

4. CAMADA LIMITE PLANETÁRIA – PROBLEMAS COM MEDIÇÕES E INTERPRETAÇÃO DE DADOS

Oswaldo Luiz Leal de Moraes

Departamento de Física

Universidade Federal de Santa Maria

97119.900 Santa Maria, RS, Brasil

moraes@mail1.ufsm.br

Otávio Costa Acevedo

Departamento de Física

Universidade Federal de Santa Maria

97119.900 Santa Maria, RS, Brasil

otavio@smail.ufsm.br

4.1 Introdução

O escoamento do ar nas camadas mais baixas da atmosfera tem tipicamente um caráter turbulento. A turbulência é um processo físico através do qual perturbações infinitesimais das partículas de fluido são amplificadas exponencialmente devido a instabilidades dinâmicas do escoamento. Essa condição de instabilidade ocorre quando os termos viscosos, responsáveis pela dissipação térmica da energia, são muito menores que os termos não lineares das equações básicas.

A superfície do planeta tem um papel instabilizador para o escoamento, por duas razões: causa uma grande variação da velocidade do vento com a altura (cisalhamento), e é aquecida pela radiação solar durante o dia. Estes dois processos são responsáveis pela grande variação da velocidade do escoamento que caracteriza a turbulência atmosférica (figura 1). A porção da atmosfera afetada pela presença da superfície terrestre é denominada Camada Limite Planetária, e é amplamente dominada pelo fenômeno da turbulência.

A turbulência atmosférica não afeta apenas o campo de velocidade do vento. O transporte das quantidades pelo campo turbulento do vento determina que as variações quase aleatórias observadas na figura 1 estejam presentes em qualquer variável do ar. Assim é possível se observar o processo de flutuação turbulenta nas evoluções temporais de temperatura, umidade específica e concentração de CO₂. Em todos os casos, o campo turbulento está sobreposto a uma tendência de variação mais lenta das variáveis, determinadas por outros forçantes físicos. O período mostrado na figura 2, por exemplo, é durante o início da tarde de um dia de céu claro. Assim, é possível observar uma tendência de crescimento da temperatura (ocasionada pelo aquecimento superficial), com diminuição da umidade específica (pelo vapor d'água estar sendo distribuído por camadas cada vez maiores) e da concentração de CO₂ (devido a ocorrência de fotossíntese no período).

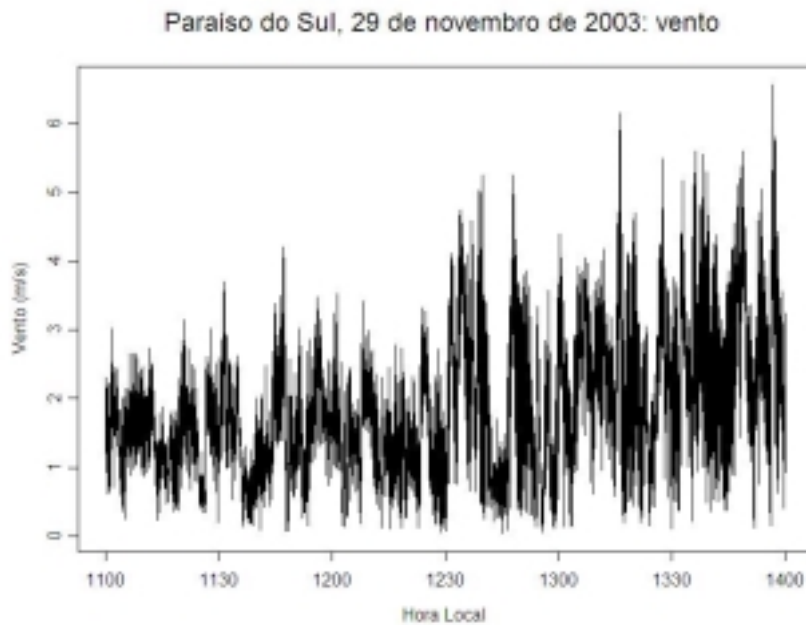


Figura 1. Evolução temporal da velocidade do vento no sítio micrometeorológico de Paraíso do Sul, RS.

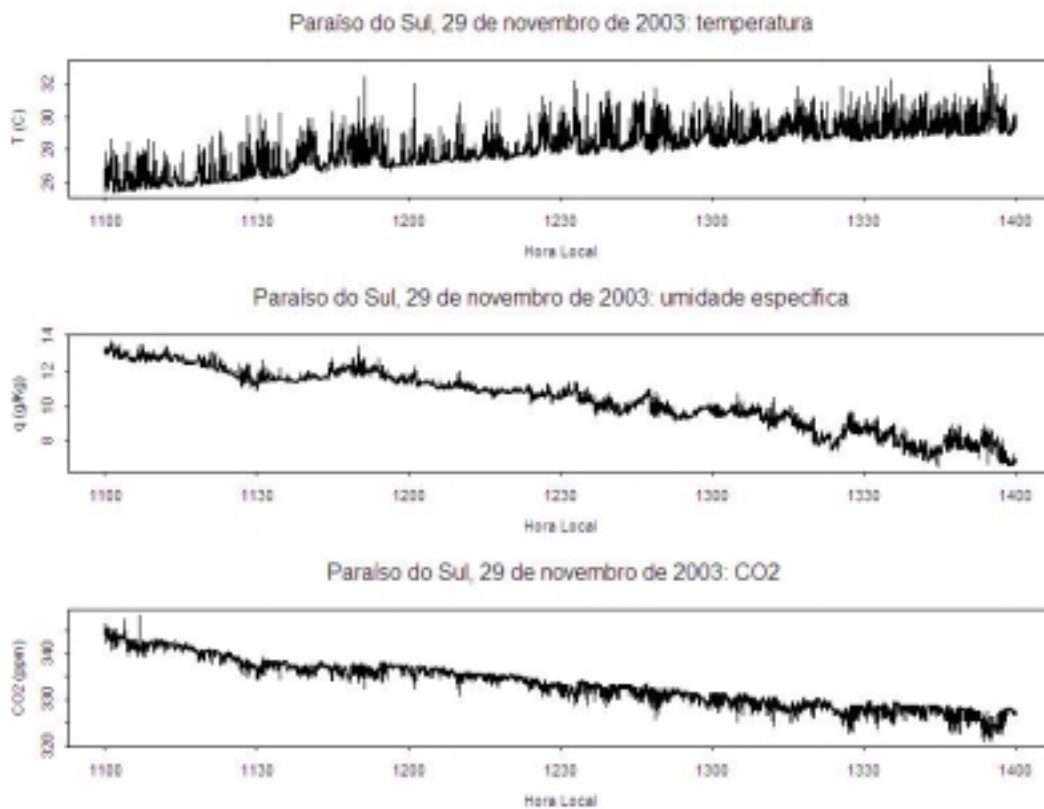


Figura 2. Evoluções temporais de temperatura (painel superior), umidade específica (painel central) e concentração de dióxido de carbono (painel inferior), em Paraíso do Sul, RS.

A importância da turbulência atmosférica reside no fato que esta representa um processo bastante efetivo de transporte. Isto é uma consequência da intensa variabilidade das componentes da velocidade turbulenta, que proporciona uma constante mistura entre camadas adjacentes de fluido que, assim, têm suas propriedades misturadas. Este é um processo análogo àquele que causa difusão molecular de quantidades devido à agitação térmica das moléculas. Entretanto, como a intensidade das flutuações turbulentas é muito maior do que aquela que caracteriza a agitação molecular, o transporte turbulento também é muito mais efetivo que o molecular.

Desta forma, como a superfície terrestre é dominada pela turbulência, o entendimento de fenômenos de transporte próximos à superfície está diretamente relacionado a uma adequada caracterização dos fluxos turbulentos. A superfície do Planeta é fonte de calor sensível e sumidouro de momento do sistema Terra-Atmosfera. Além disso, é nela que se originam quantidades como vapor d'água, dióxido de carbono, poluentes e outros escalares. O entendimento das transferências dessas quantidades é fundamental para a caracterização do Tempo e do Clima da superfície. Também interessa para estudos ecológicos e de meio-ambiente, como o estudo do ciclo do Carbono do Planeta, diretamente afetado pelas transferências de CO₂ entre os ecossistemas e a atmosfera, e para o entendimento dos processos que governam a turbulência atmosférica.

Neste capítulo, inicialmente, é feita uma revisão geral do estudo dos fluxos turbulentos, com enfoque na sua observação experimental. Na seção seguinte, os fluxos turbulentos são definidos do ponto de vista matemático. Em seguida é apresentada uma rápida descrição das parametrizações mais comumente usadas. Nas seções seguintes a questão observacional é analisada em detalhe.

4.2 Definição matemática

Considere-se uma quantidade genérica Q , que se conserva na atmosfera:

$$\frac{dQ}{dt} = 0 \quad (1)$$

Expandindo a diferencial total acima:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + u \frac{\partial Q}{\partial x} + v \frac{\partial Q}{\partial y} + w \frac{\partial Q}{\partial z} = 0 \quad (2)$$

onde u , v e w representam as componentes do campo de velocidade. O primeiro termo em (2) representa a variação local, ou euleriana de Q e os demais representam o transporte, ou advecção de Q em cada uma das direções pelas componentes do vento.

Os campos de Q e das componentes do vento podem agora ser decompostos em uma parte média e uma parte turbulenta:

$$\begin{aligned}
Q &= \bar{Q} + Q' \\
u &= \bar{U} + u' \\
v &= \bar{V} + v' \\
w &= \bar{W} + w'
\end{aligned}
\tag{3}$$

Este procedimento de decomposição é conhecido como método de Reynolds e tem por objetivo definir equações para a evolução média das variáveis, ao invés de seu valor exato. Assim, nos campos da figura 2, por exemplo, se busca a determinação da evolução da tendência de temperatura, umidade específica e concentração de CO₂, mas não das flutuações que caracterizam o campo turbulento. Substituindo as equações (3) em (2), e aplicando as regras do método de Reynolds (Stull, 1988, p. 41), chega-se à seguinte expressão para a evolução média local de Q :

$$\frac{\partial \bar{Q}}{\partial t} = -\bar{u} \frac{\partial \bar{Q}}{\partial x} - \bar{v} \frac{\partial \bar{Q}}{\partial y} - \bar{w} \frac{\partial \bar{Q}}{\partial z} - \overline{u' \frac{\partial Q'}{\partial x}} - \overline{v' \frac{\partial Q'}{\partial y}} - \overline{w' \frac{\partial Q'}{\partial z}}
\tag{4}$$

Os três primeiros termos no lado direito de (4) representam o transporte da parte média de Q pelo vento médio, e é não nulo numa dada direção se houver ao mesmo tempo vento e gradiente de Q naquela direção. Similarmente, os três últimos termos no lado direito de (4), também são transportes advectivos, mas neste caso, da componente turbulenta de Q pelo campo turbulento do vento.

