

3. A Camada Limite Planetária

Nesta seção descrevem-se as principais características físicas da região da atmosfera onde ocorre a dispersão de poluentes. O objetivo é meramente aquele de subsidiar os técnicos do IBAMA na origem de muitos parâmetros que são adotados na modelagem matemática. As simulações com o AERMOD requerem muitos parâmetros adicionais aos exigidos pelo modelo ISC. Qual o significado de u_* , z/L , por exemplo? Como eles podem ser obtidos? Valores destas variáveis, medidas ou modeladas para uma região podem ser usadas para outra região? Qual a importância do estabelecimento da altura da CLP e de sua evolução no ciclo diário para o cálculo das concentrações? Qual a implicação da altura da fonte na concentração ao nível do solo? A resposta a estas e a outras perguntas podem ser melhor compreendidas com a inclusão desta seção neste relatório. Esta seção, embora de caráter acadêmico, mostra a complexidade da abordagem do problema de “quantificar o impacto atmosférico de uma fonte poluidora” mas, ao mesmo tempo, que a ciência meteorológica fornece ferramentas matemáticas que auxiliam na sua compreensão.

3.1 Características Gerais da CLP

Os movimentos atmosféricos possuem uma variedade de escalas que estende desde aqueles da ordem de alguns milímetros até aqueles que possuem a dimensão da circunferência terrestre e/ou a profundidade da própria atmosfera. Em termos temporais as escalas destes movimentos variam desde frações de segundo até meses e anos. Estas escalas são usualmente classificadas em três grandes grupos: micro, meso e grande escala. Não raro usa-se os termos local, regional ou global para a subdivisão dos movimentos atmosféricos.

Os fenômenos atmosféricos formam um contínuo e a divisão por escalas em classes distintas não possuem um consenso para os limites de separação. Neste sentido os fenômenos que são abordados neste capítulo não podem ser diretamente classificados em uma destas classes. O interesse aqui é a região da atmosfera que é diretamente influenciada pela superfície terrestre. A influência da superfície é efetiva na região que se estende do solo até, aproximadamente, 10 quilômetros, e que chamamos de troposfera. Em períodos de tempo de um ciclo diurno esta influência está restrita a uma porção mais rasa, conhecida como Camada Limite Planetária (CLP). Esta camada é, particularmente, caracterizada por movimentos turbulentos gerados por forçantes mecânicos e térmicos. A altura desta camada não é constante ao longo do ciclo diário. Durante o dia, quando a superfície é aquecida pelo Sol ocorre uma transferência de calor da superfície para o interior da atmosfera mais fria. Esta intensa mistura vertical, naquilo que é conhecido como termas, possibilita que a altura da CLP tenha uma profundidade superior a 1 quilômetro. Durante a noite, quando a terra esfria mais rapidamente do que a atmosfera, existe uma transferência de calor no sentido inverso. Isto retira energia dos movimentos turbulentos e a altura da CLP pode ser inferior a 100 metros. Certamente que este quadro é diferente quando sistemas meteorológicos de grande escala estão presentes e os padrões de vento e nuvens não são devidos a influência da superfície.

Os perfis de vento, temperatura, umidade e concentração de gases e partículas são altamente variáveis na CLP. Estes perfis, na presença de turbulência, asseguram forte transferência, destas propriedades, na direção vertical. O efeito da turbulência é homogeneizar, de um modo rápido, as variáveis médias. Na ausência de turbulência o caminho para uma distribuição uniforme é muito mais lenta. Ela ocorre apenas por efeito molecular. Na atmosfera, os fluxos turbulentos são milhões de vezes maiores do que os fluxos moleculares.

Para efeitos práticos a CLP é subdividida em regiões. Esta divisão, ainda muito usada, foi inicialmente proposta por Sutton (1953). Muito próximo da superfície o transporte molecular é dominante e, nesta porção, o escoamento é laminar. A importância desta camada está aquém do interesse deste livro. Ela é usualmente chamada de sub-camada laminar (CL) e sua extensão vertical não ultrapassa alguns centímetros. A Camada Superficial (CS) é a porção que se encontra acima da CL e nela os fluxos turbulentos são aproximadamente independentes da altura. Nesta camada, que ocupa 10% da altura da CLP, a força de Coriolis não desempenha um papel significativo e o tensor cisalhamento possui uma componente principal que é paralela a direção do vento. Na região acima da CS, que se estende até o topo da CLP a força de Coriolis tem um papel significativo e o tensor cisalhamento é variável. Na idealização de Sutton (1953) a altura da CLP é aquela na qual o balanço geostrófico é primeiramente alcançado. O vento geostrófico é um equilíbrio entre as forças do gradiente de pressão e força de Coriolis. Neste caso a profundidade da CLP pode ser expressa como

$$z_h = \pi \left(\frac{2 K_m}{f} \right)^{1/2}, \quad (3.1)$$

onde K_m é o coeficiente turbulento de transporte de momentum e f é o parâmetro de Coriolis, que representa o efeito da rotação da Terra e é dado por $2\pi \Omega \sin \phi$, sendo Ω a taxa de rotação da Terra e ϕ a latitude. Esta derivação foi baseada na hipótese de que K_m é constante com a altura, hipótese logo descartada. Posteriormente, Tennekes (1982), através de considerações teóricas, propôs que a altura da CLP é proporcional a (u_* / f) onde u_* é a velocidade de atrito que é uma medida do cisalhamento na superfície. Assim,

$$z_h = C \left(\frac{u_*}{f} \right), \quad (3.2)$$

onde C é uma constante empírica.

As expressões (3.1) e (3.2) consideram uma CLP com estabilidade estática neutra, isto é, o perfil de temperatura é adiabático. A estratificação de temperatura, na atmosfera, que possui uma variação adiabática ($\approx -1^\circ\text{C}/100\text{m}$) ocorre em períodos limitados e especiais. Durante o dia a variação de temperatura com a altura é a uma taxa maior (em valor absoluto) do que o perfil adiabático. Neste caso, uma parcela de ar que é deslocada de sua posição de equilíbrio sem trocar calor com a vizinhança, tende a ser acelerada pelas forças de empuxo. Durante a noite situação contrária ocorre. O perfil de

temperatura é a uma taxa menor (em valor absoluto) do que o perfil adiabático e uma parcela de ar, quando deslocado de sua posição tende, devido às forças de empuxo, a retornar para a mesma. Estas duas condições caracterizam estados instáveis e estáveis, respectivamente. A CLP que se desenvolve durante o dia é chamada de Camada Limite Convectiva (CLC) enquanto aquela que se desenvolve durante a noite é chamada de Camada Limite Estável (CLE) ou Camada Limite Noturna (CLN). Os processos físicos que as originam serão discutido em detalhes mais adiante. Para diferenciar a extensão vertical destas duas camadas usam-se representações diferentes:

$$z_h = \begin{cases} z_i & \text{para a CLC} \\ h & \text{para a CLE} \end{cases}$$

Na CLC uma inversão atua como um tampão para os movimentos verticais e a posição deste tampão é a altura z_i . Um exemplo bem claro disto é a Figura 1 do capítulo anterior. Na CLC os maiores gradientes de vento e temperatura ocorrem na região próxima da superfície uma vez que uma intensa mistura vertical tende a tornar os perfis destas grandezas mais homogêneos. O topo da CLE não é facilmente definido como o topo da CLC. Na CLE a intensidade da turbulência diminui com a altura por um efeito combinado de dois fatores: forças de empuxo e diminuição do forçante mecânico. Kaimal e Finnigan (1994) sugerem usar como estimativa de h a altura onde a intensidade da turbulência é 5% do valor na superfície.

