

UNIVERSIDADE FEDERAL DO PAMPA

ANDRÉ COSTA VARGAS

**TRANSIÇÃO DE REGIMES DA CAMADA LIMITE ESTÁVEL UTILIZANDO UM MODELO
CONCEITUAL**

Alegrete

2024

ANDRÉ COSTA VARGAS

**TRANSIÇÃO DE REGIMES DA CAMADA LIMITE ESTÁVEL UTILIZANDO UM MODELO
CONCEITUAL**

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

Orientador: Prof. Dr. Felipe Denardin Costa
Co-orientador: Prof. Dr. Rafael Maroneze

Alegrete

2024

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) .

V297t Vargas, André Costa
Transição de Regimes da Camada Limite Estável utilizando um
Modelo Conceitual / André Costa Vargas.
51 p.

Dissertação(Mestrado)-- Universidade Federal do Pampa,
DOUTORADO EM ENGENHARIA, 2024.
"Orientação: Felipe Denardin Costa".

1. camada limite estável. 2. transição de regimes. 3.
modelagem atmosférica. I. Título.

ANDRÉ COSTA VARGAS

**TRANSIÇÃO DE REGIMES DA CAMADA LIMITE ESTÁVEL UTILIZANDO UM MODELO
CONCEITUAL**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós- Graduação em Engenharia da Universidade Federal do Pampa, como requisito parcial para obtenção do Título de Mestre em Engenharia.

Dissertação defendida e aprovada em: 27/09/2024

Banca examinadora:

Prof. Dr. Felipe Denardin Costa
Orientador
(Unipampa)

Prof. Dr. Rafael Maroneze
Coorientador
(Unipampa)

Prof. Dr. Luiz Eduardo Medeiros
(Unipampa)

Prof. Dr. Pablo Eli Soares de Oliveira
(UFRN)



Assinado eletronicamente por **FELIPE DENARDIN COSTA, PROFESSOR DO MAGISTERIO SUPERIOR**, em 15/10/2024, às 13:21, conforme horário oficial de Brasília, de acordo com as normativas legais aplicáveis.



Assinado eletronicamente por **RAFAEL MARONEZE, PROFESSOR DO MAGISTERIO SUPERIOR**, em 15/10/2024, às 15:18, conforme horário oficial de Brasília, de acordo com as normativas legais aplicáveis.



Assinado eletronicamente por **LUIZ EDUARDO MEDEIROS, PROFESSOR DO MAGISTERIO SUPERIOR**, em 15/10/2024, às 15:58, conforme horário oficial de Brasília, de acordo com as normativas legais aplicáveis.



Assinado eletronicamente por **Pablo Eli Soares de Oliveira, Usuário Externo**, em 15/10/2024, às 19:51, conforme horário oficial de Brasília, de acordo com as normativas legais aplicáveis.



A autenticidade deste documento pode ser conferida no site https://sei.unipampa.edu.br/sei/controlador_externo.php?acao=documento_conferir&id_orgao_acesso_externo=0, informando o código verificador **1535097** e o código CRC **072E5C3D**.

AGRADECIMENTOS

Primeiramente à Deus por ter me proporcionado chegar até aqui.

Aos meus pais José Rosa e Lúcia Costa que sempre estiveram do meu lado incentivando e dando apoio.

Ao meu filho Guilherme pela motivação e compreensão durante essa trajetória.

A minha namorada Andressa, por estar sempre ao meu lado dando suporte nos momentos decisivos sem medir esforços.

Agradeço o meu orientador Felipe Denardin que me incentivou a retornar aos estudos, pela orientação, paciência e disponibilidade empregadas para que este trabalho se concretizasse, pela troca de conhecimento e por sua amizade.

RESUMO

O comportamento da Camada Limite Atmosférica (CLA) torna-se particularmente complexo durante o período noturno. Nessa fase, devido à estratificação estável, a turbulência do escoamento pode ser suprimida, levando ao desacoplamento dos níveis atmosféricos. A transição de regimes na Camada Limite Estável (CLE) representa um desafio para a modelagem, devido às dificuldades em compreender suas causas e reproduzir essas transições. Para investigar o papel do balanço de energia na superfície nas transições da CLE, foi utilizado um modelo conceitual simplificado, composto por uma equação diferencial para determinar a temperatura superficial. Os fluxos turbulentos foram parametrizados utilizando a teoria-K, e duas funções de estabilidade foram empregadas – Função de Estabilidade Cauda-longa e Função de Estabilidade Cauda-curta – para representar a relação entre a mistura turbulenta e a estratificação local. As simulações foram realizadas com diferentes configurações, variando parâmetros externos como fração de nuvens (q_c), capacidade calorífica por unidade de área (C_g), temperatura do substrato (θ_{sub}), rugosidade superficial (z_0) e velocidade do vento local. Os resultados indicam que a rugosidade superficial e a cobertura de nuvens afetam diretamente a transição de regimes da CLE, pois o aumento dessas variáveis reduz a velocidade necessária para a transição. O papel da capacidade térmica do solo por unidade de área, entretanto, depende da temperatura do substrato: quando a temperatura do substrato é baixa, em relação à do ar, o aumento da capacidade calorífica eleva a velocidade de transição (V_r); por outro lado, quando a temperatura do substrato é próxima ou superior à do ar, o aumento da capacidade calorífica reduz a velocidade necessária para a transição. Os resultados também mostram que o modelo reproduz a transição de regime de maneira independente da função de estabilidade utilizada; no entanto, a relação entre a velocidade do vento e o saldo de radiação é bem representada quando a temperatura do substrato é superior à temperatura do ar. Ainda assim, uma análise mais detalhada é necessária para identificar as condições em que a velocidade da transição na CLE é proporcional ao saldo de radiação na superfície.

Palavras-chave: camada limite estável, transição de regimes, modelagem atmosférica

ABSTRACT

The behavior of the Atmospheric Boundary Layer (ABL) becomes particularly complex during nighttime. At night, due to stable stratification, flow turbulence can be suppressed, leading to the decoupling of atmospheric layers. This regime transition within the Stable Boundary Layer (SBL) poses a modeling challenge due to the difficulties in understanding and accurately reproducing these transitions. To investigate the role of surface energy balance in SBL transitions, a simplified conceptual model was used, consisting of a differential equation to determine surface temperature. Turbulent fluxes were parameterized using K-theory, and two stability functions, the Long-Tail Stability Function and Short-Tail Stability Function, were used to represent the relationship between turbulent mixing and local stratification. Simulations were conducted using different configurations by varying external parameters such as cloud fraction (q_c), heat capacity per unit area (C_g), substrate temperature (θ_{sub}), surface roughness (z_0), and local wind speed. Results indicate that surface roughness and cloud cover directly influence SBL regime transitions: increases in these variables reduce the wind speed necessary for regime transition. The role of soil thermal capacity per unit area, however, depends on the substrate temperature. When substrate temperature is low relative to air temperature, increased heat capacity raises the transition speed (V_r); conversely, when substrate temperature is close to or higher than air temperature, higher heat capacity reduces the speed needed for the transition. The results also show that the model reproduces regime transitions independently of the stability function used; however, the relationship between wind speed and radiation balance is well represented when substrate temperature exceeds air temperature. Nevertheless, further detailed analysis is required to identify the conditions under which the SBL transition speed is proportional to the surface radiation balance.

