

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA MARIA
CENTRO DE CIÊNCIAS NATURAIS E EXATAS
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

Lilian Piecha Moor

**PROPOSTA DE UMA NOVA FUNÇÃO DE AUTOCORRELAÇÃO
PARA O ESTUDO DO MEANDRO DO VENTO HORIZONTAL**

Santa Maria, RS
2016

Lilian Piecha Moor

**PROPOSTA DE UMA NOVA FUNÇÃO DE AUTOCORRELAÇÃO PARA O ESTUDO
DO MEANDRO DO VENTO HORIZONTAL**

Tese de Doutorado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física, Área de Concentração em Física, da Universidade Federal de Santa Maria (UFSM, RS), como requisito parcial para obtenção do grau de
Doutor em Física.

ORIENTADOR: Prof. Gervasio Annes Degrazia

COORIENTADORA: Prof.^a Lidiane Buligon

Santa Maria, RS
2016

Ficha catalográfica elaborada através do Programa de Geração Automática da Biblioteca Central da UFSM, com os dados fornecidos pelo(a) autor(a).

Piecha Moor, Lilian Piecha Moor
Proposta de Uma Nova Função de Autocorrelação para o
Estudo do Meandro do Vento Horizontal / Lilian Piecha
Moor Piecha Moor.-2016.
58 p.; 30cm

Orientador: Gervasio Annes Degrazia
Coorientadora: Lidiane Buligon
Tese (doutorado) - Universidade Federal de Santa
Maria, Centro de Ciências Naturais e Exatas, Programa de
Pós-Graduação em Física, RS, 2016

1. Meandro do Vento Horizontal 2. Função de
Autocorrelação 3. Dispersão de Contaminantes I. Annes
Degrazia, Gervasio II. Buligon, Lidiane III. Título.

©2016

Todos os direitos autorais reservados a Lilian Piecha Moor. A reprodução de partes ou do todo deste trabalho só poderá ser feita mediante a citação da fonte.

End. Eletr.: lili Moor@gmail.com

Lilian Piecha Moor

**PROPOSTA DE UMA NOVA FUNÇÃO DE AUTOCORRELAÇÃO PARA O ESTUDO
DO MEANDRO DO VENTO HORIZONTAL**

Tese de Doutorado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física, Área de Concentração em Física, da Universidade Federal de Santa Maria (UFSM, RS), como requisito parcial para obtenção do grau de
Doutor em Física.

Aprovado em 7 de junho de 2016:

Gervasio Annes Degrazia, Dr. (UFSM)
(Presidente/Orientador)

Lidiane Buligon, Dra. (UFSM)
(Coorientadora)

Otávio C. Acevedo, Dr. (UFSM)

Jonas da Costa Carvalho, Dr. (UFPEl)

Antonio Gledson de Oliveira Goulart, Dr. (FURG)

Santa Maria, RS
2016

DEDICATÓRIA

À vida!

AGRADECIMENTOS

Muito especialmente, desejo agradecer ao meu orientador Prof. Doutor Gervásio Annes Degrazia, pela disponibilidade, atenção dispensada, paciência, dedicação e profissionalismo. Assim como a minha co-orientadora Lidiane Buligon.

Ao meu marido, Eduardo B. Dornelles, pelo incentivo, compreensão e encorajamento, durante todo este período.

À minha família, em particular, aos meus pais e aos meus sogros.

Aos meus colegas de Pós-Graduação, em especial ao Michel pelos momentos de entusiasmo e estudo partilhados em conjunto.

Aos meus amigos por todas as palavras de apoio e incentivo.

A todos aqueles que de alguma forma contribuíram para o desenvolvimento desta tese.

E por último, não menos importante, agradeço a Deus.

Tenho a impressão de ter sido uma criança brincando à beira-mar, divertindo-me em descobrir uma pedrinha mais lisa ou uma concha mais bonita que as outras, enquanto o imenso oceano da verdade continua misterioso diante de meus olhos.

(Isaac Newton)

RESUMO

PROPOSTA DE UMA NOVA FUNÇÃO DE AUTOCORRELAÇÃO PARA O ESTUDO DO MEANDRO DO VENTO HORIZONTAL

AUTORA: Lilian Piecha Moor

ORIENTADOR: Gervasio Annes Degrazia

COORIENTADORA: Lidiane Buligon

O presente estudo propõe uma nova expressão matemática para descrever as funções de autocorrelação observadas sob condições de meandro do vento horizontal. A análise utiliza um grande número de dados para demonstrar que a função proposta reproduz o comportamento da curva experimental, bem como os lóbulos negativo que caracterizam a função de autocorrelação para a situação de meandro. Além disso, a boa concordância entre as curvas de autocorrelação observadas e a nova função de autocorrelação algébrica, proposta neste trabalho, permitiu realizar o cálculo de grandezas físicas como o parâmetro de oscilação e o período de meandro. Um resultado adicional, foi empregar os valores médios encontrados para os parâmetros do meandro na simulação da dispersão de contaminante durante episódios de vento fraco. Os resultados encontrados estão de acordo com os valores apresentados e discutidos na literatura.

Palavras-chave: Função de autocorrelação. Meandro. Dispersão de contaminantes.

ABSTRACT

PROPOSAL OF A NEW AUTOCORRELATION FUNCTION IN LOW WIND SPEED CONDITIONS

AUTHOR: Lilian Piecha Moor

ADVISOR: Gervasio Annes Degrazia

CO-ADVISOR: Lidiane Buligon

In this study is propose a new mathematical expression to describe the observed meandering autocorrelation functions in low-wind speed. The analysis utilizes a large number of the data to show that the new proposed theoretical function reproduces the experimental behavior of the fit curves, well as the negative lobes that characterizing the autocorrelation function for meandering condition. Furthermore, the good agreement of the measured autocorrelation curves with the proposed algebraic autocorrelation function allows to calculate the magnitudes of the meandering period and of the loop parameter. In addition, the parameters founded in this study can be used to simulate the dispersion of contaminant during low wind episodes. The results agree with the values presented and discussed in the literature.

Keywords: Autocorrelation function. Meandering. Dispersion of contaminant.

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 – Estrutura da CLP em um dia quente e com poucas nuvens. Fonte: Adaptada de Stull (1988).	15
Figura 2.2 – Ilustração da concentração de partículas para dois valores de velocidade do vento. Fonte: Retirada de Boubel et al. (2013).	20
Figura 2.3 – Perfil vertical da velocidade e direção do vento e temperatura potencial em uma CLE. Fonte: Retirada de Kaimal e Finnigan (1994).	21
Figura 2.4 – Condição de meandro ($\bar{U} = 0.70 \text{ m s}^{-1}$): o primeiro gráfico representa a velocidade do vento da componente u , o segundo a FA para a mesma componente ($R_u(\tau)$), o terceiro a velocidade do vento da componente u e o quarto gráfico representa a FA para a mesma componente ($R_v(\tau)$).	22
Figura 2.5 – Condição de vento forte ($\bar{U} = 4.9 \text{ m s}^{-1}$): o primeiro gráfico representa a velocidade do vento da componente u , o segundo a FA para a mesma componente ($R_u(\tau)$), o terceiro a velocidade do vento da componente u e o quarto gráfico representa a FA para a mesma componente ($R_v(\tau)$).	23
Figura 2.6 – Função de autocorrelação observada da componente u do vento, com a presença de lóbulo negativo.	24
Figura 2.7 – Valores mínimos de autocorrelação da componente u em função da velocidade do vento. Dados observados na estação micrometeorológicas do km77 em Santarém, referentes ao ano de 2003.	25
Figura 2.8 – FA exponencial clássica de Taylor (1922) (Equação (2.31)) ajustada com dados do LBA ($\bar{U} = 4.94 \text{ m s}^{-1}$).	29
Figura 2.9 – FA binomial proposta por Phillips e Panofsky (1982) (Equação (2.32)) ajustada com os dados do LBA ($\bar{U} = 4.94 \text{ m s}^{-1}$).	30
Figura 2.10 – FA proposta por Frenkiel (1953) (Equação (2.34)) e ajustada com os dados do LBA ($\bar{U} = 0.30 \text{ m s}^{-1}$).	31
Figura 3.1 – Torre micrometeorológica - km77. Fonte: Retirada do site FLUXNET ²	37
Figura 3.2 – FA obtidas da Equação (3.6) com diferentes valores de $m = 0, 1, 2, 3$	39
Figura 3.3 – Comparação entre a FA observada (linha cinza) e a nova FA (Equação (3.6)) (linha preta) ajustada com dados do dia 08 de janeiro, à 01h. ($\bar{U} = 0.47 \text{ m s}^{-1}$).	40
Figura 3.4 – Comparação entre a FA observada (linha cinza) e a nova FA ajustada (Equação (3.6)) (linha preta) com dados do dia 23 de janeiro, às 21h. ($\bar{U} = 0.04 \text{ m s}^{-1}$).	41
Figura 3.5 – Comparação entre a FA observada (linha cinza) e a nova FA ajustada (Equação (3.6)) (linha preta) com dados do dia 08 de janeiro, às 21h ($\bar{U} = 0.11 \text{ m s}^{-1}$).	42
Figura 3.6 – Comparação entre a FA observada (linha cinza) e a nova FA ajustada (Equação (3.6)) (linha preta) com dados do dia 23 de janeiro, às 03h ($\bar{U} = 0.12 \text{ m s}^{-1}$).	42
Figura 3.7 – Comparação entre a FA observada (linha cinza) e a nova FA ajustada (Equação (3.6)) (linha preta) com dados do dia 08 de janeiro, à 01h ($\bar{U} = 0.94 \text{ m s}^{-1}$).	43

Figura 3.8 – Comparação entre a FA observada (linha cinza) e a nova FA ajustada (Equação (3.6)) (linha preta) com dados do dia 09 de janeiro, às 22h ($\bar{U} = 0.005 \text{ m s}^{-1}$).	43
Figura 4.1 – Relação entre valores do período de meandro e magnitudes da velocidade da componente u do vento. A curva representa 2222 FA ajustadas experimentalmente e os pontos representam a média sobre classes das velocidade do vento.	45
Figura 4.2 – Distribuição dos dados sobre a média da velocidade do vento e o período de meandro T_* (componente u).	46
Figura 4.3 – Espalhamento entre as concentrações observadas (C_0) no experimento de INEL e as concentrações simuladas (C_p) pela parametrização realizada neste estudo (quadrado aberto) e a proposta por Carvalho e Vilhena (2005) (quadrado sólido).	49

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1 – Relação entre o comprimento de Monin-Obukhov e a Estabilidade Atmosférica.	17
Tabela 2.2 – Classificação da estabilidade atmosférica.	17
Tabela 3.1 – Valores para o período de meandro (T_*) determinados pela Equação (3.7) e pelo valor de q oriundo do ajuste numérico dos dados representados nas Figuras 3.4 a 3.8.	40
Tabela 4.1 – Valores médios do período de meandro ($T_{*u,v}$) e parâmetro de oscilação ($m_{u,v}$) determinados a partir dos 1474 casos de meandro ($\bar{u} \leq 1.5 \text{ m s}^{-1}$) constatados entre os dados do LBA.	44
Tabela 4.2 – Valores de concentrações da linha central da pluma observados e simulados pelos modelos para diferentes parametrizações do meandro. ILS-LW para parametrizações propostas por Moor et al. (2015) e Carvalho e Vilhena (2005), respectivamente.	48
Tabela 4.3 – Índices estatísticos simulados e proposto nos modelos de: Moor et al. (2015) e (CARVALHO; VILHENA, 2005).	50

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	11
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	14
2.1	CAMADA LIMITE ESTÁVEL	14
2.2	DINÂMICA ATMOSFÉRICA	16
2.3	TEORIA DA DIFUSÃO ESTATÍSTICA DE TAYLOR	17
2.4	VENTO FRACO	20
2.5	FUNÇÕES DE AUTOCORRELAÇÃO APLICADAS AO ESTUDO DA TUR- BULÊNCIA ATMOSFÉRICA	26
2.5.1	Critério I	26
2.5.2	Critério II	27
2.5.3	Critério III	28
2.5.4	Critério IV:	28
2.5.5	Principais FA aplicados ao estudo da dispersão atmosférica	28
2.6	MODELO LAGRANGIANO APLICADO À SITUAÇÃO DE VENTO FRACO	31
2.6.1	Modelo Iterative Langevin Solution for Low Wind (ILS-LW) proposto por Carvalho e Vilhena (2005)	32
3	METODOLOGIA	36
3.1	DESCRIÇÃO DO CONJUNTO DE DADOS	36
3.2	OBTENÇÃO DE UMA NOVA FA PARA O MEANDRO DO VENTO HO- RIZONTAL	37
3.3	FA EXPERIMENTAIS AJUSTADAS COM A EQUAÇÃO (3.6).	41
4	RESULTADOS E DISCUSSÕES	44
4.1	SIMULAÇÃO DA DISPERSÃO DE CONTAMINANTES EMPREGANDO PARÂMETROS FÍSICOS DO MEANDRO DO VENTO HORIZONTAL ..	47
5	CONCLUSÕES	51
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	53

1 INTRODUÇÃO

As pesquisas em dispersão de contaminantes iniciaram a partir do momento em que a humanidade identificou a poluição atmosférica como um gerador de problemas sociais e ambientais. O desenvolvimento de modelos matemáticos, sejam eles de natureza analítica ou numérica, permite estimar ou prever o comportamento dos contaminantes atmosféricos emitidos por uma determinada fonte. Tais modelos podem ser descritos sob o ponto de vista Euleriano e/ou Lagrangiano, os quais se diferenciam pelo sistema de referência adotado; o sistema de referência Euleriano é fixo em relação à Terra, enquanto que o sistema Lagrangiano segue a velocidade instantânea do fluido (PANOVSKY, 1984). Todavia, existe uma grande complexidade em formular uma descrição espaço-temporal para o fenômeno da turbulência atmosférica.

Para solucionar esse problema foi desenvolvido um modelo de difusão estatístico que é capaz de explicar as principais características da turbulência na Camada Limite Planetária (CLP). Este modelo foi combinado com a teoria da similaridade de Monin e Obukhov (MONIN; OBUKHOV, 1959), e juntos descrevem a difusão turbulenta atmosférica pelas variâncias das velocidades e funções de autocorrelação (FA). Para determinar os espectros de energia cinética turbulenta, que são relevantes na dedução dos coeficientes de difusão turbulenta, é utilizado o teorema de Wiener-Khinchin (GARDINER et al., 1985). Desta forma, estas três ferramentas conseguem juntas estudar, interpretar e simular a turbulência em uma CLP.

O conjunto de observações micrometeorológicas revelou, através de uma pesquisa consolidada, as propriedades físicas da CLP, bem como o comportamento dos diferentes e importantes parâmetros que controlam e influenciam os fenômenos dispersivos turbulentos presentes na atmosfera terrestre. Estas pesquisas observaram a existência de um escoamento controlado por grandes oscilações lentas do vento, o qual induz a uma ausência de informação direcional no campo do escoamento horizontal (DEGRAZIA et al., 2008).

Na literatura, estas grandes oscilações são chamadas de meandro do vento horizontal médio e são responsáveis pela presença de grandes lóbulos negativos nas FA observadas. Neste aspecto, o emprego das FA obtidas experimentalmente para diferentes padrões de movimentos em uma CLP permite estimar importantes parâmetros usados para o entendimento de fenômenos complexos em escoamentos geofísicos (OETTL; ALMBAUER; STURM, 2001; ANFOSSI et al., 2005; SAGENDORF; DICKSON, 1974; HANNA, 1983). Além disso, estas funções são consideradas quantidades estatísticas relevantes para o estudo da dispersão atmosférica, pois fornecem as equações fundamentais associadas ao fenômeno de turbulência, modelagem de transporte turbulento e, como consequência, a difusão de escalares passivos na atmosfera em situações de

baixa velocidade do vento.

De acordo com Degrazia et al. (2008) quando a velocidade do vento é muito pequena, não é mais possível determinar com precisão sua direção e grandes oscilações horizontais de baixa frequência prevalecem dispersando os contaminantes sobre diversos setores angulares. Nesta situação surge o fenômeno do meandro do vento horizontal situação a qual, segundo Boubel et al. (2013), a concentração de contaminantes é fortemente afetada pela direção do vento e pequenas variações na sua direção podem ocasionar grandes erros nas estimativas das distribuições e perfis de concentração.