A figura 3.1, abaixo, mostra perfis de temperatura potencial e razão de mistura de sondagens atmosféricas efetivadas na região de Candiota, no dia 16 de julho de 2008. Em cada quadro desta figura há o perfil de uma sondagem realizada no período noturno, as 03:00, e uma realizada no meio da tarde, as 15:00. O eixo vertical, em ambos os quadros da figura, inicia em 250 m, a altura acima no nível do mar no ponto de sondagem. Observe que, na sondagem efetuada na camada convectiva é perfeitamente identificável, na temperatura potencial, a altura da CLP. Ela está localizada a, aproximadamente, 1150 metros acima da superfície. Também, no perfil da razão de mistura, acima desta altura a quantidade de água presente na atmosfera vai a zero. Outra característica interessante é como a variação, ao longo de quase toda a camada, em ambas as quantidades é muito pequena. A temperatura potencial possui um perfil quase constante enquanto a razão de mistura é de 5 g/kg na superfície e de 2,5 g/kg a 1 km acima do solo. Isto demonstra a capacidade de misturar as quantidades. Assim, a sondagem realizada, em Candiota, as 15:00 do dia 16/7/2008, indicou $z_i \cong 1150m$. No período noturno, neste mesmo dia, a sondagem mostra que estabelecer a altura da camada estável não é tão simples como no caso diurno. A temperatura potencial cresce continuamente desde a superfície até a altura de 2 Km, embora a taxa de crescimento não seja uniforme. Até aproximadamente 500 m, 250 metros acima da superfície, a taxa de crescimento é bem acentuada. Em uma região seguinte, que vai até 1000 metros a taxa de variação da temperatura é muito pequena. Acima desta região a variação da temperatura é, novamente, bem acentuada. A variação na razão de mistura, no período noturno é, da mesma forma, bem distinta daquela observada no período diurno. Entretanto, pode-se ver que há uma correspondência na taxa de decréscimo da quantidade de água na atmosfera com a taxa de crescimento da temperatura. Na altura de 500 metros, na figura, há um decréscimo acentuado na razão de

mistura. Esta altura coincide com aquela onde há uma transição acentuada na derivada da temperatura. Por este motivo pode-se estabelecer que, em Candiota, as 03:00 do dia 16/7/2008, altura da CLE foi $h \cong 250m$.

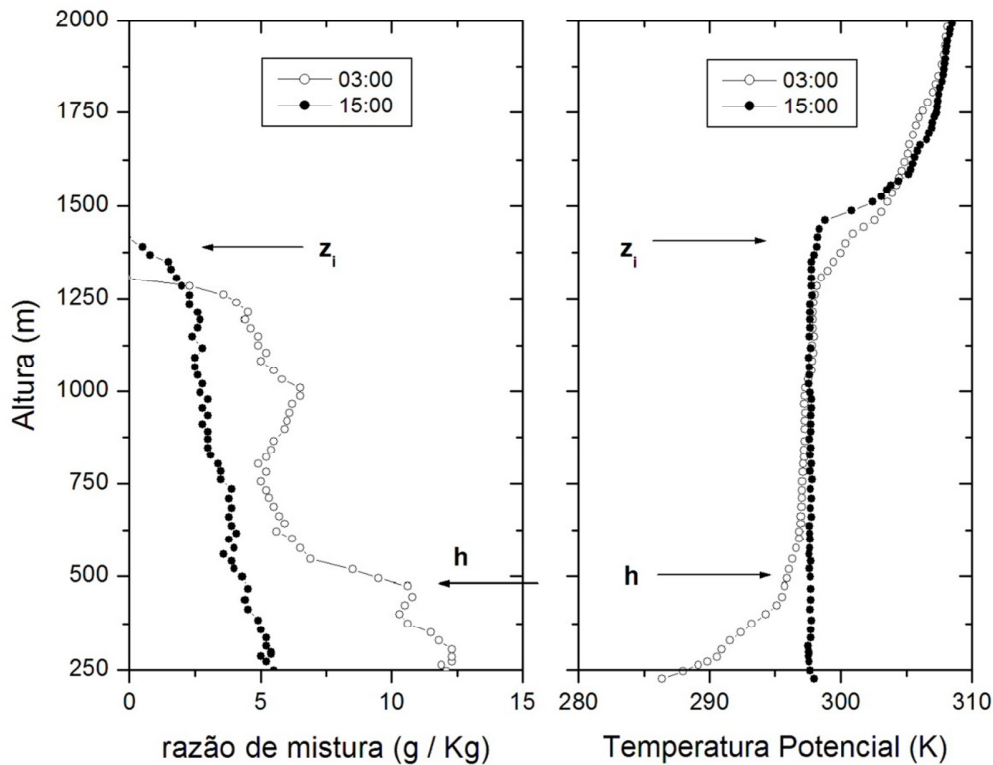


Figura 3.1: O quadro da esquerda indica o perfil da razão de mistura enquanto o quadro da direita indica o perfil da temperatura potencial. Perfis obtidos de sondagens atmosféricas realizadas no mês de julho de 2008 no município de Candiota. As sondagem realizada na Camada Estável, as três horas, é representada por um círculo aberto. A sondagem realizada na Camada Convectiva, as quinze horas, é representada por um círculo fechado.

3.2 O Balanço de Energia na Superfície

Outra forma de entender os processos que determinam as características da CLP é reportando-se ao balanço de energia na superfície, isto é, a forma como a radiação solar é particionada e usada para governar a dinâmica e termodinâmica desta porção inferior da atmosfera. Muitos livros textos (Oke, 1978; Arya, 2001) descrevem o balanço de energia na superfície referindo-se a um sítio ideal. A descrição feita nesta seção é baseada em medidas feitas em um experimento micrometeorológico realizado no município de Candiota em julho de 2008.