Na camada limite planetária, o escoamento é, em boa aproximação, não divergente, ou seja:

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z} = 0
\tag{5}$$

Multiplicando (5) por Q' , aplicando a média de Reynolds e somando em (4) esta pode ser reescrita como:

$$\frac{\partial \bar{Q}}{\partial t} = -\bar{u} \frac{\partial \bar{Q}}{\partial x} - \bar{v} \frac{\partial \bar{Q}}{\partial y} - \bar{w} \frac{\partial \bar{Q}}{\partial z} - \frac{\partial \overline{u' Q'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{v' Q'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{w' Q'}}{\partial z}
\tag{6}$$

As grandezas $\overline{u' Q'}$, $\overline{v' Q'}$ e $\overline{w' Q'}$ são definidas como os fluxos turbulentos de Q nas direções x , y e z , respectivamente. Fisicamente, entretanto, os fluxos turbulentos nada mais são que advecções da componente turbulenta de Q pela velocidade turbulenta e caracterizam o processo físico de transporte de quantidades devido à mistura entre camadas adjacentes de ar imposta pela variabilidade do escoamento turbulento, conforme descrito na introdução deste capítulo.

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 *fluxos turbulentos* 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.

As equações de conservação para os campos médios de Q em um campo horizontalmente homogêneo podem, finalmente ser escritas como:

$$\frac{\partial \bar{Q}}{\partial t} = -\text{ADV}_\rho - \frac{\partial \overline{w'Q'}}{\partial z} + S_\rho \quad (7)$$

onde o termo ADV representa a advecção pelo vento médio. Nesta equação as divergências dos fluxos turbulentos horizontais foram desprezados devido ao fato que em superfícies suficientemente planas e homogêneas, eles não apresentam grandes variações horizontais, de forma que $\overline{\partial u'Q'}/\partial x \approx \overline{\partial v'Q'}/\partial y \approx 0$. O termo S representa fontes e sumidouros de Q .

Em condições de pouco vento e na ausência de fontes externas, a equação (7) pode ser ainda mais simplificada:

$$\frac{\partial \bar{Q}}{\partial t} = \frac{\partial \overline{w'Q'}}{\partial z} \quad (8)$$

A expressão acima mostra a importância dos fluxos verticais turbulentos: em condições ideais são eles os únicos responsáveis pela evolução do estado médio da CLP. Além disso, a equação (8) mostra que o que afeta diretamente os campos médios não é o fluxo, mas sim suas divergências (variações no espaço). Este conceito pode ser facilmente entendido ao se considerar uma camada horizontal da atmosfera. Se o fluxo que entra na fronteira inferior dessa camada é igual ao que sai na sua parte superior, o estado médio da camada permanece inalterado. Entretanto, se o que entra é diferente do que sai, aquela propriedade sofrerá uma variação no interior da camada. Portanto, *são as divergências dos fluxos que mudam a atmosfera!*

4.3 Parametrização dos fluxos turbulentos

Se a turbulência atmosférica tivesse uma natureza absolutamente randômica, perturbações w' transportariam perturbações tanto positivas quanto negativas de Q' . Nesse caso, $\overline{w'Q'}$ tenderia a zero após a operação de média. Entretanto, isso não ocorre, mostrando que a turbulência não é um processo totalmente aleatório, e é por esse motivo que transportes turbulentos existem. A figura 3 mostra como isso ocorre em função do perfil vertical médio da propriedade transportada, usando a temperatura como exemplo. No caso da temperatura decrescer com a altura, a maioria das parcelas de ar que se deslocam para baixo (w' negativo) trarão ar mais frio (θ' negativo) de níveis superiores e aquelas que se deslocam para cima (w' positivo) levarão ar mais quente (θ' positivo). Neste caso, na média, o fluxo turbulento será positivo. Do contrário, se o perfil vertical de temperatura crescer com a altura, o inverso ocorrerá, causando um fluxo turbulento $\overline{w'\theta'}$ negativo.

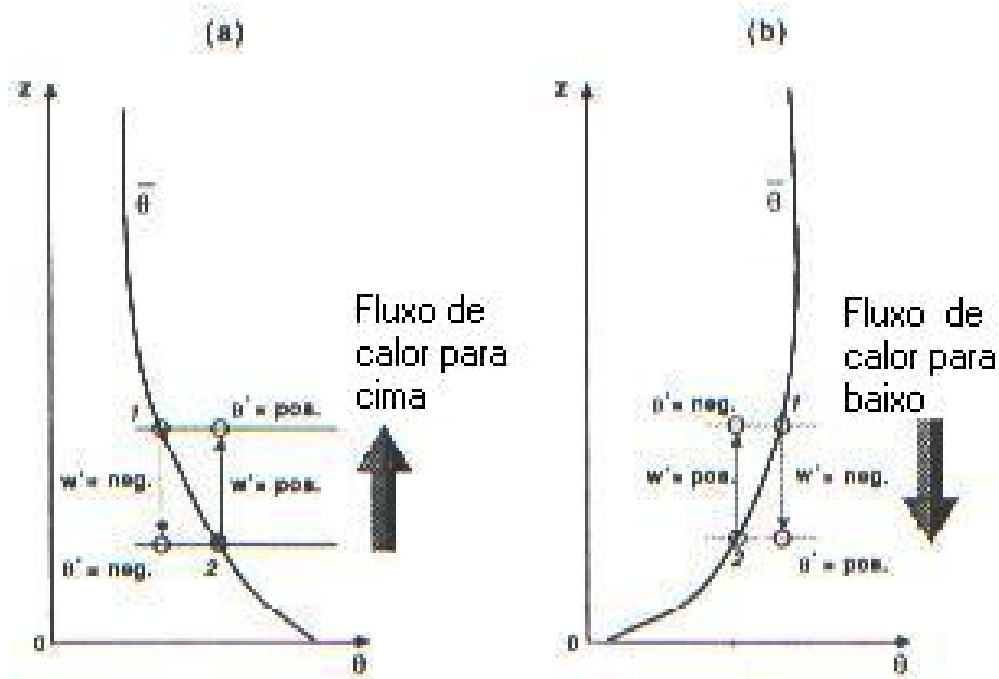


Figura 3. Idealização do processo de mistura turbulenta; (a): fluxo vertical turbulento de calor sensível positivo numa camada estaticamente instável e (b): fluxo vertical turbulento de calor sensível negativo em uma camada estaticamente estável. Adaptado de Stull (1988)

Diversas parametrizações existem na literatura para os fluxos turbulentos. A mais usada delas se fundamenta teoricamente na análise feita da figura 3 e no conceito de que o sinal do fluxo tende a ser o inverso do gradiente vertical de temperatura. Além disso a magnitude dos fluxos tende a ser tanto maior quanto maiores forem os gradientes verticais. Assim, a chamada *teoria K* estabelece que os fluxos devem ser diretamente proporcionais aos gradientes, mas de sinais inversos. O coeficiente de proporcionalidade (K) é o chamado *coeficiente de difusividade turbulenta*:

$$\overline{w'\theta'} = -K_e \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \quad (9)$$

A parametrização acima é feita em analogia com o transporte molecular que é proporcional aos gradientes observados na direção do fluxo, sendo a constante de proporcionalidade o coeficiente de difusividade.

4.4 Medidas dos Fluxos Turbulentos

A técnica mais utilizada para fazer observações experimentais dos fluxos turbulentos é a chamada *correlação dos vórtices* (eddy correlation). Esta técnica consiste em fazer observações em alta frequência tanto da propriedade que se quer estimar os fluxos quanto da componente do vento na direção em que o fluxo ocorre. Por exemplo, para se medir o fluxo vertical turbulento de calor sensível $\overline{w'\theta'}$, deve-se fazer um grande número de amostras de ambas variáveis (w' e θ'). No exemplo mostrado na figura 4, estas variáveis foram medidas com frequência de 10 Hz. A partir das

observações detalhadas, se faz a covariância estatística entre as duas variáveis (uma covariância entre duas variáveis é a média do produto da perturbação de cada uma dessas variáveis em relação a sua média, ou no caso do exemplo, $\overline{w'\theta'}$). Fisicamente, isso corresponde a um “inventário” de todo o transporte da propriedade pela componente do vento, a cada instante observado. O fato, mencionado na sessão anterior de que os campos turbulentos não são totalmente aleatórios faz com que a correlação entre as duas variáveis turbulentas seja não necessariamente nula.

Na figura 4, a não aleatoriedade dos campos turbulentos pode ser claramente observada: às 15:05, quando se inicia um evento no qual a velocidade vertical permanece positiva pelos próximos 2 minutos. No mesmo momento, a temperatura também apresenta uma grande flutuação positiva, representada por um aquecimento de 28°C para 32°C em um intervalo de um minuto. As duas perturbações positivas, de w e θ , determinam um fluxo turbulento positivo no período, conforme se espera para um período diurno. O processo observado neste instante caracteriza uma terma, ar mais quente junto à superfície que, por ser mais leve que o ar a seu redor, é impulsionado para cima.

A principal dificuldade inerente ao método da covariância dos vórtices no caso da turbulência bem desenvolvida diz respeito à definição da média nas expressões (3). Idealmente, essas médias deveriam dizer respeito a um período no qual a turbulência fosse estacionária e ser tomadas por um período suficientemente longo para incluir a influência de vórtices de todas as escalas. Ao mesmo tempo, a amostragem deve ser feita com frequência suficientemente alta para que os processos envolvendo as menores escalas turbulentas também não sejam desprezados.

Na atmosfera real, entretanto, essas condições não são sempre satisfeitas, especialmente no que concerne à estacionariedade. Um exemplo disto é mostrado na figura 5, onde são usados os mesmos dados mostrados na figura 1 e 2, mas para um período mais restrito, de meia-hora. Três tipos de médias foram definidas: uma média aritmética simples (linha sólida), uma variação linear ao longo do período (linha tracejada) e uma média móvel de três minutos (linha branca). As correspondentes perturbações turbulentas para os casos de média variando linearmente e médias móvel de 1 minuto são mostradas na figura 6.