Keywords: stable boundary layer, regime transition, atmospheric modeling

LISTA DE FIGURAS

- Figura 1 – Perfis verticais característicos de temperatura (T), temperatura potencial (θ), umidade (q) e magnitude do vento V . As regiões da CLC estão marcadas junto ao perfil de temperatura potencial. A linha pontilhada no perfil de magnitude do vento representa a magnitude do vento geostrófico (V_G). . 19
- Figura 2 – Perfis verticais característicos de temperatura (T), temperatura potencial (θ), umidade (q) e magnitude do vento V , durante o dia. As regiões da CLC estão marcadas junto ao perfil de temperatura potencial. A linha pontilhada no perfil de magnitude do vento representa a magnitude do vento geostrófico (V_G). 20
- Figura 3 – Perfis verticais característicos de temperatura (T), temperatura potencial (θ), umidade (q) e magnitude do vento V , durante a noite. As regiões da CLN estão marcadas junto ao perfil de temperatura potencial. A linha pontilhada no perfil de magnitude do vento representa a magnitude do vento geostrófico (V_G). 21
- Figura 4 – Dependência do fluxo de calor sensível ($\overline{w'\theta'}$), do desvio padrão da velocidade vertical (σ_w), e da correlação entre a velocidade vertical e as flutuações de temperatura (r_{wT}), com a estabilidade atmosférica, representada por z/L 22
- Figura 5 – Relação entre V_{TKE} e V , as setas marcam a velocidade do vento na qual ocorre a transição dos regimes da CLE em cada um dos níveis indicados na legenda (Fig. 5a). A Fig. 5b mostra a relação entre V_{TKE} e a velocidade do vento no nível de 1 m e no nível de 30 m (painel menor). As cores que representam cada um dos níveis estão indicadas na Fig 5b. Os dados foram coletados durante o experimento FLOSSII. 24
- Figura 6 – Relação média entre V_r e o saldo de radiação (Rn) (Fig. 6a) e entre V_r e a radiação de onda longa vinda da atmosfera (L_{down}) (Fig. 6b) os dados são oriundos de 3 sítios indicados na legenda e as linhas pontilhadas Fig. 6a representam a função que determina $V_r(Rn)$ 26
- Figura 7 – Esquema do modelo conceitual representando as trocas de energia em superfície. O pontos pretos representam as temperaturas do ar (θ_{ar}), do solo (θ_s) e do substrato (θ_{sub}). 29
- Figura 8 – Séries temporais de θ_s para diferentes valores do forçante mecânico (V), indicados nas legendas dos painéis. A Fig. 8a mostra o comportamento da temperatura da superfície quando uma FECL é utilizada, já na Fig. 8b uma FECC é utilizada. Todas as simulações tem 10 h de duração e consideraram os seguintes parâmetros: $q_c = 0$, $z_0 = 0,1$ m, $C_g = 5,0 \times 10^4$ J m⁻² K⁻¹ e $\theta_{sub} = 300$ K. 35

Figura 9 – Dependência da diferença entre a temperatura do ar e da superfície ($\Delta\theta$) e do número de Richardson (Ri) a velocidade do vento (V), quando uma FECL (Fig. 9a) e uma FECC (Fig. 9b) são utilizadas. Os círculos pretos representam $\Delta\theta$, enquanto que os quadrados azuis são o número de Richardson. A linha pontilhada azul indica o valor de $Ri = Ri_c = 0,2$ e a seta dourada indica o valor correspondente à transição de regimes da CLE (V_r). Os parâmetros externos utilizados nas simulações são os mesmo usados na Fig. 8.	36
Figura 10 – Média dos termos balanço de energia em superfície na situação de equilíbrio, 10 ^a hora de simulação, em função de V , para uma função de estabilidade cauda longa. Os valores dos parâmetros utilizados em cada caso estão presentes nos títulos de cada painel. Os círculos pretos representam o fluxo de calor sensível ($-H$), os quadrados marrons são o fluxo de calor no solo ($-G$), os triângulos azuis são o saldo de radiação (Rn) e a linha pontilhada roxa é o balanço de energia.	37
Figura 11 – Mesmo que a Fig. 10, porém quando uma FECC é utilizada.	38
Figura 12 – Mapa de contorno de V_r em função de C_g e z_0 , com o modelo utilizando uma FECL. Enquanto a fração de nuvens foi mantida constante ($q_c = 0$) a temperatura do substrato varia e está indicada no título de cada painel. .	39
Figura 13 – Mesmo que a Fig. 12, porém quando uma FECC é utilizada no modelo. .	40
Figura 14 – Mapa de contorno de V_r em função de q_c e C_g , com o modelo utilizando uma FECL. Enquanto a rugosidade superficial foi mantida constante ($z_0 = 0,1$ m) a temperatura do substrato varia e está indicada no título de cada painel.	41
Figura 15 – Mesmo que a Fig. 14, porém quando uma FECC é utilizada no modelo. .	42
Figura 16 – Mapa de contorno de V_r em função de q_c e θ_{sub} , com o modelo utilizando uma FECL. Enquanto a rugosidade superficial foi mantida constante ($z_0 = 0,1$ m), C_g varia e seus valores estão indicados no título de cara painel. .	43
Figura 17 – Mesmo que a Fig. 16, porém quando uma FECC é utilizada no modelo. .	44
Figura 18 – Mapa de contorno de V_r em função de q_c e z_0 , com o modelo utilizando uma FECL. Enquanto a capacidade térmica por unidade de área foi mantida constante ($C_g = 5,0 \times 10^4$ J m ⁻² K ⁻¹), θ_{sub} varia e seus valores estão indicados no título de cara painel.	45
Figura 19 – Mesmo que a Fig. 18, porém quando uma FECC é utilizada no modelo. .	46
Figura 20 – Relação entre V_r e Rn para diferentes temperaturas do substrato, indicadas no título de cada painel, e diferentes capacidades caloríficas por unidade de área, quando uma FECL é utilizada no modelo.	47
Figura 21 – Relação entre V_r e Rn para diferentes temperaturas do substrato, indicadas no título de cada painel, e diferentes capacidades caloríficas por	

unidade de área, quando uma FECC é utilizada no modelo. 48

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Relação dos parâmetros utilizados nas simulações.....	33
--	----