Na seção anterior, ao conceituar CLP, fez-se referência que ela é uma resposta imediata do ciclo solar diurno. A radiação solar é usualmente referida, em Meteorologia, como “onda curta” e a radiação terrestre como “onda longa”. Esta forma de nominar a

radiação solar e terrestre está diretamente ligada a Lei de Planck que deu origem a Mecânica Quântica. Esta lei estabelece a distribuição da densidade de energia emitida por um “corpo negro” em função da frequência e da temperatura da superfície, isto é

$$E(\nu) d\nu = f(\nu; T) \quad (3.3)$$

O máximo desta função é deslocado para o lado de altas frequências com o decréscimo da temperatura. Por este motivo, o comprimento de onda onde $f(\nu; T)$ é máximo é em uma região de maior frequência (menor comprimento de onda) para a radiação solar (na região do visível) do que para a radiação terrestre (na região do infravermelho). Entretanto, a radiação solar (de onda curta) que chega a superfície é parcialmente refletida. O mesmo ocorre com a radiação terrestre que é emitida. Representando a radiação solar por S e radiação terrestre por L podemos escrever

$$R^* = S \downarrow + S \uparrow + L \uparrow + L \downarrow \quad (3.4)$$

onde $S \downarrow$ representa a radiação de onda curta incidente, $S \uparrow$ a radiação de onda curta refletida pela Terra, $L \uparrow$ a radiação de onda longa emitida pela Terra e $L \downarrow$ a radiação de onda longa refletida pela atmosfera. R^* é o saldo de radiação. Este saldo é, basicamente, disponibilizado para três efeitos: aquecer a atmosfera (o fluxo de calor sensível, H), para evaporar ou condensar água da superfície (o fluxo de calor latente, LE) e para aquecer o solo (o fluxo de calor no sol, G). Ou seja,

$$R^* = H + LE + G . \quad (3.5)$$

A variação típica destes fluxos, ao longo de um dia sem nuvens, está representada na Figura 3.2 a seguir. Nesta figura é possível identificar algumas características muito significativas. Antes de discutir estas características é necessário ressaltar que os fluxos atmosféricos são, por convenção, assumidos como positivos quando são direcionados da superfície para a atmosfera e negativos quando direcionados da atmosfera para a superfície. Observe-se, também, que as unidades destas grandezas estão em Watts por metro quadrado. Inicialmente nota-se que o saldo de radiação é negativo no período noturno e positivo no período diurno. O fluxo de calor sensível possui um comportamento semelhante. Durante a noite há um fluxo da atmosfera para a superfície enquanto que durante o dia o fluxo é da superfície para a atmosfera. Na presença do sol houve o aquecimento da superfície e uma transferência de calor para a atmosfera. Na ausência do sol a superfície esfria mais rapidamente do que a atmosfera, e a transferência de calor é no sentido inverso. Para o dia em que estas medidas foram efetuadas o fluxo de calor latente foi sempre positivo. Isto significa que, durante todo o ciclo diário, água foi continuamente evaporada da superfície. O fluxo de calor no solo é positivo durante o dia (o solo é aquecido) e negativo durante a noite. No período noturno o calor que foi armazenado nas camadas mais profundas do solo é parcialmente transferido para as camadas próximas à superfície.

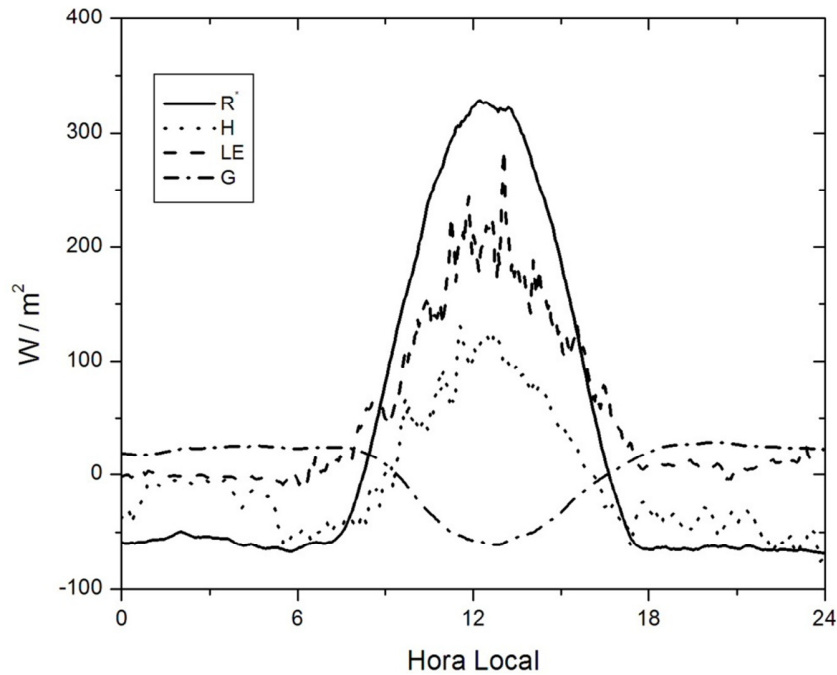


Figura 3.2: Variação diurna do saldo de radiação e dos fluxos de calor sensível, calor latente e calor no solo. Estes fluxos foram medidos em Candiota no dia 16 de julho de 2008.

3.3 As Equações Básicas

Não é objetivo neste livro deduzir as equações que governam os processos dinâmicos na CLP. Estas equações são deduzidas a partir dos mesmos princípios que regem todos os fenômenos atmosféricos. Entretanto, na CLP as escalas de movimentos são de magnitude diferente das escalas de movimento continentais e globais. Na CLP é necessário considerar e enfatizar os efeitos de turbulência. No procedimento formal de derivação das equações a importância destes efeitos é introduzida através das conhecidas “médias de Reynolds”. As equações resultantes são, então, similares as equações gerais acrescidas dos termos que descrevem os fluxos turbulentos. Estas são:

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial \bar{U}}{\partial x} + \bar{V} \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} = -f_c (\bar{V}_g - \bar{V}) - \left[\frac{\partial \overline{(u')^2}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{(u'v')}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{(u'w')}}{\partial z} \right] \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial \bar{V}}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial \bar{V}}{\partial x} + \bar{V} \frac{\partial \bar{V}}{\partial y} = -f_c (\bar{U} - \bar{U}_g) - \left[\frac{\partial \overline{(u'v')}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{(v')^2}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{(v'w')}}{\partial z} \right] \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial \bar{q}}{\partial x} + \bar{V} \frac{\partial \bar{q}}{\partial y} = + \frac{S_q}{\rho} - \left[\frac{\partial \overline{(u'q')}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{(v'q')}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{(w'q')}}{\partial z} \right] \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial x} + \bar{V} \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial y} = + \frac{1}{\rho c_p} \left(L_v E + \frac{\partial \bar{Q}}{\partial z} \right) - \left[\frac{\partial \overline{(u'\theta')}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{(v'\theta')}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{(w'\theta')}}{\partial z} \right] \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial \bar{C}}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} + \bar{V} \frac{\partial \bar{C}}{\partial y} = + S_c - \left[\frac{\partial \overline{(u'c')}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{(v'c')}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{(w'c')}}{\partial z} \right] \quad (3.10)$$