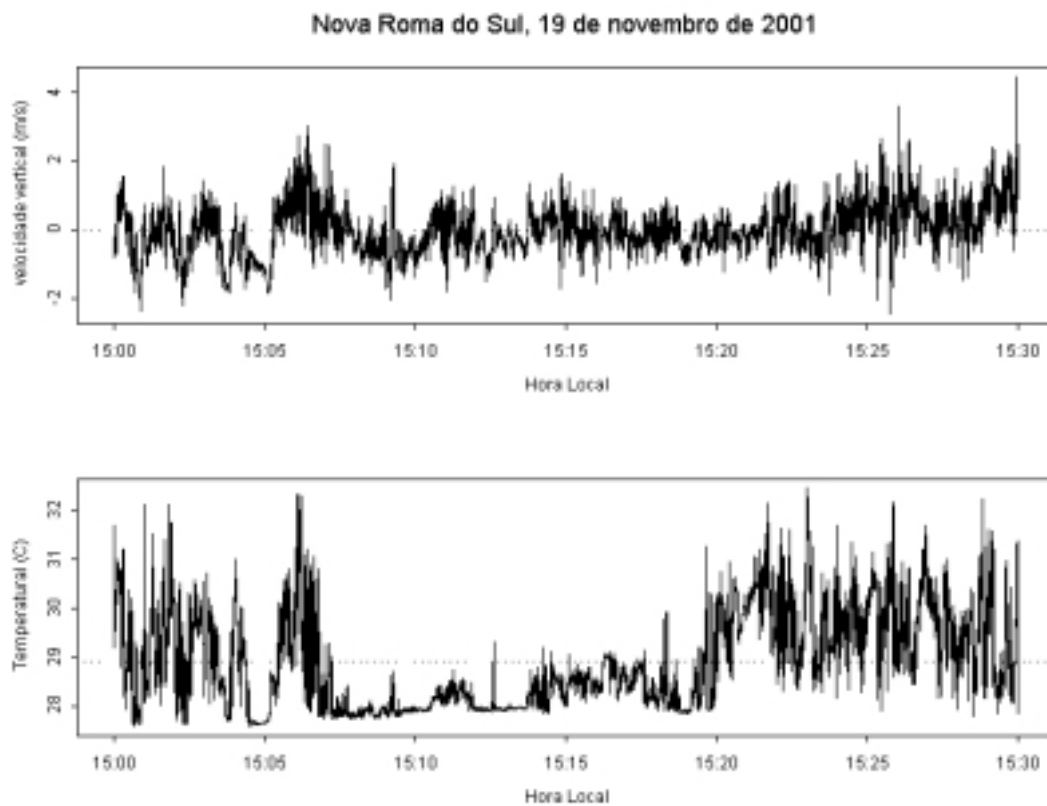


Figura 4. Séries turbulentas de velocidade vertical e temperatura medidas pelo Laboratório de Micrometeorologia da UFSM (L μ Met) em Nova Roma do Sul, RS. As linhas tracejadas representam os valores médios de cada série.

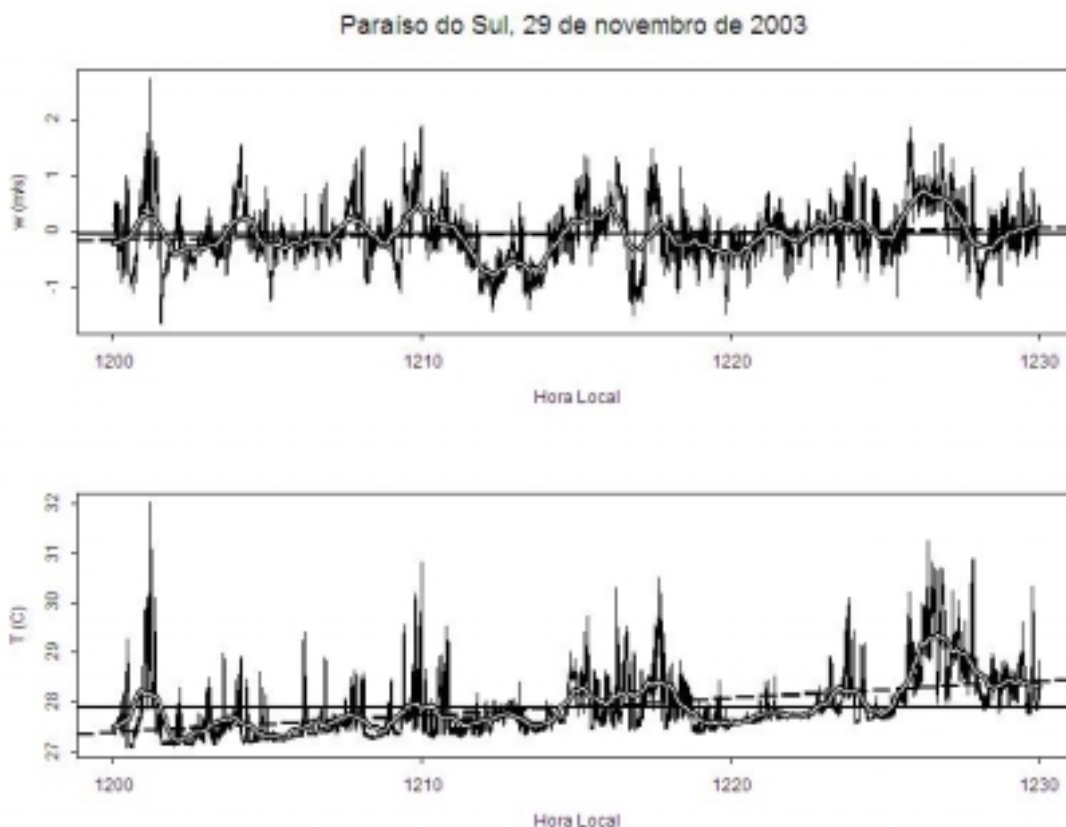


Figura 5. Evolução temporal de componente vertical da velocidade do vento (painel superior) e temperatura (painel inferior). Em cada caso, a média aritmética é representada por uma linha sólida, a média determinada por uma regressão linear é mostrada como uma linha tracejada, e a média móvel, com janela de 1 minuto, é representada por uma linha branca.

Os fluxos turbulentos de calor sensível para cada um dos casos é mostrado na tabela 1. Os fluxos em $W m^{-2}$ são obtidos a partir da multiplicação do fluxo cinemático (em $K m s^{-1}$) pelo calor específico a pressão constante ($C_p \approx 1005 K g^{-1} K^{-1}$). Os fluxos são maiores para o caso em que a média simples é usada. Isso ocorre porque há transporte nas escalas de baixa frequência que foram retiradas das evoluções mostradas na figura 6 (Sakai et al., 2001).

	Média simples	Regressão linear	Média móvel de 1 min
Fluxo determinado ($W m^{-2}$)	175,5	157,3	82,0

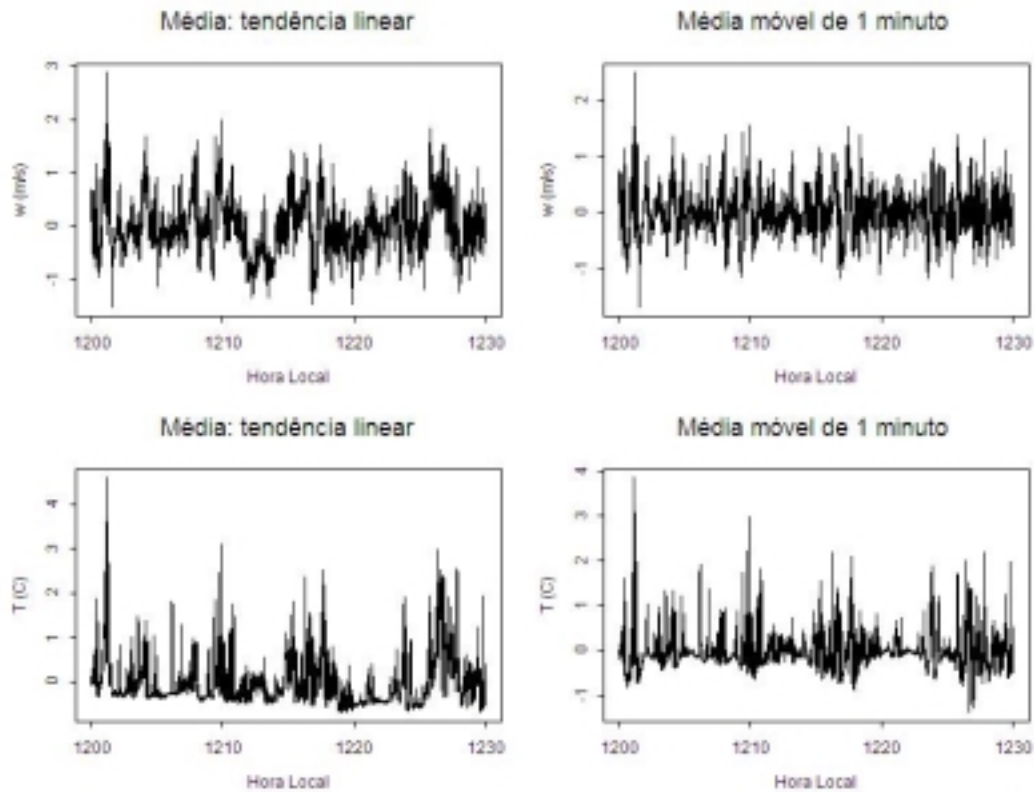


Figura 6. Componentes turbulentas da componente vertical da velocidade turbulenta (linha superior) e da componente turbulenta da temperatura (linha inferior) para o período mostrado na figura 5. Os valores da coluna da esquerda foram determinados a partir de uma média que variava linearmente ao longo do tempo e os da coluna da esquerda com uma média móvel com janela de 1 minuto.

4.5 O Problema da Média

Ao discutir as ferramentas que são usadas na descrição da turbulência nos deparamos com um problema fundamental. Que tipo de média devemos usar? Média temporal? Média espacial? Média sobre ensemble? Estritamente falando as equações médias que governam um campo turbulento são derivadas considerando-se um ensemble. Entretanto, tal situação, na prática, é inacessível. Assim, usualmente adotamos médias espaciais ou médias temporais e nos baseamos na hipótese ergódica. Particularmente, esta hipótese significa que, para um série estacionária, a média temporal é igual a média sobre o ensemble quando o intervalo no qual a média é calculada tende ao infinito. Esta suposição é muito restritiva considerando-se que as variáveis atmosféricas não são estacionárias e que não podem ser observadas por intervalos de tempo tão grande quanto necessário.

