

**UNIVERSIDADE FEDERAL DO PAMPA**

**MAICON FONSECA ANDRADES**

**ESCOAMENTO DE DRENAGEM NA CAMADA LIMITE PLANETÁRIA ESTÁVEL**

**Alegrete**

**2019**

**MAICON FONSECA ANDRADES**

**ESCOAMENTO DE DRENAGEM NA CAMADA LIMITE PLANETÁRIA ESTÁVEL**

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Mestrado *Stricto sensu* em Engenharia da Universidade Federal do Pampa (UNIPAMPA, RS), como requisito parcial para obtenção do grau de Mestre em Engenharia.

Orientador: Prof. Luiz Eduardo Medeiros

**Alegrete**

**2019**

Ficha catalográfica elaborada automaticamente com os dados fornecidos  
pelo(a) autor(a) através do Módulo de Biblioteca do  
Sistema GURI (Gestão Unificada de Recursos Institucionais) .

---

Andrades, Maicon Fonseca

Escoamento de drenagem na camada limite planetária estável  
/ Maicon Fonseca Andrades.

91 p.

Dissertação(Mestrado)-- Universidade Federal do Pampa,  
MESTRADO EM ENGENHARIA, 2020.

"Orientação: Luiz Eduardo Medeiros Medeiros".

1. Escoamento de drenagem. 2. Topografia. 3. Camada limite  
estável. 4. Resfriamento radiativo. 5. Estratificação térmica.  
I. Título.

---

©2019

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

End. Eletr.: maicon.andrades@gmail.com

---

MAICON FONSECA ANDRADES

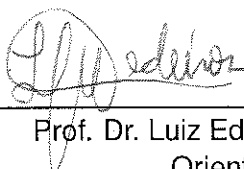
ESCOAMENTO DE DRENAGEM NA CAMADA LIMITE PLANETÁRIA ESTÁVEL

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Mestrado *Stricto sensu* em Engenharia da Universidade Federal do Pampa (UNIPAMPA, RS), como requisito parcial para obtenção do grau de Mestre em Engenharia.

Área de concentração: Fenômenos de Transporte

Dissertação de Mestrado defendida e aprovada em: 19 de dezembro de 2019.

Banca examinadora:



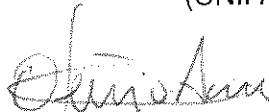
---

Prof. Dr. Luiz Eduardo Medeiros  
Orientador  
(UNIPAMPA)



---

Prof. Dr. Felipe Denardin Costa  
(UNIPAMPA)



---

Prof. Dr. Otávio Acevedo  
(UFSM)



---

Prof. Dr. Gilberto Fisch  
(IAE)

à meus pais, avós e irmã

## AGRADECIMENTOS

Durante todo o período de desenvolvimento do trabalho referente a minha dissertação de mestrado gostaria de agradecer a todas as pessoas que contribuíram de alguma forma para que este fosse realizado, sendo estas aqui nominadas ou não.

Primeiramente gostaria de agradecer ao professor Luiz Eduardo Medeiros pela amizade, a confiança e o empenho para o desenvolvimento deste trabalho. Colocando-se sempre a disposição para resolver qualquer problema. À minha família, em especial à minha mãe Ana Luisa, minha irmã Caroline e minha tia Vangelina, pelo apoio e por estarem sempre ao meu lado durante esta caminhada que infelizmente, começou de maneira triste. Agradeço ao meu compadre Bernardo, seu filho Lorenzo, meu afilhado, e aos seus pais por todo o carinho, parceria e apoio durante este período. Não tenho palavras para expressar minha gratidão por tudo que fizeram por mim. Aos meus amigos Eduardo e Rafael, que apesar da distância, sempre estiveram presentes durante esta caminhada e proporcionaram boas horas de conversa e descontração.

Ao professor Felipe Denardin pelos ensinamentos e as inúmeras discussões científicas e filosóficas durante o café e os churrascos. Aos amigos e companheiros de laboratório: Andriel, Arlindo, Daniela, Danilo, Eduardo Porto, Eduardo Stüker, Felipe Lamaizon, Jaime, Lorena, Luis Fernando e Régiz, pela parceria, companheirismo e as inúmeras discussões de altíssima qualidade durante o café. Mas café de verdade, não essas águas sujas que fazem por aí. Um agradecimento especial aos amigos da época de graduação: Cristiano, Jean e Mariovane, que mesmo depois de terminarem seus ciclos na Unipampa deixaram muitos ensinamentos e eu os vejo como exemplos de pessoas dedicadas.

Aos amigos: Leandro e Édiblu, pela motivação, contribuição com suas próprias experiências e pelas inúmeras conversas de corredor. Ao pessoal da academia, sobretudo aos amigos: Alex Chervensky, Edson, Hezry Gomes, Miguel e Tailherson Santos, companheiros de treino e responsáveis por muitos dos momentos mais engraçados que vivi nos últimos dois anos. Ao pessoal do ap 201, Fernando (vulgo “Livra”), Gian Melo, Jéferson Miranda e Wellinton Benites (também conhecido como “ninito”), não só pela parceria e pelos cafés, mas também pelas diversas madrugadas construtivas discutindo esportes e questões acadêmicas e humanas, que algumas vezes levavam a atrasos no dia seguinte. Foi uma honra comemorar o título da Libertadores de 2017 com os senhores.

Por fim, agradeço à Deus por cada passo dado e por todas as pessoas que encontrei durante esta caminhada.

“O pequeno jardim de um jardineiro livre era tudo o que desejava e de que precisava, não um jardim expandido em um reino; queria trabalhar com as próprias mãos, e não ter as mãos dos outros para comandar.”

J. R. R. Tolkien

## RESUMO

O objetivo do presente trabalho é investigar a ocorrência de escoamentos de drenagem em um terreno ondulado típico do Pampa. Escoamentos de drenagem ocorrem em diversas escalas espaciais de topografia. Em condições estáveis, quando massas de ar frio se acumulam sobre uma superfície inclinada, a componente vertical do gradiente de pressão não é suficiente para compensar o peso da parcela de ar. Nessa situação, as parcelas com temperatura menor que o ar ambiente na mesma elevação, descem a encosta. Neste estudo, analisam-se dados de velocidade do vento, temperatura e radiação de onda longa para dois períodos distintos. O primeiro, denominado campanha intensiva, analisa os dados obtidos a partir de quatro estações meteorológicas e uma torre micrometeorológica, que operaram durante o outono de 2015. E o segundo, denominado campanha extensiva, analisa os dados coletados pela torre micrometeorológica para o ano de 2017. Os resultados mostram que é possível detectar a incidência de escoamentos de drenagem sobre a região estudada. O resfriamento radiativo da superfície e a existência de um gradiente de temperatura horizontal próximo a mesma são condições necessárias para a ocorrência de tais eventos. Além disso, estas são favorecidas quando o escoamento de grande escala perde intensidade. Observa-se que a espessura do escoamento de drenagem é de apenas alguns metros e as velocidades são inferiores a  $1 \text{ m/s}$ . No entanto, quando o vento sinótico é fraco e apresenta o sentido de caída da encosta a drenagem intensifica o escoamento próximo à superfície e velocidades superiores a  $1 \text{ m/s}$  são observadas. A produção de energia cinética é muito pequena e o número de Richardson revela muito do caráter intermitente do escoamento. Vale salientar que a inclinação local do sítio varia entre 2 e 4 graus em relação a horizontal.

Palavras-chave: Escoamento de drenagem. Topografia. Camada limite estável.



## ABSTRACT

The main goal of the work is to investigate the cold air drainage flow events over a grassland with gently undulating terrain, the typical landscape of the Pampas. Drainage flows happen over a wide range of scales of topographic features under stable conditions of the atmosphere. Under these conditions, it is possible for cold air to accumulate over sloped surfaces, and because its weight is not completely balanced by the vertical ambient pressure gradient, the parcel becomes negative buoyant and flows down the slope. In the work, wind, temperature, and radiation data collected at a micrometeorological tower and four surroundings small masts during 32 days of autumn of 2015 and only at the tower during the year of 2017 are analyzed. The results indicate that drainage events of cold air do occur over this type of landscape (Pampas). Strong cooling rates at the surface and the presence of a horizontal temperature gradient and weak large-scale (synoptic) winds are necessary conditions for these types of flow to be observed. These drainage flows have typical depth of 1 to 2 meters and typical speeds that do not exceed 1 m/s. When the synoptic wind vector is weak and points in the downslope direction, it adds up to the drainage flow, and flow speeds above 1 m/s are observed. The turbulent kinetic energy values associated to these events are small, and the Richardson number reveals that such flows are intermittent. It is worth to mention that the local site had a surface of only 2 to 4 degrees of inclination with respect to the true horizontal.

Keywords: Drainage Flow. Topography. Stable Boundary Layer.

## LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Variação diária da temperatura do ar em virtude do ciclo diário de aquecimento/resfriamento radiativo. ....	23
Figura 2 – Aumento da temperatura do ar com a altura acima da superfície. ....	24
Figura 3 – Tipos de camada limite atmosférica. ....	25
Figura 4 – Representação das subdivisões da camada limite atmosférica. ....	25
Figura 5 – Diagrama de forças atuando sobre uma parcela de ar próxima à superfície. ....	28
Figura 6 – Representação dos diversos processos que ocorrem sobre um terreno ondulado. ....	29
Figura 7 – Representação da formação de uma piscina de ar frio. ....	31
Figura 8 – Vista aérea da localização do sítio. ....	33
Figura 9 – a) Torre micrometeorológica utilizada em ambas as campanhas; b) Estação meteorológica utilizada na campanha intensiva. ....	34
Figura 10 – Mapa topográfico local com a posição das estações meteorológicas. ....	35
Figura 11 – Esquemas de forças atuantes. ....	37
Figura 12 – Distribuição de frequências da velocidade do vento noturno a 30 m para o outono de 2015. ....	40
Figura 13 – Painel superior: saldo de radiação próximo a superfície; séries temporais da temperatura em cada nível. Painéis intermediário e inferior: séries temporais da componente zonal e meridional do vento, respectivamente. ....	42
Figura 14 – Painéis superiores: séries temporais para o fluxo de calor sensível. Painéis inferiores: séries temporais para o fluxo de <i>momentum</i> . ....	43
Figura 15 – Painéis superiores: séries temporais para a velocidade de fricção. Painéis inferiores: séries temporais para energia cinética turbulenta. ....	44
Figura 16 – Série temporal do número de Richardson para o período entre às 17 h (local) do dia 30 de março e 7 h do dia 31 de março de 2015. ....	45
Figura 17 – Séries temporais para o desvio padrão das componentes do vento para o período entre às 17 h (local) do dia 30, às 7 h do dia 31 de março de 2015. ....	46
Figura 18 – Painel superior: saldo de radiação próximo a superfície; séries temporais da temperatura em cada nível. Painéis intermediário e inferior: séries temporais da componente zonal e meridional do vento, respectivamente. ....	47
Figura 19 – Painéis superiores: séries temporais para o fluxo de calor sensível. Painéis inferiores: séries temporais para o fluxo de <i>momentum</i> . ....	48
Figura 20 – Painéis superiores: séries temporais para a velocidade de fricção. Painéis inferiores: séries temporais para energia cinética turbulenta. ....	49
Figura 21 – Mapa local para as magnitudes do vetor vento às 17 : 30 h do dia 31 de	

março. A temperatura das quatro estações meteorológicas, medidas em °C, são assinaladas em vermelho. ....	50
Figura 22 – Mapa local para as magnitudes do vetor vento às 19 : 40 h do dia 31 de março. A temperatura das quatro estações meteorológicas, medidas em °C, são assinaladas em vermelho. ....	51
Figura 23 – Série temporal do número de Richardson para o período entre às 17 h (local) do dia 31 de março e 7 h do dia 1° de abril de 2015. A linha verde indica o valor crítico. ....	52
Figura 24 – Painel superior: saldo de radiação próximo a superfície; séries temporais da temperatura em cada nível. Painéis intermediário e inferior: séries temporais da componente zonal e meridional do vento, respectivamente. ....	53
Figura 25 – Painéis superiores: séries temporais para o fluxo de calor sensível. Painéis inferiores: séries temporais para o fluxo de <i>momentum</i> . ....	54
Figura 26 – Painéis superiores: séries temporais para a velocidade de fricção. Painéis inferiores: séries temporais para energia cinética turbulenta. ....	55
Figura 27 – Série temporal do número de Richardson para o período entre às 17 h (local) do dia 30 de março e 7 h do dia 31 de março de 2015. A linha verde indica o valor crítico. ....	56
Figura 28 – Painel superior: saldo de radiação próximo a superfície; séries temporais da temperatura em cada nível. Painéis intermediário e inferior: séries temporais da componente zonal e meridional do vento, respectivamente. ....	57
Figura 29 – Painéis superiores: séries temporais para o fluxo de calor sensível. Painéis inferiores: séries temporais para o fluxo de <i>momentum</i> . ....	58
Figura 30 – Distribuição de frequências da magnitude da velocidade do vento noturno a 30 m para o ano de 2017. ....	60
Figura 31 – Painel superior: saldo de radiação próximo a superfície; séries temporais da temperatura em cada nível. Painéis intermediário e inferior: séries temporais da componente zonal e meridional do vento, respectivamente. ....	61
Figura 32 – Painel a): Fluxo de calor sensível; painel b): fluxo de <i>momentum</i> ; painel c): velocidade de fricção; painel d): energia cinética turbulenta (ECT), <i>e.</i> .	62
Figura 33 – Série temporal do número de Richardson para o período entre às 17 h (local) do dia 12, às 7 h do dia 13 de março de 2017. A linha verde assinala o valor crítico ....	62
Figura 34 – Séries temporais para o desvio padrão das componentes do vento. ....	63
Figura 35 – Painel superior: saldo de radiação próximo a superfície; séries temporais da temperatura em cada nível. Painéis intermediário e inferior: séries temporais da componente zonal e meridional do vento, respectivamente. ....	64
Figura 36 – Painel a): Fluxo de calor sensível; painel b): fluxo de <i>momentum</i> ; painel c): velocidade de fricção; painel d): energia cinética turbulenta (ECT), <i>e.</i> .	65

Figura 37 – Série temporal do número de Richardson para o período entre às 17 h (local) do dia 20, às 7 h do dia 21 de maio de 2017. A linha verde assinala o valor crítico. ....	66
Figura 38 – Séries temporais para o desvio padrão das componentes do vento. ....	67
Figura 39 – Painel superior: saldo de radiação próximo a superfície; séries temporais da temperatura em cada nível. Painéis intermediário e inferior: séries temporais da componente zonal e meridional do vento, respectivamente. ....	68
Figura 40 – Painel a): Fluxo de calor sensível; painel b): fluxo de <i>momentum</i> ; painel c): velocidade de fricção; painel d): energia cinética turbulenta (ECT), <i>e.</i> .	69
Figura 41 – Painel superior: saldo de radiação próximo a superfície; séries temporais da temperatura em cada nível. Painéis intermediário e inferior: séries temporais da componente zonal e meridional do vento, respectivamente. ....	70
Figura 42 – Painel a): Fluxo de calor sensível; painel b): fluxo de <i>momentum</i> ; painel c): velocidade de fricção; painel d): energia cinética turbulenta (ECT), <i>e.</i> .	71
Figura 43 – Mapa em relação ao módulo do vento horizontal a 30 m e o saldo de radiação da superfície para o período do outono de 2015. ....	73
Figura 44 – Distribuição de frequências do saldo de radiação da superfície para o outono de 2015. ....	73
Figura 45 – Mapa em relação ao vento horizontal a 30 m e a diferença de temperaturas entre o topo da torre (30 m), e o primeiro nível (3 m) para outono de 2015. ....	74
Figura 46 – Mapa da relação entre a energia cinética turbulenta próxima à superfície e o saldo de radiação para o ano de 2017. ....	75
Figura 47 – Mapa da relação entre o número de Richardson <i>bulk</i> e o saldo de radiação da superfície para o outono de 2015. ....	75
Figura 48 – Rosa-dos-ventos a 30 m (painéis superiores) e 3 m (painéis inferiores) para o período do outono de 2015. Os painéis do lado esquerdo apresentam o comportamento do vento quando não ocorre drenagem. ....	76
Figura 49 – Rosa-dos-ventos para S01 (painéis superiores) e S03 (painéis inferiores) para o período do outono de 2015. ....	77
Figura 50 – Rosa-dos-ventos para S04 (painéis superiores) e S02 (painéis inferiores) para o período do outono de 2015. ....	78
Figura 51 – Mapa em relação ao vento horizontal a 30 m e o saldo de radiação na superfície para o ano de 2017. ....	79
Figura 52 – Mapa em relação ao vento horizontal a 30 m e a diferença de temperaturas entre o topo da torre (29 m), e o nível mais baixo (3 m) para o ano de 2017. ....	79
Figura 53 – Mapa da relação entre a energia cinética próxima à superfície e o saldo de radiação para o ano de 2017. ....	80
Figura 54 – Mapa da relação entre o número de Richardson <i>bulk</i> e o saldo de radiação	

para o ano de 2017. ....	81
Figura 55 – Distribuição de frequências da velocidade do vento noturno para o ano de 2017 para os sônicos a 30 m (painel superior) e 3 m (painel inferior). ...	82

## LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Valores típicos de aceleração e velocidade .....	59
Tabela 2 – Critérios para seleção de eventos de drenagem .....	72

## LISTA DE ABREVIATURAS

<i>CLA</i>	Camada Limite Atmosférica
<i>CLC</i>	Camada Limite Convectiva
<i>CLE</i>	Camada Limite Estável
<i>ECT</i>	Energia Cinética Turbulenta

## LISTA DE SIGLAS

*RS* Rio Grande do Sul

*SM* Santa Maria



## LISTA DE SÍMBOLOS

$a$	Aceleração
$CO_2$	Gás Carbônico
$c_p$	Calor específico à pressão constante
$c_v$	Calor específico à volume constante
$\Delta S$	Deslocamento
$\Delta T$	Varição da temperatura
$e$	Energia cinética turbulenta
$\bar{e}$	Energia cinética turbulenta média
$g$	Aceleração da gravidade
$H$	Elevação do terreno
$L$	Escala de comprimento
$l$	Comprimento de Obukhov
$\mu$	Viscosidade dinâmica
$\nu$	Viscosidade cinemática
$p$	Pressão
$\phi$	Ângulo de inclinação do terreno
$R$	Constante dos gases
$Re$	Número de Reynolds
$Ri_b$	Número de Richardson <i>bulk</i>
$S$	Estação meteorológica
$S3m$	Primeiro nível da torre micrometeorológica
$S30m$	Segundo nível da torre micrometeorológica
$s_{ij}$	Tensor taxa de deformação
$\sigma_{ij}$	Tensor de tensões viscosas

$\rho$	Massa específica
$\bar{\rho}$	Massa específica
$T$	Temperatura absoluta
$T_0$	Temperatura de referência
$T'$	Temperatura da parcela
$T_{Si}$	Temperatura da estação i
$T_{3m}$	Temperatura do primeiro nível da torre micrometeorológica
$T_{30m}$	Temperatura do segundo nível da torre micrometeorológica
$T_{01}$	Limite inferior de temperatura
$T_{02}$	Limite superior de temperatura
$\Theta$	Temperatura potencial de referência
$\theta_v$	Temperatura potencial virtual
$u$	Componente zonal da velocidade do vento
$\bar{u}$	Componente zonal média da velocidade do vento
$u'$	Flutuação da componente zonal da velocidade do vento
$u_*$	Velocidade de fricção
$u_{Si}$	Componente zonal da velocidade da estação i
$v$	Componente meridional da velocidade do vento
$\overline{u'w'}$	Fluxo cinemático de <i>momentum</i>
$\bar{V}$	Velocidade média
$\bar{V}_{medida}$	Velocidade média medida
$V_{estimada}$	Velocidade estimada
$w$	Componente vertical da velocidade do vento
$W_s$	Magnitude do vento
$w_*$	Escala de velocidade convectiva

## SUMÁRIO

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b>	<b>18</b>
<b>2</b>	<b>REVISÃO TEÓRICA</b>	<b>21</b>
2.1	Regimes de Escoamento e Turbulência	21
2.2	Camada Limite Atmosférica	22
2.2.1	Camada Limite Estável - CLE	26
2.3	Escoamentos sobre relevos complexos	27
2.3.1	Escoamento sobre terrenos inclinados e ventos de drenagem	27
<b>3</b>	<b>METODOLOGIA</b>	<b>33</b>
3.1	Análise Experimental	33
3.1.1	Dados e características do sítio	33
3.1.2	Procedimento Experimental	35
<b>4</b>	<b>RESULTADOS</b>	<b>39</b>
4.1	Campanha Intensiva	39
4.1.1	Caso I	40
4.1.2	Caso II	46
4.1.3	Caso III	52
4.1.4	Caso IV	56
4.2	Estimativas	58
4.3	Campanha Extensiva	59
4.3.1	Caso I	60
4.3.2	Caso II	63
4.3.3	Caso III	67
4.3.4	Caso IV	69
4.3.5	Análise Geral	71
<b>5</b>	<b>CONCLUSÕES</b>	<b>83</b>
	<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</b>	<b>85</b>

## 1 INTRODUÇÃO

A camada limite atmosférica (CLA) é formada como consequência dos processos físicos oriundos das interações entre a atmosfera e a superfície subjacente, em escalas de tempo que variam de segundos até horas (STULL, 1988). O escoamento na CLA é predominantemente turbulento, na qual a turbulência surge no escoamento por influência da superfície. Isto ocorre devido ao fato desta exercer resistência de atrito à atmosfera, em contrapartida, o ar que se move próximo a superfície exerce uma força de arrasto sobre a mesma, fazendo com que o ar perca momentum para o chão.

Durante o dia a radiação proveniente do Sol aquece a superfície, e conseqüentemente a camada de ar adjacente a ela, diminuindo sua densidade e originando um processo convectivo. Nestas condições a CLA é uma camada bastante profunda, caracterizada pela presença de turbulência bem desenvolvida e é conhecida como camada limite convectiva (CLC). Um pouco antes do pôr-do-Sol, a incidência de radiação de onda curta diminui (até cessar no início da noite), e a superfície começa a ser resfriada pela perda de energia na forma de radiação de onda longa (STULL, 1988). Consecutivamente, a camada de ar mais próxima da superfície também é resfriada dando origem a uma camada limite estavelmente estratificada, conhecida como camada limite estável (CLE) (ARYA, 2001).

A estratificação térmica estável, implica em um gradiente de temperatura positivo, que faz com que o fluxo de calor na superfície se torne negativo indicando que a atmosfera passa a “ceder” energia na forma de calor sensível para a superfície. Durante a noite, a flutuabilidade que antes atuara como uma fonte produtora de turbulência, passa a “destruí-la” devido a acomodação de camadas de ar mais densas junto a superfície. Em noites com grande perda radiativa, a estratificação estável é tão intensa que pode causar a supressão da turbulência no escoamento em quase todas as suas escalas, causando a aparente laminarização do mesmo (MAHRT et al., 1998). Entretanto, ainda que em uma escala que pode ser várias ordens de grandeza menor, as flutuações características do escoamento turbulento ainda podem ser observadas nas componentes do campo de velocidade do escoamento (MAHRT; VICKERS, 2006). Por exemplo, sob condições de vento sinótico fraco, em regiões com diferenças de elevação, o escoamento pode ser drenado encosta abaixo. Estes escoamentos descendentes são conhecidos como escoamentos de drenagem ou catabáticos (STULL, 1988).

Escamentos de drenagem iniciam quando o ar adjacente a uma superfície inclinada flui pela encosta devido ao fato deste ser mais frio e mais denso que o ar livre na mesma elevação (HORST; DORAN, 1986). De acordo com Mahrt et al. (2001), grande parte das superfícies terrestres experimentam escoamentos de drenagem durante o período noturno sob condições de céu claro e vento fraco, ocorrendo em uma ampla variedade de situações. Pois, conforme o autor, o escoamento próximo a superfície é modulado pela inclinação do terreno. A drenagem pode ocorrer mesmo em regiões com diferenças pequenas de

elevação.

A maior parte dos estudos realizados sobre este fenômeno têm como domínio de análise vales profundos, regiões montanhosas ou áreas florestais. Em seu estudo sobre a estimativa do fluxo vertical de  $CO_2$  em Harvard, Estados Unidos, Staebler e Fitzjerald (2004) mostram que eventos de drenagem ocasionam transportes horizontais de gás carbônico, o que interfere na forma de balanço de  $CO_2$ . Resultados semelhantes foram encontrados por Tóta et al. (2008) em um sítio localizado na floresta Amazônica. Yamada (1981) realiza uma simulação numérica de escoamento de drenagem na área de Geysers na Califórnia. O autor utiliza um modelo tridimensional com fechamento de turbulência de segunda-ordem. Seus resultados são consistentes com a base teórica dos modelos analíticos, todavia, os máximos e mínimos de seus perfis de velocidade são significativamente maiores que os medidos experimentalmente. De acordo com o autor, o escoamento de drenagem pode ser freado pelo arrasto induzido por árvores e demais coberturas de superfície. Esta hipótese também é levantada por Manins e Sawford (1979).

De acordo com Lehner, Rotunno e Whiteman (2016), escoamentos estratificados sobre montanhas foram estudados extensivamente. Segundo os autores, visões gerais da teoria e resultados de observações e simulações numéricas podem ser encontradas em inúmeros trabalhos, porém, pouco se sabe sobre escoamentos estratificados sob depressões, vales ou bacias. Dessa forma, o estudo sobre escoamentos catabáticos sob superfícies mais suaves, tais como terrenos ondulados e/ou com cobertura vegetal menos impactante, tornam-se relevantes. O momento em que ocorre a drenagem local e quando esta se desacopla do escoamento de grande escala é a questão mais interessante a ser respondida (MAHRT et al., 2001). Esse questionamento é significativo, pois impacta consideravelmente nas atividades antropogênicas. Amanatidis et al. (1992) revela que a formação de escoamentos catabáticos na bacia de Atenas, Grécia, apresenta relações com os episódios severos de poluição do ar na região. Conforme os autores, ambos os casos são observados quando baixos ventos ambientes são registrados juntamente com um forte gradiente de temperatura. (MONTI et al., 2002) salienta que a compreensão dos mecanismos de formação e das características dos escoamentos de drenagem são de profunda importância não só no entendimento da dispersão de contaminantes na atmosfera, mas também no desenvolvimento e aprimoramento dos modelos de previsão. Dessa forma, o objetivo do presente trabalho é estudar eventos de drenagem de ar atmosférico que acontecem sobre a superfície de uma região típica do Pampa. Além disso, busca-se estudar detalhadamente a dinâmica e a termodinâmica destes escoamentos, bem como os parâmetro externos que o influenciam. A área de estudo está localizada no centro sul da cidade de Santa Maria, RS, e os dados coletados compreendem o outono de 2015 e o ano de 2017. A cobertura da superfície é composta por pastagens e as diferenças de elevação são de algumas dezenas de metros para distâncias horizontais de centenas de metros.

A estrutura do presente trabalho está baseada em uma revisão teórica, apresentada no capítulo 2, na metodologia que será utilizada para para a análises dos dados, presente no capítulo 3. Finalmente, os resultados e as conclusões obtidas são apresentados nos capítulos 4 e 5, respectivamente.

## 2 REVISÃO TEÓRICA

### 2.1 Regimes de Escoamento e Turbulência

Conforme suas características, um escoamento pode ser classificado como laminar ou turbulento. O regime laminar é caracterizado pelo escoamento em linhas de corrente, suaves e com movimentos altamente ordenados. No regime turbulento, o fluido escoava de forma desordenada, caracterizado pelas flutuações de velocidade. Em um escoamento laminar as trocas de propriedades macroscópicas (*momentum*, calor e espécies químicas) são feitas pelo movimento molecular entre as camadas do mesmo, em contrapartida, no regime turbulento, existe uma intensa troca de quantidades macroscópicas em diferentes regiões do escoamento (FOX; MCDONALD; PRITCHARD, 2006). Um escoamento laminar se torna turbulento quando as forças inercias excedem apreciavelmente a forças viscosas. Este fato é traduzido pelo parâmetro adimensional do escoamento denominado número de Reynolds, que nesta situação excede seu valor crítico (WYNGAARD, 2010). Este parâmetro relaciona as forças inerciais e viscosas do escoamento, como expresso pela Eq. 1:

$$Re = \frac{\bar{V}L}{\nu}, \quad (1)$$

onde  $Re$  é o número de Reynolds,  $\bar{V}$  e  $L$  são as escalas de velocidade e comprimento, respectivamente, e  $\nu$  é a viscosidade cinemática do fluido. O escoamento no interior de tubos é turbulento para valores de Reynolds acima de 2300. Enquanto que para escoamentos atmosféricos, valores acima de  $10^7$  são comuns, o que indica a natureza turbulenta de tal escoamento (WYNGAARD, 2010).