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{V}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{W}}{\partial z} = 0 \quad (3.11)$$

$$\frac{\bar{P}}{R} = \bar{\rho} \bar{T}_v \quad (3.12)$$

Estas são as equações de movimento (3.6 e 3.7), equação de umidade (3.8), equação termodinâmica (3.9), equação de conservação de escalar, poluente por exemplo, (3.10), equação de continuidade (3.11) e equação de estado (3.12). Na derivação destas equações assume-se que o sistema de coordenadas tem o eixo x está na direção leste-oeste, o eixo y está na direção norte-sul e o eixo z está na direção vertical. As barras representam valores médios e as apóstrofes flutuações em torno da média. Com esta notação $(\bar{U}$ e u'), $(\bar{V}$ e $v')$, $(\bar{W}$ e $w')$ são as componentes médias e turbulentas da velocidade do vento nas direções x , y e z respectivamente. \bar{q} e q' são as componentes médias e turbulentas da umidade específica. $\bar{\Theta}$ e θ' são as componentes médias e turbulentas da temperatura potencial. Nas equações acima \bar{P} , $\bar{\rho}$ e \bar{T}_v são, pela ordem, a pressão atmosférica média, a densidade média do ar e a temperatura virtual média. L_v é o calor latente de vaporização, \bar{Q} é a média do saldo de radiação, c_p é o calor específico a pressão constante e R é a constante universal dos gases. Nas equações (3.8) e (3.10) S_q e S_c representam as fontes e/ou sumidouros. Nas equações de movimento (3.6) e (3.7) as componentes do vento geostrófico são definidas como:

$$\bar{U}_g = - \frac{1}{f_c \rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial y} \quad \text{e} \quad \bar{V}_g = + \frac{1}{f_c \rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} \quad (3.13)$$

onde f_c é o parâmetro de Coriolis.

Importante considerar que nas equações de movimento e nas equações de conservação os efeitos advectivos e difusivos estão claramente presentes. A advecção é sempre representada por

$$ADV = \bar{U} \frac{\partial}{\partial x} + \bar{V} \frac{\partial}{\partial y} \quad (3.14)$$

enquanto a difusão está presente nos colchetes no lado direito. Deve-se notar, contudo, que a importância dos efeitos difusivos depende da divergência dos fluxos turbulentos.

3.4 O papel dos Fluxos Turbulentos

As equações (3.6 – 3.10) são um claro indício de que a evolução no tempo das variáveis médias é dominada por um efeito advectivo e um efeito difusivo. Para ilustrar o significado e importância do fluxo turbulento vamos considerar apenas a equação (3.10) e imaginar que o escalar em questão é um poluente que está sendo emitido por uma fonte qualquer. Se pensarmos na fonte particular da UTPM este poluente pode ser, por exemplo, dióxido de enxofre, material particulado ou óxidos de nitrogênio. Consideremos, adicionalmente, as hipóteses de vento unidirecional e homogeneidade horizontal. Estas suposições não são restritivas. A primeira hipótese encontra suporte em que sempre é possível fazer uma rotação do sistema de coordenadas e alinhar a direção do vento com um eixo particular. A segunda é aceitável quando a topografia é plana, o que é o caso do Pampa gaúcho. Assim, a equação que descreve a evolução temporal dos poluentes reduz-se a

$$\frac{\partial \bar{C}}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} = +S_c - \overline{\frac{\partial (w'c')}{\partial z}} \quad (3.15)$$

No caso em que o vento é fraco a divergência do fluxo é que domina a evolução da grandeza média. É importante ressaltar isto: a evolução da concentração média não é governada pelo fluxo, mas pelo perfil do fluxo. Mas qual o significado do termo $w'c'$? Porquê a ele atribuímos o nome de fluxo? O fluxo de uma propriedade é definido como a quantidade dessa propriedade que atravessa uma determinada superfície por unidade de área da superfície, por unidade de tempo. Assim, aquilo que foi acima caracterizado como *fluxo turbulento* não satisfaz essa definição. Entretanto, em meteorologia, se define como um fluxo cinemático o produto de uma propriedade pela magnitude da velocidade do vento que transporta a propriedade. Se a turbulência atmosférica tivesse uma natureza absolutamente randômica, perturbações em w transportariam perturbações tanto positivas quanto negativas de c . Nesse caso, $w'c'$ tenderia a zero após a operação de média. Entretanto, isso não ocorre, mostrando que a turbulência não um processo totalmente aleatório, e é por esse motivo que transportes turbulentos existem. A figura 3.3 mostra como isso ocorre em função do perfil vertical médio da propriedade transportada. No caso em que a concentração cresce com a altura, a maioria das parcelas de ar que se deslocam para baixo (w' negativo) trarão ar mais “limpo” (c positivo) de níveis

superiores e aquelas que se deslocam para cima (w' positivo) levarão ar mais “limpo” (c positivo). Neste caso, na média, o fluxo turbulento será positivo. Do contrário, se o perfil vertical de concentração crescer com a altura, o inverso ocorrerá, causando um fluxo turbulento negativo. Em síntese, o fluxo turbulento tende a homogeneizar os perfis de concentração.

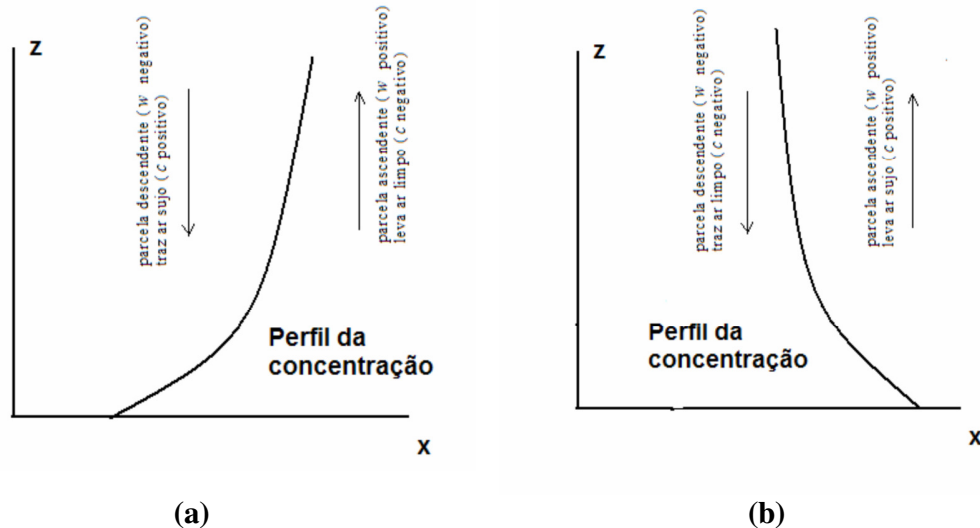


Figura 3.3: No caso em que a concentração cresce com a altura (quadro a) o fluxo turbulento é da superfície. No caso em que a concentração diminui com a altura (quadro b) o fluxo turbulento é para a superfície.