Do ponto de vista prático, ao calcularmos uma média temporal, dois fatores devem ser considerados. Em primeiro lugar, o tempo de resposta do instrumento, por ser limitado, não considera as contribuições das flutuações que possuem frequência superior aquela com que o sinal está sendo registrado. No outro extremo, ao definir um intervalo de tempo sobre o qual a média será calculada, excluimos as flutuações que possuem frequência inferior ao inverso deste intervalo.

Para exemplificarmos estas questões consideremos a série temporal da figura abaixo, que mostra a evolução da temperatura do ar, para o dia 5 de agosto de 2000, no sítio experimental de Dona Francisca, lida a uma taxa de 10 Hz.

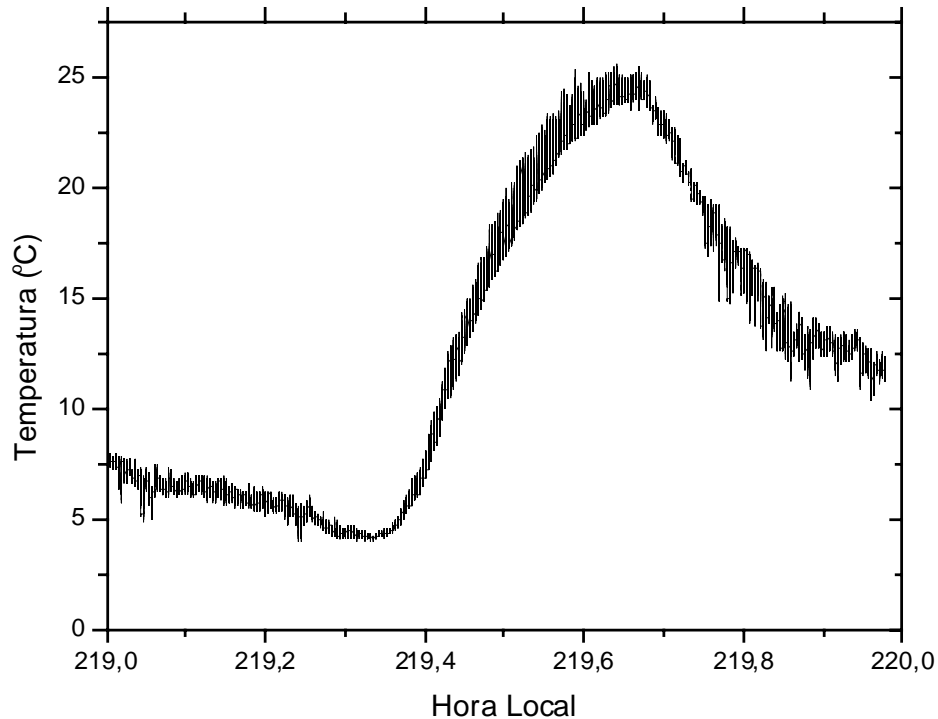


Figura 7. Ciclo diário da temperatura do ar amostrado 10 vezes por segundo.

Claramente que esta série não é estacionária neste intervalo e, possivelmente também não é estacionária para qualquer intervalo de tempo significativo. Há um sinal periódico sobreposto as flutuações turbulentas. Quando calculamos o valor médio para o intervalo de 24 horas ($= 12.49^{\circ}C$) certamente que as flutuações de alta frequência não contribuem de modo significativo para este valor. Mas, ao calcularmos a temperatura média para intervalos menores não apenas teremos valores que são dependentes deste intervalo como também da posição do intervalo sobre a série toda. Dois intervalos iguais, da mesma série acima (figura abaixo), mas em posições diferentes indicam que, para estes valores médios ($4.36^{\circ}C$ e $24.32^{\circ}C$) vórtices de diferentes frequências dominam o movimento.

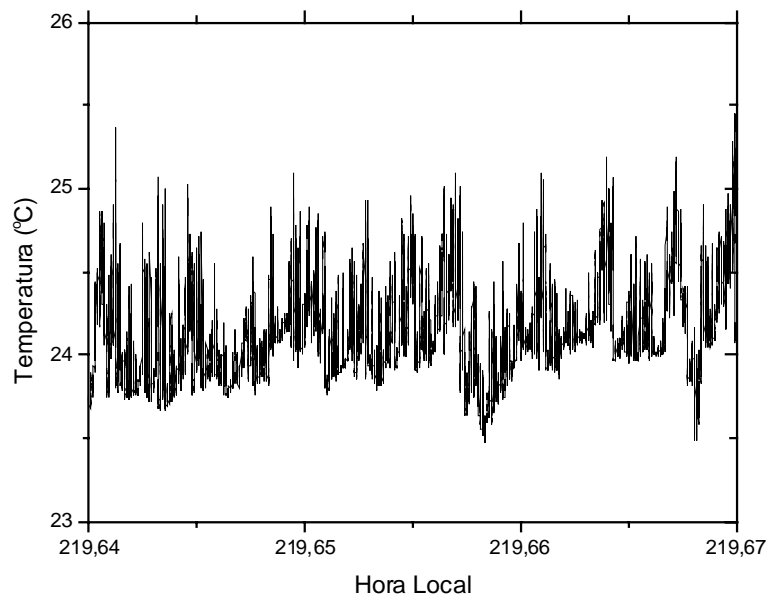
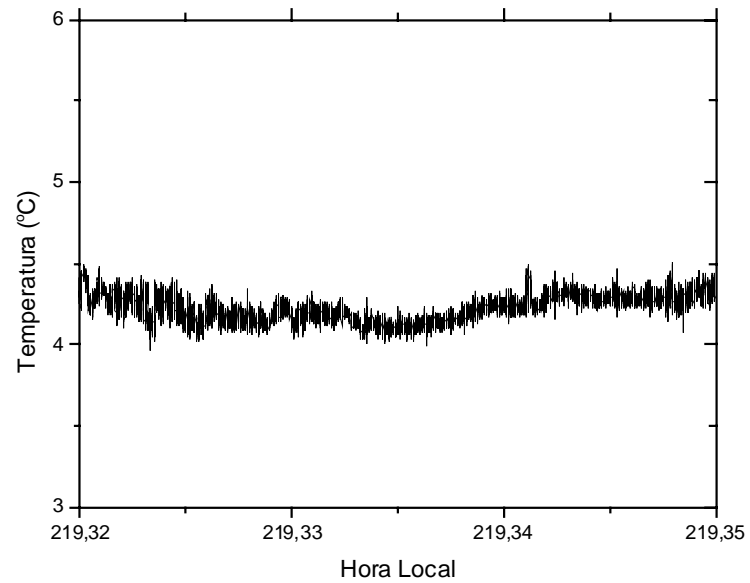


Figura 8. Painel superior: temperatura observada durante aproximadamente uma hora no período noturno. Painel inferior: temperatura observada durante aproximadamente uma hora no período diurno.

Por estes motivos, antes de prosseguirmos é fundamental que tenhamos uma idéia que erro cometemos ao efetuarmos algum tipo de média.

A questão, do ponto de vista teórico, pode ser estabelecida como: ao calcularmos o valor médio de um evento $f(t)$, sobre um intervalo de tempo T , então a variância no ensemble, das médias neste intervalo, deve tender a zero quando o intervalo tende a infinito. Isto é:

$$\sigma^2 = \overline{\left[\frac{1}{T} \int_0^T f(t+\xi) d\xi - \overline{f(t)} \right]^2} \rightarrow 0 \quad \text{quando } T \rightarrow \infty, \quad (10)$$

onde a barra representa a média sobre o ensemble. A expressão acima pode ser reescrita como:

$$\sigma^2 = \overline{\frac{1}{T^2} \int_0^T \int_0^T f(t+\xi_1) f(t+\xi_2) d\xi_1 d\xi_2 - \frac{2}{T} \overline{f(t)} \int_0^T f(t+\xi) d\xi + \overline{f(t)}^2}, \quad (11)$$

ou ainda como

$$\sigma^2 = \overline{\frac{1}{T^2} \int_0^T \int_0^T f(t+\xi_1) f(t+\xi_2) d\xi_1 d\xi_2 - \overline{f(t)}^2}. \quad (12)$$

Introduzindo a função de autocorrelação, definida da seguinte forma,

$$R(\xi_1 - \xi_2) = \frac{\overline{f(t+\xi_1) f(t+\xi_2)} - \overline{f(t)}^2}{\overline{f}^2}, \quad (13)$$

a expressão anterior torna-se,

$$\sigma^2 = \frac{\overline{f}^2}{T^2} \int_0^T \int_0^T R(\xi_1 - \xi_2) d\xi_1 d\xi_2 = \frac{\overline{f}^2}{T^2} \int_0^T \int_{-\xi_1}^{T-\xi_1} R(\xi) d\xi d\xi_1 \quad (14)$$

que pode ser reescrita

$$\sigma^2 = \frac{\overline{f}^2}{T^2} \left[(T+\xi) R(\xi) d\xi + \int_0^T (T-\xi) R(\xi) d\xi \right] = \frac{2\overline{f}^2}{T} \int_0^T \left(1 - \frac{\xi}{T}\right) R(\xi) d\xi. \quad (15)$$

Quando $T \rightarrow \infty$, σ^2 tende a

$$\sigma^2 \rightarrow \frac{2\overline{f^2}}{T} \int_0^T R(\xi) d\xi. \quad (16)$$

Considerando que o evento tem uma escala integral, definida por

$$\Gamma = \int_0^\infty R(\xi) d\xi \quad (17)$$

a variância no ensemble é

$$\sigma^2 \cong \frac{2\overline{f^2}}{T} \Gamma \rightarrow 0 \quad \text{quando} \quad T \rightarrow \infty \quad (18)$$

Uma questão importante que deve ser ressaltada, e que está explícita na derivação acima é que, para fazermos uma interpretação, do resultado de um processo de medida de uma variável qualquer, devemos admitir que existe uma escala integral associada com esta variável. O significado físico desta escala integral pode ser esclarecido na figura a seguir, que representa uma função de autocorrelação da forma exponencial.