A turbulência é um fenômeno físico que não possui uma definição formal. Usualmente, é definida como um conjunto de muitos turbilhões com diversas escalas sobrepostos uns nos outros, no qual sua energia cinética relativa define o espectro turbulento (STULL, 1988). Arya (2001), afirma que a turbulência se refere à natureza aparentemente caótica de muitos escoamentos, que se manifestam na forma de flutuações irregulares, quase aleatórias nas componentes de velocidade, temperatura e escalares em torno de seus valores médios no tempo e espaço. A turbulência atmosférica é sempre manifestada na forma de rajadas de vento, de modo que tais rajadas podem ser consideradas como uma forma de medir sua intensidade. Normalmente, os movimentos na camada limite planetária são sempre turbulentos, embora possa ser intermitente e irregular durante condições estáveis. A turbulência atmosférica é muito importante pois promove trocas eficientes de calor, *momentum* e umidade entre a atmosfera e a superfície, além de contribuir para a difusão de poluentes, impedindo altas concentrações de contaminantes no ar. A atmosfera recebe praticamente todo o vapor de água através de intercâmbios promovidos pela turbulência

próximo a superfície. Outros efeitos do transporte turbulento sobre o balanço de energia são através do calor sensível e latente trocados entre o solo e a atmosfera. Sobre superfícies de terra, a troca de calor sensível, geralmente, é mais importante do que a de calor latente, mas o inverso é verdadeiro em grandes lagos e oceanos (ARYA, 2001).

Outro parâmetro muito importante para o estudo de escoamentos turbulentos é o critério do número de Richardson, que se torna relevante quando a atmosfera apresenta um gradiente vertical de densidade (ou equivalentemente de temperatura potencial virtual). Neste tipo de situação, a flutuabilidade, assim como as forças inerciais e viscosas, exercem controle na geração e destruição de turbulência. O Richardson *bulk*,  $Ri_b$ , indica o valor no qual o escoamento turbulento se torna laminar, equação 2.

$$Ri_b = \frac{g\Delta\bar{\theta}_v\Delta z}{\bar{\theta}_v[(\Delta u)^2 + (\Delta v)^2]} \quad (2)$$

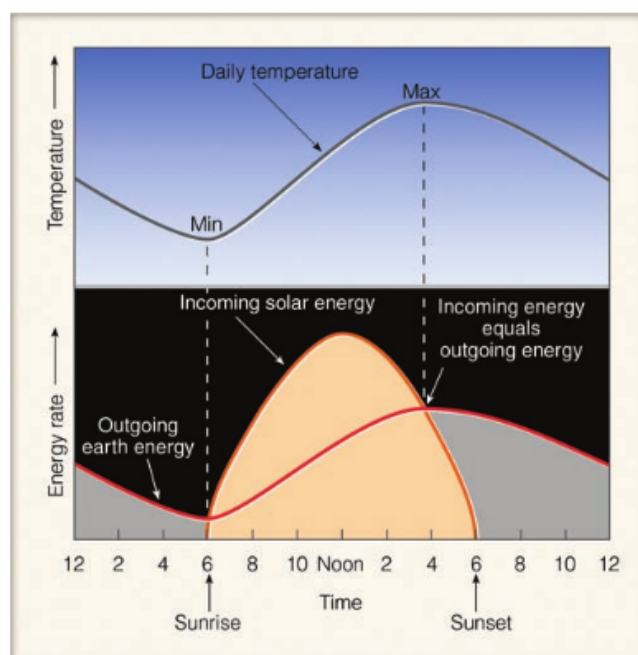
## 2.2 Camada Limite Atmosférica

A camada limite atmosférica (CLA) é formada como consequência das interações entre a atmosfera e a superfície subjacente (ARYA, 2001). Compreende a porção inferior da troposfera que sofre influência do ciclo diário dos fluxos de calor sensível e latente entre a superfície e o ar. Experimentando variações de temperatura, umidade, vento e concentrações químicas, que não são experimentadas pelo restante da atmosfera acima da CLA (STULL, 2011). A CLA é uma região de turbulência contínua, e em constante mudança entre o movimento turbulento e o escoamento não-turbulento estratificado acima, a turbulência é uma das causas da natureza única da CLA (WYNGAARD, 2010; STULL, 2011).

A variação diária da temperatura do ar na CLA é controlada pela chegada de energia (principalmente na forma da radiação de onda curta proveniente do sol) e pela perda de energia da superfície terrestre através da emissão de radiação de onda longa (radiação na faixa do infra-vermelho). Quando a energia que chega excede a energia que sai (região sombreada laranja, ver Figura 1), a temperatura do ar se eleva. Como se pode ver, em algum momento entre o fim da tarde e o início da noite, a incidência de radiação de onda curta diminui e a superfície e o ar acima passam a perder mais energia do que recebem (região sombreada cinza). Iniciando um processo de resfriamento radiativo e, consequentemente, diminuindo a temperatura do ar. O solo é um radiador muito melhor que o ar e é capaz de se resfriar mais rapidamente. Assim, logo após o pôr-do-sol, a superfície da Terra se encontra ligeiramente mais fria que o ar adjacente a ela. Este ar adjacente à superfície transfere alguma energia para a mesma por condução, que a superfície, por sua vez, irradia rapidamente (AHRENS, 2011).



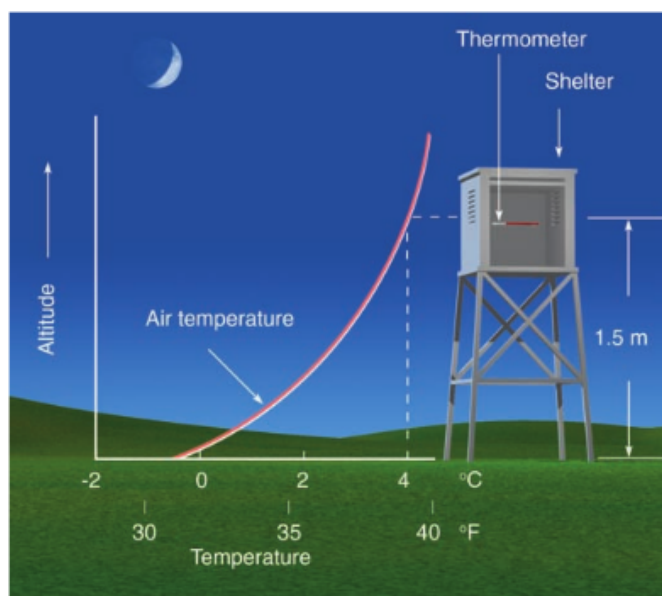
Figura 1 – Variação diária da temperatura do ar em virtude do ciclo diário de aquecimento/resfriamento radiativo.



Fonte: Adaptado de Ahrens (2011).

Conforme a noite avança, o solo e o ar em contato com ele continuam a se resfriar mais rapidamente do que o ar alguns metros acima. O ar superior mais quente transfere calor para baixo, entretanto, esse processo é lento devido à baixa condutividade térmica do ar. Dessa forma, no fim da noite ou no início da manhã, o ar mais frio está próximo ao solo, com o ar um pouco mais quente acima (Figura 2) (AHRENS, 2011).

Figura 2 – Aumento da temperatura do ar com a altura acima da superfície.



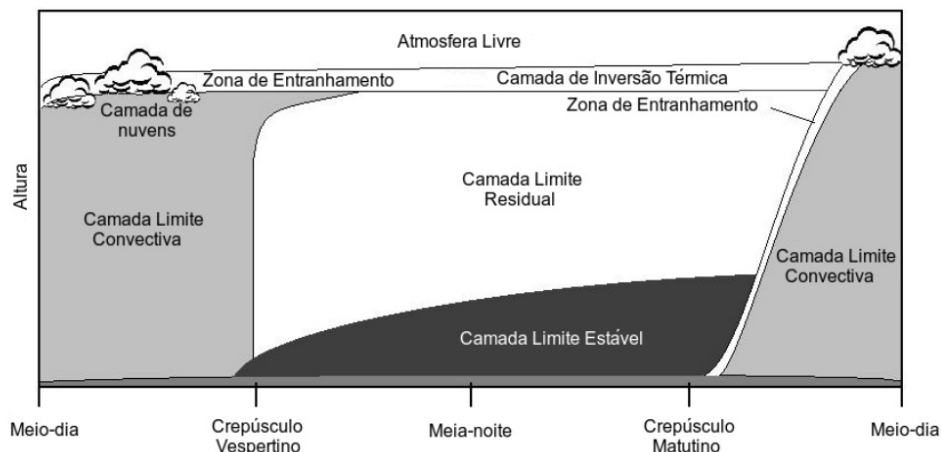
Fonte: Adaptado de Ahrens (2011).

O ciclo de aquecimento/resfriamento radiativo da superfície influencia a estabilidade do escoamento atmosférico. A estabilidade indica se a atmosfera desenvolverá turbulência ou permitirá que ondas cresçam. A estabilidade pode ser determinada através de perfis de temperatura, umidade e velocidade do vento. Assim como a turbulência, ela varia localmente e temporalmente, na qual seus efeitos podem ser notados através de rajadas de vento, dispersão de contaminantes, refração de luz e de som, dentre outros fenômenos. De acordo com a forma em que é estimada a estabilidade pode ser classificada como estática ou dinâmica. A estabilidade estática considera apenas a flutuabilidade para as estimativas, desprezando o cisalhamento do vento médio. Em contrapartida, a estabilidade dinâmica considera ambos, cisalhamento do vento e flutuabilidade (STULL, 2011).

De acordo com sua estabilidade, uma camada limite atmosférica pode ser classificada como: camada limite estável e camada limite convectiva, como mostra a Figura 3. A camada limite convectiva (CLC), ocorre durante o dia e é caracterizada por forte turbulência e pelo gradiente de temperatura negativo. Durante o ciclo diurno, a radiação proveniente do Sol aquece a superfície, e conseqüentemente, a camada de ar adjacente a ela, reduzindo sua densidade. Este ar mais quente e mais leve, sobe, misturando-se nas primeiras dezenas ou centenas de metros acima do chão. Em contrapartida, o ar das camadas superiores, mais denso e frio, desce; originando um processo convectivo. A camada limite estável (CLE), ocorre geralmente no período noturno durante o resfriamento radiativo, na qual ocorre a inversão do gradiente de temperatura do ar, que passa a ser positivo (STULL, 1988). Neste caso, tanto a supressão por flutuabilidade, como a dissipação viscosa são taxas de perda de energia cinética, desse modo, a turbulência deve extrair energia do

escoamento médio para se manter (WYNGAARD, 2010).

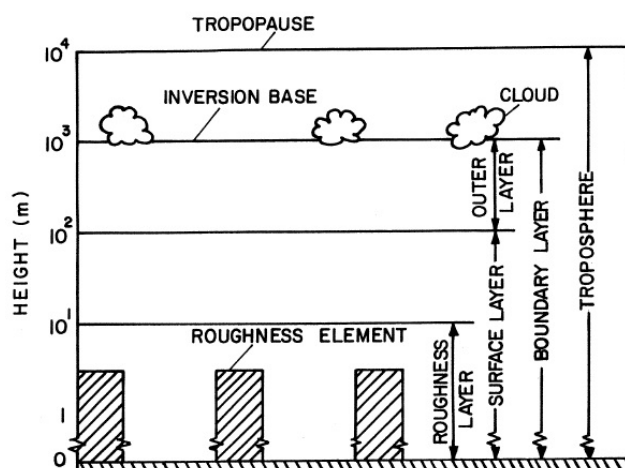
Figura 3 – Tipos de camada limite atmosférica.



Fonte: Adaptado de Stull (1988).

A camada superficial compreende a faixa mais baixa da CLA onde os efeitos de Coriolis ou de rotação da Terra podem ser ignorados. A camada superficial é a mais bem compreendida, em parte porque as medições são mais fáceis de se fazer, tanto a partir do solo quanto por meio de torres micrometeorológicas (ARYA, 2001). A camada abaixo da camada de superfície, onde a influência dos elementos de rugosidade individuais pode ser facilmente discernida é chamada camada de rugosidade, como mostra a Figura 4.

Figura 4 – Representação das subdivisões da camada limite atmosférica.



Fonte: Adaptado de Arya (2001).

Para o estudo da camada limite turbulenta, os campos de velocidade, temperatura, pressão e umidade devem ser decompostos em médias de Reynolds. Para este fim, os

números de Reynolds, bem como o número de Richardson e o comprimento característico de Monin-Obukhov são fundamentais, pois determinam a relação entre os termos turbulentos de origem térmica e dinâmica que atuam no fluido (MONIN; OBUKHOV, 1954). O comprimento de Obukhov,  $l$ , é uma escala de comprimento de flutuabilidades, ele introduz a altura característica da subcamada dinâmica turbulenta. Obukhov utilizou esta escala para descrever teoricamente os perfis do vento e da temperatura da camada de superfície em termos de um parâmetro de estabilidade fundamental,  $z/l$  (ARYA, 2001).

### 2.2.1 Camada Limite Estável - CLE

Geralmente, uma camada limite se torna estratificadamente estável sempre que a superfície estiver mais fria que o ar. Contudo, ela também pode se formar através da advecção de ar quente sobre uma superfície mais fria (STULL, 1988). Devido a sua formação ocorrer à noite, ela também é conhecida como camada limite noturna e, de acordo com sua estabilidade, pode ser classificada como fracamente ou fortemente estável. Uma camada limite fracamente estável apresenta turbulência contínua, enquanto aquelas com forte estabilidade apresentam turbulência reduzida. Em alguns casos, o escoamento pode apresentar um caráter intermitente, fenômeno que ocorre quando a turbulência é suprimida em quase todas as suas escalas por uma forte estratificação térmica. Posteriormente, esta ressurgue de maneira imprevista em curtos períodos de tempo e locais distintos. Instabilidades no escoamento devido a ondas de gravidade internas, escoamento de drenagem, entre outros, podem tornar o escoamento instável (POULOS et al., 2002; SUN et al., 2003). O caso intermitente ocorre com a incidência de ventos fracos ou com a advecção de ar quente sobre uma superfície muito mais fria. Em contrapartida, no caso pouco estável, a turbulência contínua ocorre com ventos mais fortes e/ou resfriamento mais fraco da superfície (MAHRT, 1999).

Uma forma de identificar se uma CLE é fracamente ou fortemente estável é analisando sua dependência do fluxo de calor sensível sobre sua estabilidade. Em uma camada fracamente estável o fluxo de calor aumenta com a estabilidade, enquanto em uma camada muito estável a estratificação térmica é forte o suficiente para amortecer os fluxos, que diminuem com o aumento da estabilidade (ACEVEDO; COSTA; DEGRAZIA, 2012). Outra forma de classificar uma CLE é em relação ao estado de acoplamento entre o ar próximo a superfície e os níveis superiores. Quando há uma intensa turbulência dentro da CLE, todos os seus níveis permanecem conectados uns aos outros e ao topo da camada, de tal forma que os gradientes verticais são bastantes reduzidos. Esta situação caracteriza o estado acoplado, na qual a superfície pode ser considerada como acoplada a CLE superior, que coincide com o regime fracamente estável. Em contrapartida, se a turbulência for bastante reduzida, a superfície tende a se separar dos níveis superiores e os gradientes verticais se elevam. Esta situação caracteriza o estado desacoplado que está associado ao regime

muito estável da camada limite noturna (ACEVEDO; COSTA; DEGRAZIA, 2012). A transição entre estes dois regimes de escoamento é conhecido como acoplamento atmosférico e ocorre de maneira abrupta e imprevista na natureza. Acevedo e Fitzjarrald (2003) apresentam dados observacionais do desacoplamento atmosférico de uma rede de estações, no qual os resultados mostram que estações localizadas em regiões mais elevadas permanecem turbulentas durante toda a noite, enquanto outras sofrem um rápido resfriamento e uma redução da velocidade do vento. O acoplamento pode ocorrer de forma intermitente, e quando este ocorre, a temperatura da superfície pode se elevar em até  $10 K$ , temperatura semelhante à encontrada nas estações mais elevadas, que permanecem turbulentas durante toda a noite (ACEVEDO; FITZJARRALD, 2003).

Mesmo com vários estudos sobre camadas limite muito estáveis, uma teoria sobre tal processo ainda não está consolidada devido a enorme dificuldade de medir a turbulência intermitente e os baixos fluxos. Em noites de céu claro e ventos sinóticos fracos, a influência da topografia se torna muito importante, pois em tais condições escoamentos de drenagem, piscinas de ar frio e jatos de baixos níveis podem estar presentes. Todos esse agentes afetam o clima local (CUXART; JIMÉNEZ; MARTÍNEZ, 2007). Por isso é crucial entender o escoamento noturno do ar principalmente em condições muito estáveis, porque suas consequências impactam diretamente nas atividades antropogênicas

## **2.3 Escoamentos sobre relevos complexos**

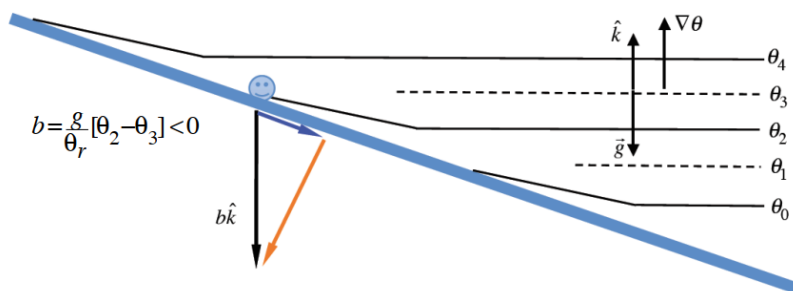
### **2.3.1 Escoamento sobre terrenos inclinados e ventos de drenagem**

A intensidade dos ventos de CLE são muito menores quando comparados com os do caso convectivo, contudo, embora mais fracos, estes apresentam características muito complexas. Em níveis mais baixos, entre 2 e 10  $m$  por exemplo, o escoamento pode ser drenado colina abaixo (STULL, 1988). Estes escoamentos de descida noturnos, se desenvolvem devido à diferença de temperatura entre o ar adjacente a encosta e o ar ambiente na mesma elevação (Figura 5). O aquecimento diurno e o resfriamento radiativo próximo à superfície à noite contribui para essa diferença de temperaturas (HORST; DORAN, 1986; WHITEMAN, 2000; MAHRT et al., 2001; TÓTA et al., 2008). Este tipo de fenômeno é muito comum em áreas de terreno ondulado ou complexo, tais como colinas, florestas e cadeias montanhosas.

A Figura 5 ilustra as forças atuantes sobre uma parcela de ar em uma encosta. O resfriamento radiativo da superfície em um ambiente estavelmente estratificado cria uma diferença de temperatura potencial entre uma parcela de ar próxima ao chão e o ar ambiente, relativamente mais quente, na mesma elevação desta. Desse modo a parcela experimenta uma flutuabilidade negativa, pois sua força peso não é contrabalançada pela força de empuxo (gradiente vertical de pressão). A componente desse saldo de força ao longo da inclinação (representada pela variável  $b$ , indicada pela seta azul) induz a parcela

a um escoamento descendente. Veja que, quando o termo de fluvariabilidade for positivo, a parcela é induzida a um escoamento ascendente (escoamento anabático). Essa primeira abordagem teórica sobre escoamentos de drenagem ou catabáticos foi idealizada por Prandtl (1952), e se tornou a base de análise destes escoamentos.

Figura 5 – Diagrama de forças atuando sobre uma parcela de ar próxima à superfície.



Fonte: Adaptado de Shapiro et al. 2012.

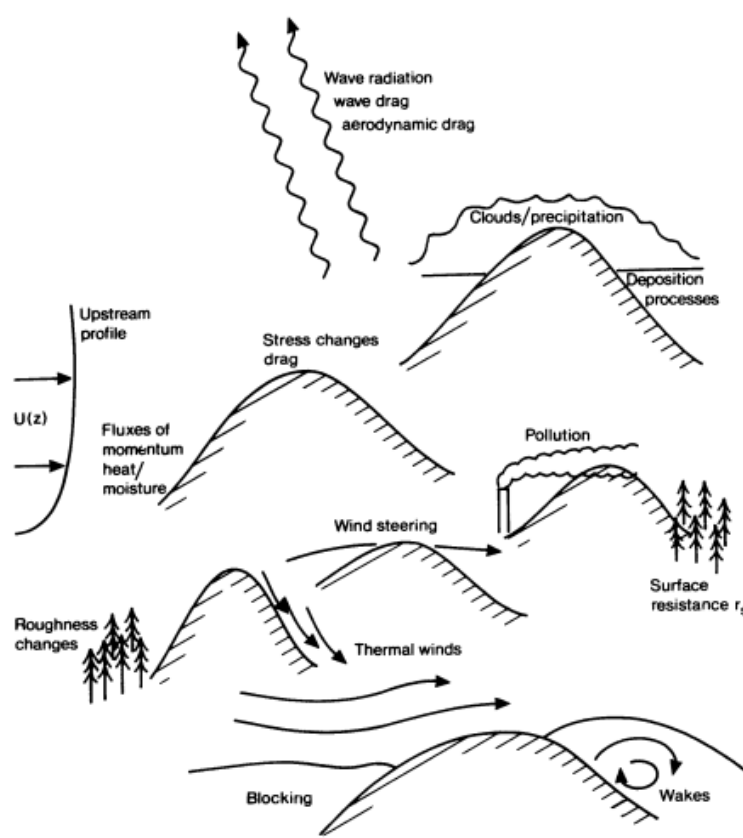
De acordo com a análise proposta por Staebler e Fitzjarrald (2004), escoamentos de drenagem se originam a partir de três forças motrizes: as perturbações no gradiente de pressão, a fluvariabilidade e a divergência de tensões. Seguindo esta análise, escreve-se a equação de *momentum* da seguinte maneira:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + g \frac{(T' - T)}{T_0} \sin(\phi) + \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \quad (3)$$

onde  $\rho$  é a densidade do ar,  $p$  a pressão,  $g$  a gravidade,  $T'$  é a temperatura da parcela,  $T$  é a temperatura do ambiente,  $T_0$  a temperatura de referência;  $\phi$  é a inclinação da superfície e  $\overline{u'w'}$  é o fluxo cinemático de *momentum*. O termo da esquerda é a taxa de variação da velocidade, o primeiro termo a direita é o gradiente de pressão, e o segundo e terceiro termos são a fluvariabilidade e o termo de fricção (divergência vertical de fluxo de *momentum*), respectivamente. Note que o termo de fluvariabilidade corresponde ao parâmetro  $b$  da Figura 5.

A Figura 6 adaptada de Blumen (2016), apresenta um esquema com os diversos processos que ocorrem sobre colinas e terrenos complexos. Segundo os autores, considerando escoamentos neutros, o escoamento de ar se aproxima do terreno com um perfil logarítmico e escoar sobre as colinas. Variações no escoamento médio ocorrem devido ao gradiente de pressão, perturbações nas tensões cisalhantes e à curvatura da superfície. A estrutura da turbulência também é afetada, em geral, todas as três componentes aumentam em magnitude próximo à superfície. Outras implicações do escoamento sobre terrenos ondulados e complexos incluem efeitos de nuvens, precipitação e ondas de gravidade.

Figura 6 – Representação dos diversos processos que ocorrem sobre um terreno ondulado.



Fonte: Adaptado de Blumen (2016).

Ao longo dos anos, estudos, numéricos (YAMADA, 1981; BOSSERT; COTTON, 1994), e observacionais (AMANATIDIS et al., 1992; PAPADOPOULOS; HELMIS, 1999; MONTI et al., 2002) foram desenvolvidos, visando identificar os mecanismos que originam os escoamentos em encostas, suas interações com os sistemas eólicos de grande escala e sua relação com a topografia local. É um tema de grande relevância, pois a ocorrência de drenagens pode causar transporte horizontal de energia e quantidades de espécies químicas, afetando assim a forma do balanço de energia e, por exemplo,  $CO_2$ , de uma região (SUN et al., 1998; TÓTA et al., 2008). De acordo com (MAHRT et al., 2010), mudanças imprevisíveis da direção do vento devido a ventos de submeso e escoamentos de drenagem intermitentes em escalas de tempo de minutos ou 10 minutos podem ser especialmente problemáticos para a previsão de dispersão de contaminantes. Além disso, grandes escalas topográficas, como cadeias montanhosas e vales, têm grande impacto em escoamentos estratificados (BAINES, 1998), da mesma forma que coberturas de solo heterogêneas introduzem uma variabilidade adicional ao escoamento (DERBYSHIRE, 1995). Todavia, sob céu claro com escoamento de grande escala fraco, mesmo declives pequenos de alguns graus podem gerar drenagem de ar frio significativas (BLUMEN, 2016).

As áreas estudadas por pesquisadores abrangem uma ampla variedade de locais e condições, desde condições extremas na Antártida ((LIED, 1964), fortes ventos catabáticos na ordem de  $20 \text{ m/s}$ ), a condições calmas, que prevalecem sobre encostas suaves na ausência de ventos sinóticos (MAHRT; LARSEN, 1990). Estudos em diferentes locais e/ou com diferentes condições podem contribuir para discernir as características principais de cada caso e as características comuns entre eles. Amanatidis et al. (1992) analisou dois casos representando condições diferentes do vento ambiente. A primeira com o vento sinótico oposto ao escoamento catabático, e a segunda quando o vento sinótico apresenta a mesma direção do escoamento de drenagem. O autor e seus colaboradores mostram que as velocidades máximas observadas variam de  $1$  a  $1,5 \text{ m/s}$  para a primeira condição, quando o vento sinótico é fraco, para a segunda condição, valores significativamente maiores são encontrados, indicando que o escoamento catabático intensifica o escoamento próximo à superfície. Ainda de acordo com os autores, o escoamento é eliminado à medida que o vento sinótico se intensifica. Papadopoulos e Helmis (1999) mostram que o escoamento de drenagem no fundo de um declive pode ser gerado gradualmente pelo resfriamento local ou por meio de uma microfrente de advecção, com mudança repentina da direção do vento e uma queda acentuada de temperatura. A ocorrência desses dois regimes contrastantes depende da distribuição de resfriamento ao longo do declive, da estratificação térmica no fundo do mesmo, e da velocidade e direção do vento ambiente. Além disso, segundo os autores, a transição entre o escoamento catabático no início da manhã e no fim da tarde é caracterizado por períodos de vento muito fraco ( $< 0,5 \text{ m/s}$ ). Mahrt et al. (2001) também salienta que o escoamento descendente sobre encostas é sempre de baixa magnitude, na ordem de  $0,1$  a  $0,5 \text{ m/s}$ , e também apresenta pequena espessura, normalmente com profundidade de  $3 \text{ m}$  ou menos. Segundo o autor, o escoamento de drenagem pode se manter mesmo em noites com vento sinótico oposto forte (cerca de  $10 \text{ m/s}$  medido no topo de uma torre de  $60 \text{ m}$ ), desde que haja uma forte estratificação sobre a encosta. Todavia, este pode ser interrompido ou eliminado quando as áreas mais baixas ficarem abarrotadas de ar frio.

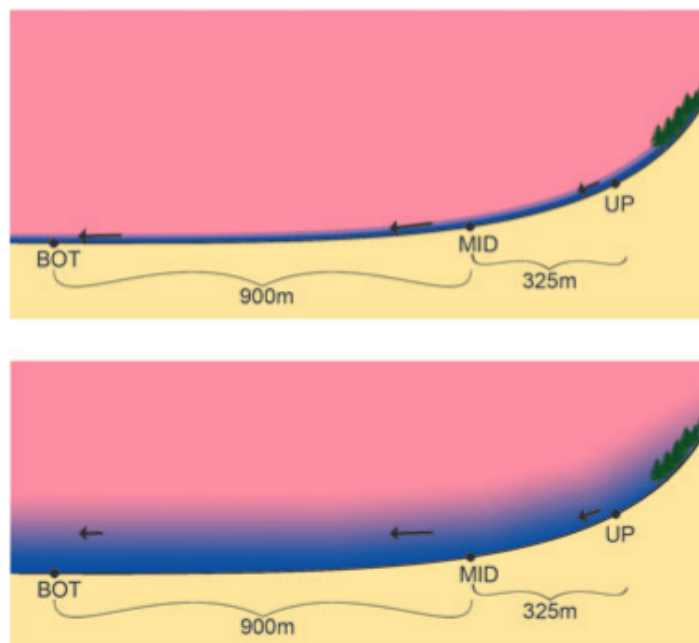
À medida que o ar frio se acumula em uma depressão, vale ou na parte mais baixa de uma encosta, ele forma uma espécie de piscina de ar frio (CLEMENTS; WHITEMAN; HOREL, 2003; CUXART; JIMÉNEZ; MARTÍNEZ, 2007; MAHRT et al., 2010). Dessa forma, o escoamento de drenagem não penetra mais no fundo da encosta. A aceleração do escoamento diminui conforme a piscina aumenta de espessura e ocupa mais da encosta. A interação do escoamento de drenagem com a formação da piscina de ar frio leva a variações grandes e imprevisíveis da direção do vento, principalmente dentro da região da piscina. Clements, Whiteman e Horel (2003) afirmam que a compreensão da formação e dissipação da piscina de ar frio não é bem descrita pelos modelos de previsão e isso é um problema significativo, pois seus efeitos impactam fortemente na estimativa das temperaturas mínimas. Segundo os autores, a análise do fenômeno se torna muito complicada



devido a efeitos de advecção sobre a região estudada.

A Figura 7 ilustra a representação da formação de uma piscina de ar frio.

Figura 7 – Representação da formação de uma piscina de ar frio.



Fonte: Adaptado de Mahrt et al. (2010).