3.5 A Energia Cinética Turbulenta e sua relação com a CLC e a CLE

A CLP manifesta-se na forma de uma camada estável, geralmente noturna, ou uma camada instável, geralmente diurna. Estas diferentes aparições estão associadas com a ausência ou presença do forçante térmico. A importância dos fluxos turbulentos no ciclo diário da CLP surge, naturalmente, na equação da energia cinética turbulenta (ECT). A dedução desta equação encontra-se em muitos livros textos (ver, por exemplo, Stull, 1988) e não será repetida aqui. Considerando, como feito anteriormente, que o sistema de coordenadas está alinhado com o vento médio e homogeneidade horizontal, assim como desprezando a subsidência, a equação para a variação temporal da ECT é

$$\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = \frac{g}{\Theta} \overline{w'\theta'} - \overline{(u'w')} \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} - \frac{\partial \overline{w'e}}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{w'p'}}{\partial z} - \epsilon \quad (3.16)$$

Nesta equação a ECT é $\bar{e} = 1/2 \left(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2} \right)$ e g é a aceleração da gravidade. $\overline{w'e}$ é a correlação entre a componente vertical da velocidade turbulenta e a própria ECT. $\overline{w'p'}$

é a correlação entre a flutuação de pressão e a componente vertical da velocidade turbulenta. Os termos que contêm estas duas correlações não criam ou destroem a turbulência. Eles descrevem como a ECT é distribuída devido a inhomogeneidade da ECT e devido as flutuações do campo de pressão. O último termo do lado direito, ε , é a dissipação da ECT devido a viscosidade. Interessante reportar-se aos dois primeiros termos do lado direito. O primeiro termo representa a contribuição devido aos efeitos térmicos e o segundo a contribuição devido aos efeitos mecânicos. A contribuição destes dois termos, isto é, se eles contribuem positiva ou negativamente para a ECT depende dos fluxos. Se o fluxo de calor for positivo este termo contribuirá para o incremento da ECT e vice-versa. O contrário acontece com o segundo termo, o de produção mecânica. Quando o fluxo de momentum for negativo é que há uma contribuição positiva para a ECT. Isto deve-se ao sinal negativo associado ao termo. Na CLP o fluxo de calor possui uma variação cíclica. A noite ele é negativo. Durante o dia ele é positivo. O fluxo de momentum, por sua vez, é sempre negativo. Então, o termo mecânico é sempre uma fonte para a ECT enquanto o térmico é fonte ou sumidouro. Durante o dia a contribuição dos dois termos é positiva. Ambos são fontes. Durante a noite eles contribuem de modo diferente. Um é fonte o outro é sumidouro. Por este motivo a turbulência na CLC é sempre mais intensa do que a turbulência na CLE. A Figura (3.4) apresenta a variação diurna dos fluxos superficiais de calor e de momentum enquanto a figura (3.5) dispõe a evolução da energia cinética turbulenta. Os fluxos e a ECT, apresentados nestas figuras, referem-se, também, ao dia 16 de julho de 2008 no experimento micrometeorológico realizado em Candiota.

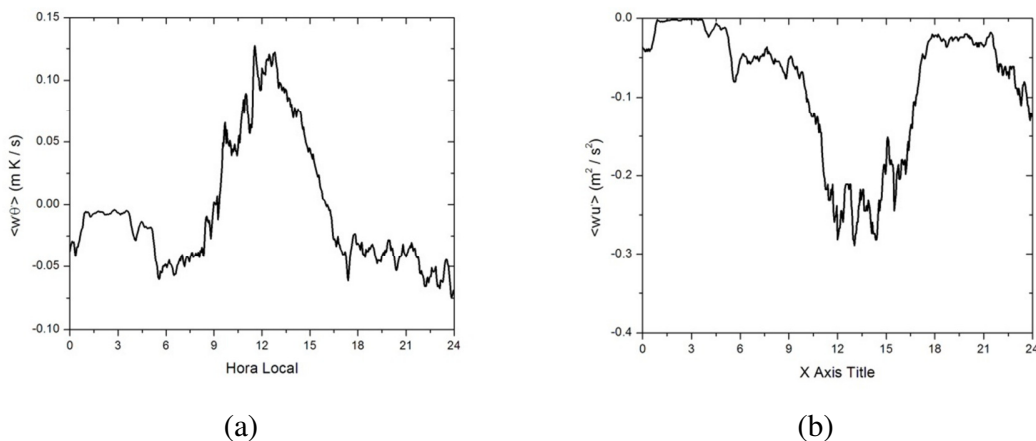


Figura 3.4: Fluxos medidos em Candiota no dia 16 de julho de 2008. No quadro da esquerda o fluxo de calor. Observe que ele é negativo no período noturno que positivo no período diurno. No quadro da direita o fluxo de momentum. Ele é sempre negativo.

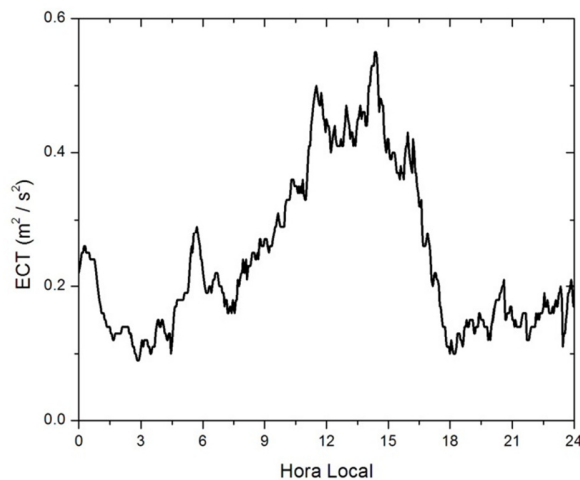


Figura 3.5: Evolução da ECT para o dia 16 de julho de 2008 em Candiota, RS. A intensidade da ECT no período diurno é apreciavelmente maior do que no período noturno.

3.6 O Problema de Fechamento de Turbulência

Conforme citado no Capítulo I a inclusão dos efeitos de turbulência no modelo matemático da atmosfera leva a um conjunto de equações que não é fechado, isto é, as incógnitas são em maior número do que as equações. Isto é conhecido como problema de fechamento em turbulência e está associado com a não linearidade das equações. Para ilustrar este problema podemos nos reportar, também, a equação (3.15), que é a equação que descreve a concentração média. Esta equação possui o termo $w'c'$. Um termo como este é uma correlação dupla, ou um momento estatístico de segunda ordem, que é uma incógnita adicionada na equação que descreve o momento estatístico de primeira ordem. Para eliminar esta incógnita deve-se derivar a equação que a descreve. Entretanto a equação resultante possui um momento estatístico de terceira ordem. E assim infinitamente. Para o sistema voltar a ser um sistema fechado, ou seja, ter um número de incógnitas que é igual ao número de equações ele deve ser truncado em alguma ordem. Assim, o problema de fechamento de primeira ordem consiste em escrever os momentos de segunda ordem em função do momento de primeira ordem. No caso específico da equação (3.15) isto significa escrever $w'c'$ como função de \bar{C} . Um modelo de segunda ordem consiste em representar os momentos estatísticos de terceira ordem em função dos momentos estatísticos de segunda ordem. Quanto maior a ordem do modelo maior a sua complexidade. E esta complexidade não é apenas devido ao número de processos físicos ali representados, mas também pelo número de equações que ele contém. Quanto maior a ordem maior o número de equações que o sistema possui. Considerando, por exemplo, as equações de movimento, um sistema de primeira ordem possui três equações. Um sistema de segunda ordem possui 6 equações, de terceira ordem 10 equações. E assim sucessivamente.