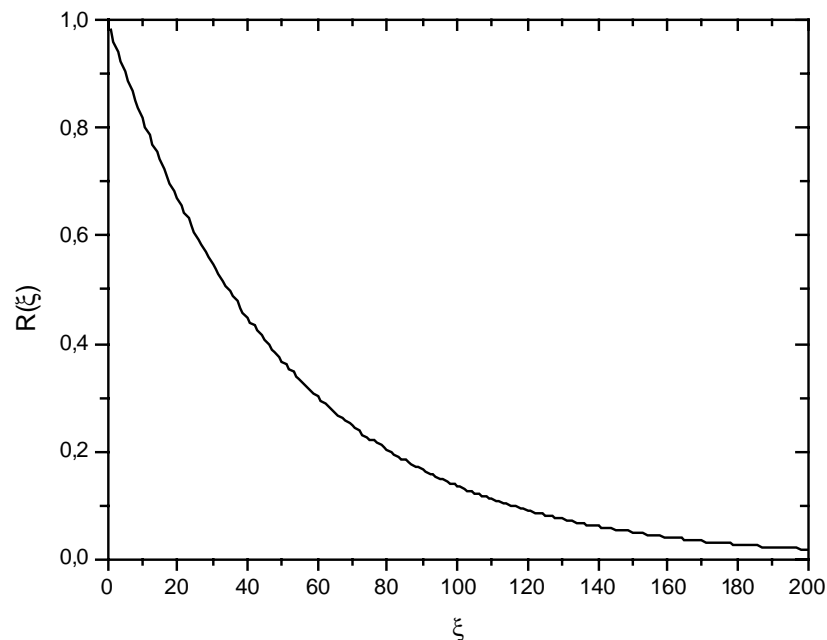


Figura 9. Função de correlação normalizada.

A figura acima representa uma função de autocorrelação, com decaimento exponencial. Observe que para $\xi = 0$ a variável observada possui correlação máxima e, para $\xi > 200 \text{ seg}$ a

variável “perdeu a memória”. A escala integral é a área sobre a curva. Então, a variância calculada acima, para ter algum significado necessita que “uma memória” exista e que tal memória seja finita.

A equação (18) pode agora ser usada para estimar o erro associado quando uma média temporal é performada sobre um intervalo T , ou então, de maneira diferente, podemos fixar um erro aceitável e estimar qual o intervalo necessário para que o erro seja inferior ao aceitável. Por exemplo, se fixarmos que o erro não exceda $\varepsilon = \sigma / \bar{f}$ o tempo adequado para calcularmos as médias é

$$T = 2 \frac{\overline{f^2}}{\bar{f}^2} \frac{\Gamma}{\varepsilon^2} \quad (19)$$

Como ilustração vamos estimar o tempo necessário para calcular a velocidade média do vento, em uma Camada Limite Convectiva, com um erro de 1%. Vamos assumir que a escala integral é da ordem de z/\bar{U} (Wyngaard 1983) e que $\overline{u^2}/\bar{U}^2 \approx 0.05$. Se as observações forem feitas a uma altura $z = 5\text{ m}$ e que o vento é da ordem de 5 ms^{-1} o tempo necessário é de aproximadamente 15 minutos.

Ainda, conforme a equação (1), pode-se observar que no cálculo de valores médios de termos de segunda ordem, os fluxos turbulentos por exemplo, o intervalo de tempo a ser considerado, para manter-se o erro dentro do mesmo limite, é muito maior. Consideremos $f(t) = uw$, o fluxo de momentum. A equação (18) é, então:

$$T = 2 \frac{\overline{uw - \bar{u}\bar{w}^2}}{\bar{uw}^2} \frac{\Lambda}{\varepsilon^2}, \quad (20)$$

onde Λ é a escala integral associada a esta função de correlação. Considerando-se ordens de grandeza apropriadas para estes termos (Sorbjan, 1986) pode-se mostrar que, para o mesmo erro de 1%, um tempo necessário de amostragem é da ordem de horas.

4.6 A Escolha da Freqüência de Amostragem

Tendo estabelecido o intervalo de tempo adequado para que a média obtida possua um erro aceitável podemos nos concentrar agora na questão de “quão rápido o sinal deve ser amostrado” para que todas as freqüências importantes sejam observadas. Para “leituras” igualmente espaçadas em um intervalo de tempo que é da ordem da escala integral a equação (18) pode ser escrita como

$$\sigma^2 \cong \frac{2\overline{f^2}}{N}, \quad (21)$$

onde $N = T/\Gamma$. Usando as mesmas hipóteses acima encontramos que um número de 100 leituras deve ser feito nos quinze minutos.

4.7 Um Método Alternativo

Até a década de 80 os estudos observacionais na camada limite estavam restritos a porção inferior da mesma e eram feitos em campanhas intensivas (Kansas, Cabauw, Minnesota, por exemplo). Os resultados destas campanhas forneceram uma descrição ampla de algumas características desta porção inferior da atmosfera e levaram ao estabelecimento das limitações das teorias usualmente adotadas na sua descrição. Com o advento de sensores mais precisos e com a ampliação dos recursos computacionais, principalmente de memória, as observações passaram a ser feita de maneira contínua. Hoje, por exemplo, existem observações em sítios micrometeorológicos que vêm sendo conduzidas de modo ininterrupto desde o início da década de 90 (Moore et al., 1996). A análise deste conjunto de dados não possibilita que a análise das séries temporais individuais, das quais espera-se extrair alguma informação, seja feita exaustivamente. O que se procura, antes de tudo, é extrair a informação que está escondida sobre um resultado aparentemente incompreensível. Para ilustrar reportemo-nos a figura a seguir, que descreve o desvio padrão da componente vertical da turbulência, normalizada pela velocidade de fricção, em termos do parâmetro de estabilidade definido pela Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov (1954). Os dados usados nesta figura foram coletados no período compreendido entre os meses de janeiro e julho de 2001, ininterruptamente, com uma frequência de 10 Hz, por um anemômetro sônico 3D (SATI), a uma altura de 8,75 metros acima da superfície, no sítio experimental que o Grupo de Física da Atmosfera da UFSM mantém no Projeto LBA-ECO, na região amazônica. Cada ponto neste gráfico consiste de uma média de 30 minutos com uma passo de tempo de 3 minutos. Isto significa que, neste gráfico há aproximadamente 10^5 pontos. É extremamente difícil inferir de tal figura alguma relação funcional do tipo

$$\frac{\sigma_w}{u_*} = F\left(\frac{z}{L}\right). \quad (22)$$

Entretanto, o mesmo conjunto de dados, quando mediados sobre o parâmetro de estabilidade z/L leva ao resultado seguinte, que indica claramente que sobre aquela informação aparentemente evasiva esconde-se um segredo da natureza.

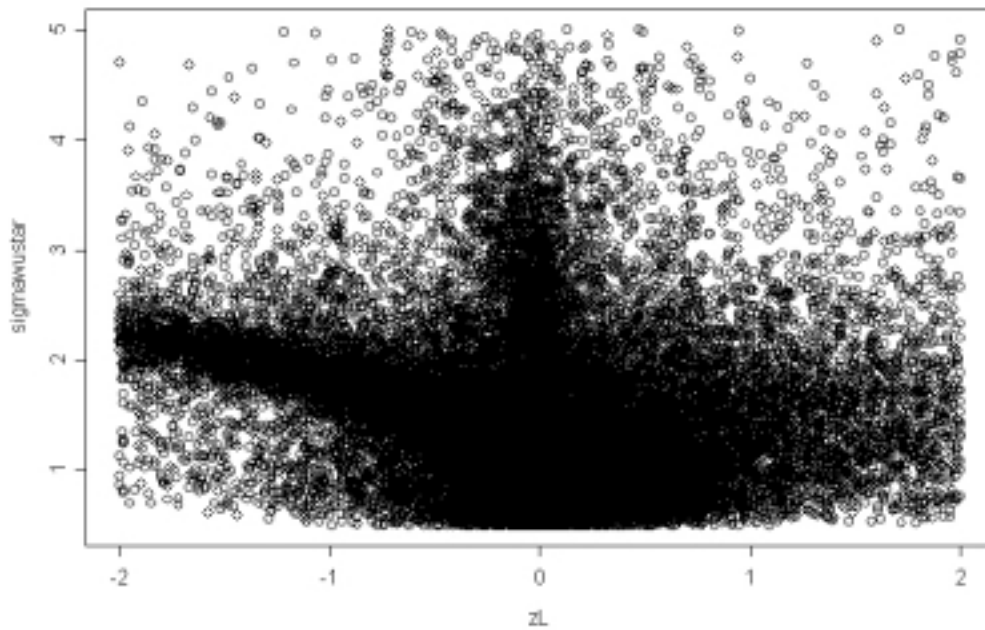


Figura 10. Desvio padrão da componente vertical do vento, normalizada pela velocidade de atrito, em função do parâmetro de estabilidade da atmosfera. Sete meses de dados estão representados na figura, obtidos com média de 30 minutos, a intervalos de 3 minutos.

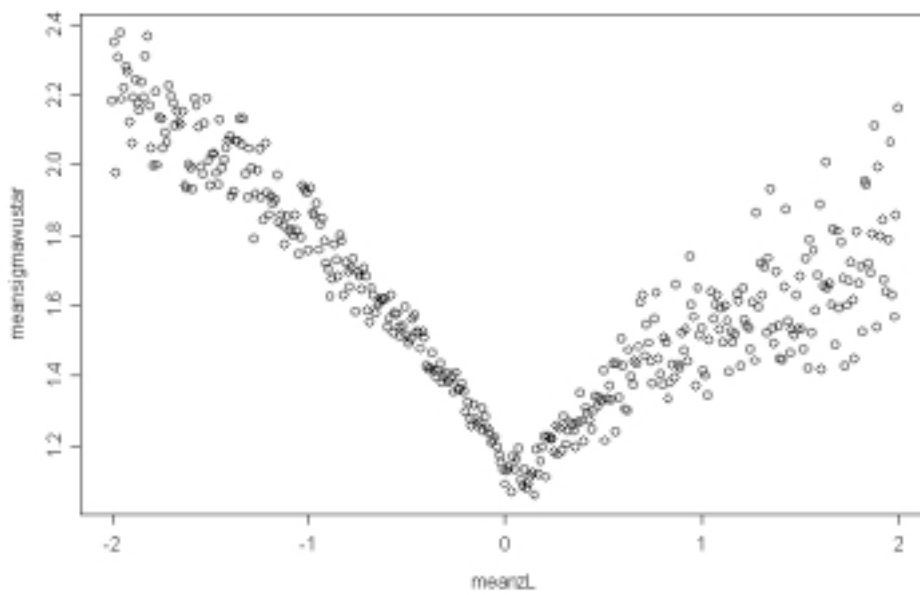


Figura 11. Como na Figura 10, com médias calculadas para valores de mesmo z/L .