Em seu estudo, Monti et al. (2002) apresenta que o escoamento de drenagem chega como uma mudança brusca do vento e com uma diminuição inicial mínima da temperatura seguida por uma diminuição constante da mesma. Em condições estáveis, múltiplas camadas com diferentes características podem se formar e escoamentos com diferentes direções podem sobrepor-se. Assim, apesar da diferença de elevação ser um fator fundamental para a ocorrência de escoamentos de drenagem, a região da topografia com a mais longa inclinação ininterrupta pode ser dominante (STAEBLER; FITZJARRALD, 2004).

Atualmente, escoamentos de drenagem são considerados não-estacionários e são frequentemente intermitentes. A intermitência é muitas vezes atribuída a interações entre mistura, cisalhamento médio e estratificação do escoamento de drenagem (MAHRT et al., 2010).

A grande maioria dos casos estudados refletem situações de diferenças de elevações médias a grandes ou áreas mais íngremes e complexas como florestas tropicais. Contudo, Horst e Doran (1986) investiga escoamentos sobre uma superfície plana com uma pequena inclinação. Seu objetivo é compreender a fase inicial do escoamento para realizar previsões realistas das escalas e ocorrências de drenagens.

De acordo com Oldroyd et al. (2016b), o comportamento da CLA é relativamente bem compreendida sobre terrenos planos e estatisticamente homogêneos. Porém, mediante a topografias variáveis e heterogeneidades de superfície, as teorias clássicas preci-

sam ser revistas e adaptadas. Conforme os autores, o comportamento da CLE, em muitos casos, é contraditório as teorias clássicas de camada limite. Em um terreno plano homogêneo, sob condições de céu claro e ventos fracos, o cisalhamento vertical age como uma fonte produtora de energia cinética e é frequentemente a única fonte de ECT na CLE (NIEUWSTADT, 1984). Todavia, Oldroyd et al. (2016b) apresenta medidas positivas de empuxo durante a noite, indicando produção de ECT. Argumentos apresentados por Horst e Doran (1988), Denby (1999) previam que a produção de ECT poderia ocorrer em escoamentos de drenagem sob encostas íngremes, e Horst e Doran (1988) mostram um exemplo de fraca produção de ECT por empuxo. Segundo Oldroyd et al. (2016a), a produção de ECT no escoamento de drenagem ocorre quando a razão entre os fluxos de calor cinemático ao longo da inclinação e normal à encosta é maior que a cotangente do ângulo de inclinação da mesma (Eq. 4).

$$\frac{\overline{u'\theta'}}{\overline{w'\theta'}} > \cot \alpha \quad (4)$$

Horst e Doran (1988), Denby (1999) sugerem que o ângulo crítico para a produção de ECT seja de 30° e 25°, respectivamente. Porém, Grachev et al. (2016) indicam que a produção de ECT por empuxo também pode ocorrer em declives rasos.

Devido a estes fatos, mais estudos sobre o tema são pertinentes, uma vez que modelos de balanço de energia de superfície subestimam fluxos turbulentos para escoamentos de drenagem. Além disso, os parâmetros de estabilidade normalmente utilizados não são capazes de explicar as fontes e sumidouros dominantes de ECT na camada limite (OLDROYD et al., 2016a).

### 3 METODOLOGIA

#### 3.1 Análise Experimental

##### 3.1.1 Dados e características do sítio

O sítio experimental se localiza na cidade de Santa Maria, RS, que apresenta as seguintes coordenadas geográficas: latitude  $-29,684^\circ$ , longitude  $-53,807^\circ$ , 102 metros de altitude em relação ao nível do mar. Uma área de terreno ondulado com cobertura de pastagens, típica do Pampa. A diferença de elevação é de pouco mais de uma dezena de metros e a vegetação apresentava entre 20 e 40 *cm* de altura. A Figura 8 mostra a vista aérea da localização do sítio. Os dados utilizados nesse trabalho compreendem dois experimentos realizados no sítio. O primeiro experimento, denominado campanha intensiva, abrange um período do outono de 2015, enquanto que o segundo experimento, denominado campanha extensiva, abrange a maior parte do ano de 2017.

Figura 8 – Vista aérea da localização do sítio.

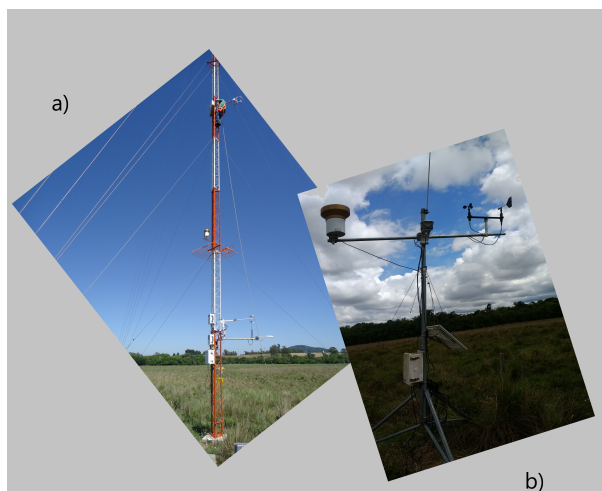


Fonte: Adaptado de (MAPS, 2019)

O conjunto experimental para a campanha intensiva era composto por uma torre micrometeorológica de 30 *m* (Figura 9 a)), e quatro estações meteorológicas (Figura 9 b)), utilizadas como estruturas de montagem para sensores de vento e temperatura. A torre estava localizada em uma área que tinha inclinação suave no sentido noroeste-sudeste. Nela haviam dois anemômetros 3D-sonic (CSAT3 de Campbell Scientific), um a 30 *m* e

outro a  $3\text{ m}$  acima do nível do solo (AGL).

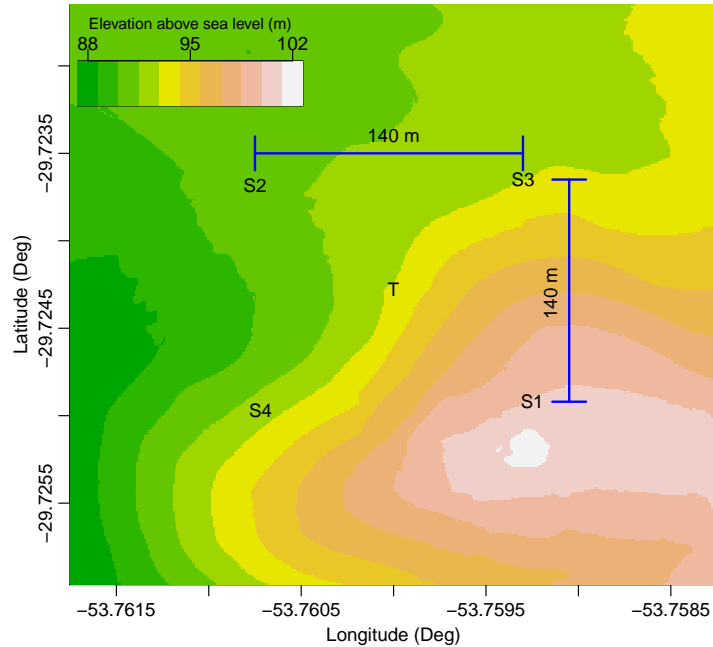
Figura 9 – a) Torre micrometeorológica utilizada em ambas as campanhas; b) Estação meteorológica utilizada na campanha intensiva.



Fonte: Elaborado pelo autor.

Em cada estação havia um CSAT3 e um sensor de temperatura montado a  $1,5\text{ m}$  (AGL). Os tripodes foram colocados ao redor da torre em um arranjo quadrado, como o mostrado pela Figura 10. As estações são representadas pela sigla  $S$  ( $S1$ ,  $S2$ ,  $S3$  e  $S4$ ), cada uma posicionada a mesma distância da torre. Todos os anemômetros sônicos operaram a  $10\text{ Hz}$  e foram alinhados da mesma maneira em relação às coordenadas geográficas. Este procedimento foi feito para evitar rotações individuais após a coleta dos dados. Os sensores de temperatura atuavam a  $1\text{ Hz}$ . O conjunto experimental da campanha extensiva compreende apenas a torre micrometeorológica, que recebe a adição de mais um sensor de temperatura a  $9,5\text{ m}$ . Os dados foram disponibilizados pelo Laboratório de Micrometeorologia da Universidade Federal de Santa Maria (UFSM).

Figura 10 – Mapa topográfico local com a posição das estações meteorológicas.



Fonte: Elaborado pelo autor..

Observando o mapa topográfico do sítio, nota-se que as regiões mais elevadas estão a sudeste da torre micrometeorológica, que se localiza na faixa de elevação intermediária. Além disso, observa-se que a estação  $S1$  se encontra na região de maior elevação ao passo que  $S2$  está localizada na região mais baixa do terreno.

### 3.1.2 Procedimento Experimental

Os dados são processados utilizando o software R. Foram usadas médias de blocos de cinco minutos para o cálculo dos fluxos de calor sensível e *momentum*, onde os mesmos foram calculados através das seguinte relações (WYNGAARD, 2010):

$$\overline{w'T'} = \overline{wT} - \overline{w}\overline{T} \quad (5)$$

$$\overline{W_S'w'} = \overline{W_S w} - \overline{W_S}\overline{w} \quad (6)$$

Onde  $w$ ,  $T$ , e  $W_S$ , respectivamente, representam os valores instantâneos de velocidade vertical do vento, temperatura e magnitude do vento horizontal. As variáveis com barra acima representam os valores médios encontrados dentro das janelas de cinco minutos, enquanto que as variáveis com apóstrofos representam flutuações dentro das janelas de

cinco minutos. É usual para o cálculo do fluxo de *momentum* usar a componente do escoamento paralela ao vetor vento médio (KAIMAL; FINNIGAN, 1994), porém como a direção do vento foi bastante variável dentro das janelas de cinco minutos, optou-se por usar a magnitude da velocidade do vento horizontal para o cálculo do fluxo de *momentum*. Outra alternativa seria realizar a análise de fluxo de *momentum* individualmente para a componente zonal ( $u$ ), e para a componente meridional ( $v$ ), mas como o objetivo do trabalho era apenas obter uma escala típica de valores de divergência de fluxo de *momentum*, optou-se pela primeira alternativa. Todos as figuras apresentadas ao longo do texto representam valores médios encontrados em janelas temporais de cinco minutos.

A ECT ( $e$ ) e a velocidade de fricção ( $u_*$ ), são duas quantidades muito importantes para estudar a turbulência em uma camada limite.  $u_*$  é estimada da seguinte maneira:

$$u_* = (\overline{uw^2} + \overline{vw^2})^{1/4} \quad (7)$$

A ECT é calculada através da soma das variâncias das componentes da velocidade do vento:

$$e = \frac{1}{2}(\sigma_u^2 + \sigma_v^2 + \sigma_w^2) \quad (8)$$

onde  $\sigma_u^2$ ,  $\sigma_v^2$  e  $\sigma_w^2$  são as variâncias das componentes  $u$ ,  $v$  e  $w$ . A variância de uma dada variável é determinada através da expressão:

$$\sigma_a^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} (a_i - \bar{a})^2 \quad (9)$$

na qual  $a = (u, v, w, T)$  e  $N$  o número total de dados. Lembrando que a parte turbulenta de uma variável pode ser escrita como  $a' = a - \bar{a}$ , podemos reescrever a Eq. 9 da forma:

$$\sigma_a^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} a_i'^2 = \overline{a'^2} \quad (10)$$

Assim como a variância, o desvio-padrão é outra variável estatística muito importante para a análise de um conjunto de dados. Este é definido como:

$$\sigma_a = \sqrt{\overline{a'^2}} \quad (11)$$

Para uma melhor descrição do escoamento na camada limite, opta-se por trabalhar com o número de Richardson *bulk*, determinado da seguinte forma:

$$Ri_b = \frac{g\Delta T\Delta z}{(T_{ref} + 273)(\Delta u^2 + \Delta v^2)} \quad (12)$$

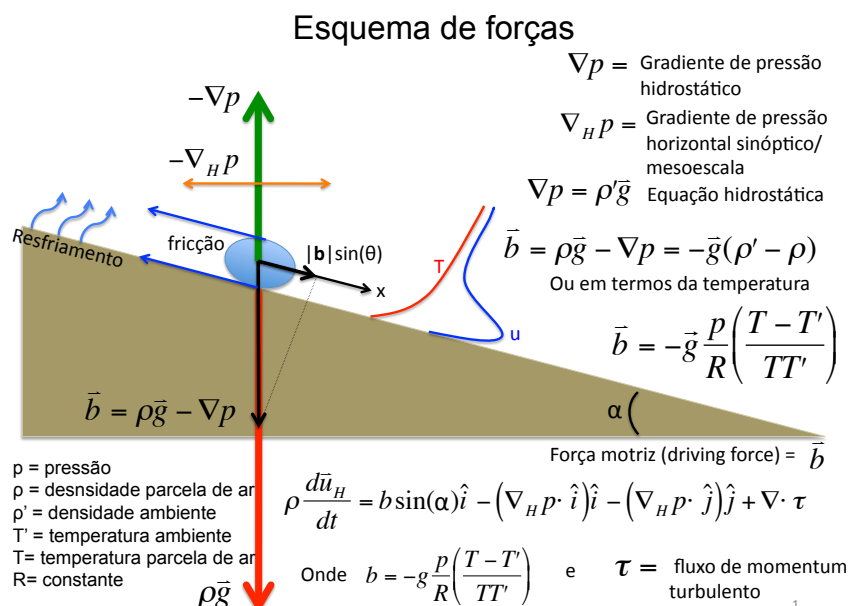
onde  $\Delta T = T_{30m} - T_{3m}$ ,  $\Delta u = u_{30m} - u_{3m}$  e  $\Delta v = v_{30m} - v_{3m}$ .  $\Delta z$  é a diferença de altura entre os níveis.  $T_{ref}$  é a temperatura de referência, assumida como a média entre

os dois níveis da torre:

$$T_{ref} = \frac{T_{30m} + T_{3m}}{2} \quad (13)$$

Para complementar e comparar as análises obtidas a partir da rede de estações, calculam-se as velocidades do escoamento próximo à superfície quando há formação de escoamento de drenagem e quando não ocorre escoamento de drenagem. Para isso, as diversas variáveis influentes, mostradas pela Figura 11, são determinadas para fins de comparação. Estes parâmetros são calculados algebricamente a partir de quantidades médias registradas no sítio.

Figura 11 – Esquemas de forças atuantes.



Fonte: Elaborado pelo autor..

Onde  $\nabla p$  é o gradiente de pressão vertical,  $\nabla_H p$  é o gradiente de pressão horizontal de mesoescala,  $\bar{b}$  o termo de fluabilidade e  $\alpha$  é o ângulo de inclinação do terreno.

Para estimar a fluabilidade, antes é preciso determinar a temperatura do ar ambiente na mesma elevação do ar próximo à encosta a uma certa distância da mesma. Assim,  $T_{ambiente}$  é calculada através da média ponderada entre a temperatura dos níveis a 3 m e 30 m da torre em relação a altura da encosta em que S1 está posicionada.

$$T_{ambiente} = \left[ 1 - \frac{z_{S1} - z_3}{z_{30} - z_3} \right] T_3 + \left[ 1 - \frac{z_{30} - z_{S1}}{z_{30} - z_3} \right] T_{30} \quad (14)$$

A diferença de temperatura ( $\Delta T$ ) é determinada em relação a temperatura da estação 1, localizada na região de maior elevação do sítio.

$$\Delta T = T_{S1} - T_{ambiente} \quad (15)$$

Para o cálculo da fluutuabilidade, utiliza-se uma temperatura de referência ( $T_R$ ), obtida através de:

$$T_R = (T_{30} + T_3 + T_{S1})/3 \quad (16)$$

Nas equações acima,  $z_{s1}$ ,  $T_{s1}$ ,  $z_3$ ,  $T_3$  e  $z_{30}$ ,  $T_{30}$  são as elevações (acima do nível do mar) e as temperaturas dos sensores em  $S1$  e nos níveis a 3 m e 30 m da torre.

Por fim, o termo de fluutuabilidade é estimado como:

$$b = -g\left(\frac{\Delta T}{T_{ref}}\right) \sin(\theta) \quad (17)$$

A divergência vertical do fluxo turbulento de *momentum* é estimada por:

$$\frac{1}{\rho} \nabla \tau = \frac{\overline{w'W s'_{3m}} - (\overline{w'W s'_{S1}} + \overline{w'W s'_{S2}} + \overline{w'W s'_{S3}} + \overline{w'W s'_{S4}})}{\Delta z} \quad (18)$$

Onde  $\Delta z$  (2 m) é a diferença de altura acima do chão entre o sônico de 3 m e o das estações meteorológicas. Esta análise parte do princípio que o escoamento de drenagem é uma lâmina de fluido que está descendo um plano inclinado. A aceleração devido ao gradiente horizontal de pressão também é calculada, para tal são utilizados dados das estações do INMET para o período correspondente. Os resultados obtidos são comparados e discutidos na próxima seção.



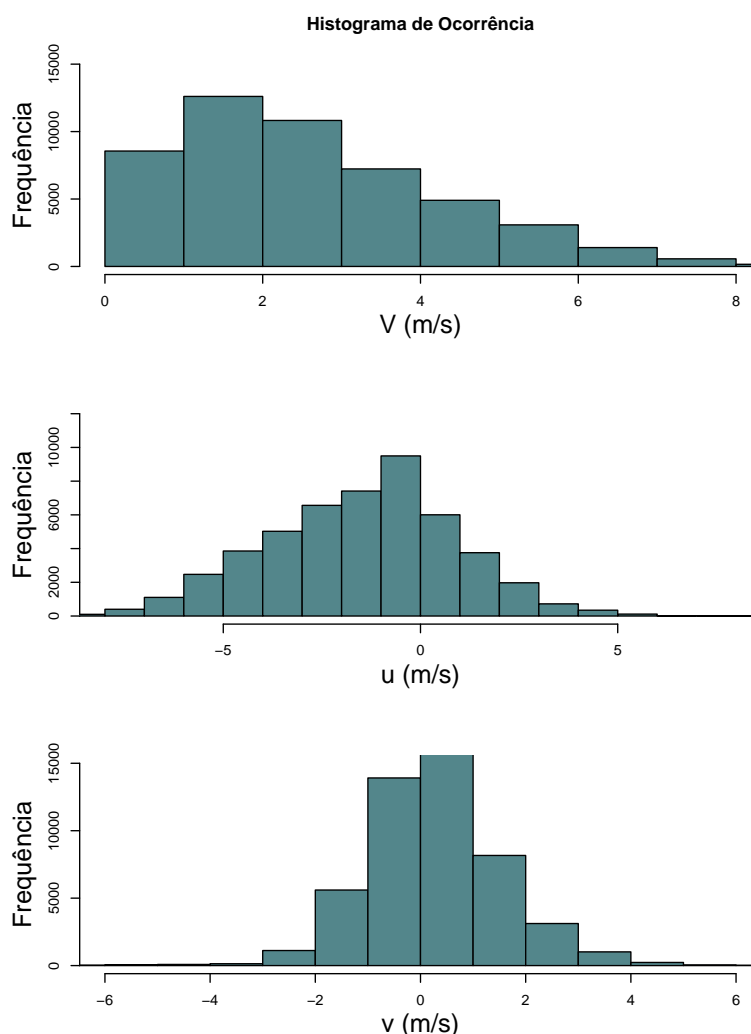
## 4 RESULTADOS

### 4.1 Campanha Intensiva

O conjunto de dados para a campanha intensiva incluem 30 noites, das quais 7 revelaram a formação de escoamentos de drenagem, 4 são apresentadas detalhadamente a seguir. Essas noites apresentam as características típicas que induzem ao desenvolvimento de escoamentos catabáticos: céu claro, resfriamento radiativo significativo e ventos de baixa magnitude (MAHRT; PFISTER; THOMAS, 2019). 23 noites não apresentaram ocorrência de escoamentos drenagem, exibindo um resfriamento muito fraco da superfície ( $< 15 W/m^2$ ) e/ou ventos sinóticos mais fortes ( $> 3 m/s$ ).

As distribuições de frequência da magnitude da velocidade a 30 m, Figura 12, para o outono de 2015, mostram que o escoamento noturno é razoavelmente moderado, velocidades acima de  $2 m/s$  são comuns.

Figura 12 – Distribuição de frequências da velocidade do vento noturno a 30 m para o outono de 2015.



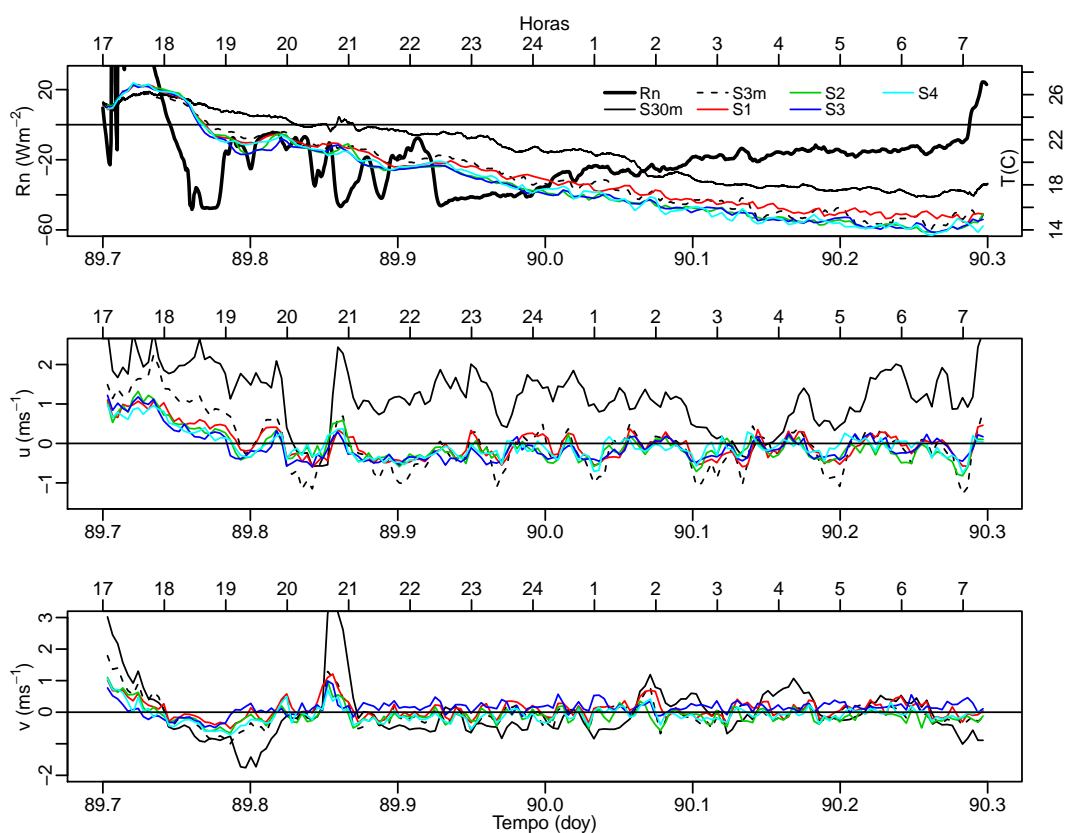
Fonte: Elaborado pelo autor.

#### 4.1.1 Caso I

A Figura 13 apresenta o caso entre a noite dos dias 30 e 31 de março. O painel superior mostra que há uma grande perda radiativa para esta noite ( $\approx -40 W/m^2$ ). Após às 19 h o resfriamento diminui ( $< -20 W/m^2$ ), e passa a alternar momentos de amplitudes negativas e períodos de fraco resfriamento. Esse comportamento se mantém até pouco depois das 22 h, quando o resfriamento volta a se intensificar ( $\approx -40 W/m^2$ ). O aumento da perda radiativa se mantém por aproximadamente duas horas, após esse período o saldo negativo enfraquece gradativamente até se tornar positivo próximo às 7 h. É possível identificar a presença de um gradiente de temperatura entre as estações e os dois níveis da torre. Este gradiente favorece a presença de uma camada limite fortemente estável, típica do estado desacoplado. As estações 2 e 3 apresentam de temperaturas

bem próximas, enquanto que a temperatura de  $S4$  varia em torno de  $\pm 0,5^\circ\text{C}$  em relação às temperaturas das estações já mencionadas. Esta variação é maior no início da noite e se deve a diferença de elevação entre as três. A temperatura no primeiro nível da torre ( $S3m$ ) é levemente superior às registradas por  $S2$ ,  $S3$  e  $S4$ , em contrapartida, a estação 1 apresenta uma oscilação em torno dos valores registrados para  $S3m$ . Observam-se períodos em que a temperatura de  $S1$  é superior a de  $S3m$ , porém, em grande parte da noite, a estação  $S1$  apresenta temperaturas menores que a de  $S3m$ . A temperatura no segundo nível,  $S30m$ , é significativamente maior que as demais, evidenciando o estado desconectado das camadas de ar. O painel intermediário evidencia a ocorrência de drenagem para esta noite. A componente zonal a  $30\text{ m}$  é do sentido oeste para leste em praticamente todo o período, e para os níveis mais próximos da superfície,  $1,5\text{ m}$  e  $3\text{ m}$ , o sentido é de oeste para leste entre às  $17\text{ h}$  até às  $21\text{ h}$ , período no qual o saldo de radiação se torna negativo. Logo em seguida, na faixa entre  $21\text{ h}$  e  $23\text{ h}$ , ocorre a inversão do sentido, e a componente  $u$  passa a descer o terreno. Para a faixa entre  $23\text{ h}$  e  $7\text{ h}$  o sentido do escoamento na superfície alterna entre períodos de descida e subida da encosta, sendo que os eventos de drenagem parecem ocorrer mais quando a magnitude do vento no topo da torre enfraquece. Além disso, observando novamente o painel superior, pode-se constatar que estes escoamentos descendentes coincidem com os períodos no qual a temperatura registrada pela estação 1 é menor que a registrada por  $S3m$ , como pode ser observado nas faixas próximas às  $22\text{ h}$  e logo após a  $1\text{ h}$ . A medida que  $S1$  se torna mais quente que o primeiro nível da torre, a intensidade do escoamento diminui até a inversão do seu sentido (faixas após às  $4\text{ h}$  e entre  $5$  e  $6\text{ h}$ ). Em termos de componente meridional, painel inferior, a situação não é tão clara, pois o escoamento muda de sentido ao longo da noite, o que dificulta a análise. Porém no período entre  $21\text{ h}$  e pouco antes das  $2\text{ h}$ , ele é fraco ( $< 1\text{ ms}^{-1}$ ) e no sentido de subida da encosta (norte para sul). Contudo, para esta mesma faixa, os níveis mais próximos do solo não apresentam o mesmo sentido em todos os pontos da rede. A estação 3 mostra que o escoamento desce a encosta durante grande parte da noite, enquanto que as estações 1, 2, e 4 alternam entre movimentos ascendentes e descendentes. É preciso lembrar que a diferença de elevação entre  $S2$  e  $S4$  é muito pequena, cerca de  $1$  a  $3\text{ m}$ , em contrapartida, a diferença entre  $S1$  e  $S3$  está entre  $5$  e  $7\text{ m}$ .

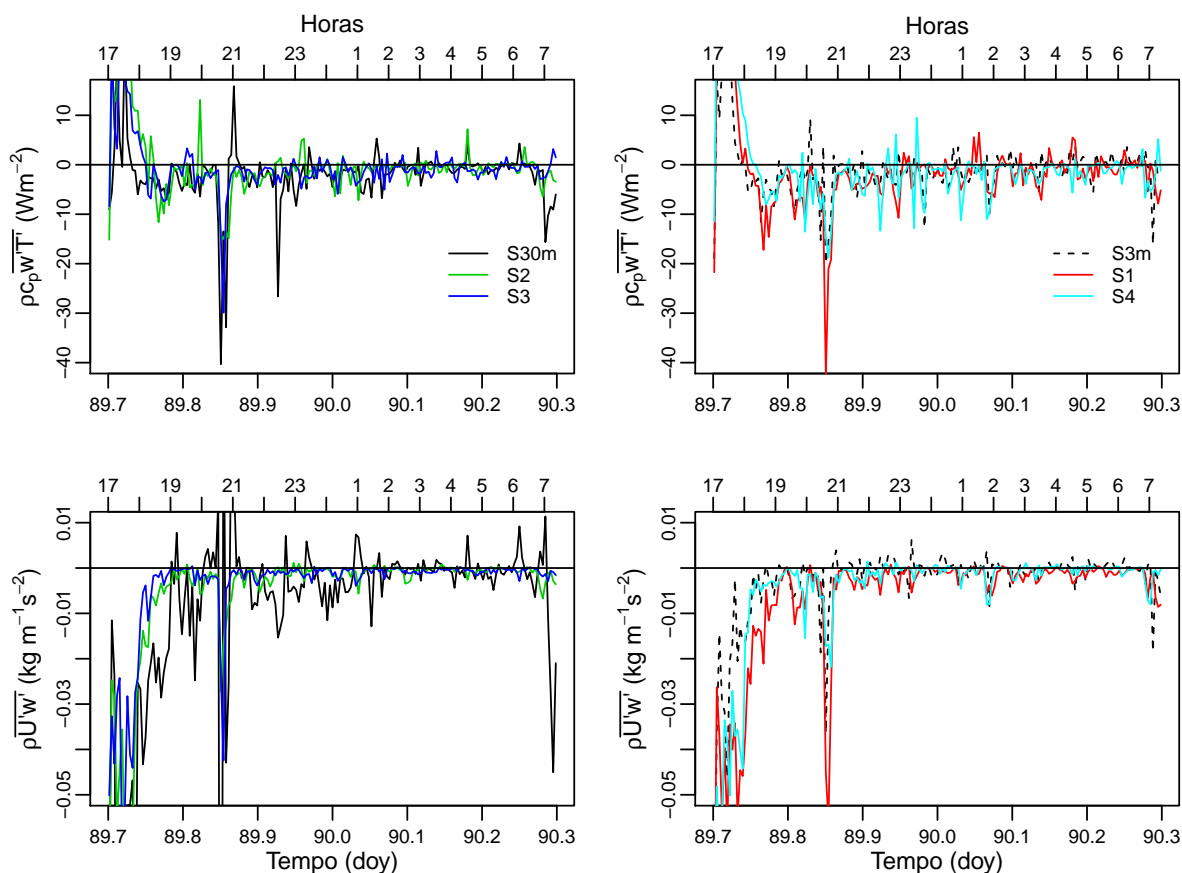
Figura 13 – Painel superior: saldo de radiação próximo a superfície; séries temporais da temperatura em cada nível. Painéis intermediário e inferior: séries temporais da componente zonal e meridional do vento, respectivamente.