Duas principais abordagens são usadas no problema de fechamento: fechamento local e fechamento não local. A técnica de fechamento local consiste em escrever um momento estatístico, em um ponto do espaço, como função do gradiente do momento estatístico de ordem inferior no mesmo ponto do espaço. O fechamento não local usa informações de muitos pontos do espaço para parametrizar as incógnitas. De um modo geral observa-se que os fechamentos não locais de mais alta ordem fornecem soluções mais satisfatórias. Entretanto, o custo computacional e a complexidade experimental são elevados.

Uma parametrização significa substituir uma equação, que descreve uma variável, com alguma construção artificial. Algumas vezes as parametrizações são usadas porque a física envolvida no processo desta variável ainda não foi descoberta. Outras vezes a física é conhecida, mas ela é tão complexa que o uso em uma aplicação particular não é aconselhável. As parametrizações, embora não perfeitas, muitas vezes mostram-se adequadas. Parametrização envolve interpretação humana e criatividade e isto faz, muitas vezes, que diferentes pesquisadores podem obter o mesmo resultado.

3.6.1 O Fechamento Local de 1ª Ordem

Os fechamentos locais de primeira ordem são os mais usados e, por este motivo, vamos descrevê-lo aqui. Neste modelo as equações prognósticas para a velocidade do vento e temperatura, em uma atmosfera seca, considerando homogeneidade horizontal e desprezando subsidência, são:

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial t} = -f_c (\bar{V}_g - \bar{V}) - \frac{\partial (\overline{u'w'})}{\partial z} \quad (3.17)$$

$$\frac{\partial \bar{V}}{\partial t} = -f_c (\bar{U} - \bar{U}_g) - \frac{\partial (\overline{v'w'})}{\partial z} \quad (3.18)$$

$$\frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial t} = - \frac{\partial (\overline{\theta'w'})}{\partial z} \quad (3.19)$$

Neste conjunto de equações as incógnitas $\overline{u'w'}$, $\overline{v'w'}$ e $\overline{\theta'w'}$ devem ser parametrizadas. Uma aproximação usual é a “Teoria do Transporte pelo Gradiente”, ou Teoria K . Esta teoria é baseada na hipótese de que a turbulência é responsável por transportar uma quantidade de uma região de maior concentração para uma de menor concentração. Os fluxos turbulentos executam este transporte (seção 3.4).

A Teoria K estabelece, então, que

$$\overline{u'w'} = -K_x \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} \quad (3.20)$$

$$\overline{v'w'} = -K_y \frac{\partial \overline{V}}{\partial z} \quad (3.21)$$

$$\overline{\theta'w'} = -K_h \frac{\partial \overline{\Theta}}{\partial z} \quad (3.22)$$

Os coeficientes K_x , K_y e K_h são chamados de “coeficientes do transporte turbulento” e não são uma propriedade do fluido. Muitas vezes considera-se que eles são iguais. A hipótese que sustenta esta consideração é de que a turbulência é igualmente efetiva para transportar qualquer propriedade. Contudo, evidências observacionais não validam esta hipótese.

Muitos trabalhos teóricos e experimentos de campo se dedicam a buscar expressões para estes coeficientes. Importante reconhecer, neste momento, que estes coeficientes não são universais. De uma maneira geral, a sua dependência com a altura é conhecida. Sabe-se, por exemplo, que ele é nulo junto na superfície assim como no topo da CLP. O fato de ser nulo na superfície está vinculado com a não existência de transporte (por turbulência) para o interior do solo. No topo da CLP ele é nulo por que, por definição, a turbulência vai a zero nesta porção da atmosfera. Assim, o perfil de K cresce a partir do solo, atinge um máximo em algum ponto no interior da CLP e, posteriormente, decresce até atingir um valor nulo novamente. Todavia, a forma como este crescimento e decaimento ocorrem não são descritos por uma expressão universal. Uma ilustração desta discussão é mostrada na Figura (3.6) abaixo. As curvas apresentadas nesta figura não foram obtidas quer teórica quer experimentalmente. Elas apenas mostram as condições de que o coeficiente deve ser nulo na superfície e no topo da CLP. A linha cheia pode, por exemplo, ser um perfil de K para uma CLE enquanto a linha pontilhada um perfil para a CLC. O valor máximo de K pode ser mais próximo da superfície, como na linha cheia, como mais próximo do topo, como na linha tracejada. Há na literatura dezenas de formulações para os coeficientes turbulentos e, aqui neste livro, o capítulo 4 contém o estado da arte do tópico. Naquele capítulo o leitor encontrará as mais importantes referências bibliográficas do avanço científico assim como uma discussão mais profunda na derivação formal destes coeficientes.

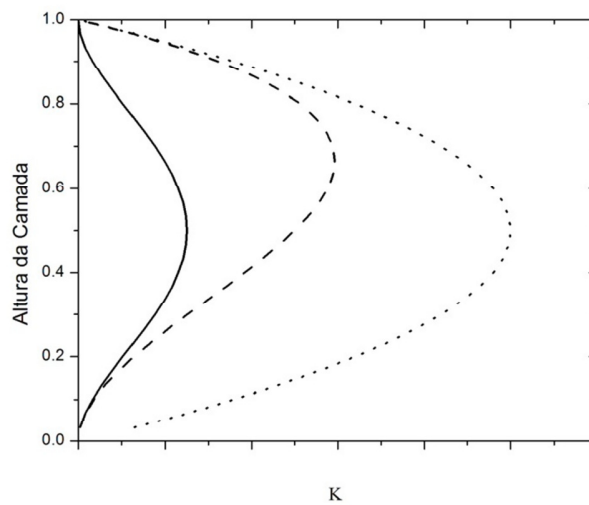


Figura 3.6: Perfis típicos dos coeficientes turbulentos na CLP. Estes perfis são meramente ilustrativos.

3.6 Teorias de Similaridade

Na seção anterior apresentou-se o problema formal da Teoria de Turbulência bem como uma hipótese, a bem da verdade a mais simples e por isso mesmo limitada, de como relacionar as incógnitas adicionais, que tornam o problema não fechado, em termos das variáveis que se quer resolver. Aquele tratamento permite que as equações sejam resolvidas por técnicas numéricas. Ainda que a técnica permita tratamento numérico, soluções aceitáveis são possíveis apenas para uma classe de problemas e para algumas escalas espaciais e temporais. Um exemplo disto é a chamada Simulação de Grandes Turbilhões, apresentado no capítulo IX.

Na CLP há, por outro lado, um grande número de características que apresentam um comportamento que permitem inferir uma dependência direta entre distintas variáveis. Neste caso o uso de uma teoria, a análise dimensional, pode ser usada para estabelecer a relação matemática entre tais variáveis. Esta é uma ferramenta usual em um grande número de problemas de Física e Engenharia. Nesta abordagem busca-se estabelecer relações entre várias grandezas baseando-se nas suas dimensões. O teorema Pi, de Buckingham (1914) é o formalismo matemático que contém as diretrizes a serem seguidas para estabelecer as hipóteses de similaridade e, posteriormente, as relações entre as grandezas.