Este exemplo mostra que medidas de longa duração possibilitam descartar alguns dos segredos da turbulência atmosférica. A questão que está aqui colocada é de outra natureza: sobre qual período as médias das séries individuais devem ser calculadas de modo uma “outra média” seja menos afetada pelos erros contidos nas médias individuais? Para contornar esta questão Howell & Sun (1999) sugeriram o seguinte método para determinar a janela sobre as quais as médias e fluxos devem ser determinados.

Se uma série temporal contém 2^M pontos esta série pode ser dividida em duas sub-séries, cada uma com $2^{(M-1)}$ pontos. Este processo de sub-divisões pode ser continuado até a série original não puder mais ser dividida. Um fluxo turbulento, por exemplo, fluxo vertical de calor, para cada sub-série pode então ser calculado. Para um subintervalo com 2^m dados experimentais, que estende-se do ponto $(k-1)2^m$ até o ponto $k2^m - 1$ este fluxo é calculado como

$$\overline{w'\theta'}(2^m)\Big|_k = \frac{1}{2^m} \sum_{j=(k-1)2^m}^{k2^m-1} [w_j - \bar{w}_k(2^m)] [\theta_j - \bar{\theta}_k(2^m)] , \quad (23)$$

onde a barra denota o valor médio na janela e o primo a componente turbulenta. Tal valor médio é calculado, para a componente vertical da velocidade como:

$$\bar{w}(2^m)\Big|_k = \frac{1}{2^m} \sum_{j=(k-1)2^m}^{k2^m-1} w_j , \quad (24)$$

e uma expressão similar para a temperatura média. Um fluxo vertical médio, calculado para todas as janelas 2^m é então obtido. Isto é:

$$F_{w\theta}(2^m) = \frac{1}{2^{M-m}} \sum \overline{w'\theta'}(2^m)\Big|_k , \quad (25)$$

e a variância desta média é

$$\sigma_{F_{w\theta}}^2 = \frac{1}{2^{M-m}-1} \sum \left[\overline{w'\theta'}(2^m)\Big|_k - F_{w\theta}(2^m) \right]^2 . \quad (26)$$

Assumindo que 2^{M-m} valores do fluxo de calor, calculados com a janela 2^m sobre o conjunto total de 2^M são aleatoriamente amostrados e seguem uma distribuição t uma estimativa do erro é então calculado como

$$e_{w\alpha}(2^m) = \frac{t(2^{M-m}, \beta) \sigma_{F_{w\alpha}}(2^m)}{\sqrt{2^{M-m}}} \quad (27)$$

onde $t(2^{M-m}, \beta)$ é uma função do número de amostras, 2^{M-m} , na amostra total, e β uma constante, determinada de tal modo que a probabilidade do fluxo médio, limitado por $[F_{w\theta} - e_{w\theta}, F_{w\theta} + e_{w\theta}]$, seja igual a $2\beta - 1$. Escolhendo, por exemplo, $\beta = 0,9$ a probabilidade é de 80%.

Com este procedimento podemos olhar o conjunto de dados desejado e então estimar os fluxos e os erros associados a cada janela. A figura abaixo apresenta tal resultado.

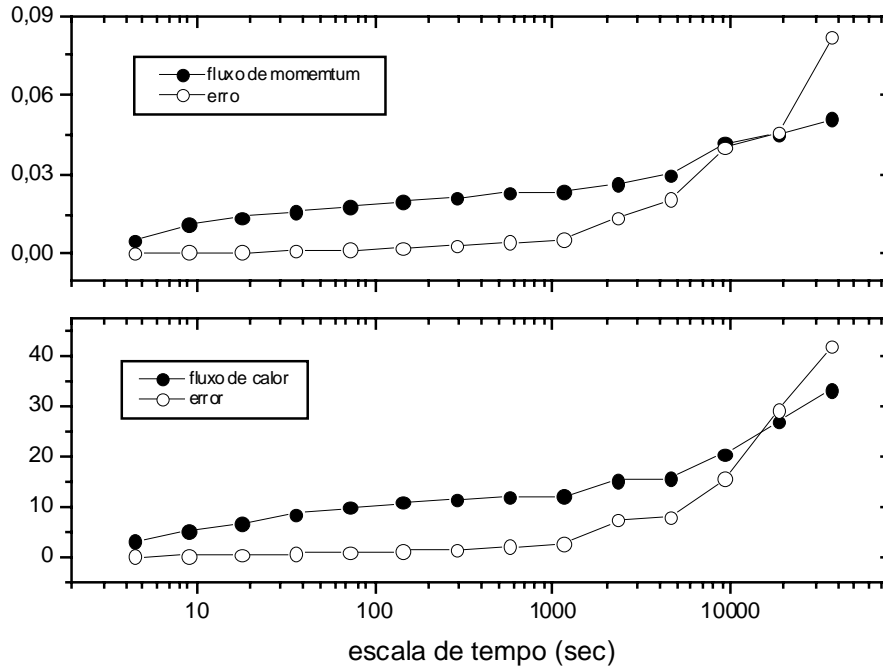


Figura 12. Fluxos médios de momentum e calor, para diferentes janelas, e respectivos erros. Para grandes intervalos de tempo o erro é maior do que o fluxo calculado.

Como podes-se observar, para um intervalo de tempo superior a 30 minutos o erro associado com os fluxos crescem mais rapidamente do que o próprio fluxo. Isto indica, então, que este intervalo de tempo é adequado para a determinação das grandezas médias para o conjunto de dados a ser estudado.

4.8 O Alinhamento dos Sensores e a as Componentes da Velocidade

Erros na estimativa dos parâmetros micrometeorológicos, fluxos, espectros, etc podem também ocorrer se os sensores não estiverem apropriadamente alinhados e se as componentes nas direções laterais, transversais e verticais ao escoamento médio não forem corretamente calculadas. Um simples exemplo pode ilustrar a afirmativa seguinte. Na camada limite superficial o fluxo de momentum é, geralmente, negativo. Isto significa que a superfície do planeta extrai momentum do

escoamento médio. Matematicamente pode-se verificar que tal fluxo é negativo observando-se a equação da energia cinética turbulenta:

$$\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} + \overline{U_j} \frac{\partial \bar{e}}{\partial x_j} = \delta_{i3} \frac{g}{\Theta_v} \overline{u_i \theta'_v} - \overline{u_i u'_j} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} + TTKE + PT - \varepsilon . \quad (28)$$

Na equação \bar{e} denota a energia cinética da turbulência, as letras maiúsculas representam médias e as letras minúsculas as componentes turbulentas. O primeiro termo do lado esquerdo descreve a produção ou dissipação de energia pelo empuxo, o segundo termo descreve a produção pelo forçante mecânico, o terceiro e o quarto termos descrevem transferência de energia entre as diferentes escalas e o último termo é a dissipação viscosa. Nesta equação faz-se uso da notação de somatório de Einstein. O segundo termo, por ser sempre fonte de energia, determina que o fluxo de momentum deva ser negativo, conforme dito acima. Observe-se agora, a figura a seguir, que mostra o fluxo de momentum obtido de um conjunto de dados, sobre o qual não se aplicou nenhuma consideração sobre nivelamento e direção do vento.

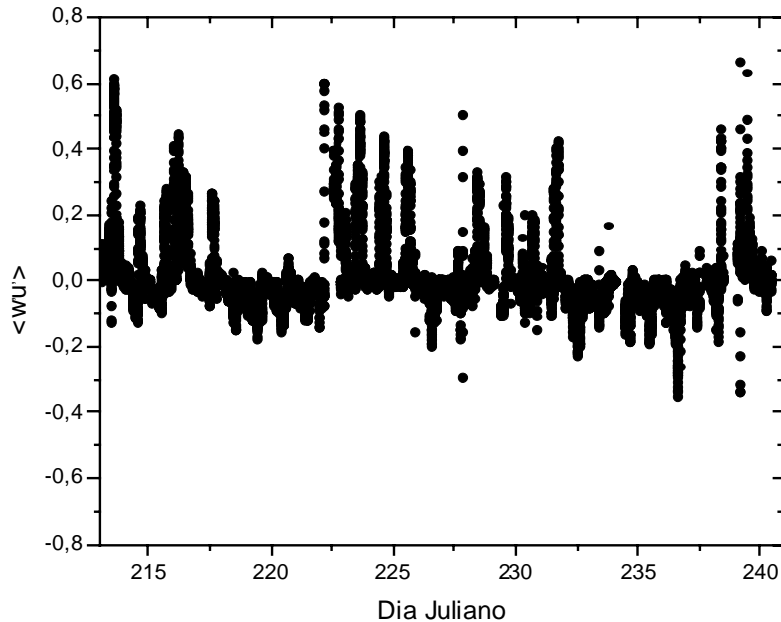


Figura 13. Fluxo de momentum calculado dos dados coletados. Na obtenção deste resultado não há tratamento dos dados. O fluxo é positivo na maioria dos casos.

Nesta figura cada ponto representa uma média calculada sobre uma janela móvel de 20 minutos com um espaçamento de 3 minutos. Os dados foram coletados no sítio experimental de Dona Francisca ($29^{\circ} 44' 39''$ S, $53^{\circ} 8' 60''$ W), entre os dias 3 de agosto e 4 de setembro de 2000, com um anemômetro sônico 3D (Campbell CSAT) operando com frequência de 10Hz. Do conjunto total de fluxos calculados (11386) aproximadamente 60% (6962) foram valores maiores do que zero. O que estes valores significam? Que a velocidade média do vento, na superfície, era maior do que a velocidade média do vento a 10 metros (onde o anemômetro foi instalado). Claramente isto não está correto. Observe-se agora a figura seguinte, que representa os mesmos fluxos em função da média da componente vertical do vento.