Fonte: Elaborado pelo autor.

A Figura 14 apresenta os fluxos de superfície para o caso analisado. Geiger (1965) enfatiza que o papel do fluxo de calor sensível descendente é balancear o resfriamento radiativo da superfície. Vê-se que para a maior parte da noite, este é negativo (painéis superiores). Próximo às 21 h, todas as estações e os dois níveis da torre registram amplitudes de fluxo de calor, esta faixa corresponde ao período em que o vento ambiente se intensifica (ver painéis intermediário e inferior da Figura 13). A estação 4 apresenta valores maiores para o fluxo de calor, em comparação com as demais estações próximas a superfície, entre às 22 h e à meia-noite, faixa na qual o escoamento desce a encosta, opondo-se ao escoamento sinótico. Todavia, na faixa entre às 2 h e 3 h em que a drenagem se restabelece, o fluxo de calor sensível é muito pequeno. Clements, Whiteman e Horel (2003) mostram resultados em que os maiores valores de fluxo de calor correspondem aos períodos de escoamento catabático mais forte. Contudo, não é possível verificar tal relação para esta noite. O painéis inferiores mostram o fluxo de *momentum* para este caso. Também negativo durante a maior parte da noite, entretanto, os dois níveis da torre apresentam diversas amplitudes positivas ao longo do período. Isto sugere que o escoamento apresenta um ponto de velocidade máxima entre  $S3m$  e  $S30m$ .

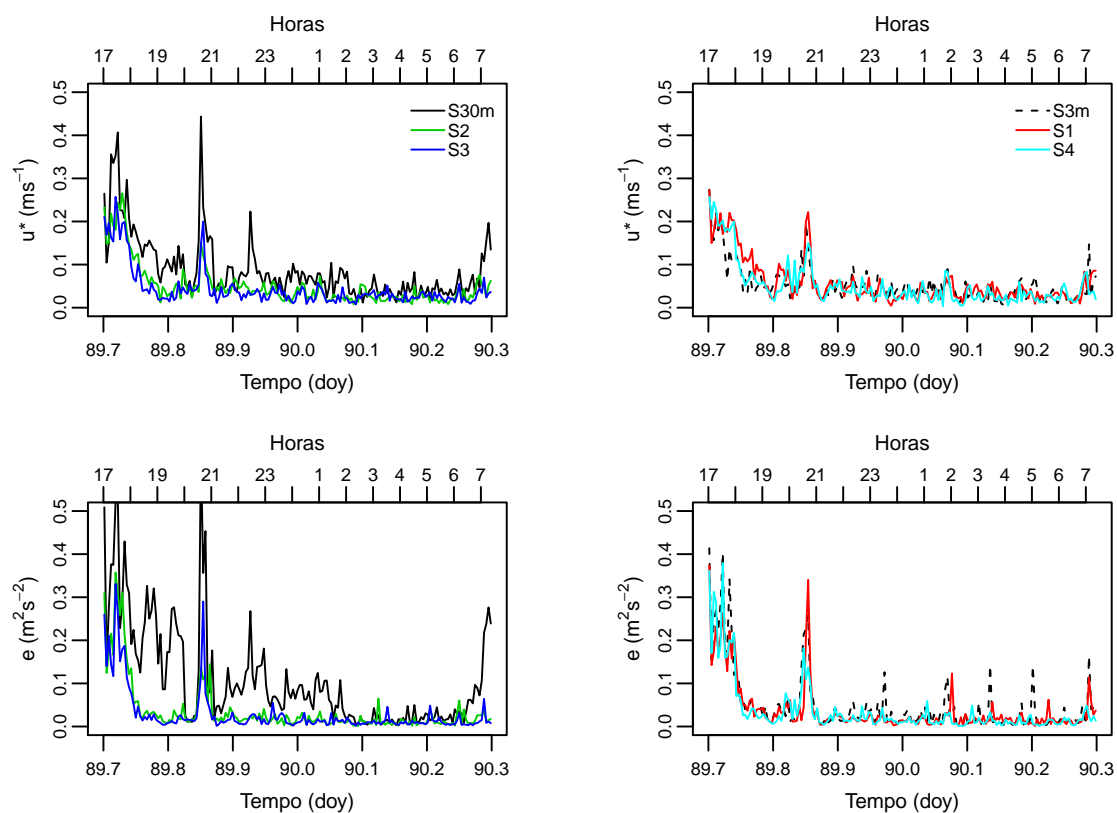
Figura 14 – Painéis superiores: séries temporais para o fluxo de calor sensível. Painéis inferiores: séries temporais para o fluxo de *momentum*.



Fonte: Elaborado pelo autor.

Os painéis superiores da Figura 15 mostram valores baixos de velocidade de fricção, exceto pela faixa próxima às 21 h, na qual ocorre uma intensificação de  $u_*$ , o que faz com que o fluxo de calor sensível também se intensifique (ver Figura 14). Velocidades de fricção muito baixas correspondem a uma fraca produção de turbulência, o que dificulta a manutenção de um grande fluxo de calor (MAHRT et al., 1998). A energia cinética turbulenta (ECT), quantifica a intensidade da turbulência e é diretamente relacionada ao transporte turbulento na camada limite (STULL, 1988). Os painéis inferiores comprovam o rápido desenvolvimento de turbulência ocorrido próximo às 21 h, além disso, a ECT a 30 m é mais intensa no início da noite até o início da madrugada, as estações 2, 3 e 4 apresentam baixa ECT, enquanto que a estação 1 e o primeiro nível da torre apresentam variações com amplitudes maiores que as demais estações mencionadas.

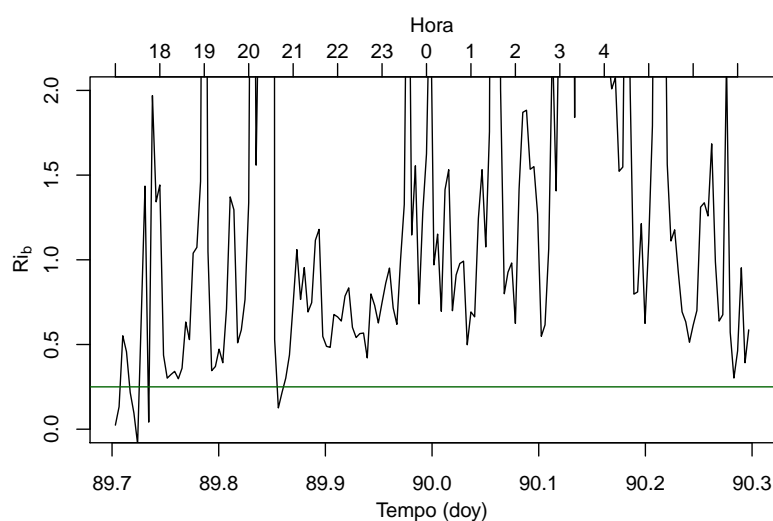
Figura 15 – Painéis superiores: séries temporais para a velocidade de fricção. Painéis inferiores: séries temporais para energia cinética turbulenta.



Fonte: Elaborado pelo autor.

O número de Richardson, Figura 16, varia bastante ao longo da noite, entre 18 e 19 *h* este decresce até próximo do valor crítico, às 20 *h* ele se eleva novamente, e próximo às 21 *h*, decresce a um valor abaixo do crítico. Observando novamente a Figura 15, nota-se a relação do decaimento do número de Richardson até valores próximos do crítico com a intensificação da turbulência no escoamento.

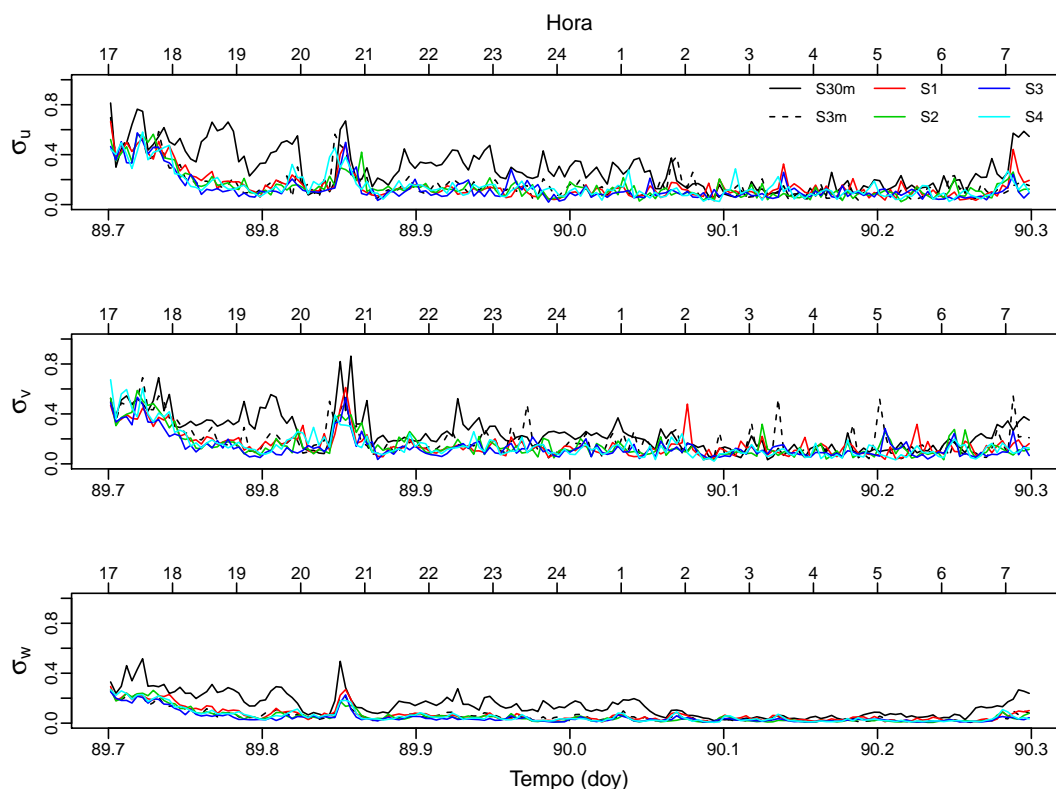
Figura 16 – Série temporal do número de Richardson para o período entre às 17 h (local) do dia 30 de março e 7 h do dia 31 de março de 2015.



Fonte: Elaborado pelo autor.

A força da turbulência é geralmente representada em termos da energia cinética turbulenta. Sob condições fortemente estáveis, os componentes da velocidade horizontal podem ser dominados por movimentos principalmente horizontais com pouquíssima correlação com os movimentos verticais correspondentes e extremamente fracos. Nesse aspecto, as flutuações da velocidade horizontal se devem principalmente aos modos não turbulentos, dessa forma, o desvio padrão das flutuações da velocidade vertical,  $\sigma_w$ , é um melhor indicador da turbulência do que a energia cinética (MAHRT et al., 2014). A Figura 17 apresenta os desvios padrão para as três componentes da velocidade do vento. Observa-se que os valores são maiores no início da noite, em parte devido a maior presença de turbulência neste período. Porém, significativamente menores que os valores diurnos, visto que a turbulência convectiva leva a uma maior variabilidade da direção do vento e também a maiores rajadas (MONTI et al., 2002).

Figura 17 – Séries temporais para o desvio padrão das componentes do vento para o período entre às 17 h (local) do dia 30, às 7 h do dia 31 de março de 2015.



Fonte: Elaborado pelo autor.

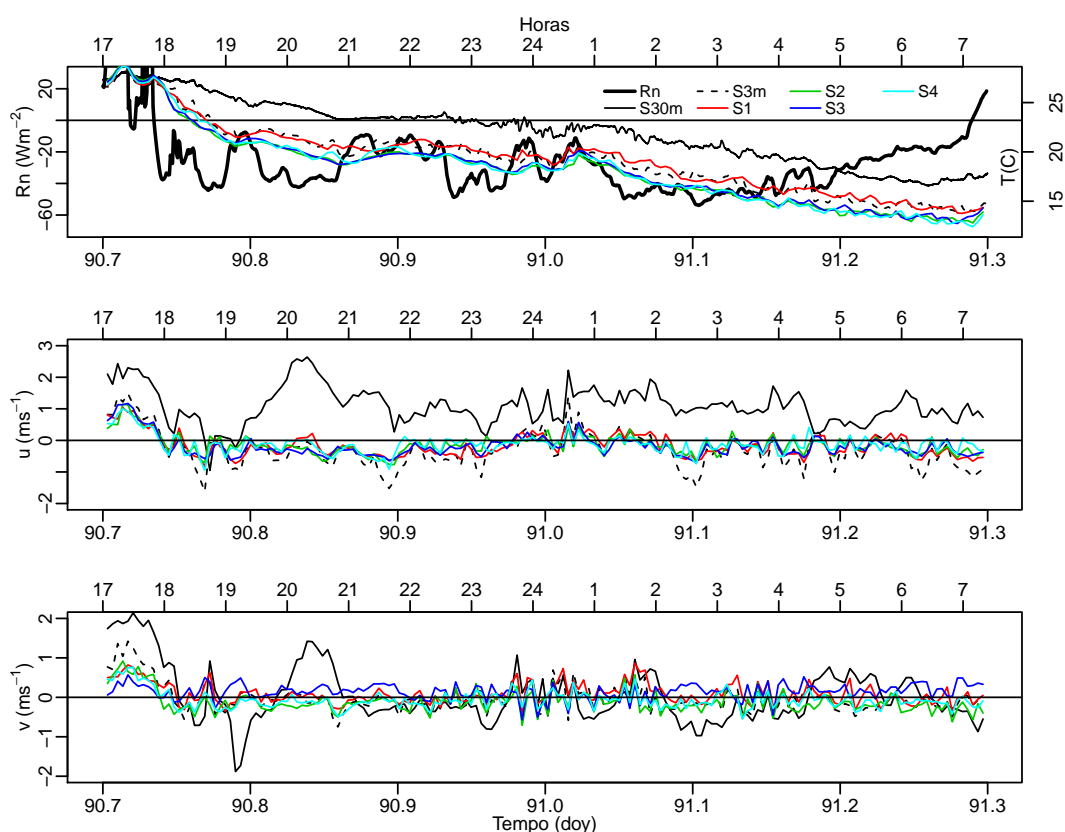
#### 4.1.2 Caso II

Um comportamento semelhante ao caso anterior também foi observado entre a noite dos dias 31 de março e 1º de abril (Figura 18). Novamente, tem-se uma grande perda radiativa da superfície e a presença de um gradiente de temperatura entre esta e o topo do domínio. A componente zonal do vento ambiente se opõe ao escoamento próximo à superfície durante praticamente todo o período, evidenciando claramente a ocorrência do escoamento de drenagem. A velocidade média de  $u$  para esse caso é de aproximadamente  $1,1 \text{ m/s}$  a  $30 \text{ m}$ , na direção de subida da encosta, enquanto que a  $3 \text{ m}$  e  $1,5 \text{ m}$ , a magnitude da componente zonal é de cerca de  $0,3 \text{ m/s}$  e  $0,16 \text{ m/s}$ , respectivamente, na direção de descida da encosta. Nas faixas entre às 21 e 22 h, e entre às 2 e 3 h, observam-se amplitudes de velocidade registradas por  $S3m$ , estes períodos correspondem aos períodos em que a temperatura de  $S1$  se torna menor que a de  $S3m$ . A medida que o vento ambiente se intensifica as temperaturas tendem a se aproximar e a drenagem desaparece. Comparando os painéis dinâmicos com o painel superior, percebe-se a grande influência do resfriamento radiativo da superfície. Quando este diminui, a estratificação térmica das camadas de ar enfraquece em resposta (faixa entre à meia-noite e 1 h). Entre às 4 e 6 horas, o escoamento de drenagem é interrompido rapidamente diversas vezes,



contudo, vê-se que não há um enfraquecimento significativo do gradiente de temperatura. Segundo Mahrt et al. (2001), à medida que as regiões mais baixas ficam “cheias” de ar frio a drenagem pode ser interrompida, o que explicaria o comportamento observado. Analogamente ao caso anterior, a componente meridional do vento (painel intermediário), varia bastante, principalmente as estações próximas à superfície. O que torna difícil concluir sobre seu comportamento. Entretanto,  $S3$  apresenta escoamento no sentido de descida da encosta em boa parte da noite, comportamento semelhante ao do caso anterior. Em terrenos complexos e/ou ondulados, a orientação do escoamento de drenagem pode não ser bem definida, uma vez que estes são impulsionados pela assimetria topográfica, o que significa que encostas abaixo de uma certa escala podem não desenvolver drenagens se encostas maiores, e mais próximas, são dominantes (STAEBLER; FITZJARRALD, 2004).

Figura 18 – Painel superior: saldo de radiação próximo a superfície; séries temporais da temperatura em cada nível. Painéis intermediário e inferior: séries temporais da componente zonal e meridional do vento, respectivamente.

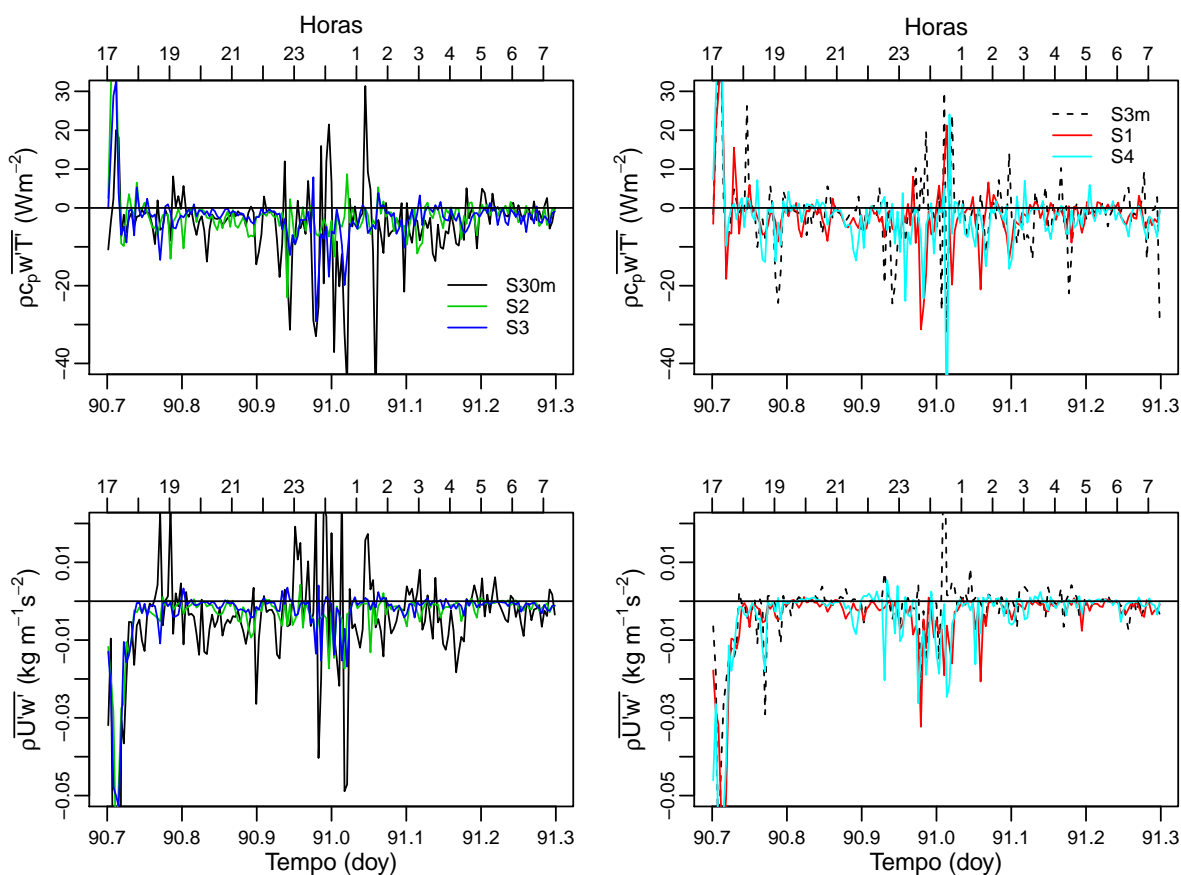


Fonte: Elaborado pelo autor.

A Figura 19 apresenta os fluxos de superfície para a referida noite. O fluxo de calor sensível é negativo na maior parte da noite (painéis superiores), exceto pela faixa entre às 23 h e 1 h, em que este varia, tornando-se positivo. Esta faixa corresponde ao período no qual o resfriamento radiativo enfraquece, as temperaturas dos níveis mais próximos do chão se aproximam e registram um breve aquecimento. Os painéis inferiores mostram

que o fluxo de *momentum* próximo ao chão é negativo, enquanto que a 3 m e a 30 m este apresenta valores positivos, fortalecendo a ideia de que o escoamento apresenta um ponto de velocidade máxima próximo a 3 m.

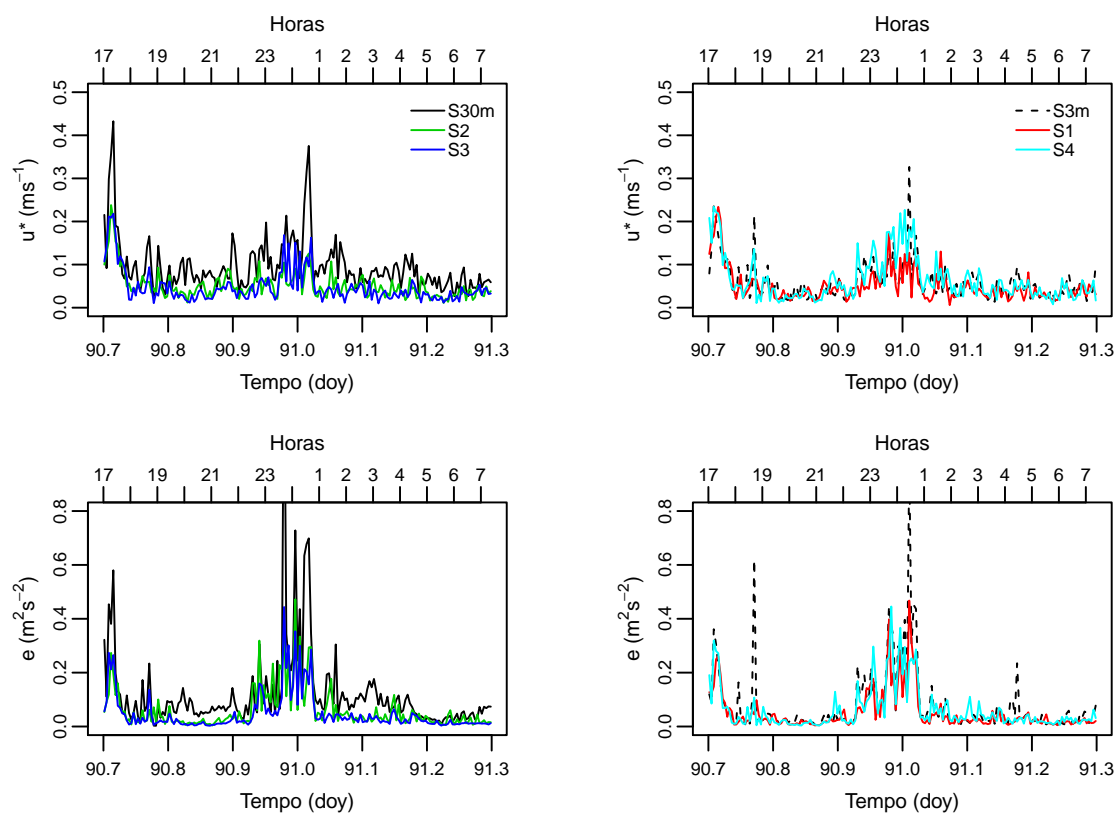
Figura 19 – Painéis superiores: séries temporais para o fluxo de calor sensível. Painéis inferiores: séries temporais para o fluxo de *momentum*.



Fonte: Elaborado pelo autor.

Os painéis superiores da Figura 20 apresentam variações maiores e mais frequentes da velocidade de fricção em relação ao caso anterior, principalmente na faixa entre às 22 e 2 h, na qual ocorre um aumento significativo das magnitudes de  $u_*$ . Isso faz com que o fluxo de calor sensível também se intensifique (ver painéis superiores da Figura 19). A maior presença de turbulência na camada é evidenciada pelos painéis inferiores. A ECT diminui à medida que o saldo de radiação se torna negativo, amplitudes de ECT ainda podem ser observadas no início da noite. Entre às 22 e 2 h, são registrados os maiores valores de ECT para esta noite, para o restante da noite os valores observados são muito baixos

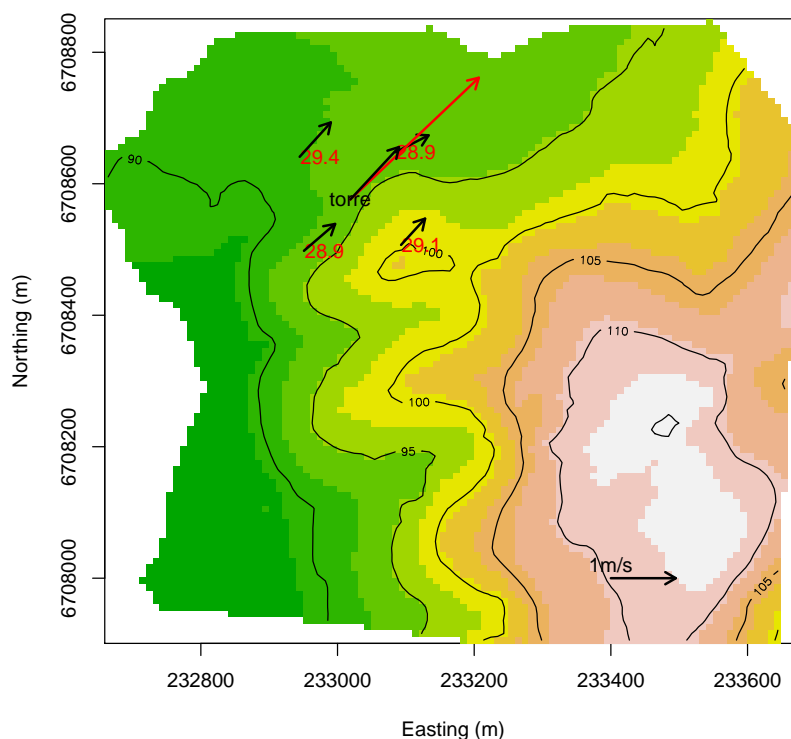
Figura 20 – Painéis superiores: séries temporais para a velocidade de fricção. Painéis inferiores: séries temporais para energia cinética turbulenta.



Fonte: Elaborado pelo autor.

A Figura 21 mostra o mapa do sitio para às 17 h e 30 min do dia 31 de março, nota-se que o escoamento próximo a superfície (representado pelos vetores em preto) está conectado com o vento sinótico a 30 m (vetor em vermelho), sobretudo a componente  $u$ . A componente  $v$  apresenta uma leve variação, principalmente a registrada pela estação S3.

