível da crista. Isso força o ar de níveis mais altos a descer e aquecer adiabaticamente. Os ventos *föhn* de sul são

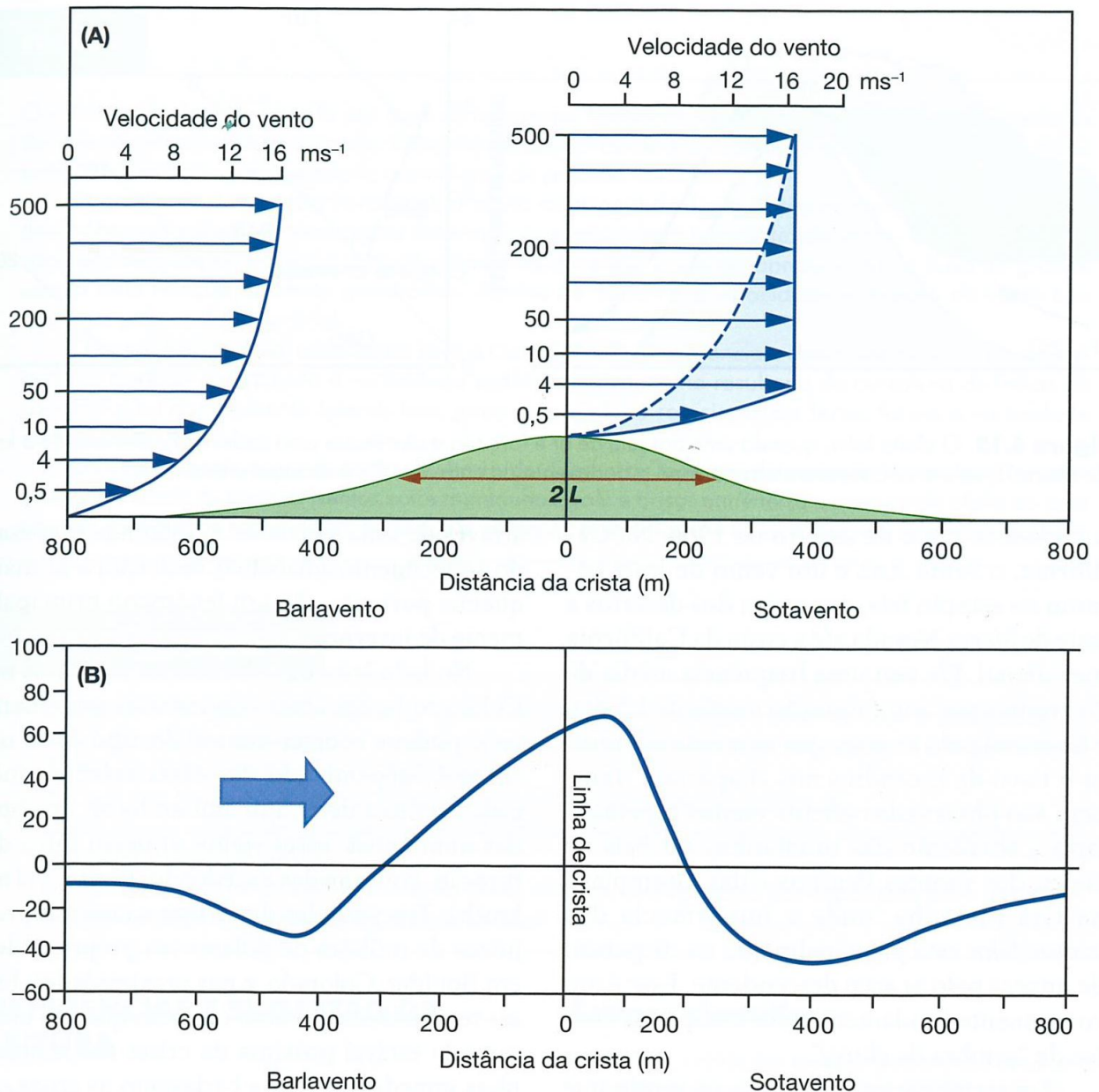


Figura 6.14 Fluxo de ar sobre a colina Askervein, South Uist, afastado da costa oeste escocesa. (A) perfis do fluxo de ar vertical (fora de escala) medidos simultaneamente 800 m a barlavento da crista e sobre a crista. L é o comprimento característico da obstrução (ou seja, a metade da largura da colina na elevação média, aqui 500 m) e também é a altura acima do nível do solo em que o fluxo aumenta devido à obstrução topográfica (sombreado). A aceleração máxima do fluxo de ar decorrente da convergência vertical sobre a crista é de aproximadamente $16,5 \text{ m s}^{-1}$ à altura de 4 m. (B) aceleração relativa (%) do fluxo de ar a barlavento e sotavento da crista, medida 14 m acima do solo.