Diversas classes de relações, usualmente chamadas de Teorias de Similaridade, foram desenvolvidas para a CLP: A Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov, A Teoria de Similaridade da Camada de Mistura, a Teoria de Similaridade Local, A Teoria de Convecção Livre e a Teoria de Similaridade de Rossby. De todas estas “Teorias” a de Monin-Obukhov tem sido a mais estudada para verificar os limites de sua aplicabilidade. Assim, como ela também tem sido motivo de diversas investigações para a região de

Candiota (Moraes 2000, Moraes et al 2002a, Moraes et al 2002b), vamos apresentá-la, formalmente, a seguir.

3.6.1 A Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov

Monin e Obukhov (1954) publicaram um trabalho que, desde então, é o mais usado para descrição de escoamento turbulento, nas camadas mais baixas da atmosfera, sobre superfícies homogêneas. A extensão desta teoria para superfícies mais complexas é validada em alguns casos (Moraes et al., 2005, Martins et. al, 2009) e posta em dúvida em outros (Andreas et al., 2002).

O ponto de partida para a teoria é a equação de Boussinesq, obtida sem maiores problemas das equações de movimento, e da equação (3.9) isto é:

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{(u_i u_j)}}{\partial x_j} + \frac{g}{T_o} \bar{T} \delta_{i,3} + \nu \frac{\partial^2 \bar{U}_i}{\partial x_k^2} \quad (3.23)$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} = -\frac{\partial \overline{(u_i \theta')}}{\partial x_j} + \kappa \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial x_k^2} \quad (3.24)$$

Nas equações acima i, j ou k denotam as direções espaciais e podem assumir valores (1,2 ou 3), sendo 1 a direção x , 2 a direção y e 3 a direção vertical z . Também usa-se a representação de somatório de Einstein, que significa que em um mesmo termo índices repetidos são somados sobre as três direções. ν é a viscosidade cinética e κ a condutividade térmica do fluido. Na equação de Boussinesq a rotação da terra não foi considerada. Assim, a expressão (3.23) é estritamente válida para a CS. Para turbulência estacionária, horizontalmente homogênea e vento médio descrito por $\bar{U}_i = V(x_3)\delta_{i,3}$ as equações são, explicitamente, dadas por:

$$\frac{\partial \overline{(u' w')}}{\partial z} = \nu \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \quad (3.25)$$

$$\frac{\partial \overline{(w'^2)}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial z} + \frac{g}{T_o} \bar{T} \quad (3.26)$$

$$\frac{\partial \overline{(u' v')}}{\partial z} = 0 \quad (3.27)$$

$$\frac{\partial \overline{(w' \theta')}}{\partial z} = \kappa \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial z^2} \quad (3.28)$$

No conjunto acima foi desprezado o gradiente de pressão horizontal. Em escalas de comprimento de alguns quilômetros esta hipótese é razoável. Integrando-se as equações (3.25) e (3.28) obtém-se imediatamente

$$\mu \frac{\partial V}{\partial z} - \overline{\rho(u' w')} = \text{constante} \quad (3.29)$$

$$-\kappa \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} + \overline{(w' \theta')} = \text{constante} \quad (3.30)$$

A constante da equação (3.29) é a tensão de cisalhamento. Com isso podemos definir uma grandeza que tem a dimensão de velocidade, conhecida como velocidade de atrito ou velocidade de arrasto,

$$u_* = \sqrt{\tau / \rho} \quad (3.31)$$

onde τ é o cisalhamento. Em consequência disto a equação (3.29) torna-se

$$\nu \frac{\partial V}{\partial z} - \overline{(u' w')} = u_*^2 \quad (3.32)$$

A constante do lado direito da equação (3.30) é o fluxo vertical de calor H . Definindo-se uma temperatura característica para a CS, da mesma forma como feito para a velocidade de atrito, a equação (3.30) torna-se

$$-\kappa \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} + \overline{(w' \theta')} = T_* u_* \quad (3.33)$$

onde

$$T_* = -\frac{H}{c_p \rho u_*} \quad (3.34)$$

As equações (3.26), (3.32) e (3.33) determina os perfis de pressão, velocidade e temperatura na CS em um escoamento estacionário, horizontalmente homogêneo e com vento unidirecional. Estas equações envolvem 5 constantes dimensionais (u_* , T_* , κ , ν , g/T_0). Todas as demais variáveis são funções da coordenada vertical.

3.7 Medidas e Observações

Nesta seção vamos descrever medidas e observações padrões na CLP bem como associar a derivação, a partir destas medidas, das expressões apresentadas nas seções anteriores, particularmente os coeficientes de transporte obtidos das relações fluxo-gradiente (equação 3.22, por exemplo). Enfatiza-se, novamente, que estas observações e relações são todas originadas em campanhas experimentais conduzidas na região de Candiota.

3.7.1 Sensores

Em um experimento micrometeorológico, quer de longo período quer em uma campanha intensiva, torres instrumentadas com sensores para observações de alta e baixa frequência são usadas para caracterizar as características locais da turbulência bem como

o monitoramento do tempo. Em condições ideais estas torres podem ser tão altas como aquelas de Boulder, Colorado, EUA (informações sobre Boulder Atmospheric Observatory em <http://www.esrl.noaa.gov/psd/technology/bao/>) ou de Cabauw, na Holanda (informações em <http://www.knmi.nl/onderzk/atmoond/cabauw/cabauw.html>) ou, em condições mais reais, podem ser de pequena altura, como aquelas usualmente adotadas nas campanhas intensivas feitas em Candiota. As torres altas possibilitam descrever os perfis turbulentos e, durante o período noturno, são capazes de fornecer informação da estrutura da turbulência em toda a extensão da CLP. Quando as torres são de pequena altura as informações são restritas a Camada Superficial. Neste caso, a extrapolação da informação da CS, para toda a extensão da CLP, deve ser feita a partir das teorias de similaridade. Entretanto, em qualquer um dos casos os sensores usados são iguais.

Medidas de alta frequência são feitas das componentes da velocidade do vento, temperatura e umidade do ar e, em caso especial, da concentração de gases especiais (CO₂, por exemplo). Para estas cinco ou seis variáveis usa-se um anemômetro sônico tri-dimensional (para medir diretamente as componentes do vento e calcular a temperatura do ar), e um sensor para analisar as concentrações de gás (vapor de água e CO₂). Para tais medidas os sensores que foram usados recentemente nas campanhas intensivas de 2007 e 2008 em Candiota são o CSAT3, fornecido pela Campbell Scientific, CO-USA e o LI-7500 open path. O CSAT3 é um anemômetro sônico tri-dimensional que mede as três componentes da velocidade do vento e velocidade do som em eixos não ortogonais. Destas medidas as componentes da velocidade do vento em eixos ortogonais e a temperatura do ar podem ser estimadas. O LI-7500 possibilita medidas precisas e rápidas das densidades de CO₂ e H₂O na atmosfera. Há, comercialmente, outras configurações de sensores que se destinam a tais medidas. A escolha dos mesmos depende basicamente dos objetivos e recursos disponíveis. Este par de instrumentos permite que os termos do lado direito das equações (3.20), (3.21) e (3.22) sejam calculados.