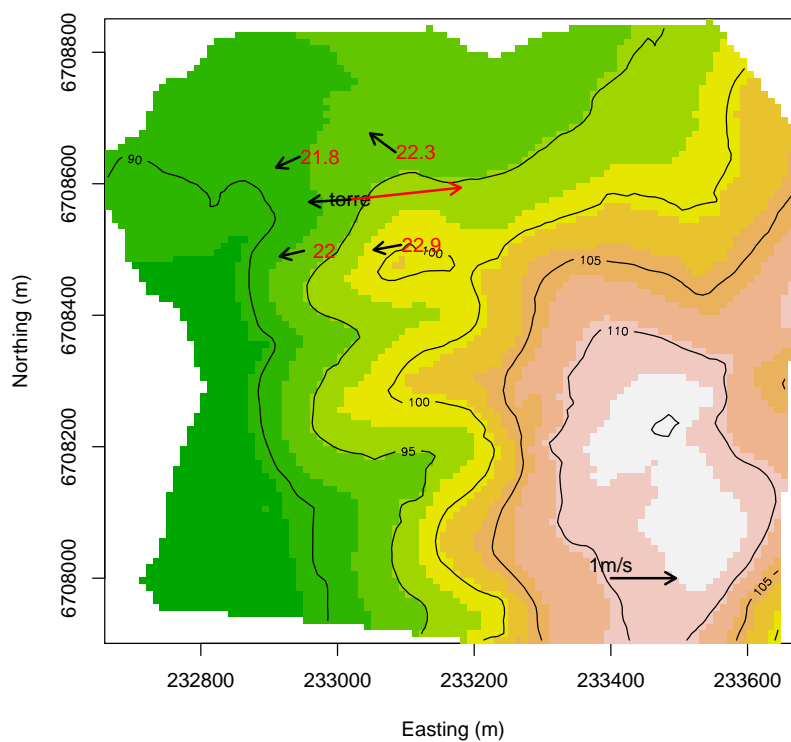
Figura 21 – Mapa local para as magnitudes do vetor vento às 17 : 30 h do dia 31 de março. A temperatura das quatro estações meteorológicas, medidas em °C, são assinaladas em vermelho.



Fonte: Elaborado pelo autor.

A Figura 22 apresenta o mapa para a rede de estações às 19 h e 40 min. É impressionante o comportamento do escoamento. A 3 m a torre registra a componente  $u$  no sentido da caída do terreno, em contrapartida a 30 m o vento sinótico apresenta o sentido contrário. Todas as estações meteorológicas ao redor da torre registram o mesmo sentido que o primeiro nível. Pode-se ver que a magnitude da componente meridional é muito menor que a da componente zonal. Não obstante, vê-se que o período mostrado corresponde a faixa na qual a temperatura da estação 1 oscila e se torna menor do que a de S3m (Figura 18). A condição de que cinco sensores colocados em posições diferentes do terreno mostram o mesmo sentido da componente zonal do vento é um forte indício de que o fenômeno ocorre na região estudada. Além disso, tal afirmação é fortalecida pelo fato do escoamento estar orientado no sentido do gradiente topográfico local (sentido leste-oeste com ângulo de inclinação variando entre 1, 6 e 3°), como visto nos trabalhos desenvolvidos por Mahrt et al. (2001), Staebler e Fitzjarrald (2004), Goulden, Miller e Rocha (2006) e Tóta et al. (2008).

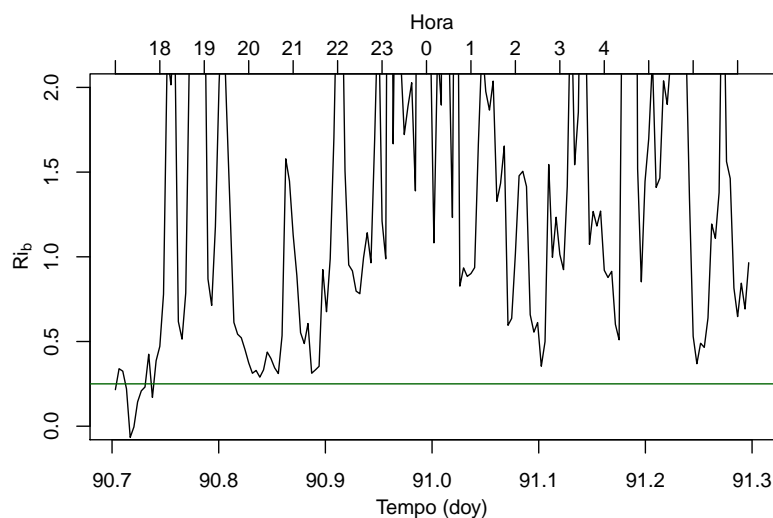
Figura 22 – Mapa local para as magnitudes do vetor vento às 19 : 40 h do dia 31 de março. A temperatura das quatro estações meteorológicas, medidas em °C, são assinaladas em vermelho.



Fonte: Elaborado pelo autor.

Após a transição de estabilidade, o número de Richardson se eleva acima de seu valor crítico, Figura 23, contudo, seu comportamento é semelhante ao do caso anterior. O escoamento na camada alterna entre períodos de fraca estabilidade (quando  $0,25 < Ri_b < 1$ ) e períodos de forte estabilidade (quando  $Ri_b > 1$ ).

Figura 23 – Série temporal do número de Richardson para o período entre às 17 h (local) do dia 31 de março e 7 h do dia 1° de abril de 2015. A linha verde indica o valor crítico.



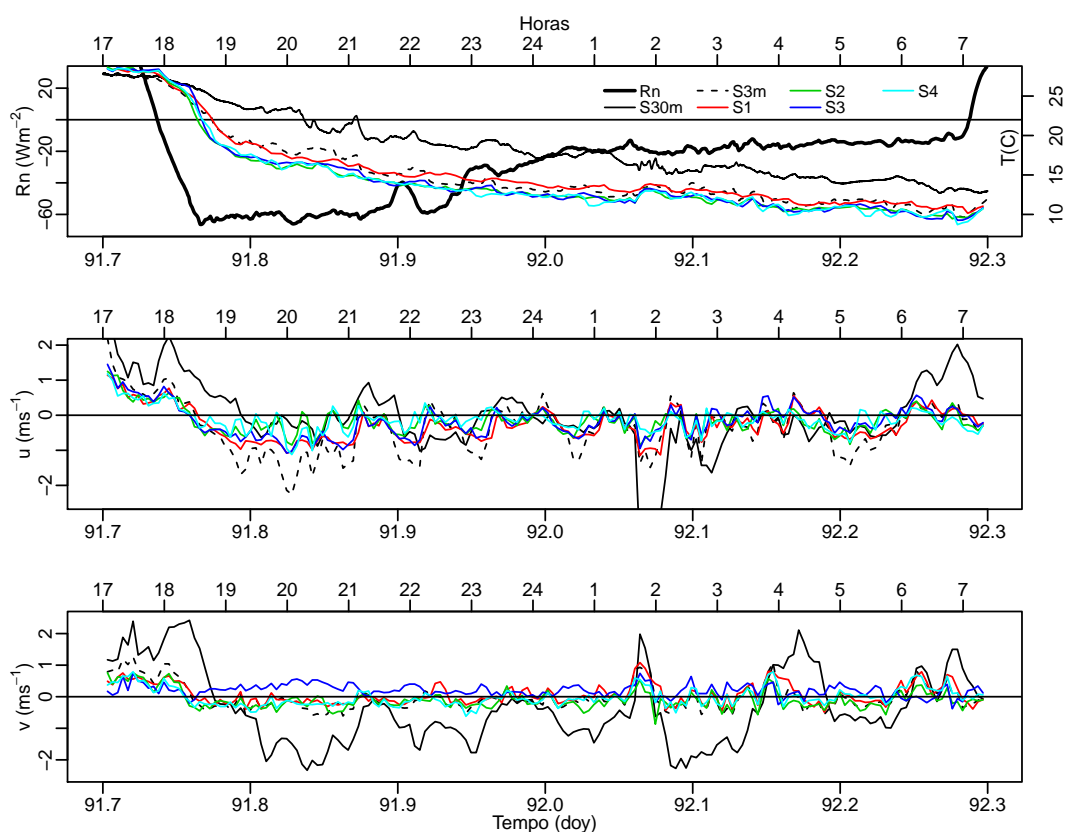
Fonte: Elaborado pelo autor.

#### 4.1.3 Caso III

A Figura 24 apresenta as características do caso da noite entre os dias 1° e 2 de abril. O painel superior mostra que há uma grande perda radiativa no início da noite, cerca de  $60 \text{ W/m}^2$ . Após às 18 h as estações localizadas nas regiões mais baixas se resfriam mais rapidamente que  $S1$  e  $S3m$ . O gradiente de temperatura se estabelece, na qual a temperatura a 30 m está completamente desconectada das temperaturas registradas próximas à superfície. Novamente, percebe-se o desenvolvimento do escoamento de drenagem quando a temperatura de  $S1$  é menor que a de  $S3m$ . Exceto pelas faixas entre às 2 h e às 3 h, quando a componente zonal a 30 m se intensifica, para a maior parte da noite sua magnitude é inferior a  $1 \text{ m/s}$ . Em contrapartida, a magnitude de  $u$  medida a 3 m da superfície apresenta valores acima de  $1 \text{ m/s}$  em diferentes períodos, entre às 19 e 21 h, e próximo às 22 h, 23 h, 1 h, e entre 5 e 6 h. A faixa mais interessante se encontra entre às 19 e 21 h, a componente sinótica apresenta uma magnitude máxima pouco superior a  $0,5 \text{ m/s}$ , enquanto todas as estações mostram magnitudes variando acima deste valor, principalmente  $S1$  e  $S3$  que apresentam magnitudes próximas a  $1 \text{ m/s}$ . Os valores registrados pelo primeiro nível da torre são ainda maiores e o escoamento se mantém nesse estado até ser freado pela inversão da direção do vento a 30 m. Após uma breve conexão, o escoamento próximo a superfície volta a descer a encosta. Posteriormente o vento no topo inverte seu sentido novamente, passando a descer também a encosta a uma magnitude menor que a registrada a 3 m. Este caso comprova que a drenagem intensifica o

escoamento próximo ao chão (AMANATIDIS et al., 1992). O painel inferior mostra que apenas a estação 3 se desconecta da componente meridional sinótica, as demais estações acompanham o sentido de  $v$  medido a 30 m.

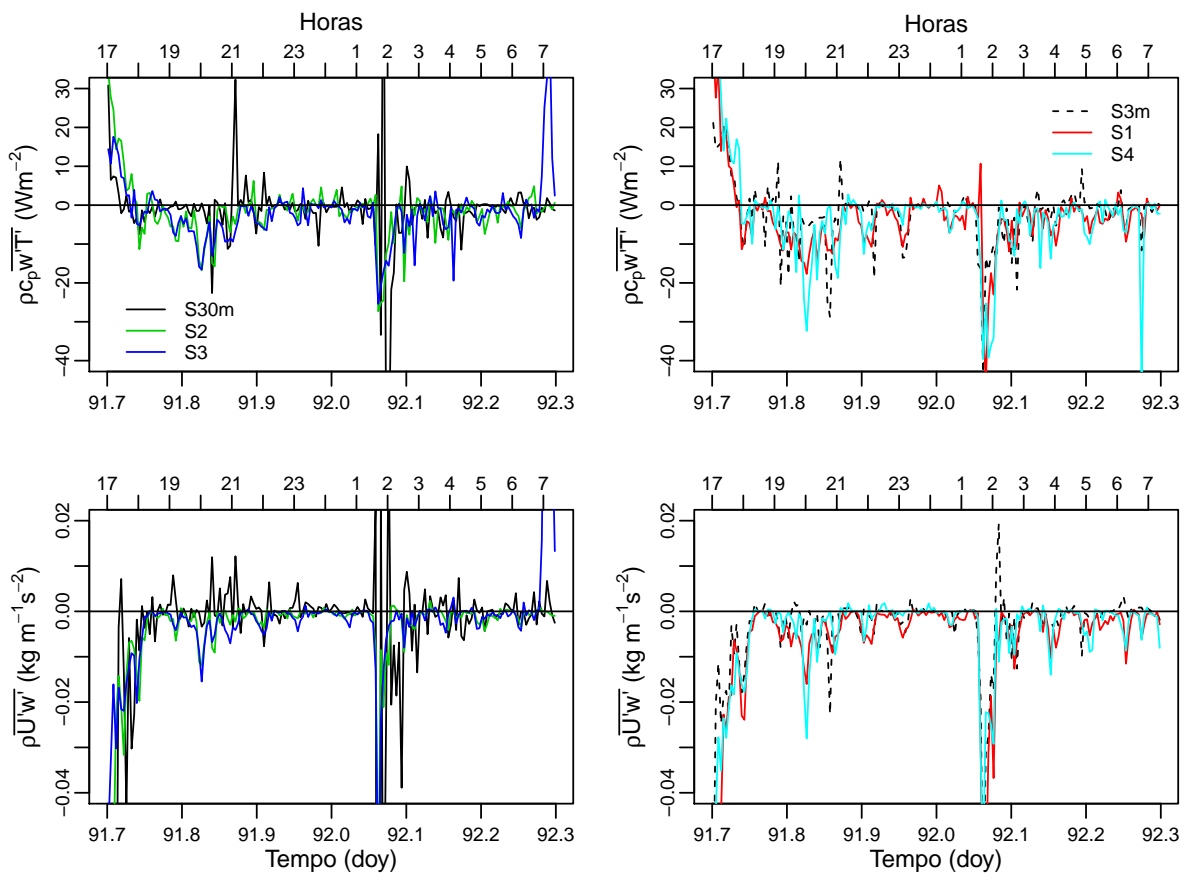
Figura 24 – Painel superior: saldo de radiação próximo a superfície; séries temporais da temperatura em cada nível. Painéis intermediário e inferior: séries temporais da componente zonal e meridional do vento, respectivamente.



Fonte: Elaborado pelo autor.

A Figura 25 apresenta os fluxos de superfície para a noite em questão. O fluxo de calor sensível negativo, registrado pelas estações, apresenta grandes amplitudes no início da noite, sobretudo na faixa entre às 19 e 21 h, na qual  $S_1$  e  $S_4$  apresentam uma intensidade maior que  $S_2$  e  $S_3$ . Esta faixa corresponde ao período dos mais fortes escoamentos de drenagem de  $u$ . Contudo, estes não são os maiores valores de fluxo de calor computados para essa noite. Todas as estações e os dois níveis da torre apresentam amplitudes de fluxo de calor sensível entre à 1 e às 2 h. Faixa correspondente ao período em que a componente  $u$  a 30 m se intensifica, às temperaturas adjacentes à superfície se aproximam (ver Figura 24), e a turbulência se intensifica no escoamento. Os painéis inferiores apresentam um comportamento diferente do fluxo de *momentum* (em relação aos casos I e II). Em grande parte da noite este é negativo para todos os níveis próximos ao chão. Contudo,  $S_{30m}$  apresenta regiões em que o fluxo de *momentum* é positivo, ou seja, o ponto de velocidade máxima do escoamento se encontra acima dos 3 m.

Figura 25 – Painéis superiores: séries temporais para o fluxo de calor sensível. Painéis inferiores: séries temporais para o fluxo de *momentum*.

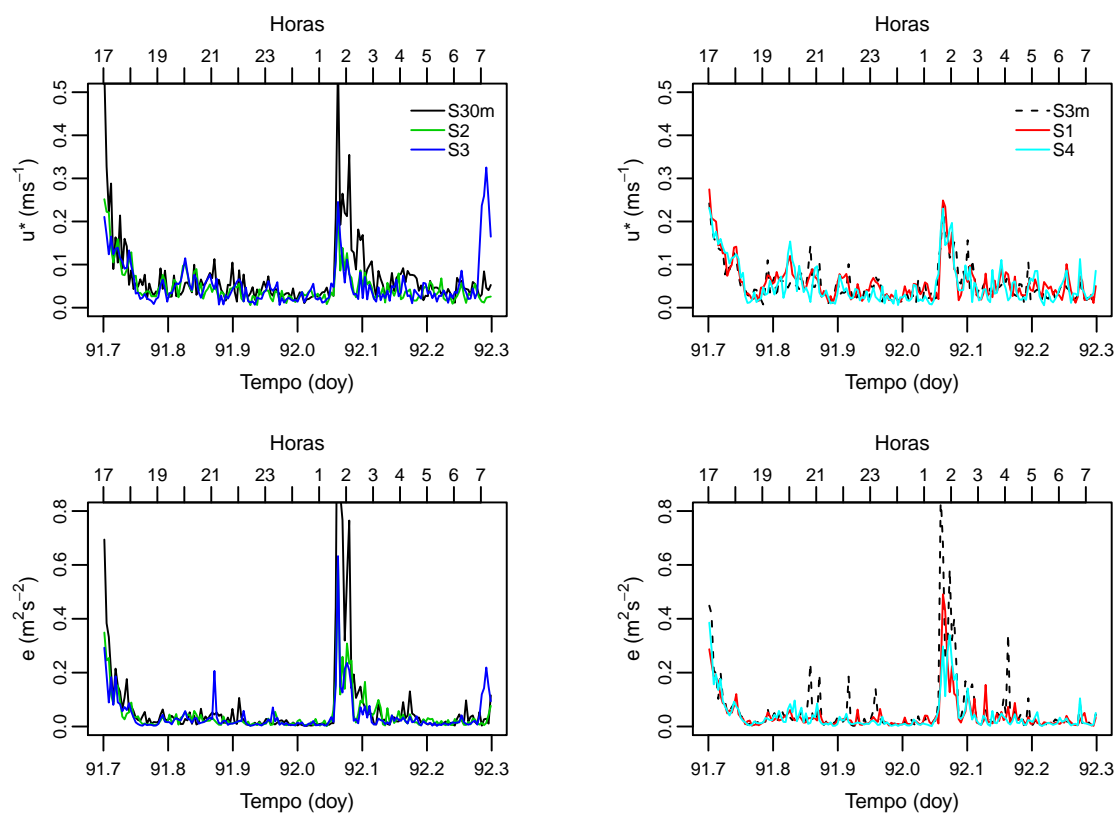


Fonte: Elaborado pelo autor.

Os painéis superiores da Figura 26 apresentam baixos valores de  $u_*$ , todavia  $S3m$ ,  $S1$  e  $S4$  apresentam uma produção ligeiramente maior de turbulência no início da noite, por isso o fluxo de calor sensível apresenta maiores amplitudes nessas estações (Figura 25). Como visto anteriormente, próximo às 2 h a produção de turbulência se intensifica no escoamento em virtude do vento sinótico aumentar. Isto é verificado no comportamento de ECT nos painéis inferiores.



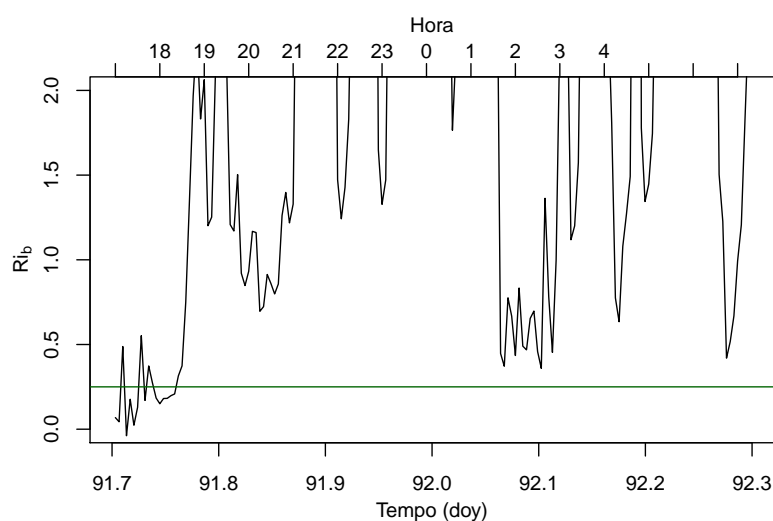
Figura 26 – Painéis superiores: séries temporais para a velocidade de fricção. Painéis inferiores: séries temporais para energia cinética turbulenta.



Fonte: Elaborado pelo autor.

O número de Richardson oscila em torno de seu valor crítico durante o período de transição de estabilidade, Figura 27; na maior parte da noite e durante os escoamentos de drenagem este se mantém acima de 0,25. Entre 2 e 3 h, período no qual há maior presença de turbulência no escoamento,  $Ri_b$  decai até próximo do valor crítico.

Figura 27 – Série temporal do número de Richardson para o período entre às 17 h (local) do dia 30 de março e 7 h do dia 31 de março de 2015. A linha verde indica o valor crítico.

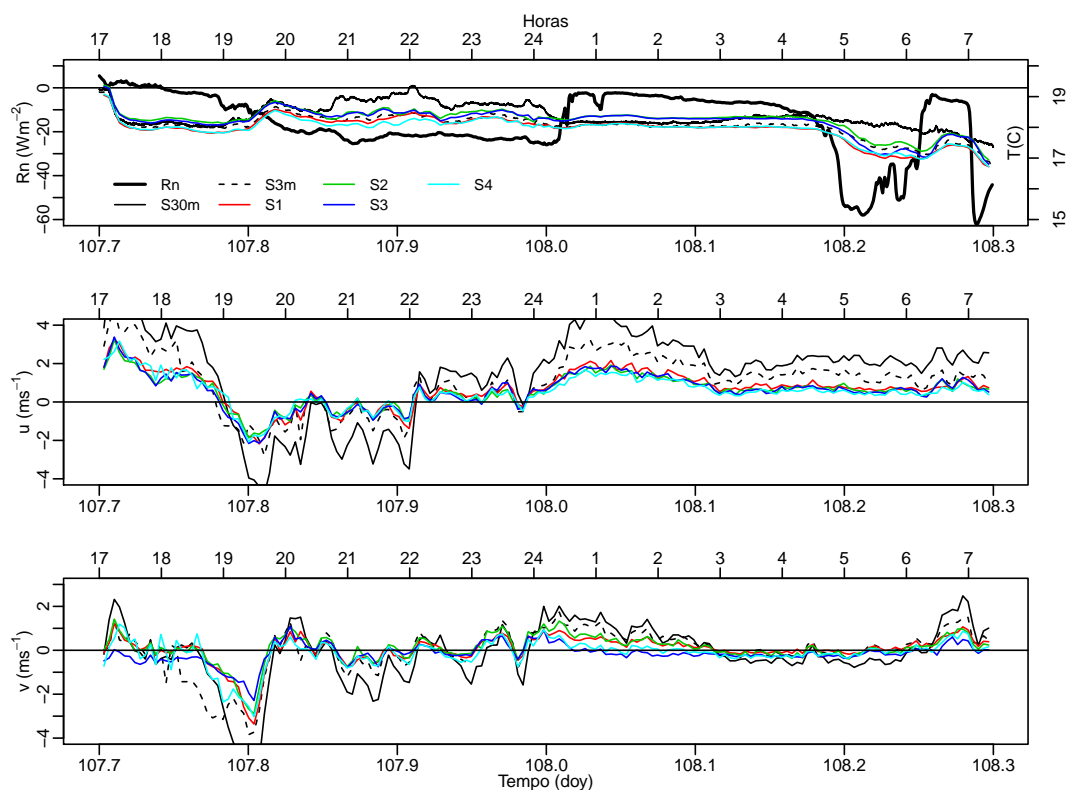


Fonte: Elaborado pelo autor.

#### 4.1.4 Caso IV

A Figura 28 ilustra o caso da noite entre os dias 17 e 18 de abril. Através do painel superior, percebe-se que o resfriamento radiativo é muito pequeno no início da noite e o vento registrado no topo da torre é bastante intenso na maior parte do período. Pode-se observar que as temperaturas das estações próximas a superfície e dos dois níveis da torre estavam bastante próximas. Sabe-se que quando há uma intensa turbulência dentro da CLE, todos os seus níveis permanecem conectados uns aos outros e ao topo da camada, de forma que os gradientes verticais são bastantes reduzidos. Esta é uma característica típica do regime fracamente estável (ACEVEDO; COSTA; DEGRAZIA, 2012). Os painéis intermediário e inferior mostram que os escoamentos próximos à superfície acompanhavam o escoamento de sinótico. Entre às 19 e 22 h, a componente  $u$  desce a encosta, após este período, o escoamento inverte seu sentido e passa a subí-la. A componente  $v$  é mais variável que a componente  $u$ . Através das características dos casos apresentados anteriormente, observa-se claramente que não ocorre drenagem para esta noite.

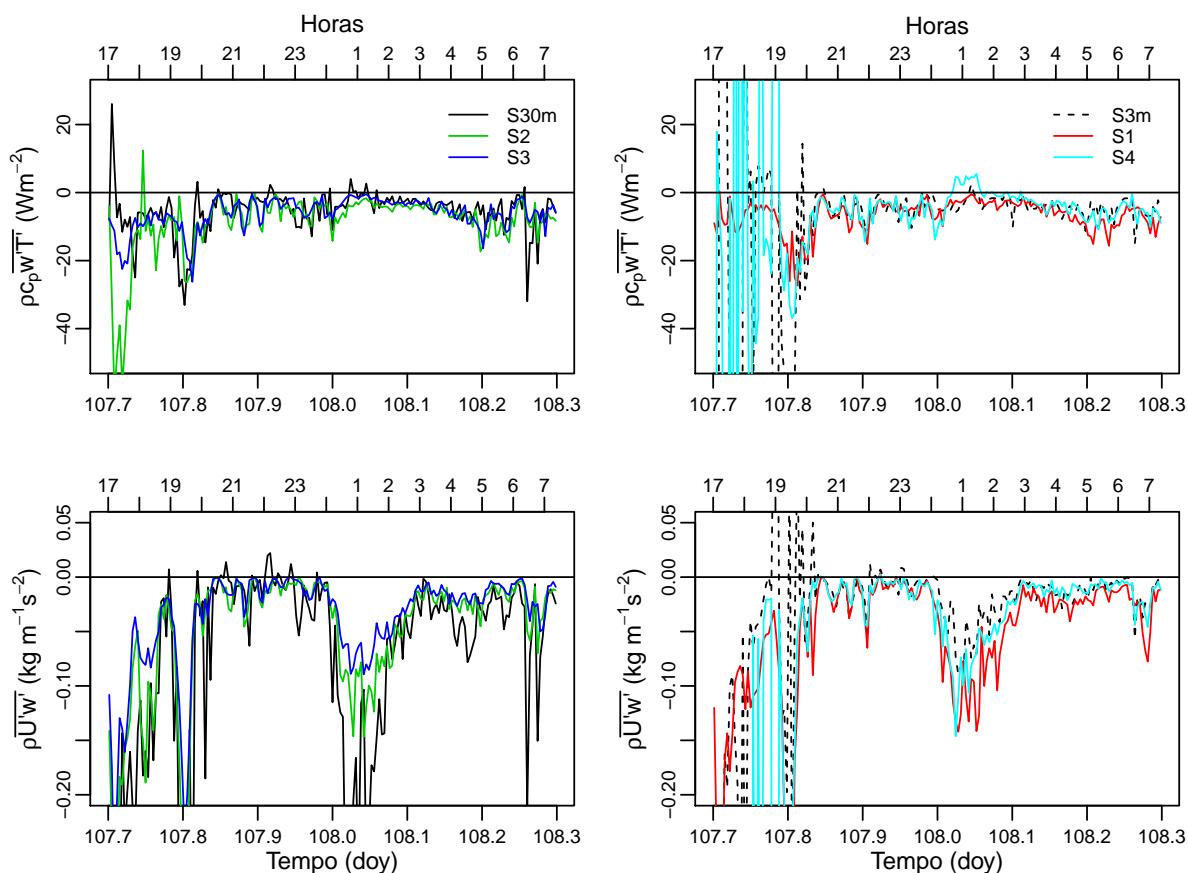
Figura 28 – Painel superior: saldo de radiação próximo a superfície; séries temporais da temperatura em cada nível. Painéis intermediário e inferior: séries temporais da componente zonal e meridional do vento, respectivamente.



Fonte: Elaborado pelo autor.

A Figura 29 mostra que o fluxo de calor sensível é bastante intenso entre o período de transição e o início da noite, faixa na qual a componente  $u$  vento sinótico é forte. No início da madrugada este enfraquece, na qual o fluxo em  $S4$  chega a se tornar positivo. De acordo com Kondo, Kuwagata e Haginoya (1989), velocidades baixas próximas à superfície resultam em um fluxo de calor sensível fraco. Todavia, as velocidades registradas pelas estações são semelhantes as observadas sob condições de drenagem, logo, o enfraquecimento do fluxo de calor sensível se deve à redução do resfriamento radiativo da superfície, como mostra o painel superior da Figura 28. O fluxo de *momentum* se intensifica à medida que a intensidade do vento aumenta.

Figura 29 – Painéis superiores: séries temporais para o fluxo de calor sensível. Painéis inferiores: séries temporais para o fluxo de *momentum*.



Fonte: Elaborado pelo autor.

## 4.2 Estimativas

A Tabela 1 apresenta os valores típicos para o escoamento no sítio durante eventos de drenagens e quando não há ocorrência do mesmo. Observa-se que quando há incidência de escoamentos de drenagem no terreno a divergência do fluxo turbulento de *momentum* é uma casa decimal menor que em relação aos casos em que não houve formação de escoamento catabático. A aceleração devido a flutuabilidade é levemente maior durante o escoamento de drenagem, o que é esperado. Além disso, vê-se que as velocidades do escoamento são menores em comparação aos de escoamentos sem a presença de drenagens. Apesar das tentativas, não é possível estabelecer relações dos eventos de drenagens com o gradiente horizontal de pressão.