LISTA DE SIGLAS

<i>CLP</i>	Camada limite planetária
<i>CLA</i>	Camada limite atmosférica
<i>CLE</i>	Camada limite estável
<i>CLC</i>	Camada limite convectiva
<i>ZE</i>	Zona de Entranhamento
<i>IT</i>	Inversão térmica
<i>CR</i>	Camada limite residual
<i>CS</i>	Camada superficial
<i>FECL</i>	Função de estabilidade cauda-longa
<i>FECC</i>	Função de estabilidade cauda-curta
<i>SCM</i>	Modelo de coluna simples
<i>SCM_s</i>	Modelo de coluna simples
<i>ECT</i>	Energia Cinética Turbulenta
<i>TKE</i>	Energia Cinética Turbulenta
<i>WSBL</i>	Weakly Stable Boundary Layer
<i>VSBL</i>	Very Stable Boundary Layer

LISTA DE SÍMBOLOS

G	Fluxo de calor no solo
Rn	Saldo de radiação
Ri	Número de Richardson
Ri_c	Número de Richardson crítico
$\Delta\theta$	Intensidade da inversão térmica
θ_r	Temperatura do ar
θ_{sub}	Temperatura do solo profundo
V_r	Velocidade do vento na transição
z	Altura do nível atmosférico
θ_s	Temperatura da superfície
H	Fluxo turbulento de energia na forma de calor sensível próximo à superfície
C_g	Capacidade calorífica por unidade de área da superfície
K_h	Difusividade turbulenta de energia na forma de calor
K_M	coeficiente difusão de momentum
θ	Temperatura do ar na camada superficial
u_*	Velocidade de fricção
θ_*	Escala de temperatura
g	Aceleração da gravidade
ρ	Massa específica do ar seco à pressão constante
c_p	Calor específico do ar seco à pressão constante
L_{down}	Radiação de onda longa proveniente da atmosfera
C_s	Capacidade térmica volumétrica do solo
c_s	Calor específico do solo

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	16
2	REVISÃO TEÓRICA	18
2.1	Ciclo diurno da camada limite atmosférica	18
2.1.1	Camada limite Convectiva	18
2.1.2	Camada Limite estável	20
2.2	Regimes da camada limite estável	23
2.2.1	Observações da transição de regimes da CLE	24
2.2.2	Modelagem da transição de regimes da CLE	25
3	METODOLOGIA	29
3.1	Modelo conceitual	29
3.1.1	Funções de estabilidade	32
3.1.2	Parâmetros, condições de contorno e integração	33
4	RESULTADOS	34
4.1	Influência dos parâmetros externos na transição de regimes da camada limite estável	34
4.1.1	Determinação dos regimes de escoamento	34
4.1.2	Balço de energia em superfície	37
4.2	Dependência de V_r com os parâmetros externos	38
4.2.1	Relação entre a velocidade do vento e o saldo de radiação	46
5	CONCLUSÃO	49
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	50

1 INTRODUÇÃO

Cada vez mais a sociedade está tendo que enfrentar os desafios impostos pelas mudanças climáticas que estão ocorrendo. Nesse sentido, a modelagem atmosférica desempenha um papel crucial no estudo das mudanças climáticas, fornecendo ferramentas essenciais para entender e prever os padrões complexos do clima global e regional. Por meio de modelos climáticos, é possível simular diferentes cenários, que poderão ocorrer de acordo com a evolução das concentrações de gases de efeito estufa, com as mudanças na cobertura terrestre e variações na radiação solar. Esses modelos permitem explorar cenários futuros e avaliar os impactos das atividades humanas no clima, fornecendo informações fundamentais para formulação de políticas públicas e estratégias de mitigação e adaptação às mudanças climáticas.

Neste contexto, a compreensão da Camada Limite Estável (CLE) é fundamental para a meteorologia e para o estudo das mudanças climáticas, especialmente devido aos desafios que sua modelagem apresenta. Por exemplo, quando os modelos climáticos tentam reproduzir a evolução da variação diurna de temperatura das últimas décadas são encontrados erros que podem estar associados à inabilidade das parametrizações utilizadas em representar os estados de escoamento da CLE (MCNIDER et al., 2012).

Em condições de vento fraco, a turbulência dos modelos é suprimida pela estratificação térmica estável, causando o desacoplamento dos níveis atmosféricos e levando à soluções demasiadamente frias nos níveis mais baixos da atmosfera e na superfície (DERBYSHIRE, 1999). Por outro lado, se a velocidade do vento, que é o forçante mecânico nos modelos, aumenta a temperatura desses níveis tende a entrar em equilíbrio com a temperatura dos níveis mais altos da atmosfera (MCNIDER et al., 1995).

A transição de regimes da CLE também é observada na natureza. (MAHRT, 1998) mostrou que o comportamento do fluxo de calor sensível é dependente da mistura turbulenta e da estratificação térmica e a assinatura dessa dependência caracteriza diferentes regimes de escoamento. Mais recentemente, Sun et al. (2012) mostraram que a relação entre a intensidade da turbulência e a magnitude do vento local apresenta dois comportamentos distintos, sendo que a transição entre esses regimes ocorre em um valor fixo de vento, o qual muda com a altura. A transição de regimes da CLE ocorre de forma abrupta e é difícil de generalizar de forma universal em termos de uma simples variável ou parâmetro de estabilidade. Parte disso ocorre porque a transição que ocorre em um determinado nível precisa que a turbulência gerada em superfície chegue até ele (COSTA et al., 2020), ou que ela se mantenha sustentável (van de Wiel et al., 2012), e também porque a caracterização da transição, geralmente, é feita utilizando parâmetros internos da camada (HOIJDONK et al., 2015), uma vez que essa análise com parâmetros externos pode ser limitada pela falta de informações.

A análise da transição de regimes da CLE utilizando parâmetros externos pode ser

feita utilizando o vento geostrófico (LINDEN et al., 2017; BAAS et al., 2018) ou parâmetros superficiais (ACEVEDO et al., 2021). Acevedo et al. (2021) mostraram que a velocidade do vento necessária para a transição possui dependência linear com o saldo de radiação em superfície e que o coeficiente angular dessa relação varia de um sítio para o outro. Esse resultado é muito importante, por dois motivos: 1- a relação entre a velocidade do vento e o saldo de radiação representa um critério objetivo para a determinação da transição; 2- uma vez entendidos os mecanismos e variáveis responsáveis pela mudança na dependência da velocidade do vento para a transição com o saldo de radiação será possível desenvolver parametrizações que identifiquem a transição e sejam capazes de simular o comportamento da CLE em condições muito estáveis.