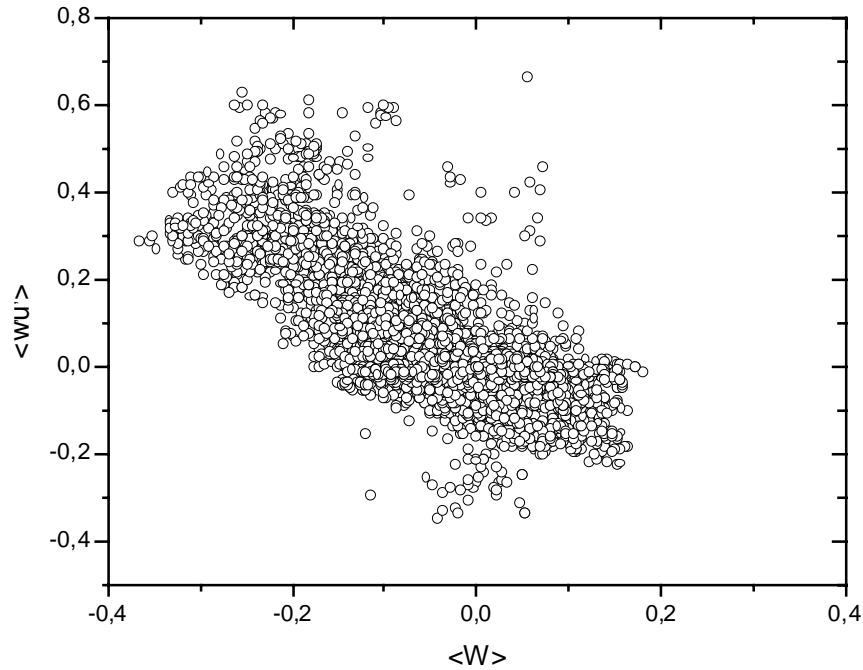


Figura 14. Fluxo de momentum em função da velocidade vertical do vento. Observe que, para velocidades negativas o fluxo é positivo.

Nesta figura há um indício claro de que o fluxo de momentum positivo ocorre quando a velocidade média da componente vertical do vento é negativa, ou seja: os fluxos foram calculados sem considerar o alinhamento dos sensores e as direções apropriadas. Vale recordar que em toda a Teoria Estatística da Turbulência a componente u – da velocidade é a componente na direção paralela a do vento médio; a componente v – é a transversal a direção média e a componente w – é perpendicular a direção média. Requer-se, para um tratamento adequado dos dados que $\bar{v} = \bar{w} = 0$. Assim, após a escolha do intervalo de tempo sobre os quais os fluxos são calculados o passo seguinte é fazer a rotação do sistema de coordenadas de modo a satisfazer os critérios de alinhamento.

Vamos considerar, inicialmente que, no caso da velocidade, as componentes são amostradas por um anemômetro 3D e representadas por (U_1, V_1, W_1) . Geralmente estas componentes são amostradas de modo que a primeira descreve a componente zonal (oeste-leste), meridional (sul-norte) e vertical. O primeiro passo é então produzir um vetor vento médio (na janela considerada) e então girar o sistema de coordenadas de modo a fazer $\bar{v} = 0$. A transformação é dada por:

$$\begin{aligned}
 U_2 &= U_1 \cos \theta + V_1 \sin \theta \\
 V_2 &= -U_1 \sin \theta + V_1 \cos \theta \\
 W_2 &= W_1
 \end{aligned}
 \tag{29}$$

onde

$$\theta = \tan^{-1} \left(\frac{\overline{V}_1}{\overline{U}_1} \right) \quad (30)$$

Esta rotação faz com que $\overline{V}_2 = 0$ mas não afeta a componente vertical. Então, uma segunda rotação, para fazer $\overline{W} = 0$ é necessária. Esta rotação, feita sobre o novo eixo y_2 , leva as seguintes novas componentes:

$$\begin{aligned} U_3 &= U_2 \cos \phi + W_2 \sin \phi \\ V_3 &= V_2 \\ W_3 &= -U_2 \sin \phi + W_2 \cos \phi \end{aligned} \quad (31)$$

onde

$$\phi = \tan^{-1} \left(\frac{\overline{W}_2}{\overline{U}_2} \right). \quad (32)$$

Esta rotação leva a onde $\overline{W}_3 = 0$. Após esta rotação fica determinado que o eixo x_3 está na direção do escoamento médio, mas as direções y_3 e w_3 dependem do alinhamento inicial do instrumento. A orientação adequada destes eixos deve ser tal que o fluxo de momentum na direção transversal seja nulo. A rotação final, que zera tal fluxo é dada então por (para uma discussão detalhada veja Kaimal & Finnigan, 1994)

$$\begin{aligned} U_4 &= U_3 \\ V_4 &= V_3 \cos \varphi + W_3 \sin \varphi \\ W_3 &= -V_3 \sin \varphi + W_3 \cos \varphi \end{aligned} \quad (33)$$

onde

$$\varphi = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(\frac{2\overline{v}_3^2 \overline{w}_3^2}{\overline{v}_3^2 - \overline{w}_3^2} \right). \quad (34)$$

4.9 Os Problemas Associados com o Cálculo do Espectro

Os escoamentos turbulentos podem ser pensados como uma superposição de vórtices que possuem uma grande variedade de formas. Estes vórtices interagem continuamente com o escoamento médio do qual eles extraem energia, energia esta que é redistribuída entre eles. Os

vórtices turbulentos que observamos na camada limite planetária possuem uma extensa variabilidade espacial e a sua análise requer informações de muitos pontos do espaço. Tais observações são disponibilizadas por aviões instrumentados ou por sensores remotos. Entretanto, a maior parte dos dados disponíveis para os micrometeorologistas resulta de observações em um ponto do espaço. Para converter estas observações temporais em uma representação espacial faz-se uso da hipótese de “turbulência congelada” proposta por G. I. Taylor em 1938. A forma usual na qual esta hipótese é apresentada é a seguinte (Lumley & Panofsky, 1964): Se $u_i(\vec{x}, t)$ é a componente turbulenta da velocidade na direção $i(=1(x), 2(y), 3(z))$ medida em um sistema de referência que se move com a velocidade média (\bar{U}) de modo que a velocidade medida por um observador fixo é $u_i(x_1 - \bar{U}t, x_2, x_3, t)$ e se \bar{U} é suficientemente grande, então

$$\overline{\left(\frac{\partial u_i}{\partial t}\right)^2} = \bar{U}^2 \overline{\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_1}\right)^2} \quad (35)$$

e similarmente para as outras componentes. Uma forma mais generalizada desta hipótese é de que não apenas a relação acima é válida, mas também as funções de correlação e os espectros, isto é:

$$\int_0^{\infty} \Psi(k) dk = R_1(x=0) = R_1(t=0) = \int_0^{\infty} S_1(n) dn \quad (36)$$

onde $\Psi(k)$ é o espectro tri-dimensional de energia, k é o número de onda, $R_1(\vec{x}, t)$ é a função de auto-correlação, $S(n)$ é o espectro unidimensional de (na direção x) e n a frequência em Hertz.

Para maiores detalhes matemáticos e interpretação física do espectro de turbulência reporte-se a seção 3.2.1 do capítulo “Turbulência e Dispersão de Contaminantes na Camada Limite Planetária”, neste livro. Aqui, entretanto estamos interessados nas técnicas de análise que devem ser consideradas para a obtenção do espectro da turbulência atmosférica, uma vez que o mesmo resultará de um conjunto finito de dados amostrados com uma dada frequência em um intervalo limitado de tempo. Claramente que, neste caso, devemos usar a Transformada de Fourier Discreta para obtermos o espectro e, para isto podemos elaborar um código numérico ou usar um dos muitos disponíveis em diferentes fontes (Press et. al, 1992). Mas, antes de usarmos este código que tratamento devemos fazer com os dados?

O espectro é sempre calculado sobre um conjunto limitado de dados. Aplicando-se a Transformada de Fourier a este conjunto a mesma assume que ele é periódico, ou seja, que ele repete-se igualmente antes e depois da observação. Para exemplificar isto consideremos que a seguinte série temporal, de velocidade do vento, foi coletada e que sobre esta série a Transformada de Fourier será aplicada.

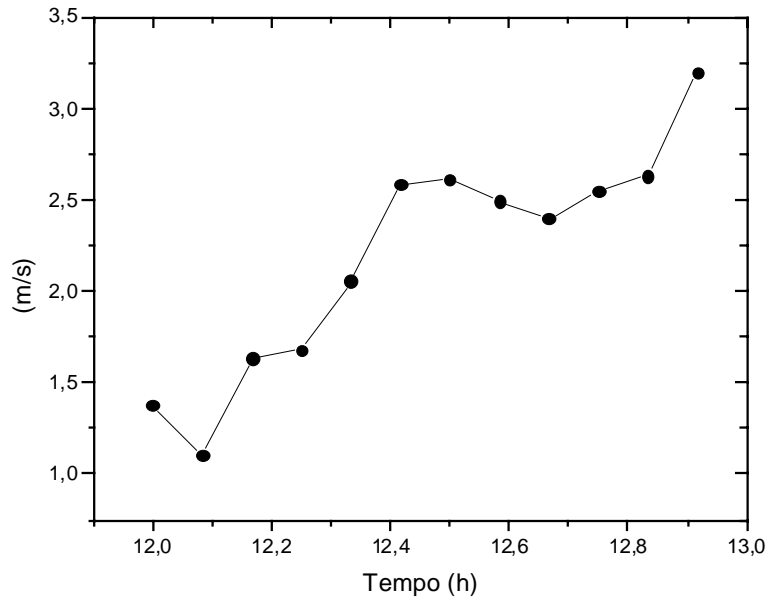


Figura 15. Série temporal de velocidade do vento.

A TF assume, então, que o comportamento deste sinal é como segue:

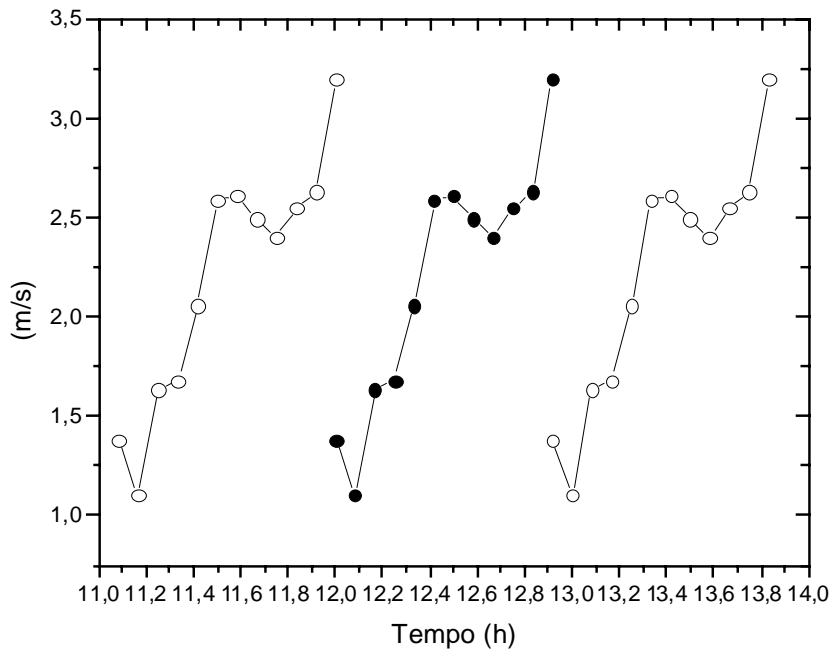


Figura 16. A TF assume que a série temporal da Figura 15 é periódica.