Fonte: Taylor, Teunissen and Salmon et al. De Troen and Petersen (1989).

comuns ao longo dos flancos setentrionais dos Alpes e das montanhas do Cáucaso e da Ásia Central no inverno e na primavera, quando o rápido aumento na temperatura que os acompanha pode ajudar a desencadear avalanches nas encostas cobertas de neve. Em Tashkent, na Ásia central, onde a temperatura média do inverno gira em torno do ponto de congela-

mento, as temperaturas podem chegar a mais de 21°C durante um *föhn*. Do mesmo modo, o *chinook* é uma característica significativa do sopé oriental dos Alpes da Nova Zelândia, dos Andes na Argentina (Zonda) e das Montanhas Rochosas. Em Pincher Creek, Alberta, observou-se um aumento de 21°C na temperatura em quatro minutos, com o estabelecimento de

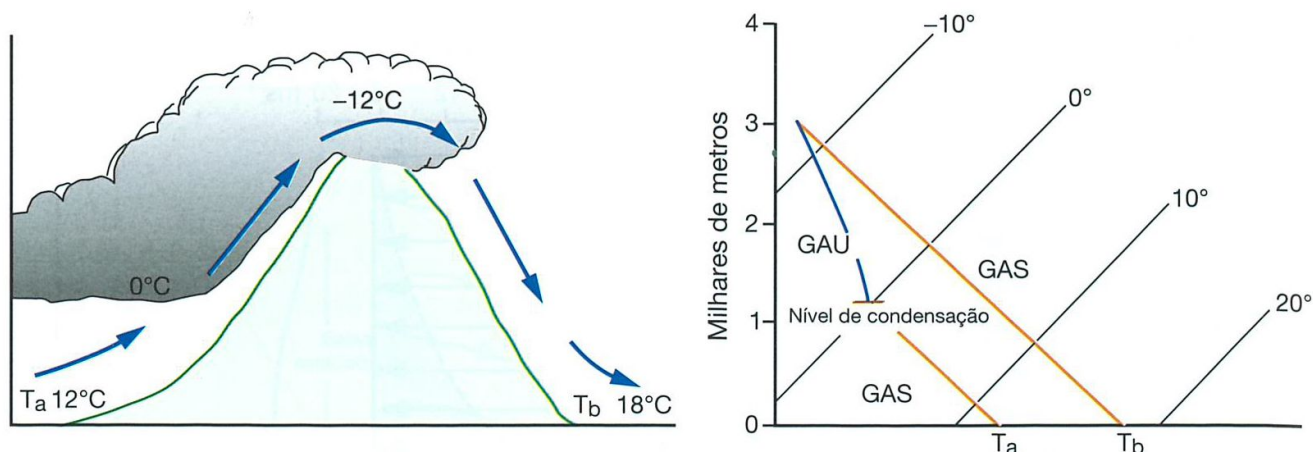


Figura 6.15 O efeito *föhn*, quando uma parcela de ar é forçada a atravessar uma cadeia montanhosa de 3 km de altura; T_a refere-se à temperatura no sopé a barlavento da cadeia, e T_b , à do sopé a sotavento.

um *chinook* em 6 de janeiro de 1966. Na Califórnia, o Santa Ana é um vento de leste comum na estação fria, que sopra dos desertos a leste de Sierra Nevada até a costa da Califórnia meridional. Ele tem uma frequência média de 20 eventos por ano e duração média de 1,5 dia, e é notável pelo ar seco, que aumenta em muito o risco de incêndios nos chaparraís. Também são observados efeitos menos espetaculares a sotavento das montanhas no País de Gales, dos montes Peninos e das Grampians na Grã-Bretanha, onde a importância dos ventos *föhn* está principalmente na dispersão de nuvens pelo ar seco descendente. Esse é um componente fundamental dos chamados efeitos de “sombra da chuva”.