Portanto, o objetivo deste estudo é empregar um modelo conceitual simplificado, inspirado no proposto por van de Wiel et al. (2017), para simular a transição de regimes na Camada Limite Estável e investigar o impacto do balanço superficial de energia nesse processo dinâmico. A partir da reprodução do comportamento da transição, será analisado como parâmetros externos influenciam esse fenômeno. Além disso, pretende-se examinar sob quais condições o modelo é capaz de reproduzir a relação observada por Acevedo et al. (2021) entre a velocidade do vento necessária para a transição (V_r) e o saldo de radiação (R_n). Essa abordagem permitirá não apenas aprimorar a compreensão dos mecanismos físicos subjacentes à CLE, mas também validar a capacidade do modelo conceitual em representar fenômenos complexos de interação entre superfície e atmosfera. Esta dissertação está estruturada em capítulos: o Cap. 2 apresenta a revisão teórica, o Cap. 3 apresenta o modelo e as parametrizações utilizadas, os resultados são apresentados no Cap. 4 e no Cap. 5 conclusão do presente trabalho.

2 REVISÃO TEÓRICA

Devido à ação de forças como a força de atrito e a força de empuxo, a porção mais baixa da atmosfera é diretamente influenciada pela interação com a superfície da Terra. Nessa região as variáveis que governam o escoamento atmosférico apresentam perfil vertical completamente distinto do que ocorre nas camadas superiores da atmosfera. Além disso, essa região é caracterizada pela presença de turbulência, a qual é responsável pelo transporte de energia, *momentum* e escalares, fazendo o elo entre a região adjacente à superfície e a alta atmosfera. Essa região da atmosfera é conhecida como camada limite Planetária (CLP) ou camada limite atmosférica (CLA) (STULL, 1988).

2.1 Ciclo diurno da camada limite atmosférica

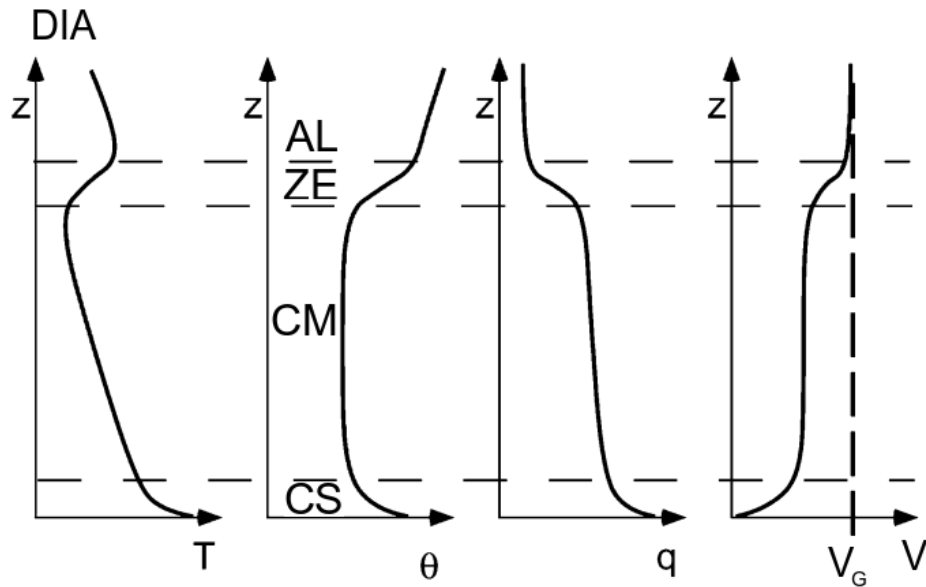
O escoamento na CLA é fortemente influenciado pelo comportamento de variáveis externas à camada limite, que são os forçantes térmicos e mecânicos da CLA. A resposta do escoamento na baixa atmosfera, às mudanças nos forçantes externos, apresenta padrões que permitem que o escoamento na CLA possa ser classificado de acordo com o ciclo diurno, conforme será discutido a seguir.

2.1.1 Camada limite Convectiva

O ciclo diurno da CLP inicia após o nascer do Sol com aquecimento da superfície pela radiação eletromagnética de onda curta proveniente do Sol. O ar adjacente à superfície se expande, sua densidade diminui e por ação da força de empuxo as parcelas de ar sobem, dando início ao processo de transferência de energia na forma de calor por convecção. Os movimentos convectivos, das parcelas de ar próximos à superfície do solo aquecida, rapidamente se estendem por todo o perfil da CLP até alcançarem um nível de equilíbrio. Esse intenso movimento vertical das parcelas de ar está associado à produção de turbulência e dá origem a uma camada limite conhecida como camada limite convectiva (CLC) (STULL, 1988; ARYA, 2001).

A estrutura da CLC consiste em três diferentes camadas (Fig. 1): junto à superfície há uma camada de equilíbrio instável, na qual a temperatura potencial diminui com a altura e os fluxos turbulentos são aproximadamente contantes, conhecida como camada superficial (CS); em seguida, acima dessa, existe uma camada com temperatura aproximadamente constante, devido à intensa atividade turbulenta, conhecida como camada de mistura (CM); já no topo da CM há uma região de intensa inversão térmica, conhecida como zona de entranhamento (ZE), que atua como um tampão no topo da CM pois inibe que o ar siga ascendendo verticalmente por empuxo. Além disso, a ZE que faz a conexão entre a CM e a camada limite e a atmosfera livre (AL).

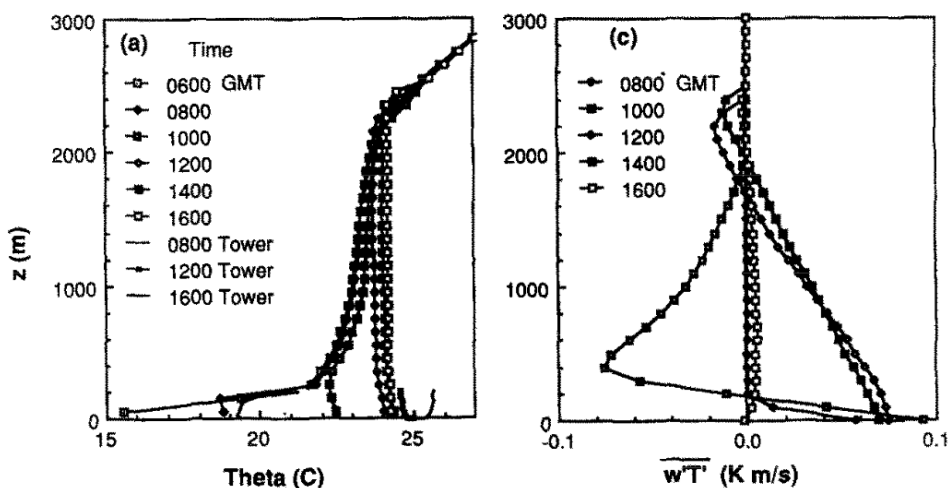
Figura 1 – Perfis verticais característicos de temperatura (T), temperatura potencial (θ), umidade (q) e magnitude do vento V . As regiões da CLC estão marcadas junto ao perfil de temperatura potencial. A linha pontilhada no perfil de magnitude do vento representa a magnitude do vento geostrófico (V_G).