Nas últimas décadas, estudos mostraram que o meandro pode ocorrer em qualquer local da superfície terrestre gerando uma dispersão irregular e indefinida, e que os modelos existentes apresentam sérias limitações para prever as concentrações ao nível do solo (MOREIRA; TIRABASSI; CARVALHO, 2005; OETTL et al., 2005). Também foi verificado que os modelos convencionais, tais como a pluma Gaussiana e a Teoria K, tornam-se imprecisos, sendo que métodos convencionais, normalmente, superestimam a concentração em locais próximos à fonte e subestimam a abertura da pluma em locais distantes (ANFOSSI et al., 2005; CARVALHO; VILHENA, 2005).

As simulações de fenômenos de transporte turbulento, como a difusão de escalares na atmosfera em condições de vento fraco, apresentam-se como um dos problemas desafiadores na área da Física da Atmosfera. As FA clássicas como as exponenciais e binomiais, as quais descrevem adequadamente uma turbulência bem desenvolvida, falham completamente na descrição do meandro do vento horizontal. Entretanto, se consideradas as oscilações provocadas pelo fenômeno é possível ajustar a forma da FA e descrever a dispersão em situações de baixas velocidades do vento (ANFOSSI et al., 2005).

O principal objetivo deste estudo é apresentar e validar uma nova formulação da FA como uma alternativa à forma de Frenkiel (FRENKIEL, 1953). Espera-se que a forma proposta possa descrever os lóbulos negativos observados no meandro do vetor vento horizontal. A nova função é uma expressão híbrida constituída por características turbulentas e de meandro, que descrevem estados puros e conectados de ambos movimentos. Além disso, os bons resultados fornecidos pelas curvas da nova FA algébrica permitem realizar o cálculo de grandezas físicas como o parâmetro de oscilação e o período de meandro, os quais foram utilizados para simular a dispersão de contaminante em condição de vento fraco.

O presente trabalho está estruturado da seguinte forma: inicialmente apresenta-se uma introdução ao estudo do meandro, assim como os objetivos desta tese. No Capítulo 2 é realizada uma revisão bibliográfica sobre os principais assuntos abordados e necessários para o entendimento e desenvolvimento deste trabalho. A metodologia e o conjunto de dados utilizados são apresentados no Capítulo 3. Os resultados deste

trabalho são apresentados e discutidos no Capítulo 4, no qual a nova FA é validada utilizando-se dados medidos em um sítio de pastagem na Amazônia Brasileira. Uma proposta adicional emprega a nova FA para calcular magnitudes da escala de tempo do meandro e do parâmetro de oscilação em uma CLP noturna e estável. Os valores médios destes parâmetros são empregados em um modelo de dispersão para vento fraco. Finaliza-se com as conclusões do trabalho (Capítulo 5).

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Neste capítulo é apresentada uma revisão sobre a situação de vento fraco e FA. Também é realizada uma breve descrição sobre a Camada Limite Estável (CLE) e seus processos dinâmicos, assim como a Teoria da difusão estatística de Taylor que é necessária para a compreensão da turbulência na CLP. Finalizando o presente Capítulo, realiza-se uma explicação de um modelo Lagrangiano aplicado à dispersão em situações de vento fraco.

2.1 CAMADA LIMITE ESTÁVEL

A CLP é definida como a camada inferior da troposfera que é diretamente influenciada pela superfície terrestre e responde aos forçantes desta superfície. O conhecimento da estrutura e processos da CLP é de fundamental importância para o entendimento de fenômenos ligados à dispersão de contaminantes atmosféricos, pois é nesta região onde se localiza a maior parte das fontes emissoras de gases e material particulado. A espessura da CLP varia espacial e temporalmente, desde dezenas de metros até alguns quilômetros (STULL, 1988).

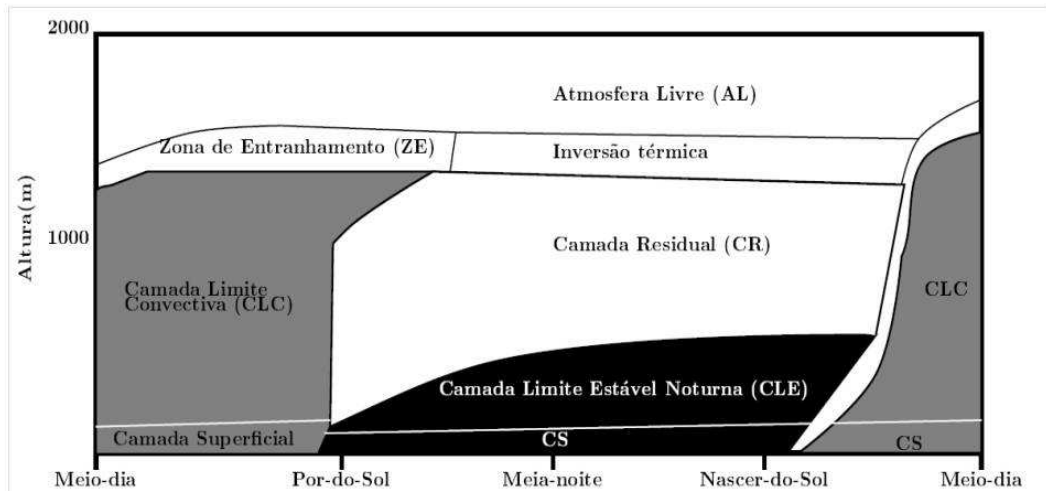


Figura 2.1 – Estrutura da CLP em um dia quente e com poucas nuvens. Fonte: Adaptada de Stull (1988).

A Figura 2.1 é uma ilustração da CLP durante sua típica evolução de 24 horas do dia à noite, mostrando a transição de uma Camada Limite Convectiva (CLC) para uma Camada Limite Noturna (CLN). Durante o dia existe a presença de uma CLC que apresenta, normalmente, forte turbulência térmica. Um pouco antes do pôr do sol, quando a radiação solar começa a diminuir, o fluxo vertical positivo de calor, que ocorria naquela camada instável de mistura, começa a se alterar e dá lugar a um fluxo vertical negativo. No decorrer do tempo o perfil de temperatura vai lentamente se invertendo e o movimento convectivo cessa, gerando assim a CLN, que geralmente é denominada de CLE.

A camada formada à noite é caracterizada pela presença de ondas de gravidade e intensa intermitência da turbulência e, nos períodos onde ela não ocorre, o escoamento torna-se basicamente independente do atrito com a superfície (STULL, 1988). esta camada tem sua formação verticalmente de baixo para cima, muitas vezes essa estabilidade não é capaz de destruir totalmente a turbulência gerada durante o dia, e uma porção da atmosfera conhecida como Camada Residual (CR) forma-se entre a atmosfera livre e a superfície estável.

Os processos atmosféricos, que caracterizam a CLE noturna, são de escala de tempo da ordem de algumas horas, com extensão vertical máxima em torno de 500 metros (STULL, 1988). Nessa situação, a estratificação térmica suprime a turbulência

(GARRATT, 1994) e seu desenvolvimento ocorre principalmente pela turbulência mecânica (WYNGAARD, 2010). Geralmente as características do dia anterior, como variáveis de estado e concentrações iniciais, são preservadas até o seu colapso com a nova CLC do dia seguinte. Durante invernos rigorosos, uma CLE também pode se formar durante o dia devido ao resfriamento radiativo da superfície terrestre, caracterizada por um perfil estável de temperatura potencial.

2.2 DINÂMICA ATMOSFÉRICA

A estabilidade atmosférica é um parâmetro usado nos estudos de dispersão para definir o estado da atmosfera ou descrever a sua capacidade dispersiva. Dessa forma, a estabilidade atmosférica é um conceito associado ao movimento vertical de uma parcela de ar e depende do equilíbrio entre a força de gravidade e o gradiente vertical de pressão. Se não existir este equilíbrio, um movimento vertical surge, isto é, a convecção. A estabilidade da atmosfera é estudada pela perturbação vertical dessa parcela de ar e pode se apresentar instável, neutra ou estável. Pode-se verificar a estabilidade através de dois parâmetros: número de Richardson (R_i) e/ou comprimento de Monin Obukov (L). O comprimento de Monin Obukov é fornecido pela expressão:

$$L = \frac{(u_*)_0^3}{\kappa \frac{g}{\theta} (w'\theta')_0} \quad (2.1)$$

sendo que g é a aceleração da gravidade, θ a temperatura potencial, u_* a velocidade de atrito superficial, $(w'\theta')$ é o fluxo de calor cinemático superficial e κ é a constante de Von Karman.

A interpretação física do comprimento de Monin-Obukov fornece informações da altura acima da superfície z , a qual os mecanismos de geração mecânica da turbulência desempenham papel importante, quando comparados aos térmicos. Assim, quando $z > |L|$ pode-se dizer que a convecção está sendo mantida termicamente (livre), enquanto que para $z < |L|$ a convecção permanece mecanicamente (forçada). Pode-se relacionar a estabilidade atmosférica de acordo com L conforme a Tabela 2.1.

Tabela 2.1 – Relação entre o comprimento de Monin-Obukhov e a Estabilidade Atmosférica.

Estabilidade Atmosférica	Comprimento de Monin Obukov $L(m)$
Muito Instável	$-100 < L < 0$
Instável	$-10^5 < L < -100$
Neutro	$ L > 10^5$
Estável	$10 < L < 10^5$
Muito Estável	$0 < L < 10$

Fonte: Retirado de Seinfeld e Pandis (1998).

Em termos de R_i , pode-se classificar a estabilidade do escoamento de acordo com a Tabela 2.2. Ainda, o número Richardson R_i é dado pela relação entre turbulência mecânica e turbulência térmica em função da altura na atmosfera, isto é:

$$R_i = \frac{(g/\theta_v)(w'\theta_v)}{(u'v')\frac{\partial V}{\partial z}} \quad (2.2)$$

o numerador da Equação (2.2) representa o termo térmico e o denominador representa o termo de produção mecânica de turbulência. Esse parâmetro é pouco utilizado por conter termos que apresentam correlações turbulentas (STULL, 1988; KAIMAL; FINNIGAN, 1994).

Tabela 2.2 – Classificação da estabilidade atmosférica.

Estabilidade Atmosférica	Número Richardson R_i
Instável	$R_i < 0$
Neutro	$R_i = 0$
Estável	$R_i > 0$

Fonte: Retirado de Stull (1988).

Utilizando a definição do comprimento de Monin-Obukhov, o número de Richardson é determinado por $R_i = z/L$, sendo z a altura do sensor em relação ao solo.

2.3 TEORIA DA DIFUSÃO ESTATÍSTICA DE TAYLOR

Taylor (1922) desenvolveu uma parametrização que permitiu modelar um estado turbulento não-linear, o qual é caracterizado por um número elevado de graus de liberdade. Esta parametrização ficou conhecida como a Teoria da Difusão Estatística

de Taylor (TDET). A teoria se aplica a um campo turbulento homogêneo e estacionário, em que as propriedades estatísticas das variáveis possuem quantitativamente a mesma estrutura em todas as partes do escoamento turbulento (homogeneidade) e estas não mudam com o tempo (estacionariedade).

Foi definido que para o movimento das partículas de um fluido em uma direção arbitrária i , a componente arbitrária da velocidade da partícula do fluido é dada por $\nu_i(t)$, com $i = u, v, w$. Se a partícula inicia seu movimento da origem em $t = 0$, a sua posição $X_i(t)$, em um tempo t , é fornecida por

$$X_i(t) = \int_0^t \nu_i(t') dt' \quad (2.3)$$

Pode-se obter uma difusividade turbulenta multiplicando a Equação (2.3) por $\nu_i(t)$

$$X_i(t)\nu_i(t) = X_i(t)\frac{dX_i}{dt} = \frac{d}{dt}\left(\frac{1}{2}X_i^2\right) = \int_0^t \nu_i(t')\nu_i(t) dt' \quad (2.4)$$

a média sobre ensemble para um número grande de realizações é dada por

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{2}\overline{X_i^2}\right) = \int_0^t \overline{\nu_i(t')\nu_i(t)} dt' \quad (2.5)$$

Para uma componente arbitrária da velocidade turbulenta $\nu_i(t)$, define-se a FA $R_L(\tau)$, em relação à diferença de tempo $\tau = t - t'$

$$R_L(\tau) = \overline{\nu_i(t')\nu_i(t'+\tau)} = \overline{\nu_i^2}\rho_{Li}(\tau) \quad (2.6)$$

A Equação (2.6) define a relação entre a velocidade $\nu(t')$ de uma partícula de fluido em um tempo t_1 e $\nu_i(t'+\tau)$ após um deslocamento temporal $t'+\tau$, em que $\rho_{Li}(\tau)$ é o coeficiente de autocorrelação que satisfaz a condição $\rho_{Li}(0) = 1$. O subscrito L refere-se ao fato de que as correlações são e as medidas são realizadas seguindo uma partícula de fluido quando é transportada pelo efeito do escoamento turbulento. A substituição da expressão (2.6) em (2.5) resulta:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{2}\overline{X_i^2}\right) = \int_0^t R_{Li}(\tau) dt' = \overline{\nu_i^2} \int_0^t \rho_{Li}(\tau) d\tau \quad (2.7)$$

com

$$\overline{X_i^2} = 2\overline{\nu_i^2} \int_0^t \left[\int_0^t \rho_{Li}(\tau) d\tau \right] dt' \quad (2.8)$$

utilizando o método de integração por partes, segue

$$\int_0^t dt' \int_0^{t'} \rho_{Li}(\tau) d\tau = t' \int_0^t \rho_{Li}(\tau) d\tau \Big|_0^t - \int_0^t t' \rho_{Li}(t') dt' \int_0^{t'} \rho_{Li}(\tau) d\tau = t \int_0^t d\tau - \int_0^t \tau \rho_{Li}(\tau) d\tau \quad (2.9)$$

A expressão (2.7) pode ser reescrita:

$$\overline{X_i^2} = 2\overline{\nu_i^2} \int_0^t (t - \tau) \rho_{Li}(\tau) d\tau \quad (2.10)$$

As fórmulas (2.7) e (2.8) caracterizam a dispersão turbulenta em termos das velocidades da partícula de fluido no intervalo de tempo entre 0 e t . Em períodos, tal que $t \gg t^*$, sendo que t^* é o tempo no qual $\rho_{Li}(t^*) \approx 0$, a Equação (2.10) pode ser escrita como:

$$\overline{X_i^2} = 2\overline{\nu_i^2} \left[t \int_0^{t^*} \rho_{Li}(\tau) d\tau - \int_0^{t^*} \rho_{Li}(\tau) d\tau \right] \quad (2.11)$$

o segundo termo do lado direito da Equação (2.11) pode ser desprezado, pois torna-se muito pequeno em relação ao primeiro quando $t \rightarrow \infty$. Dessa forma,

$$\overline{X_i^2} = 2\overline{\nu_i^2} t \int_0^{t^*} \rho_{Li}(\tau) d\tau \quad (2.12)$$

O valor constante da integral da Equação (2.12) é definido como a escala de tempo integral Lagrangiana, T_{Li} , e escreve-se como:

$$T_{Li} = \int_0^\infty \rho_{Li}(\tau) d\tau \quad (2.13)$$

A escala de tempo integral Lagrangiana é uma medida de tempo durante o qual a velocidade da partícula de fluido está autocorrelacionada. Então, para valores de tempo $t \gg T_{Li}$ a Equação (2.12) pode ser reescrita como:

$$\overline{X_i^2} = 2\overline{\nu_i^2} t T_{Li} \quad (2.14)$$

Neste limite, $\sqrt{\overline{X_i^2}}$ cresce parabolicamente com o tempo t , caracterizando um comportamento difusivo. Para $\tau \leq T_{Li}$, a difusividade turbulenta dada pela Equação (2.7) pode ser aproximada por

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} \overline{X_i^2} \right) = \overline{\nu_i^2} \int_0^\infty \rho_{Li}(\tau) d\tau = \overline{\nu_i^2} T_{Li} \quad (2.15)$$

Por outro lado, para um valor pequeno de tempo ($t \ll T_{Li}$), tem-se $\rho_{Li}(\tau) = 1$ e da Equação (2.7) tem-se o crescimento linear da pluma no tempo, dado por

$$\overline{X_i^2} = 2\overline{\nu_i^2} t^2 \quad (2.16)$$

2.4 VENTO FRACO

O estudo sobre a poluição do ar tem seu foco na relação com os danos à saúde dos seres humanos, tais como as doenças respiratórias associadas aos contaminantes emitidos na atmosfera. A Agência de Proteção Ambiental dos Estados Unidos definiu a poluição do ar como a presença de contaminantes que interfere na saúde ou bem-estar humano ou produz outros efeitos ambientais prejudiciais (BOUBEL et al., 2013). Neste contexto, o vento desempenha um papel muito importante no estudo da poluição do ar, uma vez que desempenha papel essencial na dispersão dos contaminantes na atmosfera. Altas velocidades do vento contribuem para a mistura dos contaminantes com o ar limpo, diminuindo assim a sua concentração, baixas velocidades induzem a elevadas concentrações, o que pode ser crítica à condição humana. A Figura 2.2 mostra a concentração de partículas para dois diferentes valores de velocidade do vento, pode-se observar que quando o módulo da velocidade é menor, mais partículas ocupam o mesmo volume.