Em certas partes do mundo, os ventos que descem a sotavento de uma cadeia de montanhas são mais frios do que o ar que deslocam (apesar do aquecimento adiabático na descida). O exemplo típico desses “ventos catabáticos” é o *bora* do Adriático Setentrional, onde fluxos frios de nordeste atravessam os Alpes Dináricos, embora ventos semelhantes ocorram sobre a costa setentrional do mar Negro, na Escandinávia, em Novaya Zemlya e no Japão. Esses ventos ocorrem quando massas de ar frio continental são forçadas pelo gradiente de pressão

através de uma cadeia de montanhas e, apesar do aquecimento adiabático, deslocam o ar mais quente; portanto, são um fenômeno principalmente de inverno.

No lado leste das Montanhas Rochosas no Colorado (e em áreas continentais semelhantes), podem ocorrer ventos do tipo *bora* ou *chinook*, dependendo das características iniciais do fluxo de ar. Em âmbito local, no sopé das montanhas, esses ventos atingem força de furacão, com rajadas excedendo 45 m s^{-1} (162 km/h). Tempestades desse tipo causaram prejuízos de milhões de dólares em propriedades em Boulder, Colorado, e nas proximidades. Essas tempestades de vento ocorrem quando uma camada estável próxima da crista das montanhas impede que o ar a barlavento as cruze. A amplificação extrema de uma onda de sotavento (ver Figura 6.13) arrasta ar de cima do nível da crista (4000 m) até as planícies (1700 m) a uma curta distância, gerando velocidades altas. Todavia, o fluxo não é simplesmente “encosta abaixo”; os ventos podem afetar as encostas das montanhas, mas não o sopé, ou vice-versa, dependendo da localização da calha da onda de sotavento. Ventos fortes são causados pela aceleração horizontal do ar rumo a essa mínima de pressão local.

RESUMO

O movimento do ar é descrito por suas componentes horizontais e verticais; estas são muito menores do que as velocidades horizontais. Os movimentos horizontais compensam os desequilíbrios verticais entre a aceleração gravitacional e o gradiente de pressão vertical.

O gradiente de pressão horizontal, o efeito rotacional da Terra (força de Coriolis) e a curvatura das isóbaras (aceleração centrípeta) determinam a velocidade horizontal do vento. Esses três fatores são considerados na equação do vento gradiente, mas isso pode ser aproximado no fluxo de grande escala pela relação do vento geostrófico. Abaixo de 1500 m, a velocidade e direção do vento são afetadas pelo atrito superficial.

O ar sobe (desce) em associação com a convergência (divergência) superficial de ar. O movimento do ar também está sujeito à vorticidade vertical relativa, como resultado da curvatura de linhas de corrente e/ou cisalhamento lateral; isso, junto com o efeito rotacional da Terra, forma a vorticidade vertical absoluta.

Os ventos locais ocorrem como resultado de diferenças térmicas de variação diurna que formam gradientes locais de pressão (ventos entre montanha e vale e brisas entre terra e mar) ou do efeito de uma barreira topográfica sobre o fluxo de ar que a atravessa (exemplos são os ventos *bora* e *föhn* de sotavento).

TEMAS PARA DISCUSSÃO

- Compare a direção e velocidade do vento obtidas em uma estação próxima com a velocidade do vento geostrófico determinada a partir do mapa de pressão no nível do mar para a mesma hora (fontes de dados são listadas no Apêndice 4).
- Por que não haveria “tempo” se os ventos fossem estritamente geostróficos?
- Quais são as causas da divergência (convergência) de massa e que papéis elas desempenham nos processos meteorológicos?
- Em que situações as condições locais do vento diferem notavelmente das esperadas para um determinado gradiente de pressão de grande escala?