Fonte: Adaptado de Holtslag e Steeneveld (2009).

A evolução da CLC depende tanto do fluxo de calor sensível em superfície quanto do forçante de inversão no topo da CM (STULL, 1988). Após uma fase de rápido crescimento no início da manhã, a camada limite convectiva se desenvolve até atingir sua altura máxima por volta das 15h. Em dias de céu claro, com intensa atividade convectiva a CLC pode atingir mais de 2,0 km de profundidade (Fig. 2). Durante a tarde, a radiação solar incidente na superfície da Terra começa a diminuir, a turbulência reduz e inicia-se a transição da tarde. Próximo ao pôr-do-Sol, é observada a inversão do fluxo calor devido ao resfriamento radiativo da superfície e começa a se formar a camada limite estável (CLE).

Figura 2 – Perfis verticais característicos de temperatura (T), temperatura potencial (θ), umidade (q) e magnitude do vento V , durante o dia. As regiões da CLC estão marcadas junto ao perfil de temperatura potencial. A linha pontilhada no perfil de magnitude do vento representa a magnitude do vento geostrófico (V_G).



Fonte: Adaptado de Stull e Driedonks (1987).

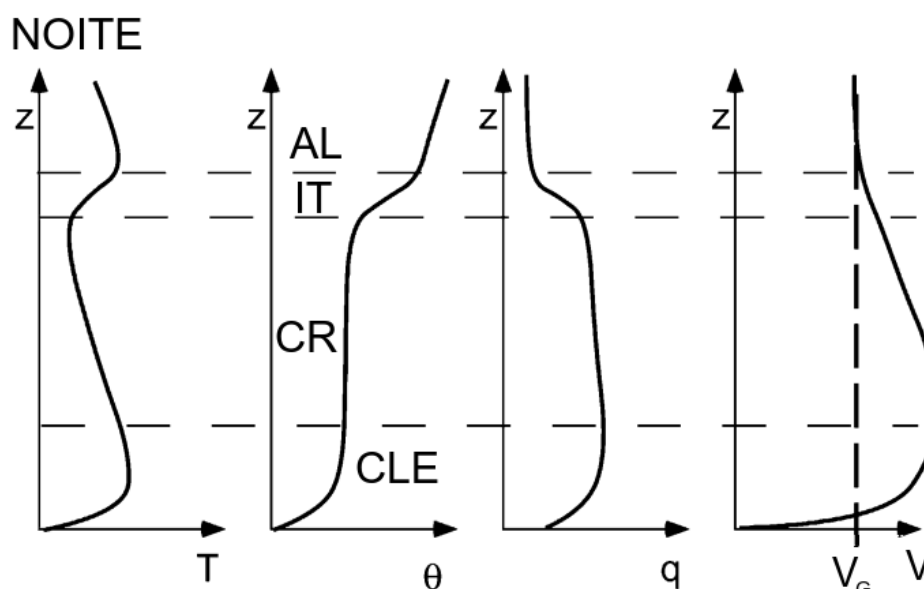
2.1.2 Camada Limite estável

Após o pôr-do-Sol a superfície do solo, que antes era aquecida pela radiação de onda curta incidente, passa a se resfriar devido à emissão de onda longa, alterando a estrutura da camada limite atmosférica (CLA). Durante a noite o resfriamento radiativo da superfície cria uma diferença de temperatura potencial entre uma parcela de ar próxima ao chão e o ar ambiente, criando uma condição de equilíbrio estático um ambiente estavelmente estratificado que caracteriza a camada limite estável (CLE). Na CLE a capacidade de flutuação convectiva das partículas do ar que chamamos de flutuabilidade, definida como a força resultante entre o peso de uma parcela de fluido e o peso do volume deslocado por esta mesma parcela (empuxo). O sentido do movimento vertical desta parcela de fluido depende exclusivamente de sua densidade, ou seja, de sua temperatura se a parcela é empurrada para cima, a temperatura do ar ambiente é maior que a temperatura da parcela; portanto a densidade do ar da parcela será maior que a do ar em sua volta, tornando o peso da parcela maior que o empuxo e fazendo a mesma retornar para sua posição inicial. Se a parcela é empurrada para baixo onde a temperatura do ar ambiente é menor que a da parcela de ar; portanto a densidade do ar da parcela será menor que a do ar em sua volta, tornando o peso da parcela menor que o empuxo, sendo este fazendo a parcela subir de volta para sua posição inicial. (STULL, 1988; ARYA, 2001).

Durante o dia, a CLC é caracterizada por uma intensa camada de mistura causada pelas termas da convecção, no entanto, à noite, com o resfriamento da superfície e a

estabilização da atmosfera próxima ao solo, o forçante térmico na produção de turbulência cessa e a camada de ar logo acima da CLE, em formação, constitui uma camada com “resíduos” de turbulência da CLC, que irá decair ao longo da noite e por esse motivo é conhecida como camada residual (CR). A CR é separada da atmosfera livre pela inversão térmica, que é uma região onde a temperatura potencial aumenta com a altitude. A camada estável causada pela inversão térmica atua como uma barreira que inibe a troca de calor e massa entre a camada residual e a atmosfera livre, mantendo assim as características da camada residual praticamente inalteradas durante a noite (STULL, 1988). A Fig. 3, mostra os perfis verticais de temperatura do ar, temperatura potencial do ar, umidade e magnitude do vento, esses perfis mostram a distinção do comportamento de cada uma das variáveis que é inerente à cada uma das camadas verticais da CLP. A Fig. 3 mostra ainda que durante à noite, devido à estratificação superficial o escoamento atmosférico pode ser acelerado no topo da CLE alcançando velocidades super-geostróficas, caracterizando a formação de um jato noturno.

Figura 3 – Perfis verticais característicos de temperatura (T), temperatura potencial (θ), umidade (q) e magnitude do vento V , durante a noite. As regiões da CLN estão marcadas junto ao perfil de temperatura potencial. A linha pontilhada no perfil de magnitude do vento representa a magnitude do vento geostrófico (V_G).



Fonte: Adaptado de Holtslag e Steeneveld (2009).