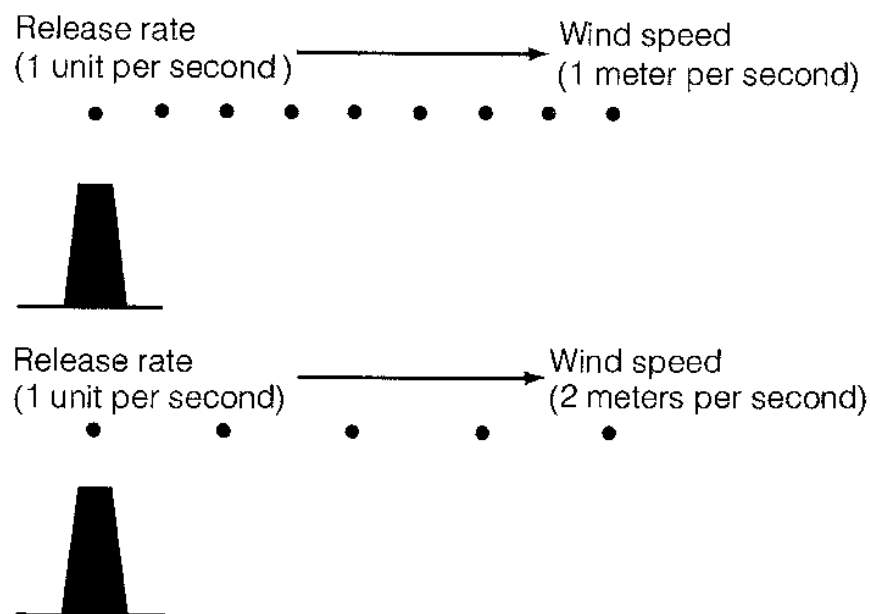


Figura 2.2 – Ilustração da concentração de partículas para dois valores de velocidade do vento. Fonte: Retirada de Boubel et al. (2013).

O movimento das massas de ar é resultado do aquecimento desigual da superfície do planeta pela radiação solar, da distribuição assimétrica dos oceanos e continentes e das características da superfície planetária. É essa dinâmica que redistribui calor, umidade, momentum e contaminantes de forma não homogênea no planeta. A circulação geral da atmosfera, que é representada por campos de pressão e vento, é determinada pelo gradiente de pressão, pela força de Coriolis e pela força da gravidade (MORAES, 2010).

No que diz respeito ao vento, o comportamento dinâmico da atmosfera sobre a superfície terrestre é bastante heterogêneo. Na CLP, os ventos são levemente influenciados pelo movimento de ar localizados acima e abaixo pelos efeitos de fricção, topografia e trocas de calor com a superfície do planeta (MORAES, 2010). Um exemplo do perfil vertical de velocidade e direção do vento, bem como de temperatura potencial para uma CLE, pode ser observado na Figura 2.3.

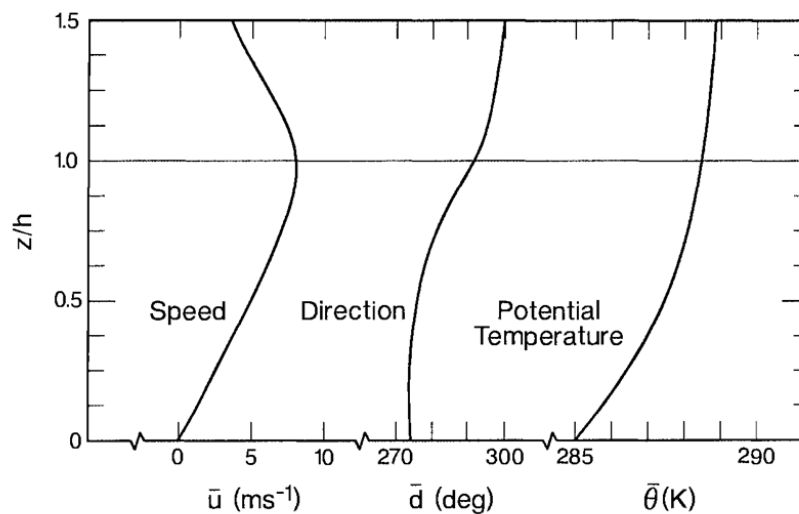


Figura 2.3 – Perfil vertical da velocidade e direção do vento e temperatura potencial em uma CLE. Fonte: Retirada de Kaimal e Finnigan (1994).

Segundo Anfossi et al. (2005) quando a velocidade do vento diminui abaixo de um certo valor, a direção do vento médio torna-se praticamente indefinida com períodos de oscilação de meia hora ou mais. De acordo com Oettl et al. (2005), estas oscilações horizontais parecem independentes da estabilidade atmosférica e das características específicas da topografia. As concentrações de contaminantes atmosféricos emitidos de fontes pontuais são mais sensíveis à direção do vento do que qualquer outro parâmetro. Se o vento está soprando diretamente para um receptor e ocorrer uma mudança de 5° na sua direção, as concentrações registradas no receptor, alinhado a direção original do vento, diminuirão cerca de 90% sob condições estáveis (BOUBEL et al., 2013).

Estas grandes oscilações observadas durante a presença de vento fraco são chamadas de meandro do vento horizontal. O meandro é uma propriedade natural do escoamento atmosférico, apresentando um comportamento muito diferente da turbulência bem desenvolvida. A Figura 2.4 representa uma série temporal para a situação

de meandro no escoamento e a Figura 2.5 representa uma série temporal para a situação de turbulência bem desenvolvida.¹

Os grandes lóbulos negativos presentes na FA da Figura 2.4 representam uma das características mais marcantes na identificação do fenômeno de meandro do vento horizontal. Este comportamento foi modelado por Frenkiel (1953) quando propôs uma FA alternativa à FA proposta por Taylor (1922), a qual descrevia uma autocorrelação associada a uma turbulência bem desenvolvida (Figura 2.5).

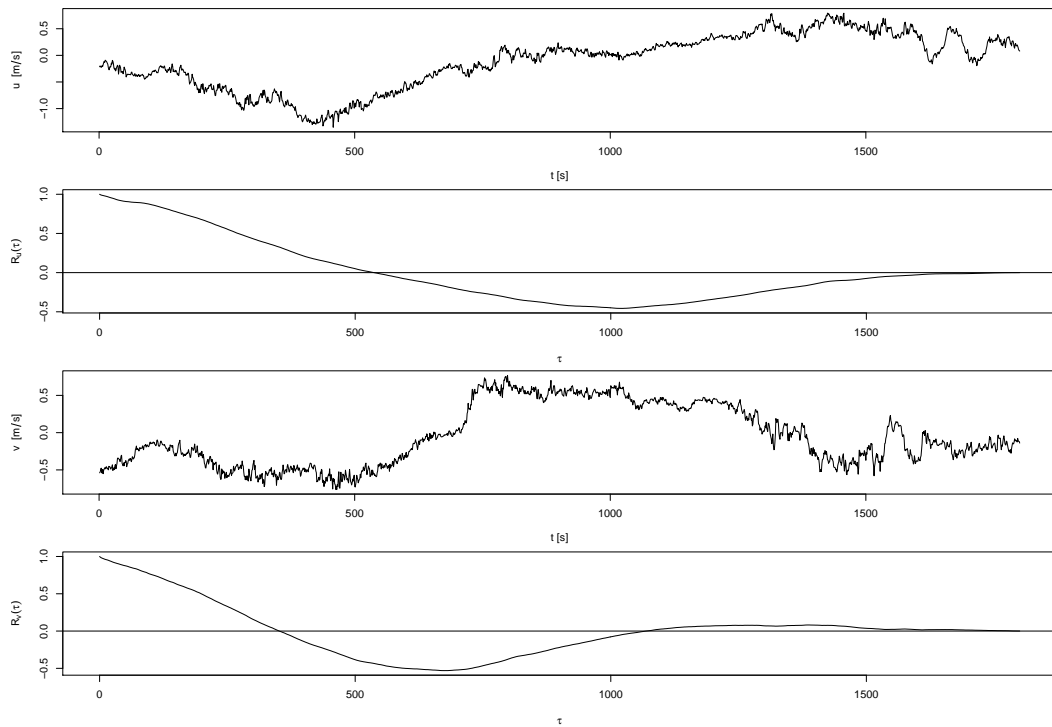


Figura 2.4 – Condição de meandro ($\bar{U} = 0.70 \text{ m s}^{-1}$): o primeiro gráfico representa a velocidade do vento da componente u , o segundo a FA para a mesma componente ($R_u(\tau)$), o terceiro a velocidade do vento da componente v e o quarto gráfico representa a FA para a mesma componente ($R_v(\tau)$).

¹Os dados utilizados nas Figuras 2.4 e 2.5 foram observados na estação micrometeorológica do km77 em Santarém, uma região de pastagem da Amazônia e são referentes ao dia 10 de janeiro de 2003. A estação micrometeorológica do km77 pertence ao Projeto de Larga Escala da Biosfera-Atmosfera na Amazônia Brasileira (LBA), e são descritos no Capítulo na Metodologia.

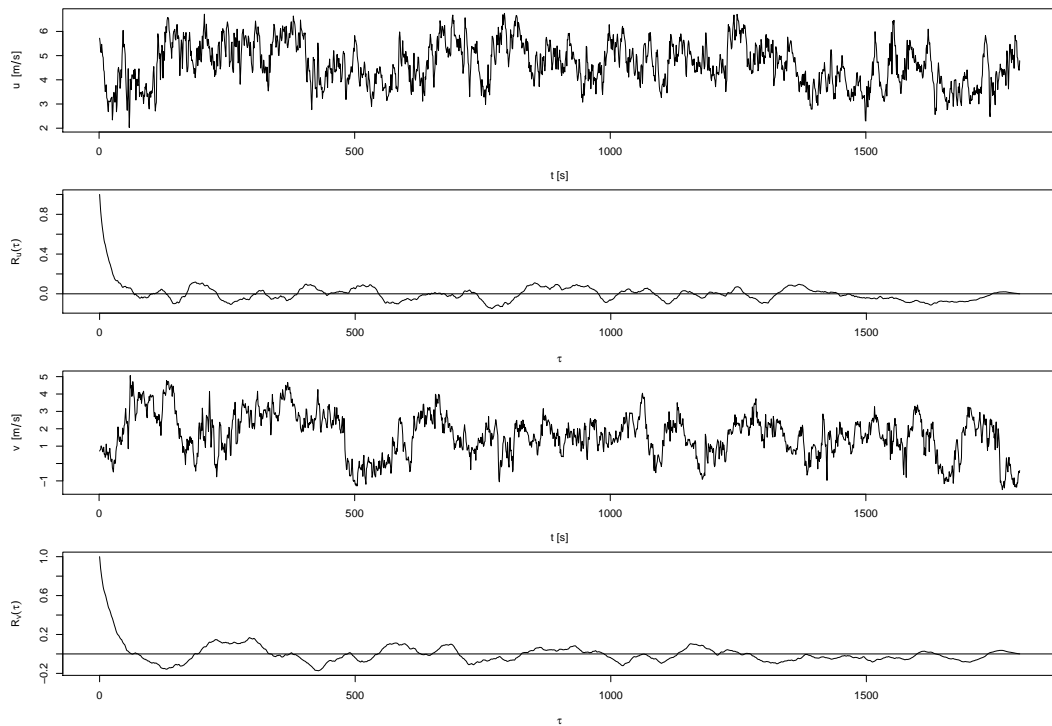


Figura 2.5 – Condição de vento forte ($\bar{U} = 4.9 \text{ m s}^{-1}$): o primeiro gráfico representa a velocidade do vento da componente u , o segundo a FA para a mesma componente ($R_u(\tau)$), o terceiro a velocidade do vento da componente v e o quarto gráfico representa a FA para a mesma componente ($R_v(\tau)$).

A presença de lóbulos negativos também foi observada por Anfossi et al. (2005), que empregaram a formulação matemática proposta por Frenkiel (1953) para reproduzir um grande número de dados de vento observados em diferentes topografias. Os autores mostraram que as FA das componente horizontais do vento apresentavam um comportamento oscilatório quando a velocidade horizontal do vento atingia valores menores que 1.5 m s^{-1} . Oettl, Almbauer e Sturm (2001) também observaram a presença de lóbulos negativos nas FA em condição de baixa velocidade do vento.

De acordo com Steeneveld e Holtslag (2009) o significado físico da autocorrelação negativa, é que o movimento das partículas se tornam anticorrelacionadas. Por exemplo, na FA da Figura 2.6, uma partícula que tenha sido liberada no instante 0_s da fonte desloca-se para um sentido em relação ao sistema de coordenadas, enquanto que a partícula que foi lançada no intervalo de tempo de 400_s a 1170_s (intervalo em que a função é negativa) está viajando para outro sentido do sistema de referência inicial. Dessa forma, os valores mínimos da FA autocorrelação estão associados ao momento em que o vento muda totalmente o sentido inicial de propagação.

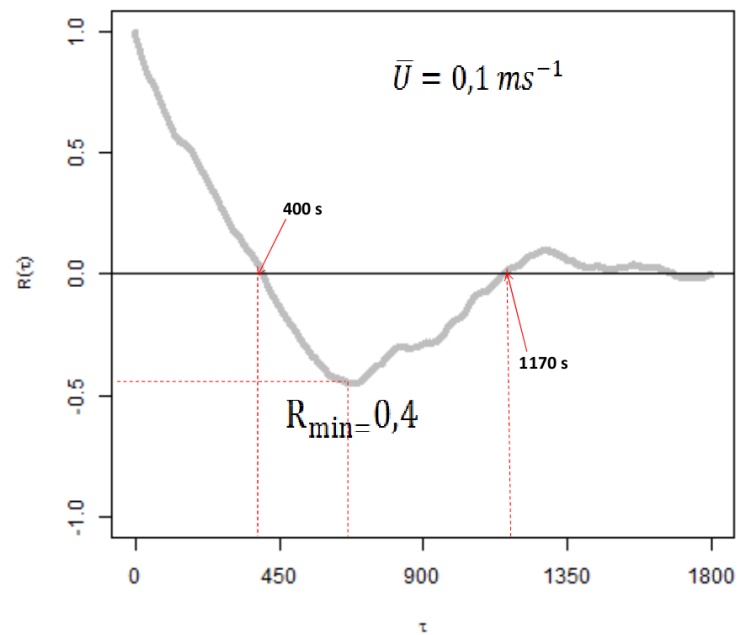


Figura 2.6 – Função de autocorrelação observada da componente u do vento, com a presença de lóbulo negativo.

A Figura 2.7 apresenta a relação entre a velocidade do vento e os valores mínimos de autocorrelação. Pode-se observar que as maiores magnitudes de autocorrelação negativa estão associados aos menores valores de velocidade do vento, mostrando que a presença de intensos lóbulos negativos, e conseqüentemente, a presença do meandro do vento, ocorre durante as situações de vento fraco.

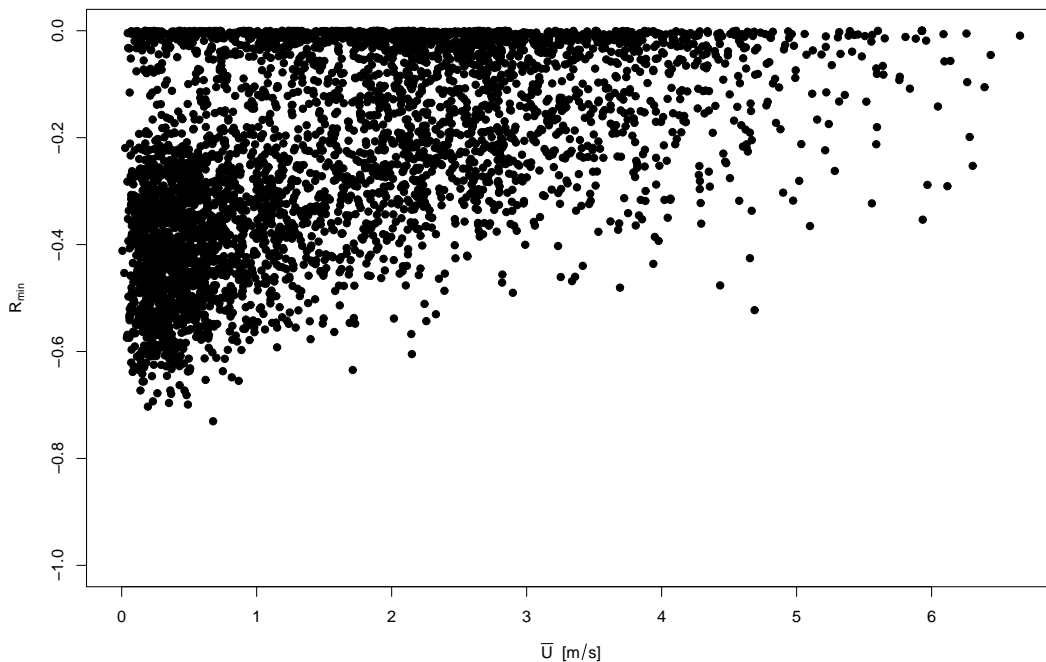


Figura 2.7 – Valores mínimos de autocorrelação da componente u em função da velocidade do vento. Dados observados na estação micrometeorológicas do km77 em Santarém, referentes ao ano de 2003.