REFERÊNCIAS E SUGESTÃO DE LEITURA

Livros

- Barry, R. G. (2008) *Mountain Weather and Climate*, Cambridge University Press, 506 pp. [Chapter on circulation systems related to orographic effects]
- Oke, T. R. (1978) *Boundary Layer Climates*, Methuen, London, 372pp. [Prime text on surface climate processes in natural and humanmodified environments]
- Scorer, R. S. (1958) *Natural Aerodynamics*, Pergamon Press, Oxford 312pp.
- Simpson, J. E. (1994) *Sea Breeze and Local Wind*, Cambridge University Press, Cambridge, 234pp. [A well-illustrated descriptive account of the sea breeze and its effects; on e chapter on local orographic winds]
- Troen, I. and Petersen, E. L. (1989) *European Wind Atlas*, Commission of the Economic Community, Risø National Laboratory, Roskilde, Denmark, 656pp.
- Wells, N. (1986) *The Atmosphere and Ocean. A Physical Introduction*, Taylor & Francis, London 345pp. [Good account of both systems and their interactions]

Artigos científicos

- Banta, R.M. (1995) Sea breezes: shallow and deep on the California coast. *Mon. Wea. Rev.* 123(12). 3614–22.
- Beran, W. D. (1967) Large amplitude lee waves and chinook winds. *J. Appl. Met.* 6, 865–77.
- Brinkmann, W. A. R. (1971) What is a foehn? *Weather* 26, 230–9.
- Brinkmann, W. A. R. (1974) Strong downslope winds at Boulder, Colorado. *Monthly Weather Review* 102, 592–602.
- Buettner, K. J. and Thyer, N. (1965) Valley winds in the Mount Rainer area. *Archiv. Met. Geophys. Biokl. B* 14, 125–47.
- Eddy, A. (1966) The Texas coast sea-breeze: a pilot study. *Weather* 21, 162–70.
- Ernst, J. A. (1976) SMS-1 night-time infrared imagery of low-level mountain waves. *Monthly Weather Review* 104, 207–9.
- Flohn, H. (1969) Local wind systems, in Flohn, H. (ed.) *General Climatology*, World Survey of Climatology 2, Elsevier, Amsterdam, 139–71.
- Galvin, J.F.P. (2007) The weather and climate of the tropics. Part 2 – The subtropical jet streams. *Weather* 62, 295–99.

- Geiger, R. (1969) Topoclimates, in Flohn, H. (ed.) *General Climatology, World Survey of Climatology 2*, Elsevier, Amsterdam, 105–38.
- Glenn, C. L. (1961) The chinook. *Weatherwise* 14, 175–82.
- Johnson, A. and O'Brien, J. J. (1973) A study of an Oregon sea breeze event. *J. Appl. Met.* 12, 1,267–83.
- Lockwood, J. G. (1962) Occurrence of föhn winds in the British Isles. *Met. Mag.* 91, 57–65.
- McDonald, J. E. (1952) The Coriolis effect. *Sci. American* 186, 72–8.
- Persson, A. (1998) How do we understand the Coriolis force. *Weather* 79(7), 1373–85.
- Persson, A. (2000) Back to basics. Coriolis: Part 1 – What is the Coriolis force? *Weather* 55(5), 165–70; Part 2 – The Coriolis force according to Coriolis. *Weather*. 55(6), 182–8; Part 3 – The Coriolis force on the physical earth. *Weather* 55(7), 234–9.
- Persson, A. (2001) The Coriolis force and the geostrophic wind. *Weather* 56(8), 267–72.
- Raphael, M.N. (2003) The Santa Ana winds of California. *Earth Interactions* 7, 1–13.
- Riehl, H., Alaka, M. A., Jordan, C. L. and Renard, R. J. (1954) The jet stream. *Meteorol. Monogr.* 2, 23–47
- Scorer, R. S. (1961) Lee waves in the atmosphere. *Sci. American* 204, 124–34.
- Singleton, F. (2008) The Beaufort scale of winds – its relevance, and its use by sailors. *Weather* 63, 37–41.
- Steinacker, R. (1984) Area–height distribution of a valley and its relation to the valley wind. *Contrib. Atmos. Phys.* 57, 64–74.
- Thompson, B. W. (1986) Small-scale katabatics and cold hollows. *Weather* 41, 146–53.
- Waco, D. E. (1968) Frost pockets in the Santa Monica Mountains of southern California. *Weather* 23, 456–61.
- Wallington, C. E. (1960) An introduction to lee waves in the atmosphere, *Weather* 15, 269–76.
- Wickham, P. G. (1966) Weather for gliding over Britain. *Weather* 21, 154–61.