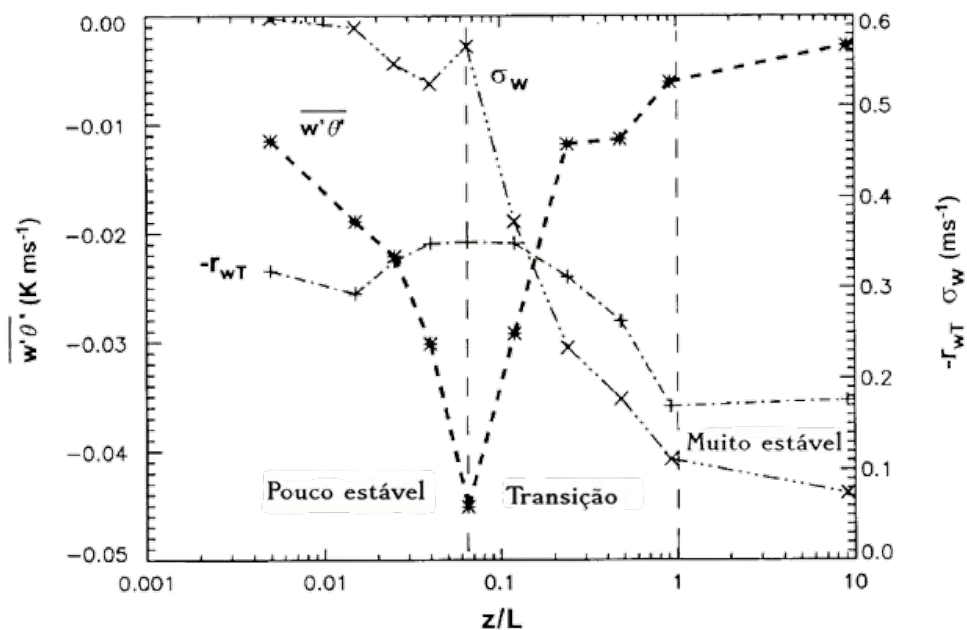
A CLE tem como característica a presença de um escoamento no qual a geração de turbulência é puramente mecânica e o perfil de temperatura é controlado pela divergência de fluxo radiativo (OKE et al., 2017). Assim, em noites caracterizadas pela presença de céu claro com ventos de fraca magnitude, a turbulência do escoamento pode ser suprimida

quase que completamente do escoamento (MAHRT, 1999; MAHRT; VICKERS, 2006).

Mahrt (1998) observou, utilizando dados micrometeorológicos coletados durante o Experimento *Microfronts*, realizado no Kansas, EUA, em março de 1995, que quando a estratificação era fraca, o fluxo de calor tendia a zero a medida que as flutuações de temperatura diminuía devido à homogenização da camada pela turbulência. Por outro, lado eles também observaram que quando a estratificação era forte, os movimentos verticais diminuía muito, devido à força de empuxo, fazendo com que o fluxo de calor sensível também tendesse a zero (Fig. 4). A Fig. 4 mostra esse comportamento através da dependência do fluxo de calor sensível com z/L , onde L é comprimento de Obukhov.

É possível observar que a medida que z/L aumenta, a turbulência diminui (σ_w), e as flutuações de temperatura aumentam (r_{wT}), devido ao aumento do gradiente de temperatura, causando um máximo local no fluxo de calor, o que foi caracterizado como um regime pouco estável. Entretanto, o aumento da estratificação faz com que o gradiente de temperatura aumente ainda mais, e os movimentos verticais sejam suprimidos, reduzindo drasticamente os valores de σ_w e do fluxo de calor, sendo esse um regime de transição para um regime muito estável, onde o fluxo de calor, σ_w e as flutuações de temperatura são muito pequenas.

Figura 4 – Dependência do fluxo de calor sensível ($\overline{w'\theta'}$), do desvio padrão da velocidade vertical (σ_w), e da correlação entre a velocidade vertical e as flutuações de temperatura (r_{wT}), com a estabilidade atmosférica, representada por z/L .



Fonte: Adaptado de Mahrt (1998).

É importante notar que esse comportamento também é observado em modelos numéricos que descrevem o comportamento da CLE. McNider et al. (1995) utilizaram um

modelo simplificado, que considera o balanço superficial de energia para determinar a temperatura do solo, para analisar a dependência das temperaturas superficial e do ar com o forçante mecânico e observaram que o sistema de equações além de possuir grande sensibilidade às condições iniciais, como já havia sido mostrado por (REVELLE, 1993) tem dois estados de equilíbrio para os quais ele irá convergir de acordo com o forçante mecânico. Resultados similares também foram obtidos por van de Wiel et al. (2002), Costa et al. (2011), Acevedo, Costa e Degrazia (2012), entre outros.

É interessante destacar que modelos mais completos fisicamente também apresentam essa característica. Derbyshire (1999) mostrou que quando o forçante mecânico é pouco intenso, a turbulência é suprimida do escoamento causando o desacoplamento dos níveis verticais do modelo, podendo fazer com que a superfície entre em um processo de resfriamento irreal e descontrolado conhecido como *runway cooling*. McNider et al. (2012) mostraram que grande parte dos erros nas estimativas de diferença de temperatura diurna, nos modelos climáticos, pode estar associada a problemas nas parametrizações de turbulência, as quais não são capazes de representar adequadamente os regimes de escoamento da CLE e a transição entre eles, o que mostra a importância de descrever e parametrizar de forma adequada os regimes da CLE e sua transição.

2.2 Regimes da camada limite estável

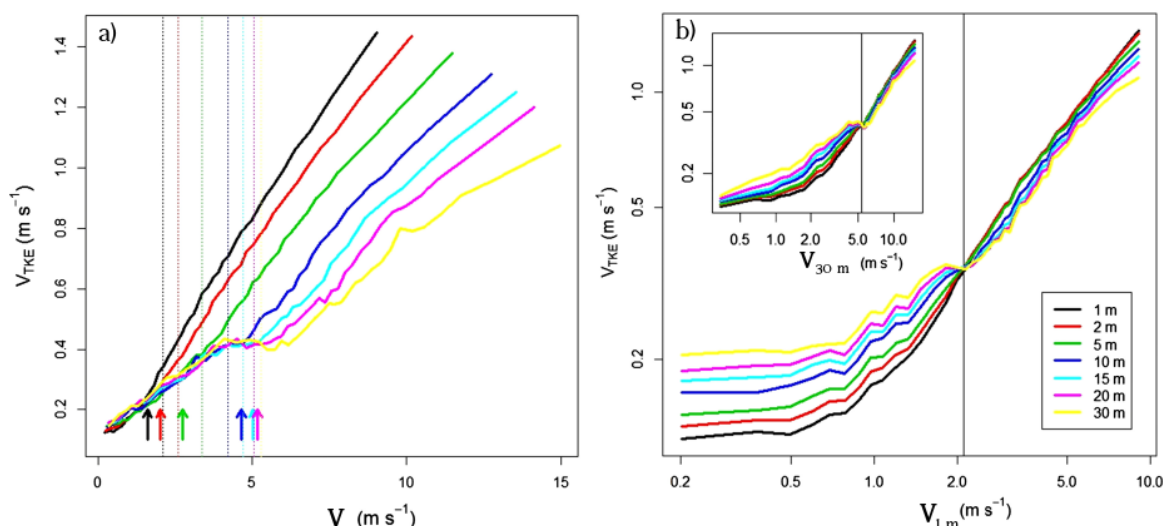
Desde o trabalho de (MAHRT, 1998) é usual classificar os regimes de escoamento da CLE em pouco estável (WSBL - do inglês *weakly stable boundary layer*) e muito estável (VSBL - do inglês *very stable boundary layer*). Uma vez que a transição entre os regimes pouco estável e muito estável ocorre de forma abrupta, e quando outros parâmetros de estabilidade ou variáveis são consideradas é possível observar que o máximo do fluxo de calor sensível ocorre na WSBL e não marca nenhuma transição, a classificação de um regime de transição não é utilizada.