Considerando-se a modelagem durante eventos de vento fraco pode-se citar os trabalhos de Anfossi et al. (2006) e Oettl et al. (2005), os quais derivaram um novo sistema de equações de Langevin acopladas para as componentes horizontais do vento. Os parâmetros contidos neste conjunto de equações são obtidos das formas observadas das FA em condições de baixa velocidade do vento.

Carvalho e Vilhena (2005) e Carvalho et al. (2013) também propuseram uma solução da equação de Langevin para modelar a dispersão de contaminantes considerando o efeito do meandro e obtiveram bons resultados. Entretanto, salienta-se, que a complexidade da CLP cresce com a diminuição da velocidade do vento e com o aumento da estabilidade atmosférica. Além disso, instrumentos de medidas convencionais não funcionam adequadamente quando as velocidades se encontram abaixo de valores críticos e as tradicionais técnicas de modelagem são inadequadas para trabalhar sob tais condições (ZANNETTI, 1990; MOREIRA; TIRABASSI; CARVALHO, 2005; OETTL et al., 2005; ANFOSSI et al., 2005).

2.5 FUNÇÕES DE AUTOCORRELAÇÃO APLICADAS AO ESTUDO DA TURBULÊNCIA ATMOSFÉRICA

A FA turbulenta é um quantificador estatístico relevante tanto para estudos de dispersão de escalares, quanto para a obtenção de relações fundamentais associadas ao estudo do fenômeno de turbulência. Neste aspecto, o emprego destas funções na Teoria Estatística de Taylor (1922) permite calcular os parâmetros de dispersão e as relações funcionais para a taxa de dissipação da turbulência, os quais são amplamente utilizados em modelos de dispersão Eulerianos e Lagrangianos (DEGRAZIA et al., 2014).

Nesse sentido, foram estabelecidos quatro critérios que validam uma FA para um regime de turbulência estacionária e homogênea (Manomaiphiboon e Russell (2003)) e, que também, permitem definir escalas características, como por exemplo a escala de tempo integral e a micro escala de Taylor, bem como a relação entre a energia cinética turbulenta e a FA.

A seguir apresenta-se os quatro critérios propostos por Manomaiphiboon e Russell (2003) e na sequência são apresentadas as três principais FA empregadas no estudo da dispersão atmosférica.

2.5.1 Critério I

Considerando $R(\tau)$ uma FA, ela é limitada na origem (em uma vizinhança da origem) com

$$|R(\tau)| \leq 1 = R(0) \quad (2.17)$$

Além disso,

$$\lim_{|\tau| \rightarrow \infty} R(\tau) = 0 \text{ e } \int_0^{+\infty} |R(\tau)| d\tau < \infty \quad (2.18)$$

e

$$\int_0^{+\infty} |R(\tau)| d\tau < \infty \quad (2.19)$$

Considere uma função de autocorrelação genérica,

$$R(\tau) = \frac{\langle u(t)u(t + \tau) \rangle}{\langle u^2 \rangle} \quad (2.20)$$

é imediato que $R(0) = 1$, indicando que a correlação máxima na medida da velocidade do vento se dá para $\tau = 0$ e conseqüentemente para qualquer outro tempo de correlação vale $R(\tau) \leq 1^2$.

A imposição de que $\int_0^{+\infty} |R(\tau)| d\tau$ seja finita, permite obter a escala de tempo integral (Critério III) que, em média, estabelece a medida temporal em que um elemento de fluido desloca-se em uma determinada direção (HINZE, 1972)

2.5.2 Critério II

A função $R(\tau)$ é suave em τ

$$\frac{dR(\tau)}{d\tau} \Big|_{\tau=0} = 0 \text{ e } \frac{d^2 R(\tau)}{d\tau^2} \Big|_{\tau=0} < 0 \quad (2.21)$$

$$\frac{d^2 R(\tau)}{d\tau^2} \Big|_{\tau=0} < 0 \quad (2.22)$$

As propriedades matemáticas descritas no *Critério II* decorrem da expansão em série de $R(\tau)$ em torno da origem $\tau \approx 0$,

$$R(\tau) = \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{d^{(n)} R(\tau) \Big|_{\tau=0}}{n!} \tau^n \quad (2.23)$$

Devido a paridade de $R(\tau)$, as derivadas de ordem ímpar são nulas, em particular, $R(\tau) \Big|_{\tau=0} = 0$.

Logo, da Equação (2.23), tem-se

$$R(\tau) = 1 + \frac{1}{2} \frac{d^2 R(\tau)}{d\tau^2} \Big|_{\tau=0} \tau^2 + \mathcal{O}(\tau^4) \quad (2.24)$$

e, conseqüentemente, $\frac{1}{2} \frac{d^2 R(\tau)}{d\tau^2} \Big|_{\tau=0} < 0$, pelo teste da derivada segunda em um intervalo centrado na origem ($\tau \approx 0$), garantindo uma representação de $R(\tau)$ por polinômio quadrático e que, em $\tau = 0$, cumpre os requisitos do *Critério I*.

Seguindo Hinze (1972), ao introduzir a escala de tempo τ , que contém valores temporais muito próximos da origem, a Equação (2.24) é reescrita via esta nova escala de tempo, como

$$R(\tau) \approx 1 - \frac{\tau^2}{\tau^2} \quad (2.25)$$

uma parábola osculadora de $R(\tau)$ na origem. Tal expressão, permite a definição da escala de tempo de dissipação τ pela relação

$$\frac{1}{\tau^2} = \frac{1}{2} \frac{d^2 R(\tau)}{d\tau^2} \Big|_{\tau=0} \quad (2.26)$$

2.5.3 Critério III

A escala de tempo integral T é definida por

$$T = \int_0^{+\infty} R(\tau) d\tau \quad (2.27)$$

é limitada e bem definida. Este critério é uma consequência direta do *Critério I*, pois estabelecida a convergência da integral imprópria pode-se definir a escala de tempo integral.

2.5.4 Critério IV:

A partir do teorema de Wiener-Khintchin (GARDINER et al., 1985) a $R(\tau)$ e $E(\omega)$ são expressas pelo par de transformada do Cosseno de Fourier, dado por

$$R(\tau) = \frac{1}{\langle u^2 \rangle} \int_0^{+\infty} E(\omega) \cos(\omega\tau) d\omega \quad (2.28)$$

sendo ω a frequência turbulenta e $E(\omega)$ o espectro de energia turbulento.

$$E(\omega) = \frac{2\langle u^2 \rangle}{\pi} \int_0^{+\infty} R(\tau) \cos(\omega\tau) d\tau \quad (2.29)$$

De acordo com a teoria do subintervalo inercial $E(\omega)$ pode ser expresso por (KOLMOGOROV, 1941)

$$E(\omega) = \kappa \bar{\epsilon} \omega^{-2} \propto \omega^{-2} \quad (2.30)$$

para $1 \ll \omega T \ll \frac{T}{\tau_\eta}$, sendo κ uma constante universal adimensional, $\bar{\epsilon}$ é a taxa média de dissipação de energia turbulenta e τ_η é a escala de tempo de Kolmogorov. Este critério estabelece a relação entre $R(\tau)$ e $E(\omega)$ via Transformada de Fourier. A expressão para $E(\omega)$ resultante deve concordar com a Teoria de Kolmogorov (1941).

2.5.5 Principais FA aplicados ao estudo da dispersão atmosférica

A primeira e mais importante FA foi proposta por Taylor (1922), esta FA é uma medida estatística das estruturas coerentes encontradas por um conjunto de partículas de fluido à medida que elas se dispersam no campo turbulento (PASQUILL; SMITH, 1983; HINZE, 1972). Taylor considerou uma forma exponencial para a FA a qual foi publicada em seu trabalho clássico sobre a teoria de difusão estatística da turbulência

(TAYLOR, 1922), e é expressa por

$$R_1(\tau) = e^{-\tau/T} \quad (2.31)$$

sendo T a escala de tempo integral. A Figura 2.8 representa a FA de Taylor obtida do ajuste da Equação (2.31) com dados experimentais do projeto LBA.

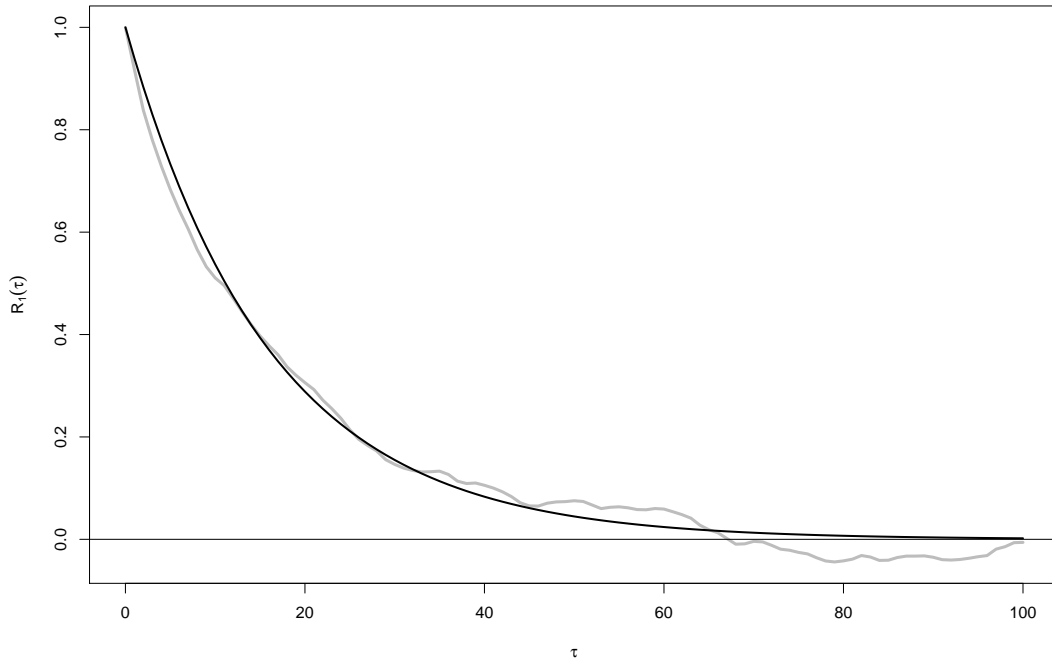


Figura 2.8 – FA exponencial clássica de Taylor (1922) (Equação (2.31)) ajustada com dados do LBA ($\bar{U} = 4.94 \text{ m s}^{-1}$).

Outra importante FA proposta para o estudo de situações de vento forte é a expressão dada por Phillips e Panofsky (1982), expressa por

$$R_2(\tau) = \left(1 + \frac{\tau}{T}\right)^{-2} \quad (2.32)$$

A Figura 2.9 mostra a FA dada pela Equação (2.32) ajustada com os dados do LBA para uma situação de alta velocidade do vento.

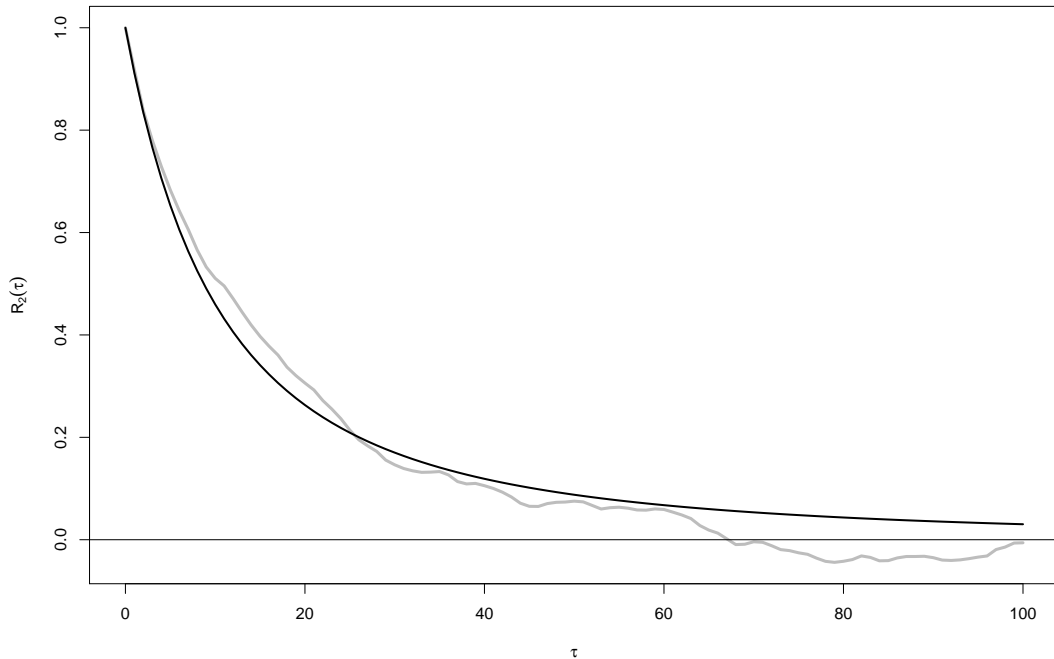


Figura 2.9 – FA binomial proposta por Phillips e Panofsky (1982) (Equação (2.32)) ajustada com os dados do LBA ($\bar{U} = 4.94 \text{ m s}^{-1}$).

As duas FA descritas anteriormente, Equações (2.31) e (2.32), não conseguem descrever a condição de vento fraco. Neste sentido, Frenkiel (1953) sugere, mediante a inserção de parâmetros adequados, uma nova formulação que permite reproduzir tal situação e é dada pela expressão

$$R_3(\tau) = e^{-p\tau} \cos(q\tau) \quad (2.33)$$

sendo que os parâmetro p e q são fornecidos de acordo com Anfossi et al. (2005), como segue

$$p = \frac{1}{T_{u,v}(1+m^2)} \text{ e } q = \frac{m}{T_{u,v}(1+m^2)} \quad (2.34)$$

sendo m o parâmetro de oscilação e T a escala de tempo integral. A quantidade m controla a frequência de oscilação do vento horizontal e está diretamente associado a magnitude do lóbulo negativo da FA. De acordo com Degrazia et al. (2008) o parâmetro m estabelece uma relação entre uma condição híbrida, isto é, a coexistência de uma turbulência bem desenvolvida e o fenômeno de meandro. A Equação (2.33) satisfaz as possíveis situações de ocorrência de turbulência bem desenvolvida na CLP, assim como descreve situações de ocorrência de meandro, como comprovada na Figura 2.10.