Tabela 1 – Valores típicos de aceleração e velocidade

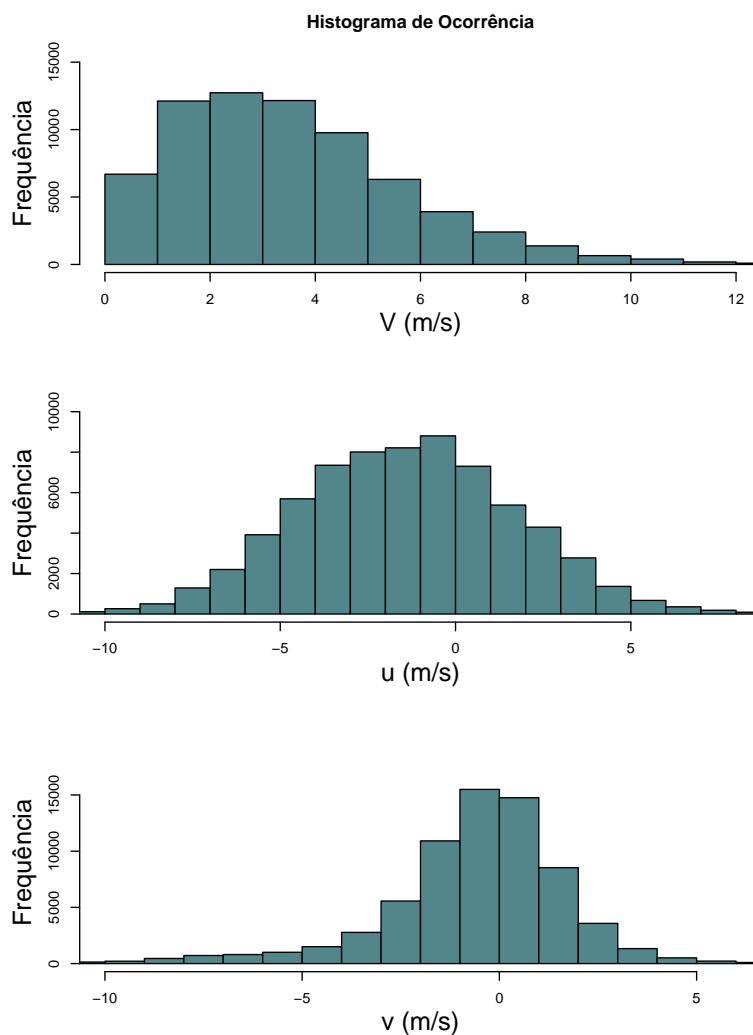
<b>Escoamento</b>	$\frac{1}{\rho} \nabla \tau$ ( $ms^{-2}$ )	$\frac{b \sin(\theta)}{\rho}$ ( $ms^{-2}$ )	$\frac{1}{\rho} \nabla_{HP}$ ( $ms^{-2}$ )	$\bar{V}$ ( $ms^{-1}$ )
<b>Sem drenagem</b>	0,00972	0,00051	0,00036	0,94
<b>Com drenagem</b>	0,00097	0,00085	0,00048	0,63

Fonte: Elaborado pelo autor.

### 4.3 Campanha Extensiva

A partir dos dados coletados pela torre micrometeorológica para o ano de 2017, são realizadas novas observações. Em relação ao experimento de 2015, a nova medida de temperatura, a 9,5 m possibilita uma visão melhor do estado da camada. As análises são realizadas de maneira semelhante as da campanha anterior. O conjunto de dados compreende 238 noites, das quais 74 revelaram a formação de escoamentos de drenagem, cerca de 31% das noites. Dentre esses 31% dos casos, 10,5% dos casos ocorreram durante o verão. Algumas noites exibem características da formação de escoamentos catabáticos, porém, não são tão definidos em comparação com as demais, pois apresentam fraco resfriamento radiativo, estratificação térmica muito fraca e altas magnitudes da velocidade do vento. A maior frequência de ocorrência de noites com drenagem foram observadas nos meses de janeiro e agosto. A Figura 30 mostra as distribuições de frequência da velocidade do vento sinótico para o período de 2017. Nota-se que o escoamento noturno apresenta velocidades moderadas, em que magnitudes acima de 2 m/s são comuns.

Figura 30 – Distribuição de frequências da magnitude da velocidade do vento noturno a 30 m para o ano de 2017.



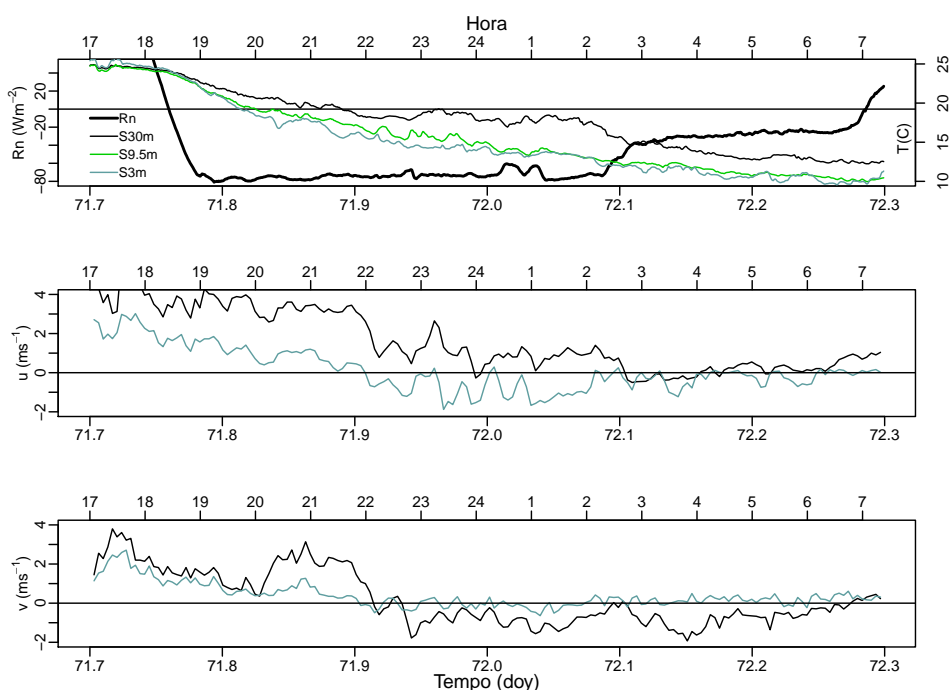
Fonte: Elaborado pelo autor.

#### 4.3.1 Caso I

A Figura 31 ilustra o caso da noite entre os dias 12 e 13 de março. O painel superior apresenta o balanço de radiação da superfície, no qual se pode ver uma grande perda radiativa desde o início da noite até pouco mais das 2 h. Entre às 20 h e à meia-noite, observa-se claramente um gradiente de temperatura entre os níveis da torre, em que a temperatura registrada a 30 m é bem superior a do nível mais baixo. A partir das 21 h a temperatura do segundo nível se distancia da temperatura em 3 m, período que coincide com a inversão do escoamento próximo à superfície (painel intermediário). Observam-se picos de escoamento de drenagem da componente  $u$  entre 22 h e 1 h, na faixa entre 1 h e 2 h da madrugada, a drenagem está bem desenvolvida. Após esta faixa, o escoamento a 30 m passa a alternar seu sentido, todavia, a drenagem se mantém, intensificando o

escoamento na superfície (faixa entre às 3 h e 4 h), ou se opondo ao escoamento sinótico (faixa entre às 5 h e 6 h). Em relação à componente meridional (painel inferior), observa-se que o escoamento próximo à superfície se desconecta do escoamento sinótico entre às 22 e 23 h, após esse período, este varia bastante e passa a descer a encosta no fim da noite em magnitudes menores que as de  $u$ .

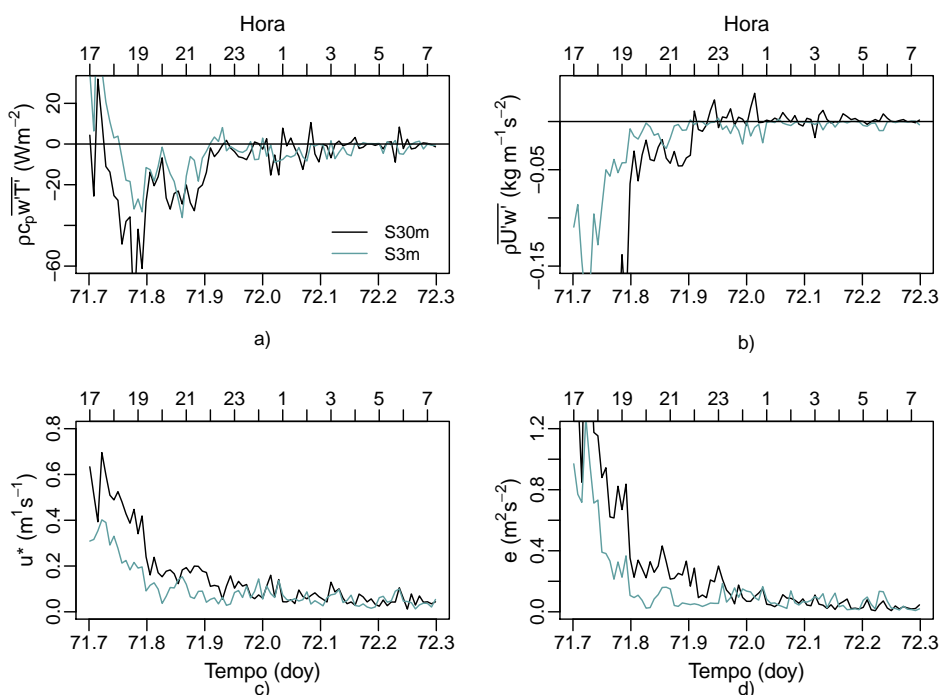
Figura 31 – Painel superior: saldo de radiação próximo a superfície; séries temporais da temperatura em cada nível. Painéis intermediário e inferior: séries temporais da componente zonal e meridional do vento, respectivamente.



Fonte: Elaborado pelo autor.

A Figura 32 mostra que o fluxo de calor sensível, painel a), é maior no início da noite devido a maior presença de turbulência na camada, como mostra a série temporal para a velocidade de fricção, painel c). O fluxo de *momentum* a 30 m se torna positivo nas faixas em que ocorre escoamento de drenagem, indicando um ponto de velocidade máxima entre 3 e 30 m. No período de drenagem bem desenvolvida a magnitude do fluxo de *momentum* é significativamente menor.

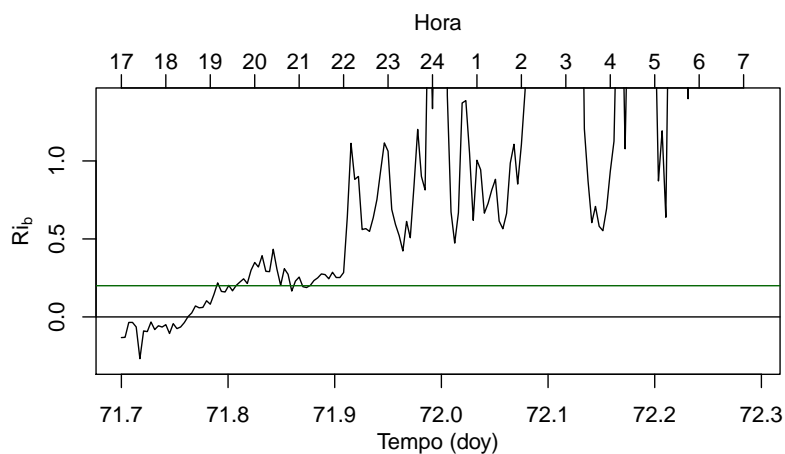
Figura 32 – Pannel a): Fluxo de calor sensível; pannel b): fluxo de *momentum*; pannel c): velocidade de fricção; pannel d): energia cinética turbulenta (ECT), *e*.



Fonte: Elaborado pelo autor.

A Figura 33 apresenta o número de Richardson para este caso. Observa-se que este vai aumentando durante o período de transição de estabilidade, após às 22 h, faixa na qual se iniciam os escoamentos catabáticos, ele alterna entre períodos de fraca e forte estabilidade.

Figura 33 – Série temporal do número de Richardson para o período entre às 17 h (local) do dia 12, às 7 h do dia 13 de março de 2017. A linha verde assinala o valor crítico

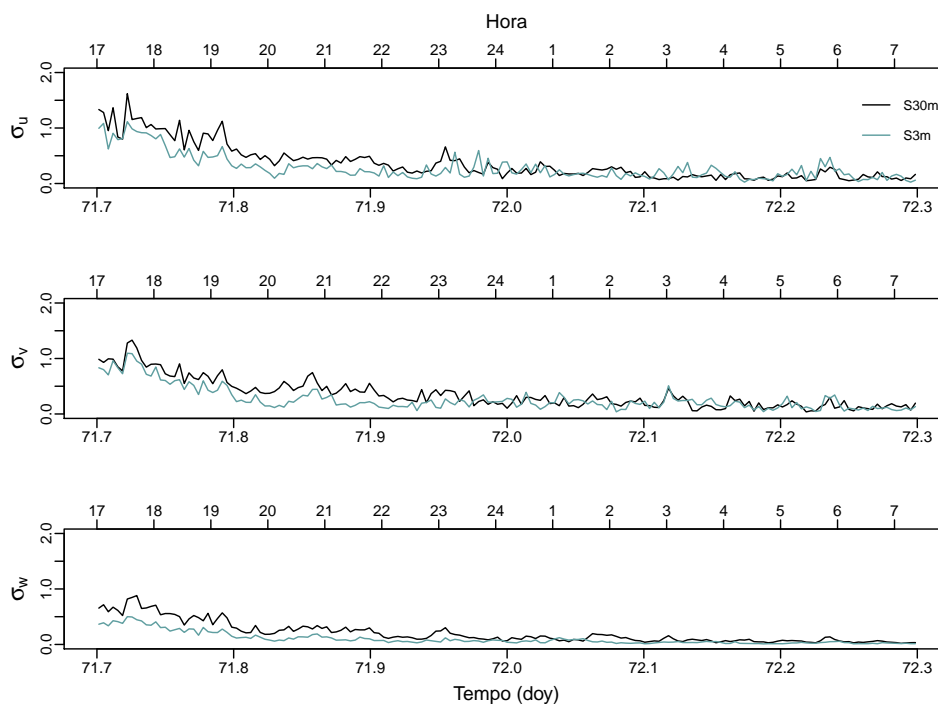


Fonte: Elaborado pelo autor.



A Figura 34 apresenta os desvios padrão das três componentes do vento. Ambos os painéis mostram maiores desvios no início da noite. À medida que a turbulência enfraquece no escoamento, o desvio padrão diminui.

Figura 34 – Séries temporais para o desvio padrão das componentes do vento.



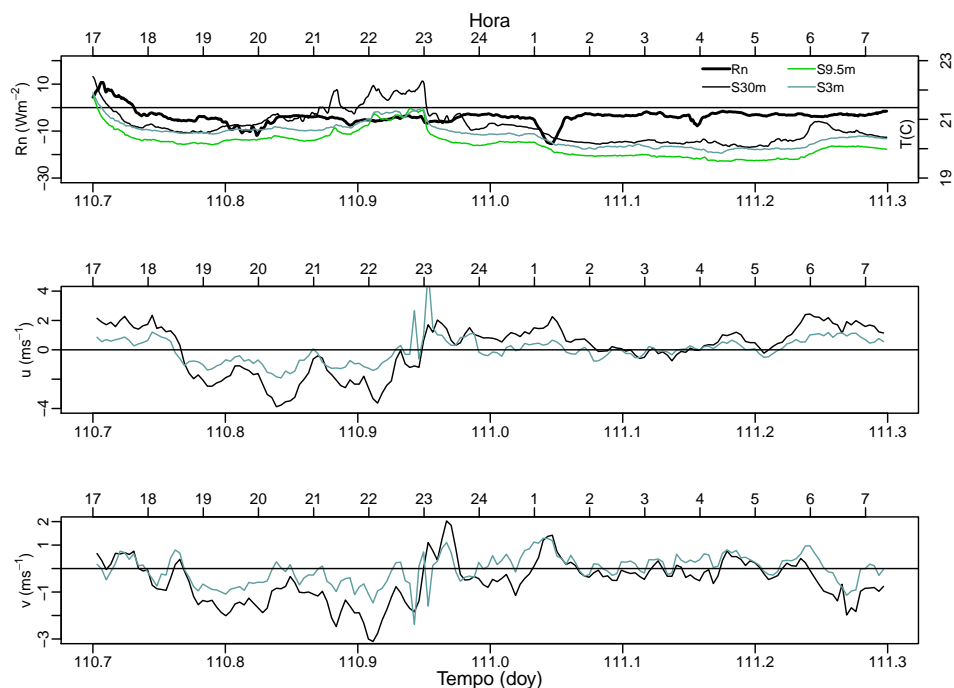
Fonte: Elaborado pelo autor.

#### 4.3.2 Caso II

A Figura 35 apresenta o caso da noite entre os dias 20 e 21 de maio. O painel superior mostra que o resfriamento radiativo da superfície é muito fraco no início da noite, apresenta uma breve intensificação após à 1 h, porém, mantém-se fraco durante o resto da noite. Isso faz com que a temperatura a 3 m seja maior que a temperatura do segundo nível (localizado a 9,5 m). O fraco resfriamento radiativo impede o estabelecimento de um gradiente de temperatura maior; as diferenças de temperaturas entre os níveis são inferiores a 1°C. O painel intermediário mostra que a componente zonal da velocidade a 3 m estava conectada a do escoamento a 30 m no início da noite, descendo a encosta. As magnitudes da componente  $u$  sinótica nesse período ultrapassam 3 m/s em alguns momentos. Na faixa das 23 h o escoamento alterna seu sentido, passando a subir a encosta, após à meia-noite  $u$  a 3 m apresenta períodos de breve desconexão do escoamento sinótico. Todavia, devido ao fato da diferença de temperatura ser muito pequena na maior parte da noite, não é possível afirmar que se trata de eventos breves de drenagem. O mesmo pode ser atribuído ao painel inferior, embora existam períodos em que o escoamento desce a encosta (entre à meia-noite e 1 h, e por volta das 4 h), a noite em questão não apresenta

as condições características do desenvolvimento de escoamentos de drenagem.

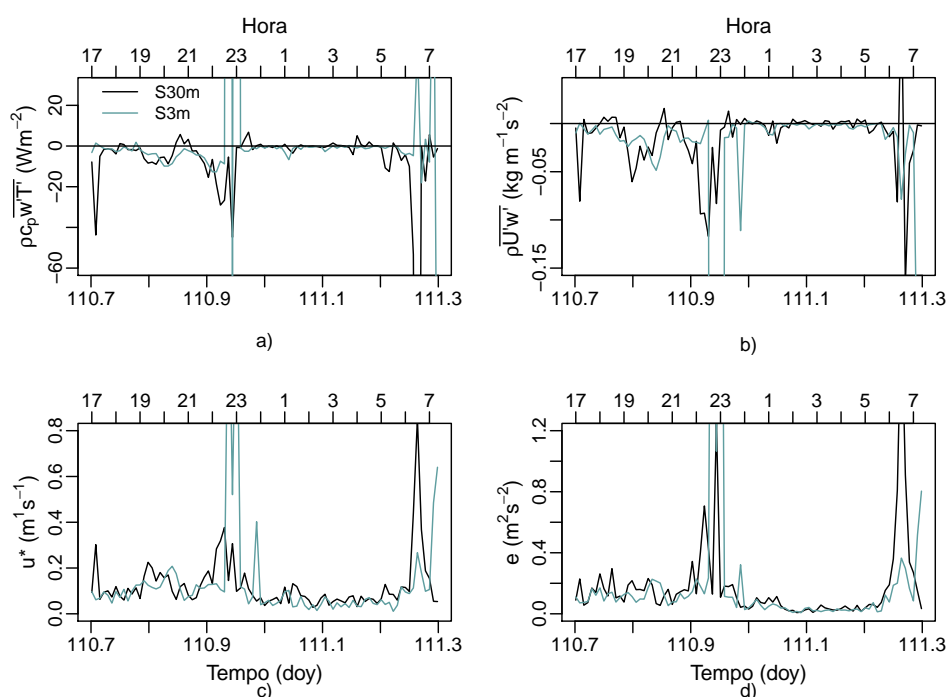
Figura 35 – Painel superior: saldo de radiação próximo a superfície; séries temporais da temperatura em cada nível. Painéis intermediário e inferior: séries temporais da componente zonal e meridional do vento, respectivamente.



Fonte: Elaborado pelo autor.

A partir da Figura 36, observa-se que o fluxo de calor sensível (painel a)) é muito fraco durante grande parte da noite, exceto pela faixa próxima às 23 h, na qual ocorre uma intensificação da turbulência no escoamento (painéis c) e d)). Ao que parece, um resfriamento mais fraco da superfície acarreta em um fluxo de calor descendente menor. O fluxo de *momentum* é maior no início da noite, apresentando maiores amplitudes entre às 22 e 23 h, enfraquecendo significativamente após à meia-noite.

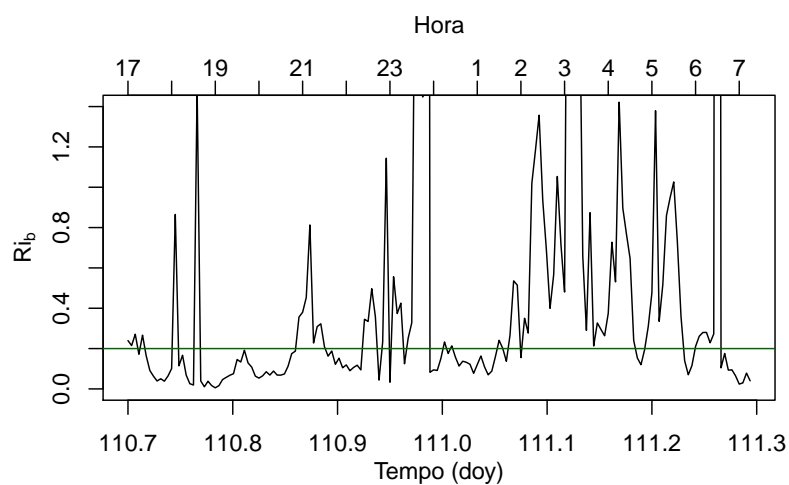
Figura 36 – Paineis a) Fluxo de calor sensível; b) fluxo de *momentum*; c) velocidade de fricção; d) energia cinética turbulenta (ECT),  $e$ .



Fonte: Elaborado pelo autor.

A Figura 37 apresenta o número de Richardson para a noite entre os dias 20 e 21 de março. Pode-se perceber a grande variação do escoamento, na qual  $Ri_b$  alterna entre períodos de fraca estabilidade e intervalos na qual a turbulência se intensifica, quando seu valor decresce até abaixo do crítico.

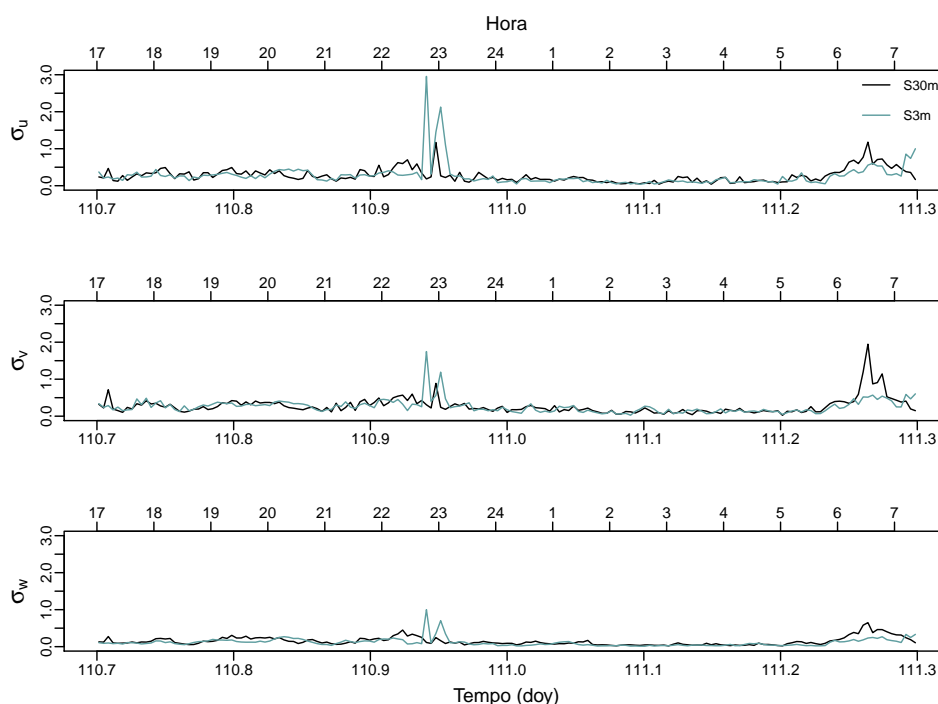
Figura 37 – Série temporal do número de Richardson para o período entre às 17 h (local) do dia 20, às 7 h do dia 21 de maio de 2017. A linha verde assinala o valor crítico.



Fonte: Elaborado pelo autor.

A Figura 38 apresenta os desvios padrão das três componentes do vento para a noite em que não ocorreu formação de escoamentos catabáticos. Seus valores são menores em comparação aos desvios diurnos, todavia a faixa perto das 23 h exibe amplitudes significativas em todas as componentes. Nessa faixa a turbulência se mostra mais presente e o número de Richardson é menor que 0,25.

Figura 38 – Séries temporais para o desvio padrão das componentes do vento.

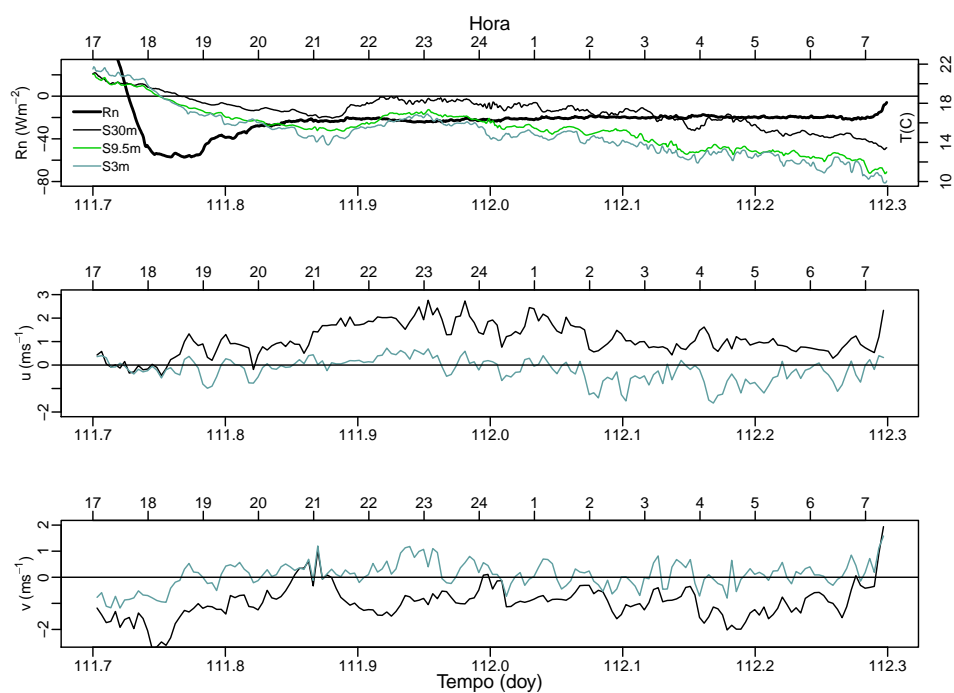


Fonte: Elaborado pelo autor.

### 4.3.3 Caso III

A Figura 39 ilustra caso da noite entre os dias 21 e 22 de maio. O painel superior mostra que o resfriamento radiativo não é tão intenso quanto ao do caso I, contudo, vê-se que a estratificação térmica se mantém durante toda a noite. Através do painel intermediário, nota-se que o escoamento próximo a superfície se desconecta logo no início da noite, alternando seu sentido durante a maior parte do período. Contudo, identifica-se duas faixas na qual o escoamento de drenagem se mantém por mais de uma hora, entre às 2 e 3 h e entre às 4 e 5 h. O painel inferior também mostra a ocorrência de drenagem para a componente  $v$ , em sua maior parte, períodos breves, porém, o escoamento se desenvolve por cerca de uma hora na faixa entre às 22 e 23 h.