A classificação dos regimes da CLE mais atual; utiliza a proposta de Sun et al. (2012). Eles mostraram que a relação entre uma escalada de turbulência, no caso a raiz quadrada da energia cinética turbulenta (TKE, do inglês *turbulent kinetic energy*) ($V_{TKE} = \sqrt{e}$), e a velocidade do vento médio (V) apresenta inclinação suave se o vento é fraco e uma inclinação maior quando o vento é forte, caracterizando os regimes de vento fraco como a VSBL e o regime de vento forte como a WSBL. Neste mesmo contexto, Acevedo et al. (2016) mostraram, utilizando uma análise similar a de Sun et al. (2012), que para uma determinada velocidade do vento, toda a camada limite abaixo deste ficara acoplada (Fig. 5) e que a transição de regimes em cada um dos níveis era correspondente ao momento no qual a intensidade da turbulenta no nível é maior que no nível superior.

Outra variáveis também apresentam distinção no comportamento em cada um dos regimes, entre elas a inversão térmica ($\Delta\theta$). Vignon et al. (2017) mostraram, utilizando dados observacionais coletados no sítios Dome C na Antártica, que a inversão térmica

aumenta em situações de vento fraco e diminui a medida que o vento aumenta, e que a transição entre esses dois regimes é abrupta e ocorre devido à CLE apresentar dois estados de equilíbrio. Quando o vento é fraco, a intensidade da turbulência não é suficiente para trazer o ar quente dos níveis mais altos para as camadas próximas à superfície. Logo, o escoamento desacopla e a diferença de temperatura entre os níveis mais altos e os mais baixos é grande, caracterizando uma intensa inversão térmica. A medida que o vento fica mais intenso, a mistura turbulenta na camada aumenta, devido ao cisalhamento, e é capaz de alcançar níveis mais altos promovendo a uniformização da temperatura nessa camada, e por consequência reduzindo a inversão térmica.

Figura 5 – Relação entre V_{TKE} e V , as setas marcam a velocidade do vento na qual ocorre a transição dos regimes da CLE em cada um dos níveis indicados na legenda (Fig. 5a). A Fig. 5b mostra a relação entre V_{TKE} e a velocidade do vento no nível de 1 m e no nível de 30 m (painel menor). As cores que representam cada um dos níveis estão indicadas na Fig 5b. Os dados foram coletados durante o experimento FLOSSII.



Fonte: Adaptado de Acevedo et al. (2016).

2.2.1 Observações da transição de regimes da CLE

A partir de Sun et al. (2012) diversos estudos identificaram a transição de regimes da CLE a partir de observações. A determinação da transição dos regimes da CLE pode ser feita utilizando diferentes variáveis e parâmetros, tais como, a relação entre V_{TKE} e V (SUN et al., 2012; ACEVEDO et al., 2016; LAN et al., 2018; ACEVEDO et al., 2019, entre outros), parâmetros de estabilidade (HOOIJDONK et al., 2015), a intensidade da inversão térmica (VIGNON et al., 2017; KAISER et al., 2020). Ainda que as características dos regimes sejam amplamente conhecidas, na maioria das análises a determinação exata da transição entre os regimes é subjetiva (HOOIJDONK et al., 2015). Isso ocorre porque

grande parte das análises consideram variáveis internas da camada limite, tais como vento, temperatura para definir a transição. Mesmo os parâmetros de estabilidade mais usados, tais como z/L e o número de Richardson (Ri) são variáveis que dependem das propriedades do escoamento e em muitos casos podem apresentar problemas de auto correlação em condições muito estáveis (MAHRT; VICKERS, 2006).

Nesse sentido, Hooijdonk et al. (2015) propuseram um parâmetro de estabilidade que compara o cisalhamento com o mínimo cisalhamento necessário para manter a turbulência contínua, o *shear capacity* (SC). Ainda que o parâmetro tenha apresentado melhores resultados quando comparado a z/L e ao número de Richardson, sua derivação considera a teoria do máximo fluxo de calor necessário para manter a turbulência sustentável em um determinado nível acima da superfície (van de Wiel et al., 2012), logo, esse parâmetro não é totalmente externo à CLE. Linden et al. (2017) buscaram classificar os regimes da CLE em função da velocidade do vento geostrófico usando medições de longo prazo, coletadas na torre de Cabauw, Holanda. No entanto, não foi possível encontrar um limiar de vento geostrófico que indicasse uma mudança abrupta na estrutura da CLE. Isso pode ter ocorrido porque a média de muitos casos suaviza características que seriam abruptas em ocorrências individuais.