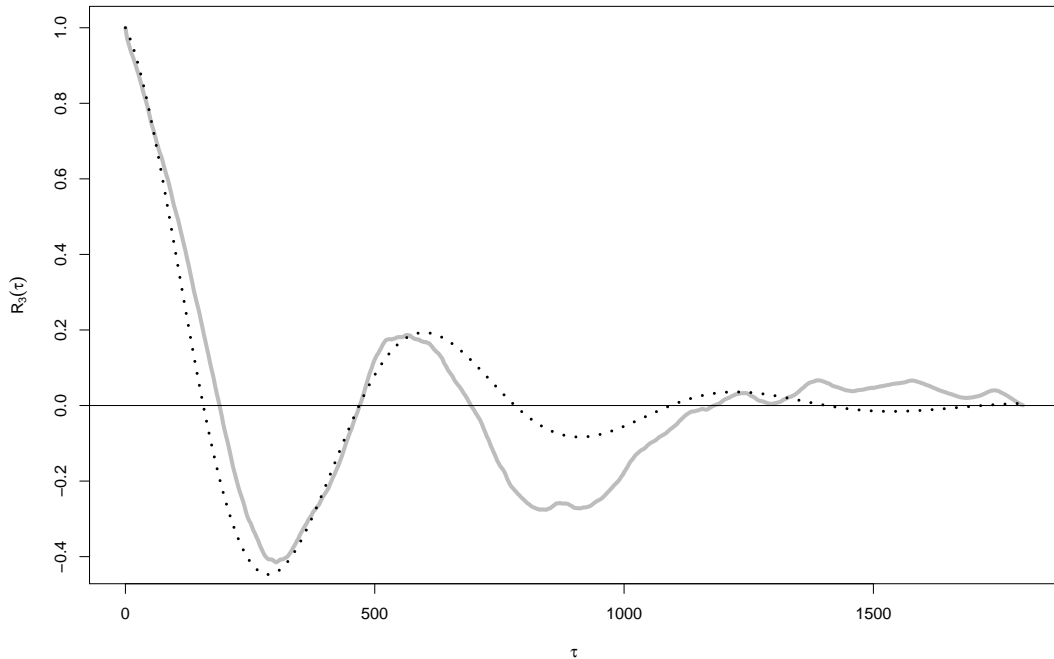


Figura 2.10 – FA proposta por Frenkiel (1953) (Equação (2.34) e ajustada com os dados do LBA ($\bar{U} = 0.30 \text{ ms}^{-1}$).

2.6 MODELO LAGRANGIANO APLICADO À SITUAÇÃO DE VENTO FRACO

A difusão de contaminantes liberados sob condições de vento fraco é considerada irregular e indefinida, pois a pluma de contaminantes fica sujeita ao meandro do vento, isto é, grandes oscilações horizontais do vento. Os modelos Lagrangianos são modelos estocásticos que descrevem o movimento de um conjunto de partículas que seguem passivamente o escoamento. Tais modelos são baseados na equação de Langevin, a qual é derivada a partir da hipótese que a velocidade turbulenta da partícula é dada pela combinação entre um termo determinístico (a_i) e um termo estocástico ($\xi(t)$).

A velocidade e a posição de cada partícula, em cada intervalo de tempo, são obtidas da integração numérica de (RODEAN, 1996)

$$\frac{du_i}{dt} = a_i + b_i \xi(t) \quad (2.35)$$

$$\frac{dx_i}{dt} = U_i + u_i \quad (2.36)$$

sendo que $i = 1, 2, 3$, u_i é a flutuação da velocidade Lagrangiana, U_i é a velocidade

média do vento e x_i é a posição da partícula. O termo determinístico (a_i) está associado com o arrasto viscoso das partículas. Este termo carrega informações da perda de memória da velocidade e da correção drift, sua unidade é m/s^2 . O termo estocástico da Equação (2.35), o qual é o produto entre o coeficiente b_i e a função $\xi(t)$, representa as acelerações flutuantes.

Integrando numericamente a Equação (2.35) é possível calcular as velocidades u_i que serão introduzidas na Equação (2.36), que por sua vez será integrada e fornecerá as sucessivas posições das partículas (RODEAN, 1996). Além do mais, os modelos estocásticos Lagrangianos permitem levar em conta as situações complexas, como, por exemplo, a presença de diferentes topografias ou a não homogeneidade do terreno, as baixas velocidades do vento e as variações espaciais e temporais dos campos meteorológicos, assim como simular a dispersão de contaminantes originadas em diferentes formas e dimensões de fontes.

2.6.1 Modelo Iterative Langevin Solution for Low Wind (ILS-LW) proposto por Carvalho e Vilhena (2005)

O modelo ILS-LW proposto por Carvalho e Vilhena (2005) e discutido por Riffel (2007) investiga a dispersão atmosférica durante a presença de vento fraco inserindo a FA de Frenkiel (Equação (2.33)) para o tratamento das equações da velocidade horizontal e a função distribuição de probabilidade (FDP) Gram-Charlier para a velocidade na direção vertical. Segundo Carvalho e Vilhena (2005), neste modelo a equação de Langevin é linearizada como uma equação diferencial estocástica

$$\frac{du_i}{dt} + f(t)u_i = g(t) \quad (2.37)$$

a qual tem a solução dada pelo fator integrante $e^{\int f(t')dt'}$

$$u_i = \frac{1}{e^{\int_{t_0}^t f(t')dt'}} \int_{t_0}^t g(t') e^{\int_{t_0}^{t'} f(t')dt'} dt' \quad (2.38)$$

Para inserir a condição de vento fraco na Equação (2.37) considera-se a função $f(t)$ como uma função complexa dada por

$$f(t) = p + iq \quad (2.39)$$

sendo p a parte real e q a parte imaginária de $f(t)$ a qual simula a condição de vento fraco na equação de Langevin, i é a unidade imaginária. As exponenciais da Equação (2.38) podem ser reescritas como

$$e^{\int_{t_0}^t f(t') dt'} = e^{\int_{t_0}^t p dt' + \int_{t_0}^t i q dt'} \quad (2.40)$$

se $t_0 = 0$, tem-se

$$e^{\int_{t_0}^t f(t') dt'} = e^{pt+iqt} \quad (2.41)$$

Usando a fórmula de Euler e desconsiderando a componente imaginária, pois o vento é uma grandeza real, a Equação (2.38) pode ser reescrita

$$u_i = e^{-pt} \cos(qt) \int_{t_0}^t g(t') \left(\frac{1}{e^{-pt'} \cos(qt')} \right) dt' \quad (2.42)$$

O termo $e^{-pt} \cos(qt)$ é análogo a FA de Frenkiel (Equação (2.33)). Nos modelos Lagrangianos a turbulência horizontal ($i = 1, 2$) é considerada Gaussiana, logo a Equação (2.42) torna-se

$$u_i = e^{-pt} \cos(qt) \int_{t_0}^t g(t') \left(\frac{1}{e^{-pt'} \cos(qt')} \right) dt' \left[\beta_i + \gamma_i u_i^2 + \left(\frac{2\sigma_i^2}{T_i} \right)^{1/2} x_{i_i}(t') \right] dt' \quad (2.43)$$

sendo

$$\alpha_i = \frac{C_0 \varepsilon}{2\sigma_i^2}, \quad \beta_i = \frac{1}{2} \frac{\partial \sigma_i^2}{\partial x_j}, \quad \xi_i = \frac{1}{2\sigma_i^2} \left(\frac{\partial \sigma_i^2}{\partial x_j} \right) \quad (2.44)$$

σ_i^2 é a variância da velocidade e T_i é a escala de tempo integral. Pode-se relacionar α_i , β_i e ξ_i a uma escala de tempo, a uma aceleração e a uma escala de comprimento, respectivamente. O método iterativo de Picard é aplicado na Equação (2.43), sendo que o valor inicial da velocidade é oriundo da distribuição Gaussiana. A expressão geral deste método é dada por

$$u_i^{n+1} = e^{-pt} \cos(qt) \left\{ u_i^0 + \int_{t_0}^t g(t') \left(\frac{1}{e^{-pt'} \cos(qt')} \right) dt' \left[\beta_i + \gamma_i u_i^2 + \left(\frac{2\sigma_i^2}{T_i} \right)^{1/2} x_{i_i}(t') \right] dt' \right\} \quad (2.45)$$

u_i^0 da Equação (2.45) é um termo híbrido, que considera as diferentes manifestações do escoamento na dispersão da pluma.

O parâmetro de oscilação m , o período T_* e a escala de tempo integral T são determinados a partir das expressões

$$m = \frac{C_1}{(C_2 + U)^2}, \quad T = \frac{mT_*}{2\pi(m^2 + 1)} \quad e \quad T_* = C_3(200m + 500) \quad (2.46)$$

U é a velocidade média do vento. As expressões fornecidas pela Equação (2.46)

são sugeridas por Carvalho e Vilhena (2005), sendo $C_1 = 8.5 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$, $C_2 = 1.0 \text{ ms}^{-1}$, $C_3 = 1.0 \text{ s}$.

Para a componente vertical adota-se a FDP Gram-Charlier truncada na quarta ordem, dada por (KENDALL et al., 1946)

$$P(r_i) = \frac{e^{-\frac{r_i^2}{2}}}{\sqrt{2\pi}} [C_0 H_0(r_i) + C_3 H_3(r_i) + C_4 H_4(r_i)] \quad (2.47)$$

$i = 3$, $r_i = u_i/\sigma_i$, H_0 , H_3 e H_4 são polinômios de Hermite, C_0 , C_3 e C_4 são os seus coeficientes obtidos de

$$C_k = \frac{1}{k!} \int_{-\infty}^{+\infty} P(r) H_k(r) dr \quad (2.48)$$

A FDP Gram-Charlier de terceira ordem é obtida com $C_4 = 0$. Inserindo a Equação (2.47) na equação de Fokker-Planck, a equação de Langevin pode ser reescrita como

$$\frac{du_i}{dt} + \alpha_i u_i = \beta_i + \gamma_i + \left(\frac{2\sigma_i^2}{T} \right)^{1/2} \xi_i(t) \quad (2.49)$$

sendo

$$\alpha_i u_i = \frac{15C_4 + C_0}{h_i T_i}, \quad \beta_i = [f_i + r_i(15C_4 + C_0)] \frac{1}{h_i T_i} e^{-\frac{r_i^2}{2}}, \quad \gamma_i = \alpha_i \frac{\partial \alpha_i}{\partial x_j} \frac{g_i}{h_i} \quad (2.50)$$

sendo α_i é uma escala de tempo, β_i e γ_i possui dimensão de aceleração, j pode assumir 1, 2, 3 e $j \neq i$ e f_i , g_i e h_i são dadas por

$$\begin{aligned} f_i &= -3C_3 - r_i(15C_4 + C_0) + 6C_3 r_i^2 + 10C_4 r_i^3 - C_3 r_i^4 - C_5 r_i^5 \\ g_i &= C_0 - C_4 + r_i^2(C_0 + C_4) - 2C_3 r_i^3 - 5C_4 r_i^4 + C_3 r_i^5 + C_4 r_i^6 \end{aligned} \quad (2.51)$$

$$h_i = C_0 + 3C_4 - 3C_3 r_i - 6C_4 r_i^2 + C_3 r_i^3 + C_4 r_i^4$$

Multiplicando-se o fator integrante $e^{(\int_{t_0}^t \alpha_i ds)}$ por todos os termos da Equação (2.49), tem-se a integral

$$u_i = e^{-\int_{t_0}^t \alpha_i ds} \left\{ \int_{t_0}^t e^{-\int_{t_0}^{t'} \alpha_i ds} \left[\beta_i + \gamma_i + \left(\frac{2\sigma_i^2}{T_i} \right) \xi_i^n(t') \right] dt' \right\} \quad (2.52)$$

na qual aplica-se o método iterativo de Picard. A expressão geral do processo iterativo é fornecido por

$$u_i^{n+1} = e^{-\int_{t_0}^t \alpha_i^n ds} \left\{ u_i^0 + e^{-\int_{t_0}^t \alpha_i^n ds} \left[\beta_i^n + \gamma_i^n u_i^2 + \left(\frac{2\sigma_i^2}{T_i} \right)^{1/2} \xi_i^n(t') \right] dt' \right\} \quad (2.53)$$

sendo que u_i representa apenas uma turbulência bem desenvolvida.

As sucessivas posições das partículas são obtidas a partir da Equação (2.43) e o cálculo da concentração é determinado pela contagem no domínio da simulação nas posições x , y e z , dadas por

$$C(x, y, z, t) = \frac{m_p N_i}{V_c} \quad (2.54)$$

sendo m_p a massa da partícula, N_i o número de partículas dentro de casa célula e V_c é o volume da célula. A massa da partícula é determinada através da expressão

$$m_p = \frac{Q(t) N_{\Delta t}}{N_p} \quad (2.55)$$

na qual $Q(t)$ é a taxa de emissão, $N_{\Delta t}$ é o número de passos de tempo e N_p é o número total de partículas emitidas em cada passo de tempo.

3 METODOLOGIA

Neste capítulo é apresentada a descrição das observações e dos dados utilizados para o desenvolvimento do trabalho, bem como a nova formulação da FA proposta para o estudo do meandro do vento horizontal.

3.1 DESCRIÇÃO DO CONJUNTO DE DADOS

As medidas micrometeorológicas foram obtidas do Experimento de Larga Escala da Biosfera-Atmosfera na Amazônia Brasileira, conhecido por LBA (Large Scale Biosphere-Atmosphere Experiment in Amazon). Este projeto ocorreu entre os anos 1995-2005 e teve como objetivo estudar as interações entre a Floresta Amazônica e as condições atmosféricas e climáticas. O programa LBA recebeu financiamento de agências brasileiras de fomento, da NASA e da Comissão Européia e contou com a presença de 280 instituições nacionais e estrangeiras, representadas por 1400 pesquisadores brasileiros e 900 pesquisadores de países amazônicos, bem como dos Estados Unidos e de oito países europeus ¹.

Para este estudo foi utilizada uma parcela dos dados do projeto, que referem-se aos dados de vento do período de Janeiro a Setembro do ano de 2003. Os dados foram medidos por um anemômetro sônico 3D (tipo SATI/3K Applied Technologies, Inc., Longmont, CO, USA) com uma frequência amostral de 10 Hz . O anemômetro estava instalado a uma altura de 8.75 m acima do solo e direcionado para leste, direção preferencial do vento na região (ACEVEDO et al., 2004). A torre micrometeorológica situava-sea em uma região de pastagem, isto é, uma região livre da presença de árvores, ao longo da rodovia que interliga Santarém e Cuiabá, no km77, no estado do Pará. A localização em coordenadas geográficas da torre é dada por: $-3.0118955^{\circ}\text{S}$ e $-54.53652^{\circ}\text{O}$ ². A Figura 3.1 é uma imagem fotográfica da torre micrometeorológica durante a realização do experimento.

¹Diponível em <http://lba2.inpa.gov.br/>

²Diponível em <http://fluxnet.ornl.gov/site/84/>



Figura 3.1 – Torre micrometeorológica - km77. Fonte: Retirada do site FLUXNET ².

3.2 OBTENÇÃO DE UMA NOVA FA PARA O MEANDRO DO VENTO HORIZONTAL

A partir das funções clássicas disponíveis na literatura, propõe-se uma nova FA para o estudo da turbulência atmosférica, dada pela seguinte equação

$$R(\tau) = F(\tau)G(\tau) \quad (3.1)$$

sendo que $F(\tau)$ irá representar o comportamento turbulento do vento forte (TAYLOR, 1922; PHILLIPS; PANOFKY, 1982) e $G(\tau)$ o comportamento oscilatório gerado pelo meandro do vento horizontal (FRENKIEL, 1953; ANFOSSI et al., 2005). Baseando-se nas FA sugeridas por Phillips e Panofsky (1982) e Frenkiel (1953), adicionalmente as relações propostas por Anfossi et al. (2005), sugere-se para $F(\tau) = \frac{1}{(1+p\tau)^2}$ e $G(\tau) = \cos(q\tau)$, as quais inseridas na Equação (3.1) resulta na expressão

$$R(\tau) = \frac{1}{(1+p\tau)^2} \cos(q\tau) \quad (3.2)$$

Consideradas estas variadas manifestações caracterizadas por casos nos quais coexistem movimentos turbulentos e movimentos de baixa frequência associados ao fenômeno de meandro, pode-se reescrever a Equação (3.2) para as componentes horizontais do vento como

$$R_{u,v}(\tau) = \frac{\cos(q_{u,v}\tau)}{(1+p_{u,v}\tau)^2} \quad (3.3)$$

sendo $p_{u,v}$ e $q_{u,v}$ quantidades híbridas descritas em termos de $m_{u,v}$ e $T_{u,v}$ (ANFOSSI et al., 2005) como segue

$$p_{u,v} = \frac{1}{(m_{u,v}^2 + 1)T_{u,v}} \quad (3.4)$$

e

$$q_{u,v} = \frac{m_{u,v}}{(m_{u,v}^2 + 1)T_{u,v}} \quad (3.5)$$

Os valores de $p_{u,v}$ e $q_{u,v}$, presentes na Equação (3.3), são determinados a partir de ajustes não-lineares realizados com o software *R*. Os índices u e v são referentes às componentes u e v do vento horizontal médio, respectivamente.

A Equação (3.2) pode ser reescrita como

$$R_{u,v}(\tau) = \cos\left(\frac{m_{u,v}\tau}{(m_{u,v}^2 + 1)T_{u,v}}\right) \left(1 + \frac{\tau}{(m_{u,v}^2 + 1)T_{u,v}}\right)^{-2} \quad (3.6)$$

A nova formulação para a FA proposta neste estudo (Equação (3.6)) é uma expressão híbrida que contém a escala de tempo integral $T_{u,v}$ e o parâmetro de oscilação $m_{u,v}$. A escala de tempo integral representa o efeito de memória associado com os padrões organizados de turbilhões que compõem o escoamento turbulento e o parâmetro de oscilação controla a frequência de oscilação do meandro e está associado com a magnitude do lóbulo negativo.