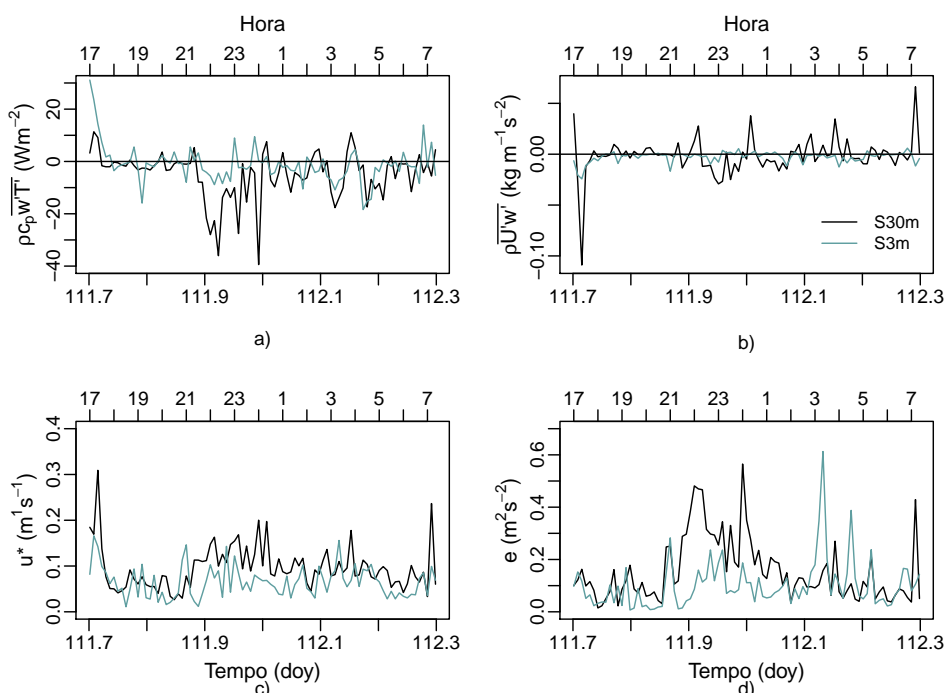
Figura 39 – Painel superior: saldo de radiação próximo a superfície; séries temporais da temperatura em cada nível. Painéis intermediário e inferior: séries temporais da componente zonal e meridional do vento, respectivamente.



Fonte: Elaborado pelo autor.

A partir da Figura 40, observa-se que o fluxo de calor sensível se intensifica após às 21 h, faixa na qual ocorre um aquecimento na camada, o painel c) também apresenta uma intensificação de  $u_*$  para esse período. O número de Richardson para este caso (figura não mostrada), varia entre seu valor crítico e 1 na maior parte da noite. O que é refletido pelo painel d), visto que há uma presença relativamente maior de ECT na camada.

Figura 40 – Painel a): Fluxo de calor sensível; painel b): fluxo de *momentum*; painel c): velocidade de fricção; painel d): energia cinética turbulenta (ECT),  $e$ .

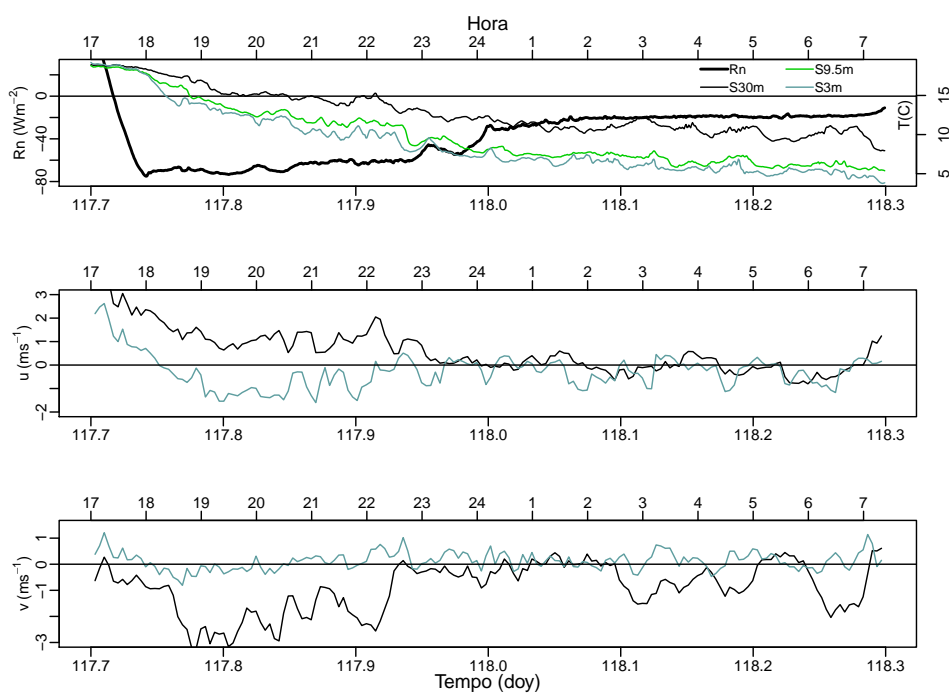


Fonte: Elaborado pelo autor.

#### 4.3.4 Caso IV

A Figura 41 mostra o caso da noite entre os dias 27 e 28 de maio. O painel superior mostra que há uma grande perda radiativa para essa noite. O que possibilita a existência de um forte gradiente de temperatura desde o início da noite, favorecendo a inversão do sentido do escoamento próximo a superfície (painéis intermediário e inferior). Após às 23 h o resfriamento radiativo diminui, entretanto o gradiente de temperatura se mantém. O painel intermediário mostra que o escoamento de drenagem da componente  $u$  se desenvolve por três horas, faixa entre às 19 e 22 h. Após este período, o escoamento é freado, devido a alternância de sentido do vento a 30 m. Todavia, ainda é possível identificar a incidência de escoamentos de drenagem para o restante da noite. O painel inferior também mostra a ocorrência de escoamentos catabáticos para a componente  $v$ , porém, durante períodos mais breves, inferiores a uma hora. Além disso, no início da noite, as elevadas magnitudes do vento a 30 m não permitem o estabelecimento do escoamento descendente, contudo, à medida que este enfraquece ou que a estratificação aumenta (faixa entre às 21 h e 23 h), o escoamento se desenvolve.

Figura 41 – Painel superior: saldo de radiação próximo a superfície; séries temporais da temperatura em cada nível. Painéis intermediário e inferior: séries temporais da componente zonal e meridional do vento, respectivamente.

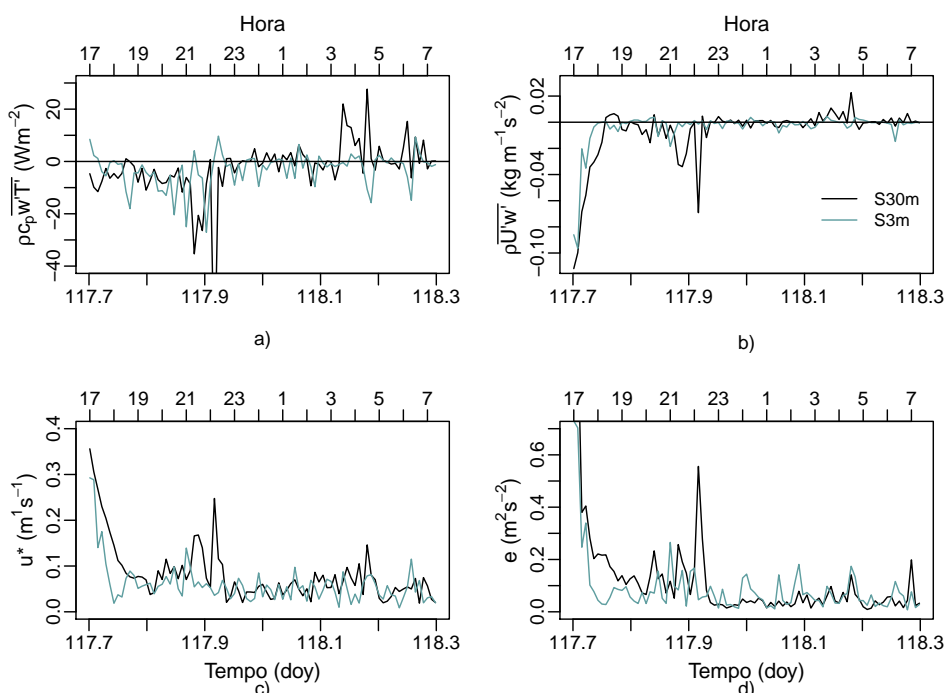


Fonte: Elaborado pelo autor.

A Figura 42 mostra que o fluxo de calor sensível (painel a)), é mais intenso entre às 21 e 22 h, período na qual há maior presença de turbulência no escoamento (como mostram os painéis c) e d)). Após às 3 h o fluxo de calor sensível a 30 m se torna positivo, para essa mesma faixa, o fluxo de *momentum* neste nível também inverte seu sinal se tornando positivo.



Figura 42 – Pannel a): Fluxo de calor sensível; pannel b): fluxo de *momentum*; pannel c): velocidade de fricção; pannel d): energia cinética turbulenta (ECT), *e*.



Fonte: Elaborado pelo autor.

O número de Richardson para este caso (não mostrado), varia em torno de seu valor crítico no período entre o entardecer e o início da noite. Entre às 21 e 22 h,  $Ri_b$  varia entre os regimes de fraca e forte estabilidade. Os desvios-padrão das componentes do vento são maiores no início da noite (figura não mostrada), os valores diminuem quando  $Ri_b \gg 1$

#### 4.3.5 Análise Geral

A partir dos estudos de caso apresentados em ambas as campanhas, pode-se verificar características do escoamento de drenagem na região. O grande resfriamento radiativo da superfície é fundamental para a formação do escoamento catabático ao logo da noite. Todavia, como foi observado em todos os casos aqui apresentados, a intensidade da velocidade a 30 m é um fator limitante para o escoamento, assim como a diferença de temperatura entre os níveis. Desse modo, para uma análise geral dos casos, mapas de ocorrência em relação a diferentes parâmetros são elaborados visando identificar características comuns entre as ocorrências.

Para a seleção dos intervalos em que o escoamento de drenagem se desenvolve alguns critérios são definidos. Isto é necessário para evitar a confusão com os períodos em que se tem o escoamento característico na região (de leste para oeste na direção do declive do terreno), e com os períodos em que a diferença de temperatura entre as esta-

ções é muito pequena. Dessa forma, observam-se a intensidade do resfriamento radiativo da superfície, o sentido da componente zonal a 3 m (valores negativos na série temporal indicam que o escoamento está descendo a encosta), a diferença de temperatura entre  $S3m$  e  $S30m$  e a intensidade das componentes zonal e meridional a 30 m. Mahrt et al. (2014) realiza um procedimento semelhante, para suas análises o autor elimina períodos de estratificação quase neutra, na qual a diferença de temperatura vertical é muito pequena ( $\delta T < 0,01$ ). Como a topografia do sítio apresenta diferença de alturas de apenas algumas dezenas de metros, fixa-se o valor mínimo para a diferença de temperatura entre os níveis da torre em 1 °C. A Tabela 2 apresenta as faixas de valores característicos para a seleção dos eventos de drenagem.

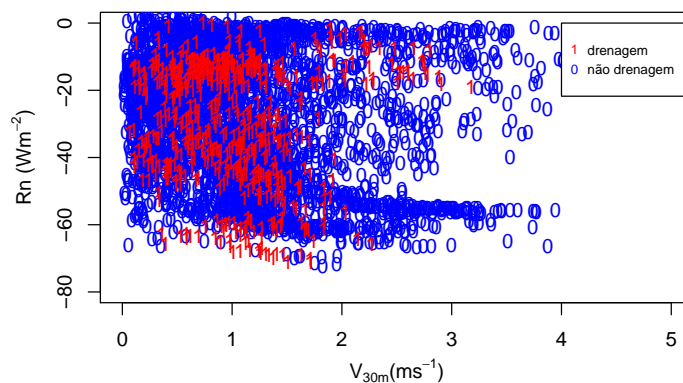
Tabela 2 – Critérios para seleção de eventos de drenagem

Parâmetro	Valores característicos
$R_n$	$\geq  20  (W/m^2)$
$\Delta T$	$\geq 1 \text{ } ^\circ\text{C}$
$u_{30m}$	$\leq  3  (m/s)$
$u_{3m}$	$< 0 (m/s)$
$v_{30m}$	$\leq  3  (m/s)$

Fonte: Elaborado pelo autor.

A Figura 43 apresenta o mapa para os eventos de drenagem relacionando a magnitude do vento horizontal a 30 m e o saldo de radiação da superfície para todo o período de campanha intensiva. Observa-se que a ocorrência de escoamentos catabáticos é mais comum quando as velocidades são menores que 2 m/s. Em relação ao saldo de radiação, o mapa da Figura 43 mostra a incidência de drenagens para grandes resfriamentos da superfície, comuns no início da noite, e também para perdas radiativas menores ( $-20 W/m^2$ ), comuns entre as primeiras horas da madrugada e o amanhecer.

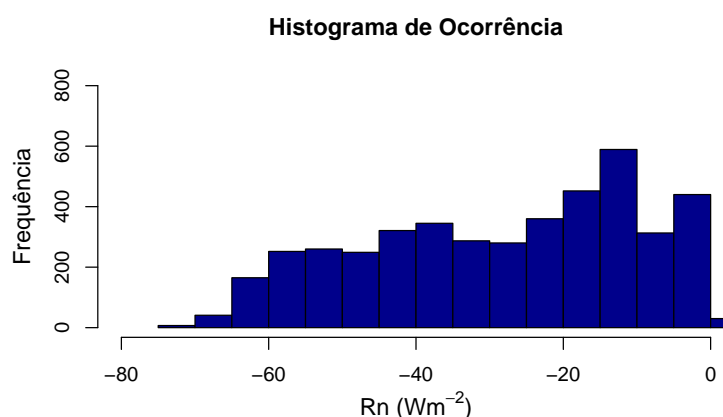
Figura 43 – Mapa em relação ao módulo do vento horizontal a 30 m e o saldo de radiação da superfície para o período do outono de 2015.



Fonte: Elaborado pelo autor.

A Figura 44 mostra a distribuição de frequências do resfriamento radiativo da superfície durante o período estudado. Nota-se que na maioria dos casos, a perda radiativa não é tão intensa ( $< 20 W/m^2$ ), o que pode explicar a pouca quantidade de noites em que ocorre a formação do escoamento de drenagem. Todavia, é preciso lembrar que o saldo de radiação da superfície durante a madrugada não é tão intenso, normalmente, quanto no início da noite na maioria dos casos.

Figura 44 – Distribuição de frequências do saldo de radiação da superfície para o outono de 2015.

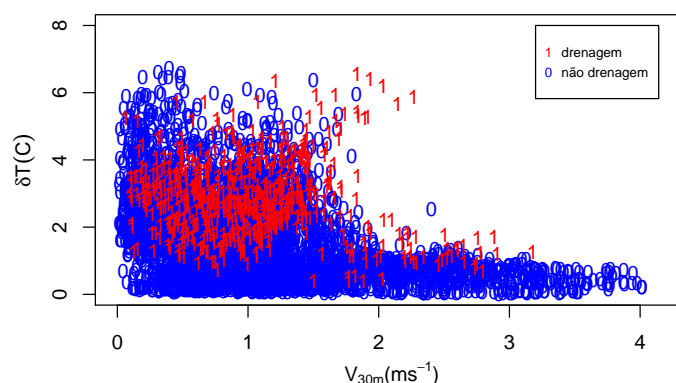


Fonte: Elaborado pelo autor.

Como se sabe, o resfriamento da superfície através da emissão de onda longa promove o resfriamento do ar adjacente a ela. Isso dá origem a um gradiente de temperatura

entre as camadas de ar próximas ao chão e os níveis mais altos. Os escoamentos catabáticos se formam quando há diferença de temperatura entre o ar próximo à encosta e o ar ambiente. A Figura 43 apresenta o mapa de ocorrências em relação ao vento sinótico e a diferença de temperatura entre o topo da torre e o nível mais baixo (3 m). Percebe-se que a maioria dos casos de drenagem ocorrem quando a diferença de temperatura é superior a 1 °C. Também é possível visualizar eventos quando esta diferença é inferior a 1 °C. Analisando o mapa, nota-se que valores de  $\delta T$  nesta faixa se encontram no intervalo entre 2 e 3 m/s, faixa em que o escoamento catabático começa a ser freado. Além disso, na literatura, os escoamentos de drenagem são frequentemente observados como não estacionários em escalas de tempo de minutos, dezenas ou mais (HELMIS; PAPADOPOULOS, 1996; MONTE et al., 2002).

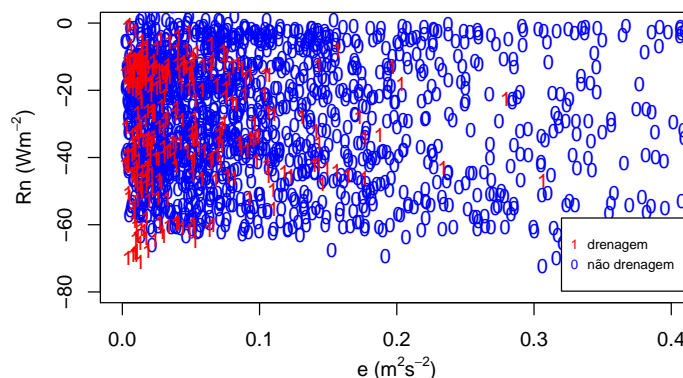
Figura 45 – Mapa em relação ao vento horizontal a 30 m e a diferença de temperaturas entre o topo da torre (30 m), e o primeiro nível (3 m) para outono de 2015.



Fonte: Elaborado pelo autor.

De acordo com Mahrt et al. (2014), o escoamento não pode ser classificado rigorosamente em termos de um único parâmetro como o número de Richardson devido a influência de outras variáveis importantes, como a advecção, a não estacionariedade do escoamento, a curvatura do perfil de vento, a estrutura do escoamento acima do domínio, e a rugosidade e heterogeneidade da superfície. Assim, para análise a seguir, mapas para a energia cinética e o número de Richardson *bulk* são elaborados em relação ao saldo de radiação. A Figura 46 exibe o mapa de ECT a 3 m em relação ao saldo de radiação na superfície. Observa-se que a ocorrência de escoamentos catabáticos estão associadas a valores muito baixos de ECT, a intensidade turbulenta é muito fraca.

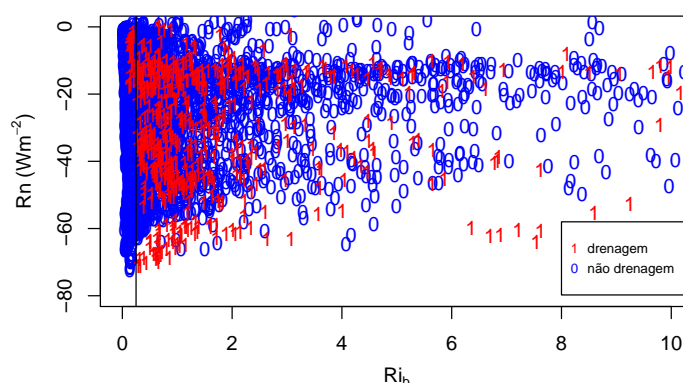
Figura 46 – Mapa da relação entre a energia cinética turbulenta próxima à superfície e o saldo de radiação para o ano de 2017.



Fonte: Elaborado pelo autor.

A Figura 54 apresenta o mapa entre o número de Richardson e o saldo de radiação na superfície. Percebe-se uma maior incidência de drenagens quando  $Ri_b$  varia entre o valor crítico e 2. Comparando com o mapa da Figura 46, verifica-se que mesmo com a fraca turbulência no escoamento, a predominância dos casos observados se dá em momentos de menor estabilidade da camada. Este ponto é interessante pois pode explicar o porquê da grande variabilidade dos eventos, a grande maioria dos escoamentos de drenagem observados são muito intermitentes.

Figura 47 – Mapa da relação entre o número de Richardson *bulk* e o saldo de radiação da superfície para o outono de 2015.

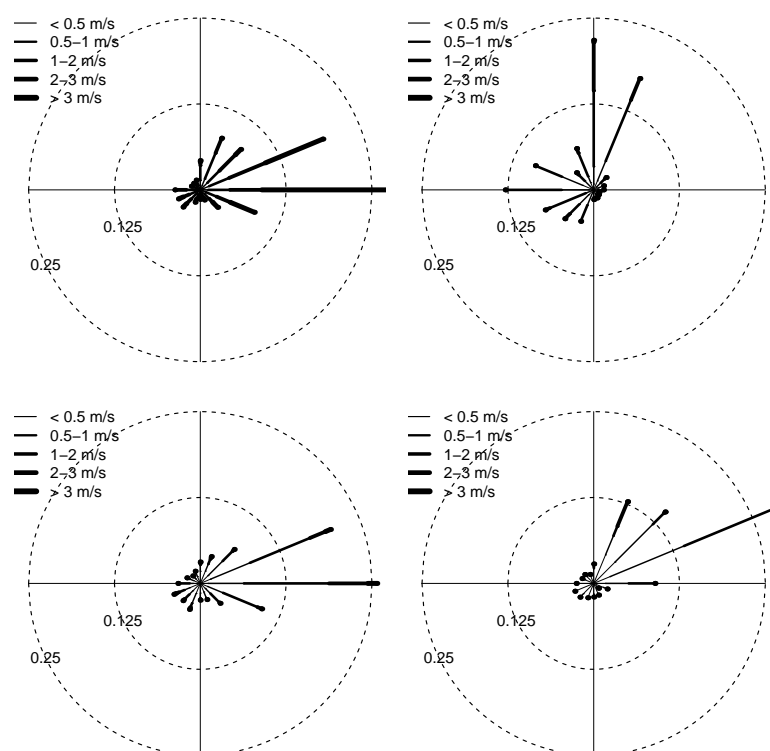


Fonte: Elaborado pelo autor.

A Figura 48 mostra a rosa-dos-ventos para os dois níveis da torre. Os painéis do lado esquerdo apresentam o comportamento do vento quando não ocorre drenagem, já

os painéis do lado direito mostram as características do vento quando ocorre escoamento de drenagem. Os painéis superiores evidenciam a direção predominante do vento sinótico na região, de leste para oeste. Além disso, percebe-se a diferença significativa de intensidade deste quando não ocorre drenagem (painel esquerdo), para os casos em que ocorre drenagem (painel direito). O painel inferior direito mostra que o escoamento próximo à superfície apresenta a mesma orientação do gradiente topográfico.

Figura 48 – Rosa-dos-ventos a 30 m (painéis superiores) e 3 m (painéis inferiores) para o período do outono de 2015. Os painéis do lado esquerdo apresentam o comportamento do vento quando não ocorre drenagem.

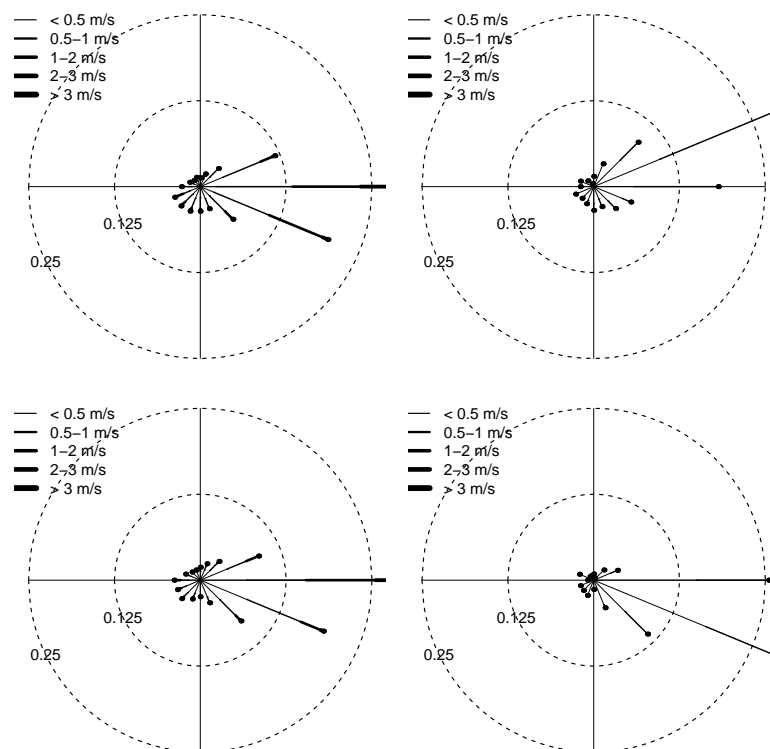


Fonte: Elaborado pelo autor.

A Figura 49 apresenta a rosa-dos-ventos para as estações 1 (painéis superiores), e 3 (painéis inferiores). Os painéis superiores mostram um comportamento de  $S01$  semelhante ao do primeiro nível da torre. O escoamento catabático é mais frequente no sentido leste-oeste, todavia, este se desenvolve com uma frequência maior que a de  $S3m$  no sentido sul-norte (principalmente do sudeste para noroeste). O que faz sentido, visto que  $S01$  está localizada próxima a região de maior elevação e as áreas localizadas a oeste, norte e noroeste são mais baixas. Os painéis inferiores mostram que os escoamentos de drenagem registrados por  $S03$  são mais frequentes no sentido sudeste-noroeste. O que explica o porquê da componente meridional do vento próximo à superfície medido por  $S03$  ser a que mais desce a encosta ou a única que apresenta escoamento descendente. Possivel-

mente, devido a maior diferença de elevação entre  $S01$  e  $S03$  quando comparadas a de  $S02$  e  $S04$ .

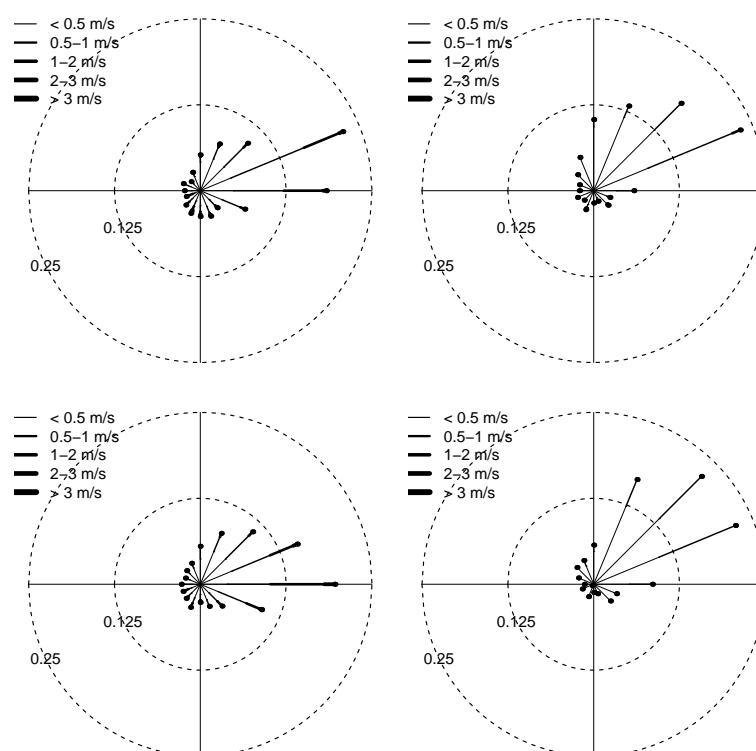
Figura 49 – Rosa-dos-ventos para  $S01$  (painéis superiores) e  $S03$  (painéis inferiores) para o período do outono de 2015.



Fonte: Elaborado pelo autor.

A Figura 50 apresenta a rosa-dos-ventos para as estações 4 (painéis superiores), e 2 (painéis inferiores). Ambos os painéis revelam um comportamento muito semelhante entre as duas estações, estes evidenciam a direção predominante do escoamento, nordeste para sudoeste. A mesma direção apontada pelo primeiro nível da torre.

Figura 50 – Rosa-dos-ventos para S04 (painéis superiores) e S02 (painéis inferiores) para o período do outono de 2015.

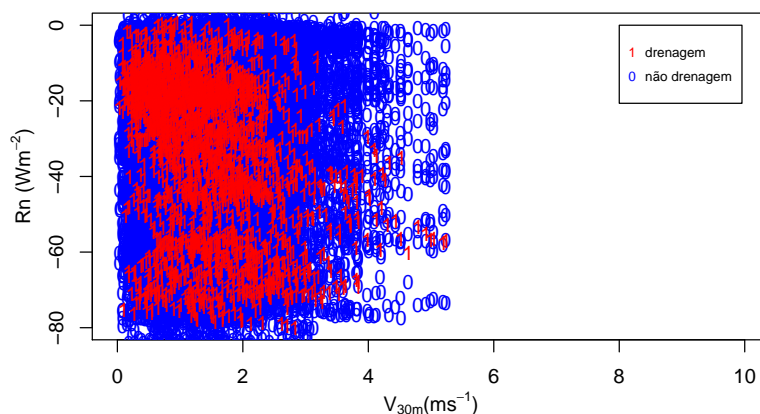


Fonte: Elaborado pelo autor.

A Figura 51 apresenta o mapa de ocorrências para o ano 2017 em relação ao módulo do vento horizontal sinótico e o saldo de radiação da superfície. Percebe-se que a maioria dos casos de escoamento de drenagem ocorrem para velocidades inferiores a  $3 \text{ m/s}$ . Assim como no período observado para o outono de 2015, pode-se verificar duas características do escoamento. Os casos de drenagem observados quando o resfriamento da superfície é muito intenso correspondem aos períodos do início da noite. Os casos observados quando o resfriamento da superfície é mais fraco correspondem aos períodos próximos ao início da madrugada até o amanhecer.