Na camada limite nada é periódico por um tempo infinito. Neste exemplo, um sinal que sofreu uma variação aleatória vai apresentar, nas extremidades, um “dente de serra” para a TF. Do cálculo básico vamos recordar que uma função dente de serra pode ser representada em termos de senos e cossenos, mas um grande número de frequências são necessárias para tal representação. Estas frequências espúrias são conhecidas como ruído vermelho. Para evitar o ruído vermelho, o primeiro procedimento é extrair a tendência da série, que é representada pela linha tracejada na figura abaixo.

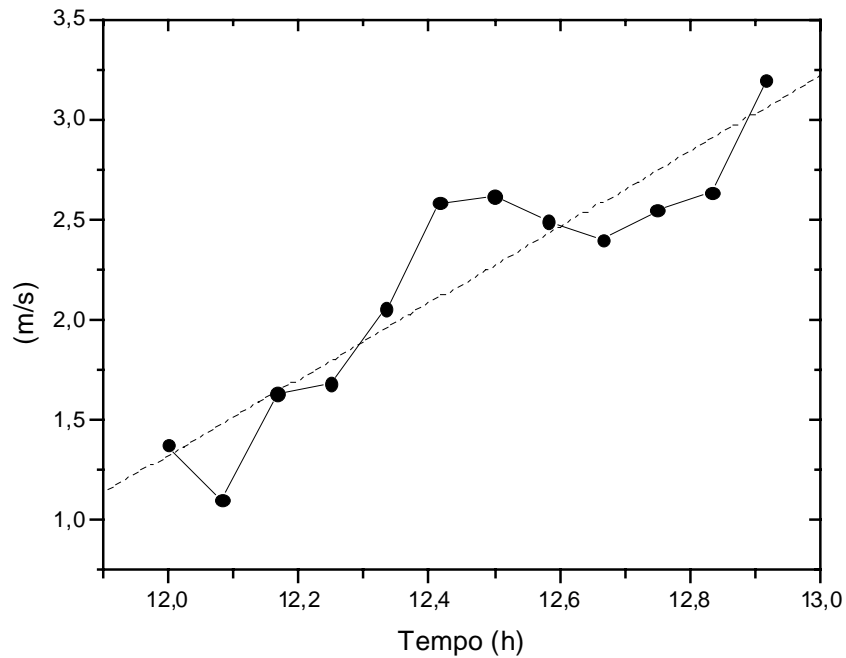


Figura 17. Tendência linear presente na série temporal. Tal tendência deve ser removida. Sua presença implica em ondas espúrias na região de baixas frequências.

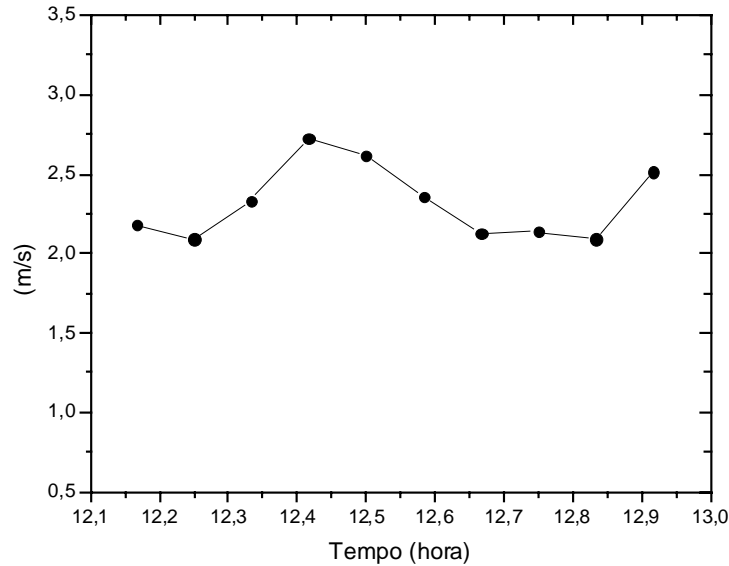


Figura 18. Série temporal com a tendência linear removida.

Em geral, qualquer sinal de pequena frequência, que tenha um período maior do que o período de observação irá gerar um ruído vermelho. Se esta frequência é conhecida a priori, tal como o ciclo diurno ou anual, a mesma pode ser subtraída do sinal. Adicionalmente, após a remoção desta tendência, as extremidades ainda podem apresentar um comportamento dente de serra. A solução última, para este problema, é forçar com que a série temporal vá suavemente a zero nas extremidades. Uma técnica consiste então em multiplicar a série por uma função apropriada, como por exemplo:

$$F(k) = \begin{cases} \text{sen}^2(5\pi k / N) & \text{para } 0 \leq k \leq 0,1N \\ 1 & \text{para } 0,1N < k < 0,9N \\ \text{sen}^2(5\pi k / N) & \text{para } 0,9N \leq k < N \end{cases} \quad (37)$$

A regra básica da análise de dados discretizados é que no mínimo dois pontos, por período ou comprimento de onda, são necessários para resolver uma onda. Isto significa que se nossa série temporal possui N dados então a maior frequência que pode ser resolvida é $n_f = N/2$, que é conhecida como frequência de Nyquist. Do ponto de vista observacional, por exemplo, se uma onda de período $0,1\text{ s}$ deve ser observada então o sinal deve ser digitalizado, no mínimo, a cada $0,05\text{ s}$. O que acontece quando uma onda, verdadeiramente presente na atmosfera, não consegue ser resolvida? Em outras palavras, se as observações são feitas com um intervalo de amostragem que não captam as grandes frequências, de que maneira estas aparecem na análise de Fourier? A resposta é que as “ondas” com frequências maiores do que a frequência de Nyquist “alimentam”, ao fazer a análise espectral as frequências menores. Uma onda de frequência n_h , com $n_h > n_f$, vai amplificar o sinal da onda de frequência $n = N - n_h$.

A única maneira de resolver este problema é usar um filtro eletrônico de passa baixa conectado no sistema de aquisição de dados. Fazer este processamento nos dados, após os mesmos serem coletados NÃO FUNCIONA, pois é impossível saber que porção da amplitude da onda que foi resolvida é real.

Em resumo, o tratamento de dados, que deve resultar, para um caso “clássico” em um espectro de velocidade vertical, para a camada limite superficial, como aquele representado pelos círculos “cheios” na figura abaixo, pode, quando não efetivado, aparecer na forma representada pelos círculos “abertos” na mesma figura.

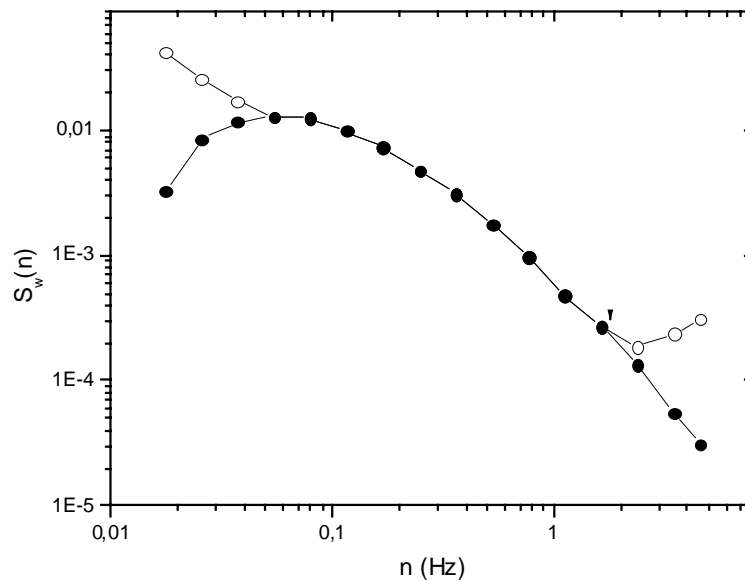


Figura 19. Espectro de velocidade com tratamento adequado dos dados (●) e sem tratamento de dados (○).

Agradecimentos

Os dados usados neste capítulo foram obtidos nos seguintes sítios, financiados pelas seguintes agências e empresas: Paraíso do Sul (CTHidro, CNPq); Dona Francisca (DFESA, CNPq, FAPERGS); Nova Roma do Sul (CERAN, CNPq), Santarém-LBA-ECO (NASA, CNPq).

Referências

- Sakai, R. K., Fitzjarrald, D. R., Moore, K. E., 2001: Importance of low-frequency contributions to eddy fluxes observed over rough surfaces, *Journal of Applied Meteorology*, **40**, 2178-2192.
- Stull, R. B., 1988: *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*. Kluwer Academic Publishers, Boston, 637pp.
- Sorbjan, Z, 1986: *Structure of the Atmospheric Boundary Layer*, Prentice Hall, 317pp.
- Lumley, J. L. & Panofsky, H. A., 1964: *The Structure of Atmospheric Turbulence*, Jonh Wyley & Sons, London, 232pp.
- Howell, J. F. & Sun, J. 1999: Surface-Layer Fluxes in Stable Conditions, *Boundary Layer Meteorology*, **90**, 495-520.
- Kaimal, J. C. & Finnigan, J. J., 1994: *Atmospheric Boundary Layer Flows: Their structure and measurements*, Oxford Press, 289pp.
- Moore, K., Fitzjarrald, D. R., Sakai, R., Goulden, M., Munger, J. W. & Wofsy, S., 1996: Seasonal variation and turbulent exchange at a deciduous forest in central Massachusetts, *J. Appl. Meteorol.*, **35**, 122-134.
- Wyngaard, J. C., 1983: Boundary-Layer Modelling. In *Atmospheric Turbulence and Air Pollution Modelling* (F.T.M. Nieuwstadt and H. Van Dop, Eds.) Reidel, Hingham, MA, 69-106.
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T. & Flannery, B. P., 1992: *Numerical Recipes in Fortran Example Book, The Art of Scientific and Parallel Computing*, Cambridge University Press, 256pp.