De acordo com Mortarini e Anfossi (2015) os altos valores do parâmetro m fornecem lóbulos negativos acentuados nas FA e estão associados à presença de meandro, diferentemente, das baixas magnitudes do parâmetro de oscilação, os quais estão associados com uma turbulência bem desenvolvida. Tal comportamento pode ser observado na Figura 3.2, sendo que a Equação (3.6) é gerada para diferentes valores de m . A Equação (3.2) satisfaz parcialmente os critérios apresentados na Seção 2.5. Os resultados deste estudo matemático serão apresentados em um trabalho futuro.

A Figura 3.2 mostra a presença de lóbulos negativos associados ao fenômeno de meandro, cuja relevância é reforçada com o aumento do parâmetro de oscilação (m). Pode-se observar que quando $m_{u,v}$ tende a zero a Equação (3.6) tende a $R(\tau) = \frac{1}{(1+p\tau)^2}$ (FA proposta por Phillips e Panofsky (1982)).

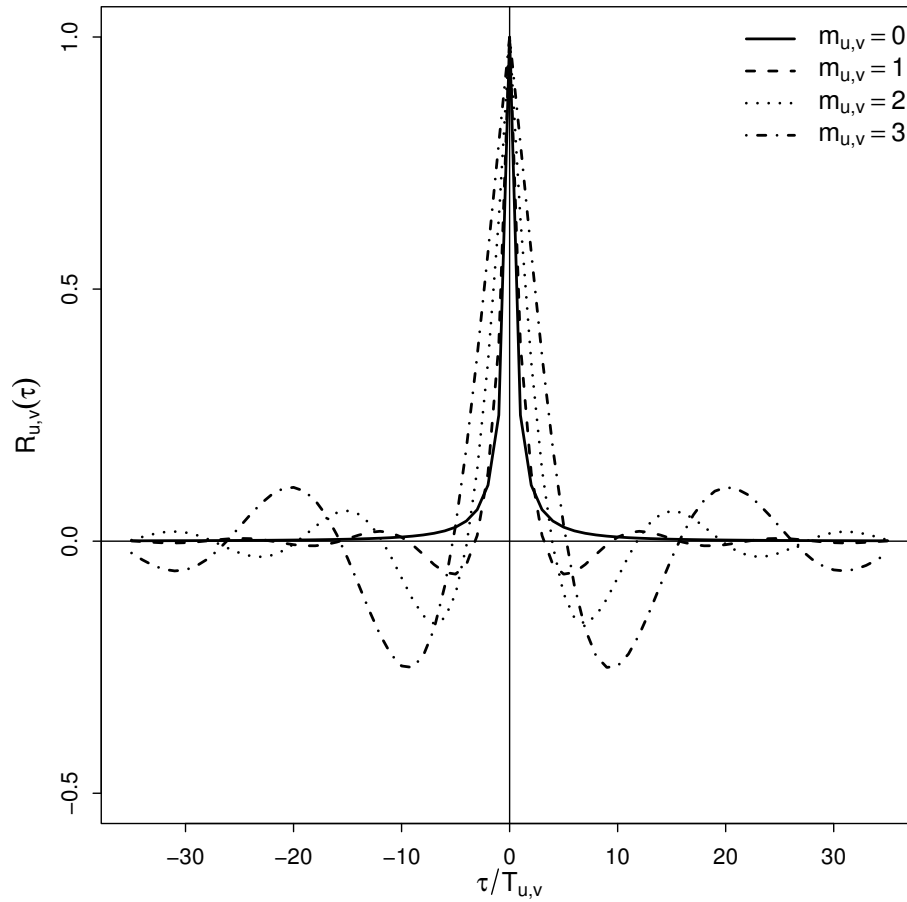


Figura 3.2 – FA obtidas da Equação (3.6) com diferentes valores de $m = 0, 1, 2, 3$.

Outro parâmetro fundamental associado ao meandro, o qual pode ser empregado em modelos de dispersão para simular a concentração de contaminantes (STEENEVELD; HOLTSLAG, 2009; MOREIRA et al., 2013) em tais circunstâncias, é o período T_* . De acordo com Anfossi et al. (2005) pode-se supor que o período do meandro horizontal é dado por

$$T_{*u,v} = 2\pi/q_{u,v} \quad (3.7)$$

É importante mencionar que apesar da Equação (3.3) não ser uma função periódica, a aproximação simbolizada matematicamente pela Equação (3.7), pode ser usada para estimar o valor do parâmetro T_* , uma vez que este resultado é uma consequência da função cosseno fazer parte da FA proposta. Geometricamente, a partir das curvas experimentais, pode-se associar o primeiro valor em que $R(\tau) = 0$ a $\frac{1}{4}$ do período do meandro. Seguindo-se nesta linha de raciocínio, a Figura 3.3 indica que $R(550) = 0$ e, portanto, o período do meandro, para este caso, poderá ser aproximado por $T_{*u} = 2200$ s.

Por outro lado, se utilizada a Equação (3.7) com q oriundo do ajuste numérico da FA proposta, obtém-se $T_{*u} = 2268$ s, valor bem próximo ao valor obtido pela Equação

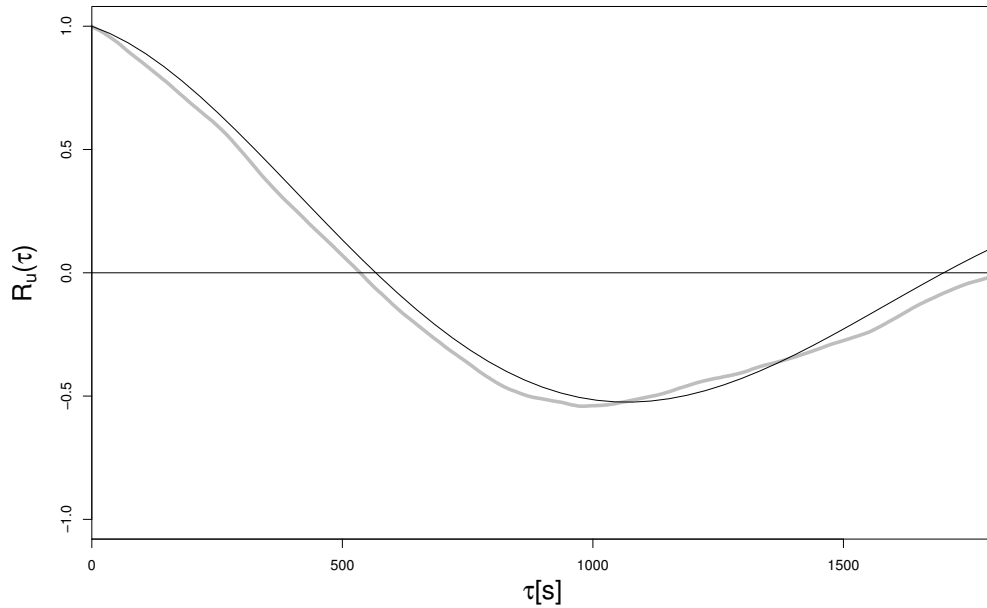


Figura 3.3 – Comparação entre a FA observada (linha cinza) e a nova FA (Equação (3.6)) (linha preta) ajustada com dados do dia 08 de janeiro, à 01h. ($\bar{U} = 0.47 \text{ m s}^{-1}$).

(3.7), resultado que corrobora a suposição da Equação (3.7) para a determinação do período do meandro. Em seguida, apresenta-se a Tabela 3.1 com comparações que reforçam este resultado. Os valores são calculados a partir dos dados representados nas Figuras 3.4 a 3.8.

Tabela 3.1 – Valores para o período de meandro (T_*) determinados pela Equação (3.7) e pelo valor de q oriundo do ajuste numérico dos dados representados nas Figuras 3.4 a 3.8.

Dados	T_* Análise gráfica	T_* Equação (3.7)
Figura 3.4	2790 s	2750 s
Figura 3.5	2580 s	2700 s
Figura 3.6	2810 s	3000 s
Figura 3.7	2220 s	2270 s
Figura 3.8	2590 s	2680 s

Ainda, substituindo-se a Equação (3.5) na Equação (3.7), pode-se obter o período do meandro como uma relação entre a escala de tempo integral e o parâmetro de oscilação, como segue

$$T_{*u,v} = \frac{2\pi(m_{u,v}^2 + 1)T_{u,v}}{m_{u,v}} \quad (3.8)$$

Analisando-se a Equação (3.8) e considerando-se grandes valores para $m_{u,v}$, segue que

$$m_{u,v} \approx \frac{1}{2\pi} \frac{T_{*u,v}}{T_{u,v}} \quad (3.9)$$

Assim sendo, a Equação (3.9) determina $m_{u,v}$ como uma razão entre o período de meandro e a escala de tempo integral turbulenta.

3.3 FA EXPERIMENTAIS AJUSTADAS COM A EQUAÇÃO (3.6).

A Equação (3.6) é validada como uma formulação matemática para descrever os lóbulos negativos observados nas FA experimentais do meandro e empregada para fornecer o parâmetro de oscilação $m_{u,v}$ e o período do meandro $T_{*u,v}$. Nas Figuras 3.4, 3.5, 3.6, 3.7 e 3.8 apresentam-se os resultados da comparação entre as FA experimentais medidas durante o experimento do LBA e as FA do ajuste com a nova equação proposta.

Tais ajustes foram obtidos a partir de observações noturnas com velocidade do vento inferior a 1.5ms^{-1} , os quais formam um conjunto de 1474 curvas de séries temporais de 1 h. O valor limite da velocidade do vento está de acordo com a magnitude da velocidade utilizada por Anfossi et al. (2005) e por Mortarini et al. (2013). Os gráficos também mostram que os valores mínimos de autocorrelação, associados aos lóbulos negativos, estão na faixa de -0.61 a -0.53, o que corrobora a aproximação realizada na Equação (3.9).

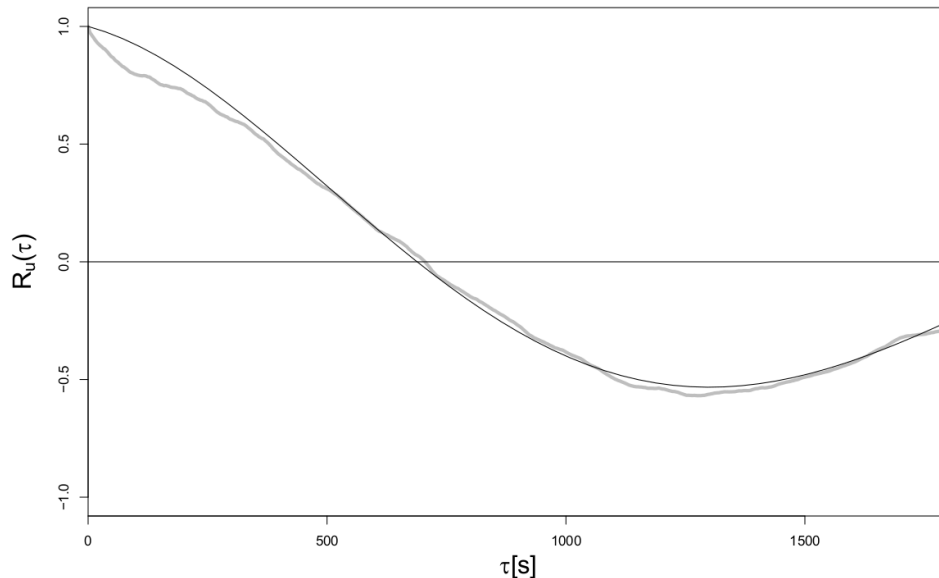


Figura 3.4 – Comparação entre a FA observada (linha cinza) e a nova FA ajustada (Equação (3.6)) (linha preta) com dados do dia 23 de janeiro, às 21h. ($\bar{U} = 0.04\text{ms}^{-1}$).

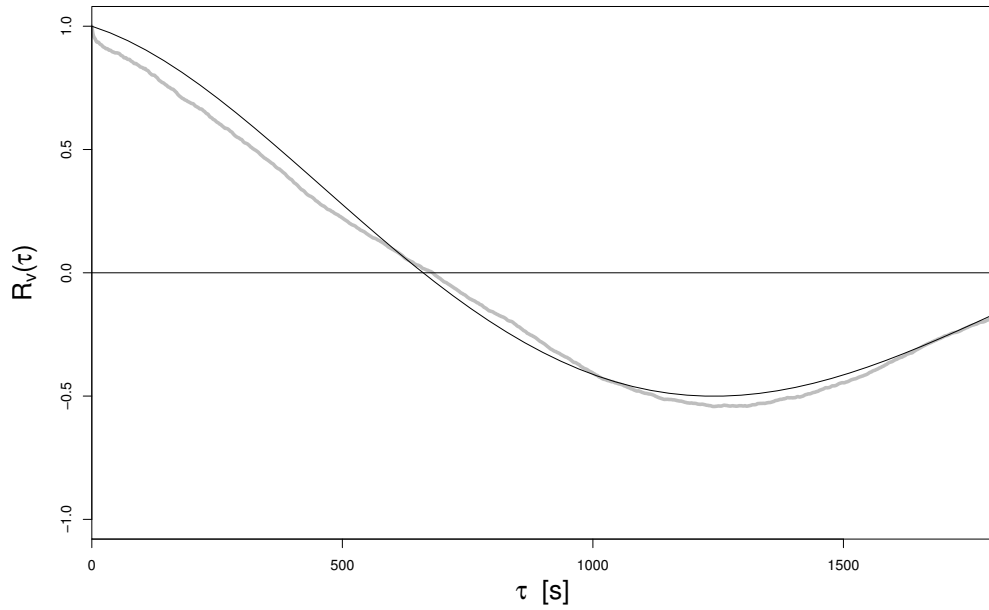


Figura 3.5 – Comparação entre a FA observada (linha cinza) e a nova FA ajustada (Equação (3.6)) (linha preta) com dados do dia 08 de janeiro, às 21h ($\bar{U} = 0.11 \text{ m.s}^{-1}$).

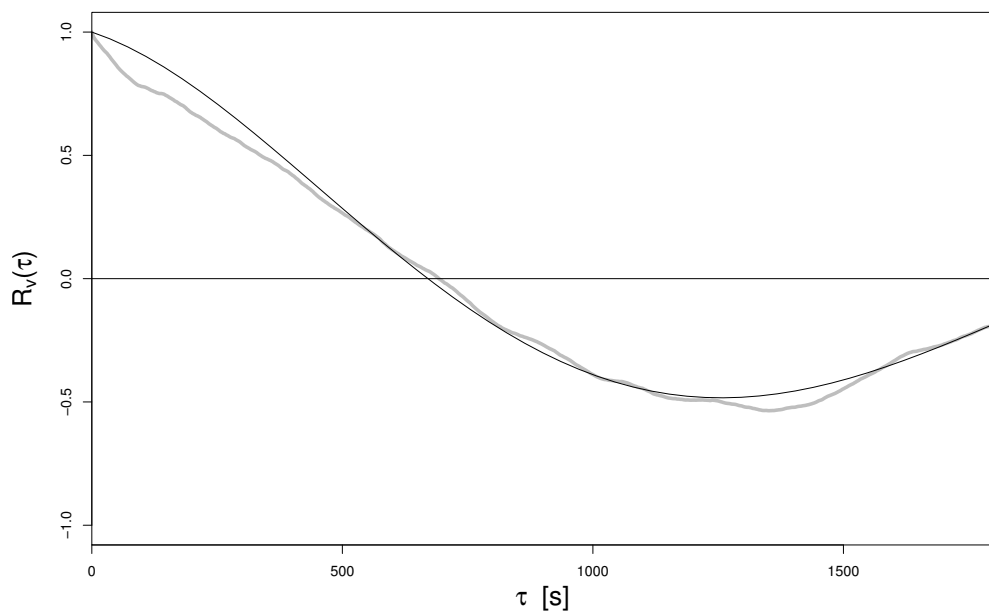


Figura 3.6 – Comparação entre a FA observada (linha cinza) e a nova FA ajustada (Equação (3.6)) (linha preta) com dados do dia 23 de janeiro, às 03h ($\bar{U} = 0.12 \text{ m.s}^{-1}$).