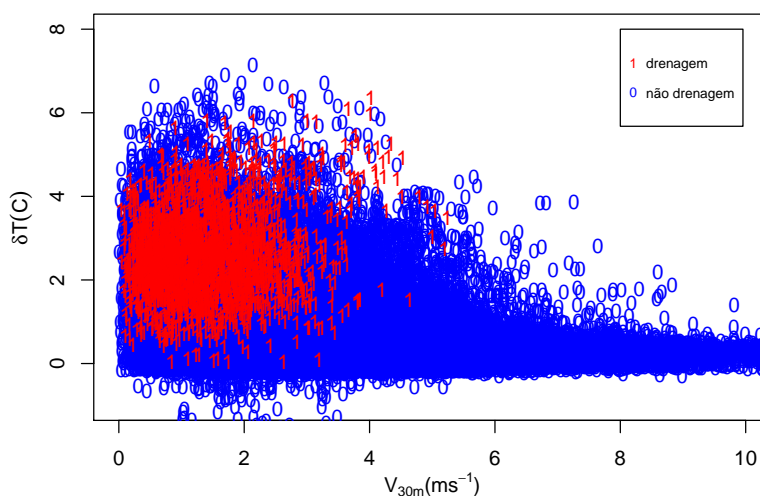
Figura 51 – Mapa em relação ao vento horizontal a 30 m e o saldo de radiação na superfície para o ano de 2017.



Fonte: Elaborado pelo autor.

Como observado, a diferença de temperatura entre os níveis próximo a superfície e o topo da camada impulsiona o escoamento de drenagem. A Figura 52 mostra um número maior de ocorrências de escoamento catabático quando a diferença de temperatura é superior a 2°C. Diferenças menores são observadas durante as fases de transição do escoamento catabático. Quando este é freado e eliminado pelas variações do vento sinótico ou quando a drenagem rasa está se formando sobre a encosta. Além disso, a figura mostra claramente que tais escoamentos ocorrem no estado desacoplado.

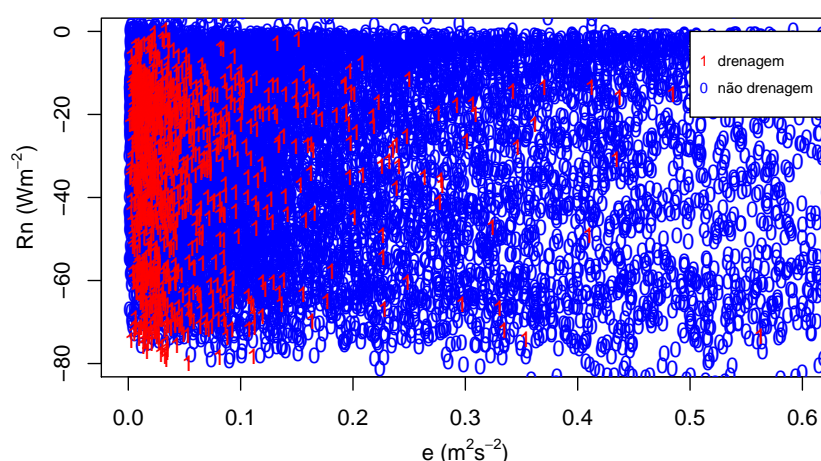
Figura 52 – Mapa em relação ao vento horizontal a 30 m e a diferença de temperaturas entre o topo da torre (29 m), e o nível mais baixo (3 m) para o ano de 2017.



Fonte: Elaborado pelo autor.

A Figura 53 apresenta o mapa de energia cinética turbulenta em relação ao saldo de radiação para todo o período analisado. Mais uma vez se observa valores muito baixos de ECT atrelados aos escoamentos catabáticos no sítio. Todavia, uma análise mais detalhada precisa ser realizada sobre o papel da turbulência. A princípio ela aparenta ser de pequena escala, porém a não estacionaridade do escoamento pode ser devida a interações entre a turbulência, o cisalhamento e estratificação conforme sugerem estudos de modelagem (MCNIDER, 1982; COSTA et al., 2011). Assim, um estudo mais aprofundado se faz necessário.

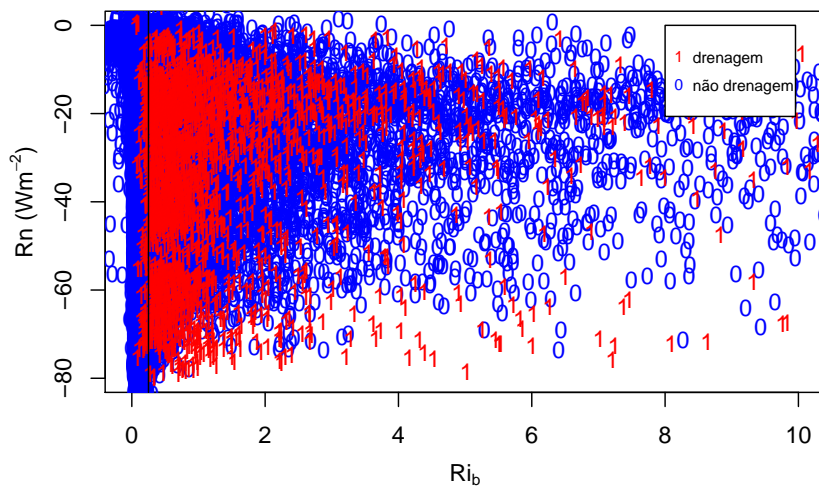
Figura 53 – Mapa da relação entre a energia cinética próxima à superfície e o saldo de radiação para o ano de 2017.



Fonte: Elaborado pelo autor.

A Figura 54 mostra o comportamento do número de Richardson para o período estudado. Percebe-se novamente o caráter intermitente do escoamento de drenagem. Este apresenta períodos com turbulência ( $Ri_b < 0,25$ ), intervalos na qual a camada se encontra fracamente estável  $0,25 > Ri_b < 1$  e períodos de forte estabilidade  $Ri_b > 1$ . A característica intermitente do escoamento também é encontrada por diversos autores (HELMIS; PAPADOPOULOS, 1996; MONTI et al., 2002; MAHRT et al., 2010, 2014). Mahrt et al. (2014) afirma que pequenos vales e encostas podem apresentar escoamentos de drenagem com características muito semelhantes as de vales maiores e cadeias montanhosas, a diferença é que os escoamentos em relevos com pequena diferença de altitude são mais rasos e vulneráveis à eliminação por aumentos modestos da velocidade do vento regional. Além disso, segundo o autor, a teoria de similaridade da camada superficial é inválida para esses escoamentos.

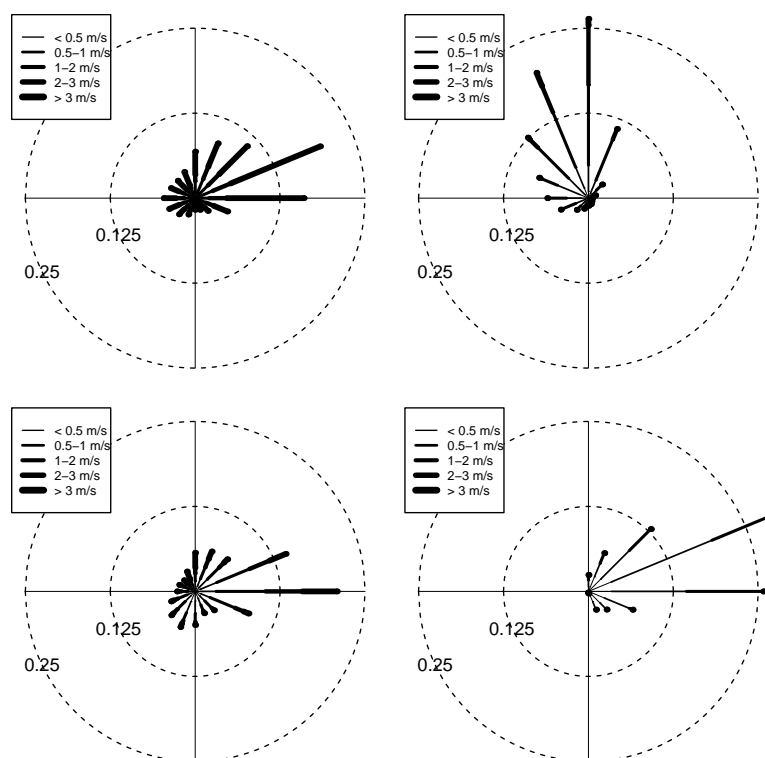
Figura 54 – Mapa da relação entre o número de Richardson *bulk* e o saldo de radiação para o ano de 2017.



Fonte: Elaborado pelo autor.

A Figura 55 apresenta a rosa-dos-ventos para o ano de 2017. Observa-se que quando ocorre escoamentos de drenagem, a direção mais frequente do vento sinótico é de noroeste para sudeste, enquanto que a direção mais comum do vento registrada a 3 m na torre é de nordeste para sudoeste. Este resultado é muito interessante, pois explica porque é mais fácil observar a ocorrência de drenagens na componente zonal do vento do que para a componente meridional.

Figura 55 – Distribuição de frequências da velocidade do vento noturno para o ano de 2017 para os sônicos a 30 m (painel superior) e 3 m (painel inferior).



Fonte: Elaborado pelo autor.

## 5 CONCLUSÕES

Através dos resultados obtidos, é possível detectar escoamentos de drenagem sobre o terreno referido. Apesar de seu tamanho relativamente pequeno, o sítio apresenta um padrão de escoamento bastante complicado durante a noite. Em 268 noites estudadas (considerando ambas as campanhas), 81 casos são observados. Percebe-se que a formação de escoamentos catabáticos ocorre em noites com grande perda radiativa ( $-40 W/m^2$ ) e com a incidência de vento fraco (inferior a  $4 m/s$ , veja Figura 49), na qual a turbulência no escoamento é bastante reduzida. Isto favorece a presença de um gradiente de temperatura entre a superfície e as camadas de ar acima. À medida que o gradiente de temperatura enfraquece, a intensidade das drenagens se reduz até que o escoamento local seja determinado pelo escoamento a  $30 m$ . Além disso, o escoamento catabático também é eliminado à medida que o vento no topo da torre se intensifica (Figura 50). Assim como visto na literatura, a espessura do escoamento de drenagem é de apenas alguns metros, em torno de  $1$  a  $3 m$ , onde o valor máximo da velocidade, geralmente  $< 1 m/s$ , é registrado próximo a  $2 m$  acima da superfície. Tal fato é confirmado através do fluxo de *momentum*, o qual muda de sinal abaixo e acima do valor máximo do escoamento. Velocidades maiores são observadas quando o vetor vento a  $30 m$  é inferior a  $1 m/s$  e apresenta direção e sentidos próximos ao do escoamento de drenagem. Ampliações nos valores de ECT podem ser observados durante eventos de drenagem, o que mostra que este tipo de fenômeno pode ser um agente gerador de ECT, mas em geral, as ocorrências desses escoamentos estão associadas a valores muito baixos de ECT.

Mudanças imprevisíveis da direção do vento no sítio são observadas em inúmeras noites, o que influencia na formação e duração de escoamentos catabáticos. Os casos observados revelam um caráter bastante intermitente do escoamento de drenagem. Isso é verificado também através do comportamento do número de Richardson ao longo da noite. Variando entre períodos de fraca e forte estabilidade. Tal qual apresentado por Mahrt et al. (2010), casos de curta duração em escalas de tempo inferior a  $1 h$  ou de apenas alguns minutos são muito comuns. Conforme o autor, essa característica intermitente pode ser atribuída a interações de mistura, cisalhamento médio e a estratificação do escoamento. Acredita-se que ondas de gravidade não são forçadas topograficamente, as diferenças de elevação locais são muito pequenas. Todavia, segundo Poulos et al. (2007), a fonte de ondas de gravidade que causam variabilidade na camada limite não se restringem àquelas causadas apenas por características topográficas.

A formação de uma piscina de ar frio no sítio estudado é provável, devido à diferença de temperatura entre a região de maior elevação,  $S1$ , e as respectivas estações alinhadas a ela,  $S3$  (na direção sul-norte) e  $S4$  (na direção leste-oeste). Contudo, para comprovar essa hipótese com absoluta certeza seria preciso posicionar mais estações ao redor de  $S3$  e/ou  $S4$ , conforme os trabalhos desenvolvidos por Kondo, Kuwagata e Haginoya (1989),

Whiteman et al. (2001), Clements, Whiteman e Horel (2003).

Embora a generalização dos resultados aqui seja questionável, pois grande parte dos mesmos são específicos da topografia local e também do tipo de cobertura da superfície encontrada. Ainda assim, os mesmos podem servir como ponto de partida para estudos observacionais mais amplos desse tipo de escoamento. Além disso eles também podem ser usados na validação de simulações numéricas utilizando CFD (*Computational Fluid Dynamical* - Dinâmica dos Fluidos Computacionais) para CLE sobre regiões típicas do Pampa.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ACEVEDO, O. C.; COSTA, F. D.; DEGRAZIA, G. A. Turbulence formulation influence on the coupling state of an idealized stable boundary layer. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 145, p. 211–228, 2012. Disponível em: <<https://link.springer.com/article/10.1007/s10546-011-9676-3>>. Acesso em: 01 set. 2017.
- ACEVEDO, O. C.; FITZJARRALD, D. R. In the core of the night-effects of intermittent mixing on a horizontally heterogeneous surface. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 106, n. 1, p. 1–33, 2003. Disponível em: <<https://link.springer.com/article/10.1023/A:1020824109575>>. Acesso em: 07 nov. 2017.
- AHRENS, C. D. **Essentials of meteorology: an invitation to the atmosphere**. Cengage Learning, 2011. Disponível em: <<https://books.google.com.br/books?hl=pt-PR6&dq=Essentials+of+meteorology:+an+invitation+to+the+atmosphere&ots==onepage&q=Essentials\%20of\%20meteorology>>. Acesso em: 6 mar. 2019.
- AMANATIDIS, G. et al. Evidence of katabatic flows deduced from a 84 m meteorological tower in athens, greece. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 58, n. 1-2, p. 117–132, 1992. Disponível em: <<https://link.springer.com/article/10.1007/BF00120754>>. Acesso em: 04 fev. 2019.
- ARYA, P. S. **Introduction to micrometeorology**. Academic press, 2001. v. 79. Disponível em: <<https://books.google.com.br/books?hl=pt-BR&lr=&id=2PjrCAAQBAJ&oi=fnd&pg=PA2&dq=Introduction+to+micrometeorology&ots=Bb427S-EM3&sig=88emQE37sXA7t8fuHOiMld9WKIA\#v=onepage&q=Introduction\%20to\%20micrometeorology&f=false>>. Acesso em: 24 set. 2017.
- BAINES, P. G. **Topographic effects in stratified flows**. Cambridge University Press, 1998. Disponível em: <<https://www.infona.pl/resource/bwmeta1.element.elsevier-3aae8ba0-c6de-3f4d-827f-0eea4fdb9dce>>. Acesso em: 04 fev. 2019.
- BLUMEN, W. **Atmospheric processes over complex terrain**. Springer, 2016. v. 23. Disponível em: <<https://link.springer.com/book/10.1007/978-1-935704-25-6>>. Acesso em: 15 set. 2019.
- BOSSERT, J. E.; COTTON, W. R. Regional-Scale Flows in Mountainous Terrain. Part I: A Numerical and Observational Comparison. **Monthly Weather Review**, v. 122, n. 7, p. 1449–1471, 07 1994. ISSN 0027-0644. Disponível em: <[https://doi.org/10.1175/1520-0493\(1994\)122<1449:RSFIMT>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0493(1994)122<1449:RSFIMT>2.0.CO;2)>. Acesso em: 26 ago. 2019.
- CLEMENTS, C. B.; WHITEMAN, C. D.; HOREL, J. D. Cold-air-pool structure and evolution in a mountain basin: Peter sinks, utah. **Journal of Applied Meteorology**, v. 42, n. 6, p. 752–768, 2003. Disponível em: <<https://journals.ametsoc.org/jamc/article/42/6/752/16406>>. Acesso em: 12 ago. 2019.
- COSTA, F. D. et al. A simplified model for intermittent turbulence in the nocturnal boundary layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 68, n. 8, p. 1714–1729, 2011. Disponível em: <<https://journals.ametsoc.org/jas/article/68/8/1714/27216>>. Acesso em: 6 mar. 2019.

CUXART, J.; JIMÉNEZ, M.; MARTÍNEZ, D. Nocturnal meso-beta basin and katabatic flows on a midlatitude island. **Monthly weather review**, v. 135, n. 3, p. 918–932, 2007. Disponível em: <<https://journals.ametsoc.org/mwr/article/135/3/918/67899>>. Acesso em: 12 set. 2017.

DENBY, B. Second-order modelling of turbulence in katabatic flows. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 92, n. 1, p. 65–98, 1999. Disponível em: <<https://link.springer.com/article/10.1023/A:1001796906927>>. Acesso em: 10 out. 2018.

DERBYSHIRE, S. Stable boundary layers: Observations, models and variability part i: Modelling and measurements. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 74, n. 1-2, p. 19–54, 1995.

FOX, R. W.; MCDONALD, A. T.; PRITCHARD, P. J. **Introduction to fluid mechanics**. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2006.

GEIGER, R. The climate near the ground harvard university press. **Massachusetts, Cambridge**, 1965. Disponível em: <<https://cds.cern.ch/record/2270401>>. Acesso em: 6 nov. 2017.

GOULDEN, M. L.; MILLER, S. D.; ROCHA, H. R. D. Nocturnal cold air drainage and pooling in a tropical forest. **Journal of Geophysical Research: Atmospheres**, Wiley Online Library, v. 111, n. D8, 2006. Disponível em: <<https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/full/10.1029/2005JD006037>>. Acesso em: 9 ago. 2017.

GRACHEV, A. A. et al. Structure of turbulence in katabatic flows below and above the wind-speed maximum. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 159, n. 3, p. 469–494, 2016. Disponível em: <<https://link.springer.com/article/10.1007/s10546-015-0034-8>>. Acesso em: 15 set. 2019.

HELMIS, C.; PAPADOPOULOS, K. Some aspects of the variation with time of katabatic flow over a simple slope. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, Wiley Online Library, v. 122, n. 531, p. 595–610, 1996. Disponível em: <<https://rmets.onlinelibrary.wiley.com/doi/epdf/10.1002/qj.49712253103>>. Acesso em: 6 mar. 2019.

HORST, T.; DORAN, J. Nocturnal drainage flow on simple slopes. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 34, n. 3, p. 263–286, 1986. Disponível em: <<https://link.springer.com/article/10.1007/BF00122382>>. Acesso em: 04 jul. 2018.

\_\_\_\_\_. The turbulence structure of nocturnal slope flow. **Journal of the atmospheric sciences**, v. 45, n. 4, p. 605–616, 1988. Disponível em: <<https://journals.ametsoc.org/jas/article/45/4/605/22238>>. Acesso em: 02 dez. 2017.

KAIMAL, J. C.; FINNIGAN, J. J. **Atmospheric boundary layer flows: their structure and measurement**. Oxford university press, 1994. Disponível em: <[https://books.google.com.br/books?hl=pt-BR&lr=&id=ljbSonRztlcC&oi=fnd&pg=PR11&dq=Atmospheric+boundary+layer+flows:+their+structure+and+measurement&ots=FJ\CQuzEgv&sig=fYO2CCBsV5OoLlj\\\_wri\\\_9BmXxo\#v=onepage&q=Atmospheric\%20boundary\%20layer\%20flows](https://books.google.com.br/books?hl=pt-BR&lr=&id=ljbSonRztlcC&oi=fnd&pg=PR11&dq=Atmospheric+boundary+layer+flows:+their+structure+and+measurement&ots=FJ\CQuzEgv&sig=fYO2CCBsV5OoLlj\_wri\_9BmXxo\#v=onepage&q=Atmospheric\%20boundary\%20layer\%20flows)>. Acesso em: 07 jun. 2018.

KONDO, J.; KUWAGATA, T.; HAGINOYA, S. Heat budget analysis of nocturnal cooling and daytime heating in a basin. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 46, n. 19, p. 2917–



2933, 1989. Disponível em: <<https://journals.ametsoc.org/jas/article/46/19/2917/22460>>. Acesso em: 04 jun. 2018.

LEHNER, M.; ROTUNNO, R.; WHITEMAN, C. D. Flow regimes over a basin induced by upstream katabatic flows—an idealized modeling study. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 73, n. 10, p. 3821–3842, 2016. Disponível em: <<https://journals.ametsoc.org/jas/article/73/10/3821/129159>>. Acesso em: 15 set. 2019.

LIED, N. T. Stationary hydraulic jumps in a katabatic flow near davis, antarctica, 1961. **Aust. Meteor. Mag**, v. 47, p. 40–51, 1964. Disponível em: <<https://cds.cern.ch/record/2270401>>. Acesso em: 6 nov. 2017.

MAHRT, L. Stratified atmospheric boundary layers. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 90, p. 375–396, 1999. Disponível em: <<https://link.springer.com/article/10.1023/A:1001765727956>>. Acesso em: 13 out. 2017.

MAHRT, L.; LARSEN, S. Relation of slope winds to the ambient flow over gentle terrain. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 53, n. 1-2, p. 93–102, 1990. Disponível em: <<https://link.springer.com/article/10.1007/BF00122465>>. Acesso em: 04 jun. 2018.

MAHRT, L.; PFISTER, L.; THOMAS, C. K. Small-scale variability in the nocturnal boundary layer. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, p. 1–18, 2019. Disponível em: <<https://link.springer.com/article/10.1007/s10546-019-00476-x>>. Acesso em: 29 nov. 2019.

MAHRT, L. et al. Non-stationary drainage flows and motions in the cold pool. **Tellus A: Dynamic Meteorology and Oceanography**, Taylor & Francis, v. 62, n. 5, p. 698–705, 2010. Disponível em: <<https://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1111/j.1600-0870.2010.00473.x>>. Acesso em: 14 jan. 2019.

\_\_\_\_\_. Nocturnal boundary-layer regimes. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 88, p. 255–278, 1998. Disponível em: <<https://link.springer.com/article/10.1023/A:1001171313493>>. Acesso em: 12 out. 2017.

\_\_\_\_\_. Transient cold air drainage down a shallow valley. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 71, n. 7, p. 2534–2544, 2014. Disponível em: <<https://journals.ametsoc.org/jas/article/71/7/2534/27881>>. Acesso em: 7 mar. 2019.

MAHRT, L.; VICKERS, D. Extremely weak mixing in stable conditions. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 119, n. 1, p. 19–39, 2006. Disponível em: <<https://link.springer.com/article/10.1007/s10546-005-9017-5>>. Acesso em: 20 jul. 2018.

MAHRT, L. et al. Shallow drainage flows. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 101, n. 2, p. 243–260, 2001. Disponível em: <<https://link.springer.com/article/10.1023/A:1019273314378>>. Acesso em: 15 mai. 2018.

MANINS, P.; SAWFORD, B. A model of katabatic winds. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 36, n. 4, p. 619–630, 1979. Disponível em: <<https://journals.ametsoc.org/jas/article/36/4/619/19927>>. Acesso em: 20 dez. 2017.

MAPS, G. 2019. Disponível em: <<https://cloud.google.com/maps-platform/maps?hl=pt>>. Acesso em: 6 mar. 2019.

MCNIDER, R. T. A note on velocity fluctuations in drainage flows. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 39, n. 7, p. 1658–1660, 1982. Disponível em: <[https://watermark.silverchair.com/1520-0469\(1982\)039\\_1658\\_anovfi\\_2\\_0\\_co\\_2.pdf?LFP9CK07OVZX3E8OzFHZOjGxVX\\_So](https://watermark.silverchair.com/1520-0469(1982)039_1658_anovfi_2_0_co_2.pdf?LFP9CK07OVZX3E8OzFHZOjGxVX_So)>. Acesso em: 6 mar. 2019.

MONIN, A.; OBUKHOV, A. Basic laws of turbulent mixing in the surface layer of the atmosphere. **Contrib. Geophys. Inst. Acad. Sci. USSR**, v. 151, p. 163–187, 1954. Disponível em: <[https://gibbs.science/teaching/efd/handouts/monin\\_obukhov\\_1954.pdf](https://gibbs.science/teaching/efd/handouts/monin_obukhov_1954.pdf)>. Acesso em: 01 dez. 2017.

MONTI, P. et al. Observations of flow and turbulence in the nocturnal boundary layer over a slope. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 59, n. 17, p. 2513–2534, 2002. Disponível em: <<https://journals.ametsoc.org/jas/article/59/17/2513/25351>>. Acesso em: 19 mai. 2018.

NIEUWSTADT, F. T. The turbulent structure of the stable, nocturnal boundary layer. **Journal of the atmospheric sciences**, v. 41, n. 14, p. 2202–2216, 1984. Disponível em: <<https://journals.ametsoc.org/jas/article/41/14/2202/21102>>. Acesso em: 02 dez. 2017.

OLDROYD, H. J. et al. Buoyant turbulent kinetic energy production in steep-slope katabatic flow. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 161, n. 3, p. 405–416, 2016. Disponível em: <<https://link.springer.com/article/10.1007/s10546-016-0184-3>>. Acesso em: 09 fev. 2019.

\_\_\_\_\_. Adapting tilt corrections and the governing flow equations for steep, fully three-dimensional, mountainous terrain. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 159, n. 3, p. 539–565, 2016. Disponível em: <<https://link.springer.com/article/10.1007/s10546-015-0066-0>>. Acesso em: 09 fev. 2019.

PAPADOPOULOS, K.; HELMIS, C. Evening and morning transition of katabatic flows. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 92, n. 2, p. 195–227, 1999. Disponível em: <<https://link.springer.com/article/10.1023/A:1002070526425>>. Acesso em: 10 out. 2018.

POULOS, G. S. et al. Cases-99: A comprehensive investigation of the stable nocturnal boundary layer. **Bulletin of the American Meteorological Society**, American Meteorological Society, v. 83, n. 4, p. 555–582, 2002. Disponível em: <<https://journals.ametsoc.org/bams/article/83/4/555/57754>>. Acesso em: 19 mai. 2018.

\_\_\_\_\_. The interaction of katabatic flow and mountain waves. part ii: Case study analysis and conceptual model. **Journal of the atmospheric sciences**, v. 64, n. 6, p. 1857–1879, 2007. Disponível em: <<https://journals.ametsoc.org/jas/article/64/6/1857/103607>>. Acesso em: 9 ago. 2017.

PRANDTL, L. Essentials of fluid dynamics, 452 pp. **Haffner, New York**, 1952. Disponível em: <<https://cds.cern.ch/record/2270401>>. Acesso em: 6 nov. 2017.

STAEBLER, R. M.; FITZJARRALD, D. R. Observing subcanopy co2 advection. **Agricultural and Forest Meteorology**, Elsevier, v. 122, n. 3-4, p. 139–156, 2004. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168192303002314>>. Acesso em: 17 jul. 2017.

STULL, R. Meteorology for scientists and engineers, uni. **Of British Columbia**, 2011. Disponível em: <<http://dl.merc.ac.ir/handle/Hannan/24136/#sthash.Bt7Dztw7.dpbs>>. Acesso em: 6 mar. 2019.

STULL, R. B. **An introduction to boundary layer meteorology**. [S.l.]: Springer, 1988. v. 13.

SUN, J. et al. Heat balance in the nocturnal boundary layer during cases-99. **Journal of Applied Meteorology**, v. 42, n. 11, p. 1649–1666, 2003. Disponível em: <<https://journals.ametsoc.org/jamc/article/42/11/1649/104560>>. Acesso em: 07 nov. 2017.

\_\_\_\_\_. Transport of carbon dioxide, water vapor, and ozone by turbulence and local circulations. **Journal of Geophysical Research: Atmospheres**, Wiley Online Library, v. 103, n. D20, p. 25873–25885, 1998. Disponível em: <<https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/98JD02439>>. Acesso em: 10 out. 2017.

TÓTA, J. et al. Amazon rain forest subcanopy flow and the carbon budget: Santarém lba-eco site. **Journal of Geophysical Research: Biogeosciences**, Wiley Online Library, v. 113, n. G1, 2008. Disponível em: <<https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/full/10.1029/2007JG000597>>. Acesso em: 14 ago. 2017.

WHITEMAN, C. D. **Mountain meteorology: fundamentals and applications**. Oxford University Press, 2000. Disponível em: <[https://bioone.org/journals/Mountain-Research-and-Development/volume-21/issue-2/0276-4741\(2001\)021\[0200:MMFAA\]2.0.CO;2/Mountain-Meteorology-Fundamentals-and-Applications/10.1659/0276-4741\(2001\)021\[0200:MMFAA\]2.0.CO;2.full](https://bioone.org/journals/Mountain-Research-and-Development/volume-21/issue-2/0276-4741(2001)021[0200:MMFAA]2.0.CO;2/Mountain-Meteorology-Fundamentals-and-Applications/10.1659/0276-4741(2001)021[0200:MMFAA]2.0.CO;2.full)>. Acesso em: 11 abr. 2019.

WHITEMAN, C. D. et al. Cold pools in the columbia basin. **Weather and Forecasting**, v. 16, n. 4, p. 432–447, 2001. Disponível em: <<https://journals.ametsoc.org/waf/article/16/4/432/38435>>. Acesso em: 22 mai. 2018.

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

YAMADA, T. A numerical simulation of nocturnal drainage flow. **Journal of the Meteorological Society of Japan. Ser. II**, Meteorological Society of Japan, v. 59, n. 1, p. 108–122, 1981. Disponível em: <[https://www.jstage.jst.go.jp/article/jmsj1965/59/1/59\\_1/\\_108/\\_article/-char/ja/](https://www.jstage.jst.go.jp/article/jmsj1965/59/1/59_1/_108/_article/-char/ja/)>. Acesso em: 20 dez. 2018.