Outras medidas de grande importância para a descrição da CLP são as medidas de radiação. Radiação global, radiação de onda curta e de onda longa, radiação difusa e saldo de radiação são amostrados com sensores especiais. A radiação de onda longa está, principalmente em uma faixa entre 0.3 μm e 0.4 μm . Assim, o sensor para esta componente deve ser transparente nesta faixa. Instrumentos que medem a radiação terrestre de onda longa devem ser transparentes na janela que se estende de 3 μm a 50 μm . O termo genérico radiômetro adquire nomes particulares para medidas específicas. Um pireliômetro destina-se a medir a radiação solar direta e, por este motivo, o sensor deve estar sempre apontando para o sol. O piranômetro mede a radiação solar global (direta mais difusa) em todo um hemisfério. Este sensor deve ser instalado em uma superfície plana e horizontal. Um pirgiômetro mede a radiação terrestre (onda longa) global enquanto um pirradiômetro mede tanto a radiação global de onda longa como de onda curta. Um instrumento que mede a diferença entre a radiação de onda curta e de onda longa é chamado saldo radiômetro. Com estes instrumentos dispomos de informação que leva a quantificação dos termos da equação (3.4)

Medidas de solo são também de grande relevância. Temperatura e conteúdo de água no solo são informações básicas que determinam as interações solo-atmosfera e afetam, assim, não apenas a camada superficial, mas a camada limite como um todo.

Outro tipo de medida necessária é o fluxo de calor no solo. Esta informação possibilita que todos os termos do balanço de energia na superfície (equação 3.5) sejam conhecidos.

Reportando-se, novamente, as equações (3.20 – 3.21) que relacionam os fluxos aos gradientes podemos ilustrar a importância dos tipos de medidas citados acima. Claro está que estas relações podem ser usadas para determinar os coeficientes turbulentos desde que algumas premissas sejam assumidas. Inicialmente deve se considerar que aquelas relações aplicam-se ponto a ponto. Isto significa dizer que, tanto os fluxos como os gradientes são funções da altura. Um dos conceitos básicos associados com a CS é que nela os fluxos são independentes da altura. Assim, uma medida do fluxo em um ponto é suficiente. Se tivermos, então, a medida do vento em uma dada altura, no topo da torre, por exemplo, e uma vez que junto ao solo o vento é nulo, podemos determinar o coeficiente turbulento na CS através da seguinte relação

$$K_x = - \overline{(u'w')} H / \bar{U} \quad (3.35)$$

onde H é altura da torre ou a altura em que o sensor, que foi usado para determinar \bar{U} , estava posicionado. Raciocínio semelhante pode ser usado para os diferentes coeficientes turbulentos. Uma questão crucial que se impõe, por outro lado, é a de efetivar medidas em altura acima daquelas acessadas pelas torres instrumentadas.

Estender as medidas feitas próximo ao solo para alturas mais elevadas não é uma questão simples, mas é de fundamental importância. Existem diferentes técnicas disponíveis para medir os perfis do vento, temperatura e umidade, e estas incluem balões cativos, balões piloto, radiosondas e aviões. Medidas de turbulência é, entretanto, um grande desafio. A principal dificuldade surge do fato que estes sensores requerem plataformas estáveis para serem precisos. Poucas técnicas, para esta finalidade, são disponíveis e elas, além de serem complexas e economicamente pesadas, requerem equipamentos especializados.

Em todas as campanhas que foram realizadas em Candiota perfis das variáveis médias foram realizadas com balão cativo. Este dispositivo transporta uma sonda que emite sinais por radio frequência que são decodificados em um sistema de captação, na terra, conectado diretamente a um computador. Exemplos de perfis obtidos com este tipo de observação são apresentados na Figura (3.1). A fotografia abaixo mostra o balão cativo em operação no aeroporto de Candiota na campanha experimental de setembro de 2007.

Referências

- Andreas, E. L. and Hicks, B. B., 2002, Comments on “Critical Test of the Validity of Monin-Obukhov Similarity during Convective Conditions, *J. Atmos. Sci.*, **59**, 2605-2607.
- Arya, S. P., 2001, *Introduction to Micrometeorology*, Academic Press, San Francisco, 2nd, 415pp.
- Buckingham, 1914: On physically similar systems: illustrations of the use of dimensional analysis, *Phys. Rev.*, 4, 345.

- Businger, J. A., Wyngaard, J. C., Izumi, Y. e Bradley, E. F., 1971, Flux-Profile relationships in the Atmospheric Surface Layer, *Journal of Atmospheric Sciences*, **28**, 181-189.
- Kaimal, J. C. e Finnigan, J. J., 1994, Atmospheric Boundary Layer Flows: Their Structure and Measurement, Oxford University Press, 285pp.
- Martins, C. A., Moraes, O. L. L., Acevedo, O. C. e Degrazia, G. A., 2009, Turbulence Intensity Parameters over a Very Complex Terrain, submetido à *Boundary Layer Meteorology*.
- Monin, A. S. e Obukhov, A. M., 1954, Main Laws of Turbulent Mixing in Near-Surface Layer of Atmosphere, *Trudy Geofiz. Inst. AN SSSR*, **24**, 163-187.
- Moraes, O. L. L., 2000, Turbulence Characteristics in the Surface Boundary Layer over the South America Pampa, *Boundary Layer Meteorology*, **92**, 317-324.
- Moraes, O. L.L. Alves, R. C. M. e Tirabassi, T., 2002a, A Study of SO₂ dispersion around a thermoelctric power plant in the south of Brazil, in: *Air Pollution Modelling and its Application*, **15**, 465-472
- Moraes, O. L. L., Alves, R. C. M., Tirabassi, T. e Rizza, U., 2002b, Comparison of Theoretical and Numerical Advection-Diffusion Models for Estimation of SO₂ Concentrations, *Hybrid Methods in Engineering*, **4**, 35-42
- Moraes, O.L.L., Acevedo, O.C., Degrazia, G.A., Anfossi, D., Da Silva, R., Anabor, V., 2005. Surface Layer Turbulence Parameters over a Complex Terrain. *Atmospheric Environment*, **39**, p. 3103-3112.
- Oke, T. R., 1978, *Boundary Layer Climates*, Routledge, London, 2nd ed, 435pp.
- Stull, R. B., 1988, *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*, Kluwer, 666pp.
- Sutton, O. G., 1953: *Micrometeorology*. McGraw-Hill, New York, 333pp.
- Tennekes, H., 1982: Similarity relations, scaling laws and spectral dynamics. In *Atmospheric Turbulence and Air Pollution Modeling* (F. T. M. Nieuwstadt and H. van Dop, Eds). Reidel, Hingham, MA, 37-68