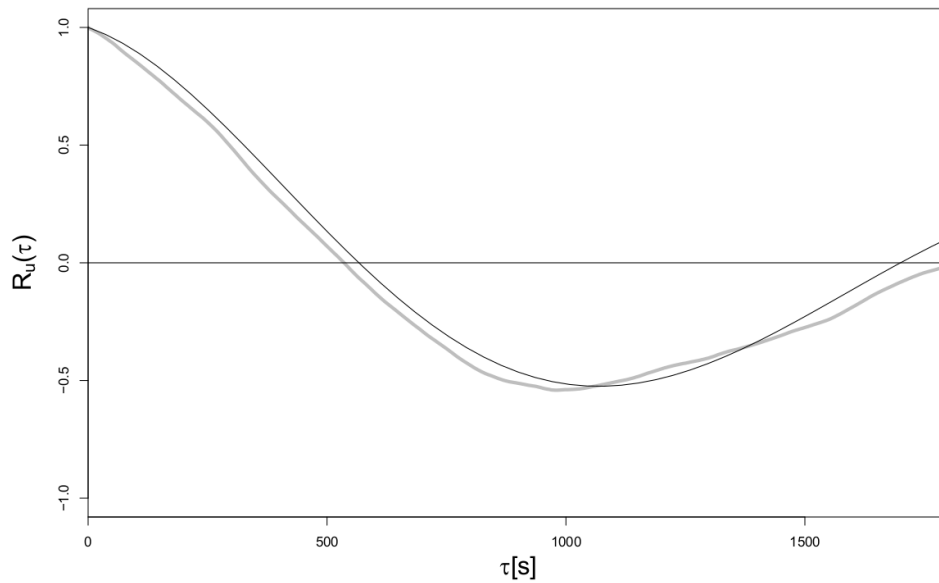


Figura 3.7 – Comparação entre a FA observada (linha cinza) e a nova FA ajustada (Equação (3.6)) (linha preta) com dados do dia 08 de janeiro, à 01h ($\bar{U} = 0.94 \text{ m s}^{-1}$).

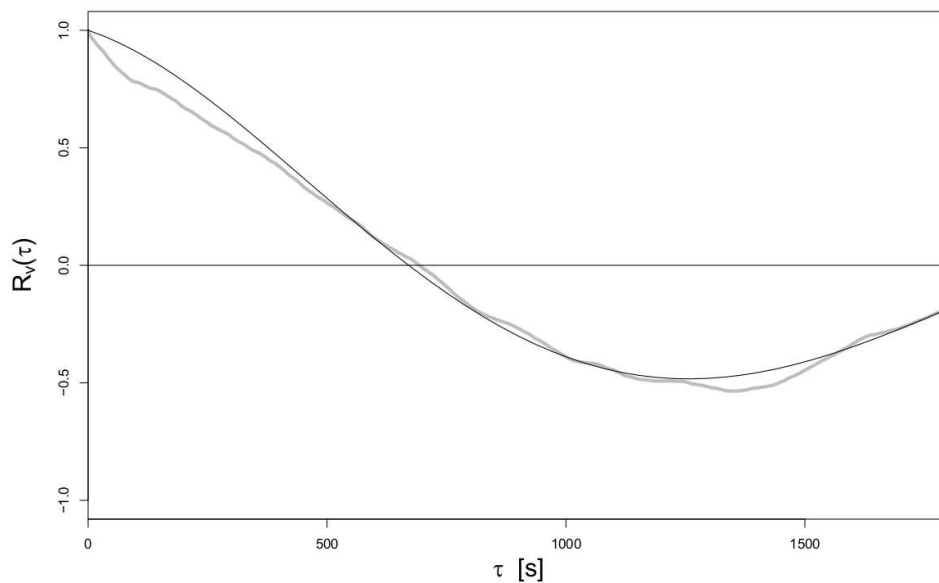


Figura 3.8 – Comparação entre a FA observada (linha cinza) e a nova FA ajustada (Equação (3.6)) (linha preta) com dados do dia 09 de janeiro, às 22h ($\bar{U} = 0.005 \text{ m s}^{-1}$).

A partir da análise dos 1474 casos ajustados com a nova FA, concluí-se que a Equação (3.6) fornece um bom ajuste em cerca de 80% dos eventos de meandro observados. Assim, o presente resultado mostra que a FA proposta pela Equação (3.6) representa adequadamente a forma observada da FA associada ao meandro do vento horizontal.

4 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Neste estudo foram determinados valores médios para o parâmetro de oscilação $m_{u,v}$, que estabelece a intensidade do lóbulo negativo da FA e para o período do meandro $T_{*u,v}$ (3.6), parâmetro o qual caracteriza as oscilações de grande frequência do vento horizontal (ANFOSSI et al., 2005). Tais valores estão presentes na Tabela 4.1.

Tabela 4.1 – Valores médios do período de meandro ($T_{*u,v}$) e parâmetro de oscilação ($m_{u,v}$) determinados a partir dos 1474 casos de meandro ($\bar{u} \leq 1.5 \text{ m s}^{-1}$) constatados entre os dados do LBA.

T_{*u}	T_{*v}	m_u	m_v
2202	2204	4.8	5.1

As magnitudes médias encontradas para T_{*u} e T_{*v} estão de acordo com os valores apresentados por Anfossi et al. (2005), os quais foram obtidos a partir da FA de Frenkiel (1953). As magnitudes de m_u e m_v , mostradas na Tabela 4.1, são suficientemente grandes para confirmar a aproximação descrita pela Equação (3.9).

O período do meandro $T_{*u,v}$ consiste numa escala de tempo característica essencial para determinar a dispersão de contaminantes no ar. O parâmetro de oscilação $m_{u,v}$ também representa uma quantidade física fundamental na equação que descreve a difusão quando o fenômeno do meandro está presente (ANFOSSI et al., 2006). Desta forma, valores médios experimentais de $T_{*u,v}$ e de $m_{u,v}$ são importantes para a modelagem da dispersão de contaminantes em condição de vento fraco.

A Figura 4.1 exibe a dependência do período de meandro com todos os valores de velocidade média encontrados para o conjunto de dados do LBA e mostra o decréscimo das magnitudes do período do meandro com o crescimento dos valores de velocidade do vento médio.

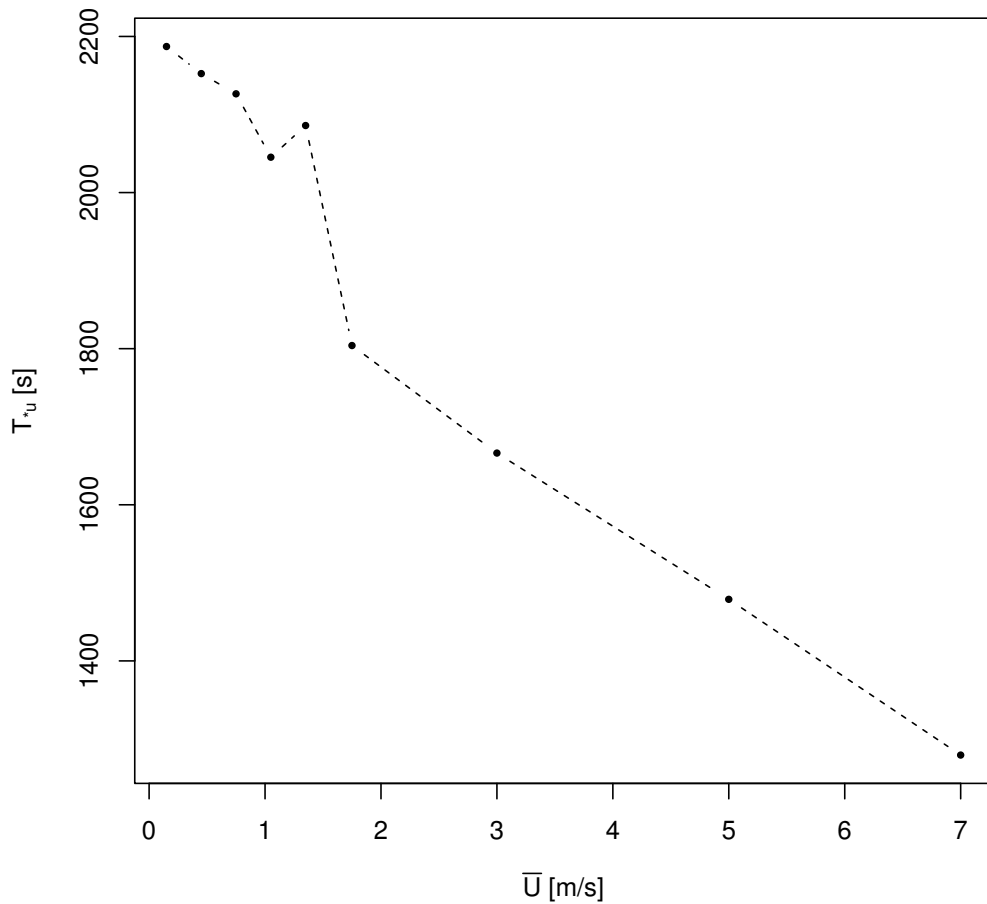


Figura 4.1 – Relação entre valores do período de meandro e magnitudes da velocidade da componente u do vento. A curva representa 2222 FA ajustadas experimentalmente e os pontos representam a média sobre classes das velocidade do vento.

A Figura 4.2 fornece a distribuição dos dados sobre a média da velocidade do vento e os valores do período de meandro (componente u) e é obtida a partir dos 2222 melhores ajustes, com todas as velocidades médias encontradas no conjunto dos dados.

Pode-se observar para os casos onde a velocidade do vento é baixa, se encontram os maiores valores do período de meandro, os quais variam entre 1500 s e 3000 s. Estes valores estão de acordo com os encontrados nos estudos de Anfossi et al. (2005), Mortarini et al. (2013).

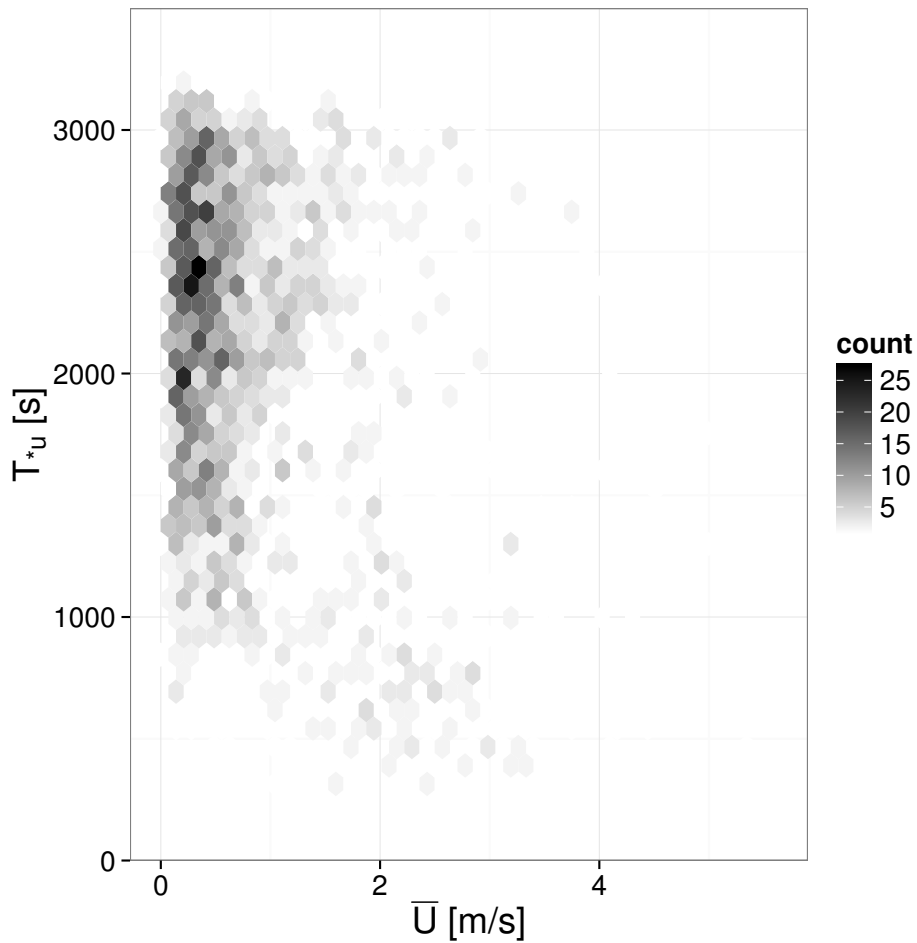


Figura 4.2 – Distribuição dos dados sobre a média da velocidade do vento e o período de meandro T_* (componente u).

Considerando-se a coexistência de movimentos turbulentos e de baixa frequência torna-se importante determinar a escala de tempo turbulenta $T_{u,v}$. Assim sendo, substituindo-se os valores médios de $T_{*u,v}$ e de $m_{u,v}$, presentes na Tabela 4.1, na Equação (3.9) obtém-se valores para a escala de tempo integral $T_u = 73 \text{ s}$ e $T_v = 69 \text{ s}$, tal escala está associada com uma turbulência bem desenvolvida. De acordo com Degrazia et al. (2000) as magnitudes da escala de tempo integral turbulenta $T_{u,v}$ em uma GLE podem ser derivada pela seguinte expressão

$$T_{u,v} = \frac{z}{\sqrt{c_{u,v}}} \left\{ \frac{0,50}{u_* \phi_z^{1/3} \left(1 + 3,7 \frac{z}{L(1-z/h)^{5/4}} \right)^{2/3}} \right\} \quad (4.1)$$

sendo que ϕ_z é a taxa de dissipação adimensional e pode ser dada por Arbage et al. (2008) como

$$\phi_z = 1,1 \left(1 + 3,7 \frac{z}{L(1-z/h)^{5/4}} \right) \quad (4.2)$$

em que $z = 8.5 \text{ m}$ é a altura do anemômetro em relação ao solo, $c_{u,v}$ é, respectivamente, 0.27 e 0.36 (condição de isotropia), u_* é a velocidade de fricção, L é o comprimento de Obukhov e h é a profundidade da CLE. Considerando os 1474 casos de meandro analisados neste estudo, determina-se o valor médio da velocidade de fricção em $u_* = 0,095 \text{ m.s}^{-1}$ e o comprimento de Obukhov em $L = 141 \text{ m}$. Segundo Acevedo et al. (2004) a altura da CLN de uma região de pastagem da Amazônia é da ordem de 100 m .

Substituindo estes valores nas Equações (4.1) e (4.2) resulta que $T_u = 70 \text{ s}$ e $T_v = 60 \text{ s}$. Tais valores corroboram os valores encontrados pela Equação (3.9).

4.1 SIMULAÇÃO DA DISPERSÃO DE CONTAMINANTES EMPREGANDO PARÂMETROS FÍSICOS DO MEANDRO DO VENTO HORIZONTAL

A simulação da dispersão de contaminantes em uma CLE sob o regime de vento fraco é realizada usando o modelo Lagrangiano ILS-LW proposto por Carvalho e Vilhena (2005). O método conduz a uma equação integral estocástica, na qual a solução é obtida resolvendo-se iterativamente a equação de Langevin através do método iterativo de Picard.

Para considerar o efeito do meandro sobre o escoamento, a solução das componentes horizontais da velocidade turbulenta foram reescrita em termos da FA de Frenkiel (1953) e os parâmetros m e T_* são calculados pela formulação empírica sugerida por Oettl et al. (2005). Para a componente vertical do vento, o modelo é derivado considerando a FDP Gram-Charlier da velocidade turbulenta através da qual podem ser consideradas as condições de turbulência Gaussiana e não-Gaussiana.

O desempenho do modelo para a condição estável foi testada com os dados do Experimento de Idaho National Engineering Laboratory (INEL) (SAGENDORF; DICKSON, 1976). Os resultados concordam muito bem com os dados experimentais, indicando que o modelo descreve a dispersão corretamente em condições de vento fraco. Os autores atribuíram os bons resultados à característica analítica da técnica proposta e à inclusão da FA de Frenkiel (1953).

Neste aspecto, diferentemente do proposto por Carvalho e Vilhena (2005), foram inseridos no modelo ILS-LW os valores médios experimentais do parâmetro de oscilação e do período de meandro, obtidos a partir da Equação (3.3). Tais parâmetros representam experimentalmente muito bem o efeito de meandro como discutido na seção 3.2. A hipótese é válida uma vez que ambas formulações da FA são descritas em termos dos parâmetros p e q .

Para comparar os resultados de concentração de contaminantes obtidos pela

nova parametrização do meandro com os obtidos pelas simulações de Carvalho e Vilhena (2005), utiliza-se os mesmos dados observados de INEL. Os valores de concentrações observados para cada Experimento de INEL, simulados pelo modelo (CARVALHO; VILHENA, 2005) e o proposto neste estudo são apresentados na Tabela 4.2.

Tabela 4.2 – Valores de concentrações da linha central da pluma observados e simulados pelos modelos para diferentes parametrizações do meandro. ILS-LW para parametrizações propostas por Moor et al. (2015) e Carvalho e Vilhena (2005), respectivamente.

Experimento	Distância(m)	Observado (μgm^{-3})	Moor et al. (2015) (μgm^{-3})	Carvalho e Vilhena (2005) (μgm^{-3})
4	100	155	173	176
4	200	80	81	76
4	400	39	27	31
5	100	48	61	61
5	200	31	32	32
5	400	11	15	16
7	100	45	37	43
7	200	25	39	29
7	400	36	22	19
8	100	36	33	40
8	200	13	9.5	21
8	400	13	12	08
9	100	44	48	44
9	200	23	30	31
9	400	16	16	12
10	100	45	52	49
10	200	34	16	15
10	400	13	2.7	2.5
11	100	38	37	59
11	200	18	16	34
11	400	18	2.3	4.5
12	100	58	54	59
12	200	52	20	27
12	400	29	28	25
13	100	65	94	78
13	200	48	23	22
13	400	28	4	04
14	100	60	75	67
14	200	34	34	41
14	400	6	3.6	04

A Figura 4.3 mostra o diagrama de espalhamento das concentrações observadas e simuladas. O espalhamento sobre a linha central mostra que a nova parametrização para o período de meandro e o parâmetro de oscilação neste modelo reproduz satisfatoriamente os dados experimentais em condição de baixa velocidade do vento. Além disso, os valores de concentração simulados são semelhantes aos encontrados por Carvalho e Vilhena (2005).

Os modelos de dispersão para vento fraco, normalmente, apresentam a tendência de superestimar a concentração observada próxima a fonte e subestimar em locais distantes da fonte (CARVALHO; VILHENA, 2005). Isso ocorre, pois a pluma de contaminantes fica sujeita ao meandro do vento horizontal, que dispersa os contaminantes sobre diversos setores angulares, em virtude da constante variação direcional do vento.

Os resultados apresentados neste estudo mostram a importância de se considerar os parâmetros experimentais do meandro em simulações da dispersão de contaminantes. Ainda na Figura 4.3, os dados entre as linhas pontilhadas representam o índice Fator 2 ($0.5 \leq C_o/C_p \leq 2$) com C_p sendo a concentração simulada e C_o a concentração observada, medidas no experimento de INEL.

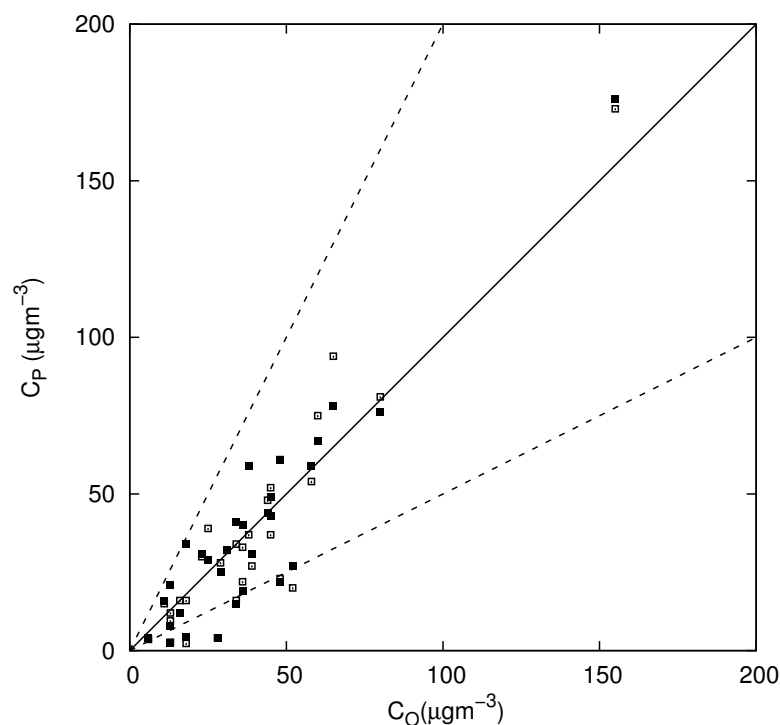


Figura 4.3 – Espalhamento entre as concentrações observadas (C_o) no experimento de INEL e as concentrações simuladas (C_p) pela parametrização realizada neste estudo (quadrado aberto) e a proposta por Carvalho e Vilhena (2005) (quadrado sólido).

A Tabela 4.3 mostra a análise baseada nos índices estatísticos (HANNA, 1989), realizada com os valores de concentração da linha central da pluma simulados. Os

pequenos valores positivos do índices FB sugere que o modelo proposto subestimou as concentrações médias observadas. O índice FS indica que a dispersão simulada em torno da quantidade média prevista superestimou a dispersão em torno da quantidade média observada. Os índices $NMSE$ e $FA2$ são similares e em ambos casos indicam uma boa concordância entre os valores simulados e os observados. Além disso, o coeficiente de correlação R , positivo e próximo de 1, indica que há uma boa correlação entre as simulações e as observações.

Os bons resultados encontrado neste trabalho, que corroboram com estudos já realizados acerca do fenômeno de meandro, garantem que a formulação matemática dada pela Equação (3.6) pode ser usada para investigar as propriedades da CLP durante a presença do meandro.

Tabela 4.3 – Índices estatísticos simulados e proposto nos modelos de: Moor et al. (2015) e (CARVALHO; VILHENA, 2005).

modelo	NMSE	R	FA2	FB	FS
Moor et al. (2015)	0.12	0.93	0.80	0.05	-0.21
Carvalho e Vilhena (2005)	0.11	0.93	0.83	0.02	-0.18

5 CONCLUSÕES

O meandro do vento horizontal é um fenômeno físico frequente que está associado ao escoamento complexo quando existe situação de vento calmo na CLP. Os padrões do meandro são caracterizados por oscilações horizontais de baixa frequência que reforçam o transporte de contaminantes e, portanto, precisam ser incorporados nos modelos de poluição do ar. A principal característica da existência do meandro em uma CLP é a presença acentuada de lóbulos negativos nas FA observadas.

Neste estudo, propõe-se uma nova formulação para representar os ajustes das FA observadas do meandro do vento horizontal. Tal formulação é uma expressão híbrida, composta pelo produto de uma função bem conhecida, a qual descreve uma turbulência bem desenvolvida, e por uma função cosseno, a qual descreve as oscilações (lóbulos negativos) associadas às FA observadas do meandro. A presente análise, emprega 1474 curvas ajustadas que são originadas de dados observados durante uma CLN em uma região de pastagem da Amazônia.

Esta análise mostra que a expressão matemática proposta representa satisfatoriamente o comportamento geral e os lóbulos negativos associados às FA do fenômeno de meandro observado na CLP. Baseado nas representações satisfatórias, dadas pelos ajustes das curvas originadas da nova formulação para a FA (Equação (3.6)), são calculados os valores para o período de meandro para as componentes horizontais do vento, os quais apresentaram valores médios da ordem de $T_{*u} = T_{*v} = 2200 \text{ s}$. Considerando o parâmetro de oscilação $m_{u,v}$, que informa a intensidade do meandro e que pode ser interpretado como a razão entre o período de meandro e a escala de tempo integral (Equação (3.9)), a nova FA fornece valores da ordem de $m_u = 4.8$ e $m_v = 5.1$.

Para testar e determinar a forma assintótica da nova formulação para a FA, a escala de tempo integral turbulenta foi calculada a partir das Equações 4.1 e 4.2, empregando-se valores médios dos parâmetros micrometeorológicos medidos no projeto LBA. Assim sendo, a partir destas equações foram determinados valores para $T_{u,v}$ da ordem de $T_u = 73 \text{ s}$ e $T_v = 69 \text{ s}$. Tais magnitudes estão de acordo com os resultados obtidos utilizando-se a Equação (3.9) e, portanto, mostram que a Equação (3.6) consegue interpretar as características micrometeorológicas da CLE durante a presença de meandro.

Além disso, a presente análise inseriu os valores médios do período de meandro e do parâmetro de oscilação, determinados a partir do mesmo conjunto de dados da Amazônia, no modelo ILS-LW proposto por Carvalho e Vilhena (2005). As parametrizações empregadas neste trabalho simularam de forma satisfatória a dispersão de contaminantes em condição de vento fraco quando comparados com o modelo pro-

posto por Carvalho e Vilhena (2005) e com os dados de INEL. A análise estatística, apresentada na Tabela 4.3, também reforça este resultado.

Considerando-se o desenvolvimento matemático, estatístico e os argumentos discutidos anteriormente, pode-se afirmar que a nova formulação matemática, proposta neste estudo (Equação (3.6)), é capaz de estimar os vários parâmetros que quantificam o movimento oscilatório do meandro do vento horizontal.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ACEVEDO, O. C. et al. Inferring nocturnal surface fluxes from vertical profiles of scalars in an amazon pasture. **Global Change Biology**, Blackwell Science Ltd, v. 10, n. 5, p. 886–894, 2004. ISSN 1365-2486. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1111/j.1529-8817.2003.00755.x>>.

ANFOSSI, D. et al. Tracer dispersion simulation in low wind speed conditions with a new 2d langevin equation system. **Atmospheric Environment**, Elsevier, v. 40, n. 37, p. 7234–7245, 2006.

_____. An analysis of sonic anemometer observations in low wind speed conditions. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 114, n. 1, p. 179–203, 2005.

ARBAGE, M. C. A. et al. Turbulent statistical characteristics associated to the north wind phenomenon in southern brazil with application to turbulent diffusion. **Physica A: Statistical Mechanics and its Applications**, Elsevier, v. 387, n. 16, p. 4376–4386, 2008.

BOUBEL, R. W. et al. **Fundamentals of air pollution**. [S.l.]: Elsevier, 2013.

CARVALHO, J. C. et al. A general lagrangian approach to simulate pollutant dispersion in atmosphere for low-wind condition. **American Journal of Environmental Engineering**, Scientific & Academic Publishing, v. 3, n. 1, p. 8–12, 2013.

CARVALHO, J. C.; VILHENA, M. T. M. D. Pollutant dispersion simulation for low wind speed condition by the ils method. **Atmospheric Environment**, Elsevier, v. 39, n. 34, p. 6282–6288, 2005.

DEGRAZIA, G. et al. Turbulence parameterization for pbl dispersion models in all stability conditions. In: **Air Pollution Modeling and Its Application XIII**. [S.l.]: Springer, 2000. p. 745–746.

_____. Turbulence dissipation rate derivation for meandering occurrences in a stable planetary boundary layer. **Atmospheric Chemistry and Physics**, Copernicus GmbH, v. 8, n. 6, p. 1713–1721, 2008.

DEGRAZIA, G. A. et al. A theoretical review of autocorrelation functions applied to high and low wind speed. **Ciencia & Natura**, v. 36, n. 3, p. 101–107, 2014.

FRENKIEL, F. Flow field of homogeneous turbulence¹. **Advances in applied mechanics**, Academic Press, v. 3, p. 61, 1953.

GARDINER, C. W. et al. **Handbook of stochastic methods**. [S.l.]: Springer Berlin, 1985.

GARRATT, J. R. **The atmospheric boundary layer**. [S.l.]: Cambridge university press, 1994.

HANNA, S. R. Lateral turbulence intensity and plume meandering during stable conditions. **Journal of Climate and Applied Meteorology**, v. 22, n. 8, p. 1424–1430, 1983.

_____. Confidence limits for air quality model evaluations, as estimated by bootstrap and jackknife resampling methods. **Atmospheric Environment (1967)**, Elsevier, v. 23, n. 6, p. 1385–1398, 1989.

HINZE, J. O. **1975 Turbulence**. [S.l.]: McGraw-Hill, 1972.

KAIMAL, J. C.; FINNIGAN, J. J. Atmospheric boundary layer flows: their structure and measurement. Oxford University Press, 1994.

KENDALL, M. G. et al. The advanced theory of statistics. **The advanced theory of statistics.**, Charles Griffin and Co., Ltd., London, n. 2nd Ed, 1946.

KOLMOGOROV, A. N. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large reynolds numbers. In: JSTOR. **Dokl. Akad. Nauk SSSR**. [S.l.], 1941. v. 30, n. 4, p. 301–305.

MANOMAIPHIBOON, K.; RUSSELL, A. Evaluation of some proposed forms of lagrangian velocity correlation coefficient. **International Journal of Heat and Fluid Flow**, v. 24, n. 5, p. 709 – 712, 2003. ISSN 0142-727X. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0142727X03000651>>.

MONIN, A.; OBUKHOV, A. **BASIC LAWS OF TURBULENT MIXING IN THE GROUND LAYER OF THE ATMOSPHERE (OSNOVNE ZAKONOMERNOSTI TURBULENTNOGO PEREMESHIVANIYA V PRIZEMNOM SLOE ATMOSFERY)**. [S.l.], 1959.

MOOR, L. et al. Proposal of a new autocorrelation function in low wind speed conditions. **Physica A: Statistical Mechanics and its Applications**, Elsevier, v. 438, p. 286–292, 2015.

MORAES, O. L. L. d. **Meteorologia e poluição atmosférica : teoria, experimentos e simulação**. [S.l.]: Santa Maria: FACOS-UFSM, 2010.

MOREIRA, D. M.; TIRABASSI, T.; CARVALHO, J. C. Plume dispersion simulation in low wind conditions in stable and convective boundary layers. **Atmospheric environment**, Elsevier, v. 39, n. 20, p. 3643–3650, 2005.

MOREIRA, V. S. et al. Connecting turbulence and meandering parameterization to describe passive scalars dispersion in low wind speed conditions. **ISRN Atmospheric Sciences**, Hindawi Publishing Corporation, v. 2013, 2013.

MORTARINI, L.; ANFOSSI, D. Proposal of an empirical velocity spectrum formula in low-wind speed conditions. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, Wiley Online Library, v. 141, n. 686, p. 85–97, 2015.

MORTARINI, L. et al. Low-frequency processes and turbulence structure in a perturbed boundary layer. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, Wiley Online Library, v. 139, n. 673, p. 1059–1072, 2013.

OETTL, D.; ALMBAUER, R. A.; STURM, P. J. A new method to estimate diffusion in stable, low-wind conditions. **Journal of Applied Meteorology**, v. 40, n. 2, p. 259–268, 2001.

OETTL, D. et al. A new hypothesis on meandering atmospheric flows in low wind speed conditions. **Atmospheric Environment**, Elsevier, v. 39, n. 9, p. 1739–1748, 2005.

PANOVSKY, H. A. **Atmospheric turbulence: Models and methods for engineering applications**. [S.l.]: Wiley, 1984.

PASQUILL, F.; SMITH, F. Atmospheric diffusion.: Study of the dispersion of windborne material from industrial and other sources. **JOHN WILEY & SONS, 605 THIRD AVE., NEW YORK, NY 10016, USA. 1983.**, 1983.

PHILLIPS, P.; PANOVSKY, H. A re-examination of lateral dispersion from continuous sources. **Atmospheric Environment (1967)**, Elsevier, v. 16, n. 8, p. 1851–1859, 1982.

RIFFEL, M. S. F. Simulação da dispersão de poluentes por modelo lagrangeano em condições de vento fraco. 2007.

RODEAN, H. C. **Stochastic Lagrangian models of turbulent diffusion**. [S.l.]: Springer, 1996.

SAGENDORF, J.; DICKSON, C. **Diffusion under low wind-speed**. [S.l.], 1974.

SAGENDORF, J. F.; DICKSON, C. R. Diffusion under low windspeed, inversion conditions. In: **Third symposium on atmospheric turbulence, diffusion, and air quality. Preprints**. [S.l.: s.n.], 1976.

SEINFELD, J.; PANDIS, S. **Atmospheric Chemistry and Physics, 1326 pp**. [S.l.]: John Wiley, Hoboken, NJ, 1998.

STEENEVELD, G.; HOLTSLAG, A. Meteorological aspects of air quality. **Air Quality in the 21st Century**, Nova Science Publishers, Inc., p. 67–114, 2009.

STULL, R. B. **An introduction to boundary layer meteorology**. [S.l.]: Springer Science & Business Media, 1988.

TAYLOR, G. I. Diffusion by continuous movements. **Proc. London Math. Soc**, v. 20, n. 1, p. 196–212, 1922.

WYNGAARD, J. C. **Turbulence in the Atmosphere**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2010.

ZANNETTI, P. Air pollution modeling, computational mechanics publications. **Southampton Boston**, 1990.