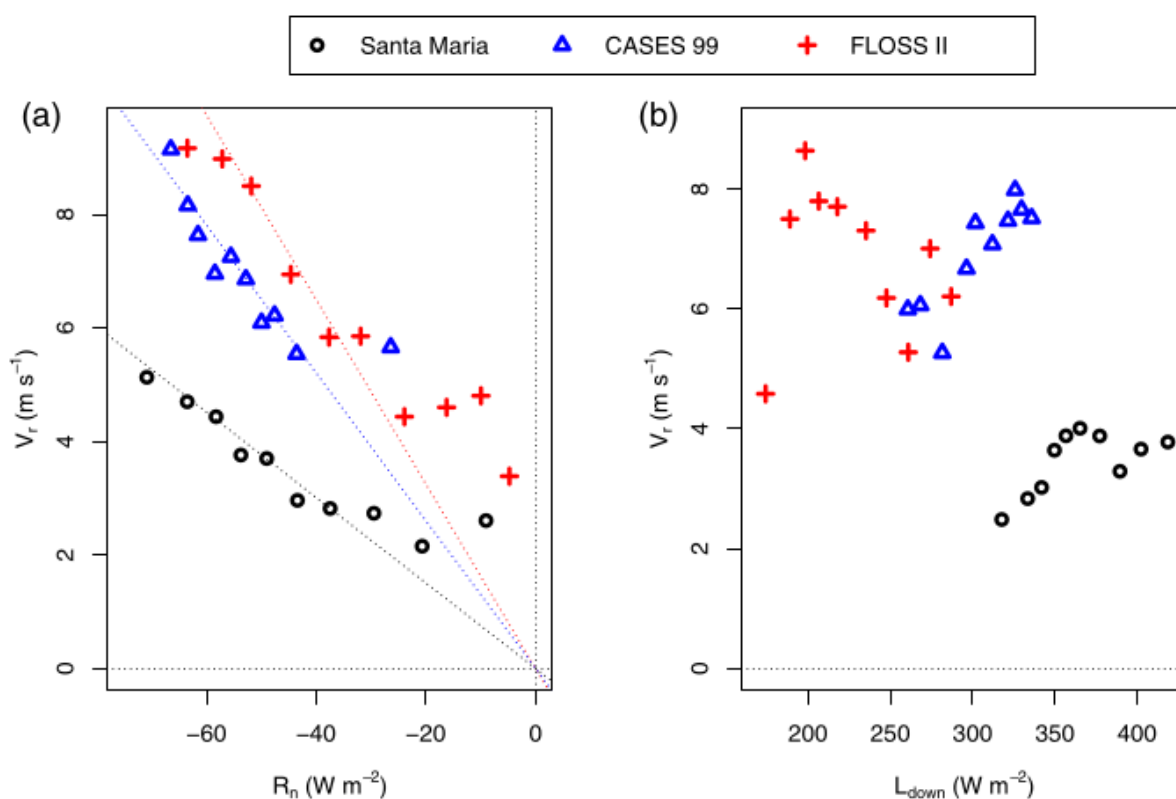
Por outro lado, Acevedo et al. (2021), analisando a transição da CLE em três sítios com características distintas, mostraram que a velocidade do vento na qual ocorre a transição de regimes (V_r) possui dependência linear com o saldo de radiação (Fig. 6). Esse resultado implica que situações de intensa perda radiativa ocorrem em condições de vento forte, o que não é intuitivo num primeiro momento e ainda que fosse observado não era bem entendido em estudos anteriores (e.g. Vignon et al. (2018)). Isso ocorre porque, em condições de vento forte o sistema está acoplado, logo, a superfície vai estar mais quente e emitindo mais radiação. Além disso, os resultados indicam que quando o saldo de radiação for nulo, o vento necessário para a transição também será nulo. Dessa forma, na reta que determina $V_r(Rn)$, o coeficiente linear é nulo e o coeficiente angular é uma constante que depende das características do sítio (ACEVEDO et al., 2021). Portanto, o coeficiente angular expressaria o forçante necessário para a transição de regimes de forma similar ao *coupling strength*, proposto por van de Wiel et al. (2017), que incorpora propriedades do solo, da superfície e do forçante radiativo da atmosfera. Dessa forma, a inclusão de parametrizações que determinam V_r a partir de parâmetros externos do sítio pode representar um importante avanço na modelagem do comportamento da CLE.

2.2.2 Modelagem da transição de regimes da CLE

Um dos principais desafios dos modelos atmosféricos é simular o escoamento noturno. Grande parte desses modelos utiliza parametrizações que são baseadas na Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov (ARYA, 1977; STULL, 1988), e enfrentam dificuldades durante a noite (BELJAARS; HOLTSLAG, 1991; CUXART et al., 2006). Na teoria de si-

milaridade as variáveis são determinadas a partir de parâmetros superficiais, todavia, em condições de forte estabilidade podem ocorrer fenômenos ondulatórios, drenagens e outros fenômenos que invalidam a teoria de similaridade (MAHRT, 1999). Além disso, na VSBL a turbulência fica restrita à uma parcela muito rasa da CLE o que não permite que o escoamento seja descrito pela utilização de teoria de similaridade.

Figura 6 – Relação média entre V_r e o saldo de radiação (R_n) (Fig. 6a) e entre V_r e a radiação de onda longa vinda da atmosfera (L_{down}) (Fig. 6b) os dados são oriúndos de 3 sítios indicados na legenda e as linhas pontilhadas Fig. 6a representam a função que determina $V_r(R_n)$.



Fonte: Adaptado de Acevedo et al. (2021).

Ainda que enfrentem dificuldades, os modelos atmosféricos são capazes de reproduzir os regimes da CLE (BAAS et al., 2018; COSTA et al., 2020) todavia, a transição de regimes é dependente da parametrização utilizada. Sandu et al. (2013) mostraram que quando uma parametrização que permite a existência de mais turbulência é utilizada, os modelos são capazes de descrever melhor fenômenos de maior escala, enquanto, que o uso de parametrizações que restringem a turbulência em condições muito estáveis são capazes de descrever melhor as características da camada limite. Baas et al. (2018) também conseguiram reproduzir o comportamento da CLE utilizando um modelo de coluna simples (SCM, do inglês *single column model*), e sugeriram que os problemas encontrados

por Sandu et al. (2013) podem estar relacionados com a interação da camada limite com outros módulos do modelo. Já Holdsworth e Monahan (2019) e Costa et al. (2020) mostraram que os SCM são capazes de reproduzir a transição e que essa é dependente da parametrização de turbulência utilizada e dos parâmetros externos. Enquanto Holdsworth e Monahan (2019) focaram no papel do balanço superficial de energia na transição de regimes da CLE, a qual foi determinada pelo número de Richardson crítico (Ri_c), Costa et al. (2020) mostraram que quando parametrizações que permitem mais turbulência são utilizadas, a turbulência necessita de forçante mecânico menor para alcançar níveis mais elevados.

Por mais simplificados ou idealizados que sejam os modelos atmosféricos, eles são capazes de reproduzir os regimes do escoamento na CLE (MCNIDER et al., 1995; van de Wiel et al., 2002; COSTA et al., 2011; ACEVEDO; COSTA; DEGRAZIA, 2012; van de Wiel et al., 2017). Os estados representados pelas soluções desses modelos consistem em um estado desacoplado com intensa inversão térmica, ausência de turbulência e forçante mecânico fraco e outro estado acoplado com fraca inversão térmica, intensa mistura turbulenta e vento forte. O estado desacoplado remete ao equilíbrio frio e pode ser considerado equivalente à VSBL, enquanto que o estado acoplado remete ao equilíbrio quente e pode ser associado à WSBL (ACEVEDO; COSTA; DEGRAZIA, 2012).

O estudo do comportamento da CLE em termos de parâmetros externos se torna complicado quando modelos mais complexos e completos são utilizados. Mesmo um SCM exige custos computacional e de armazenamento significativos quando uma análise mais completa é realizada. Isso ocorre porque, geralmente, em cada ponto de grade, de um SCM, são resolvidas pelo menos 3 equações prognósticas (para as componentes do vento u e v e para a temperatura potencial do ar θ). Por exemplo, análises similares as realizadas por Costa et al. (2020), que comparam o desempenho de diferentes parametrizações de turbulência na reprodução da transição, ou as realizadas por Holdsworth e Monahan (2019), que estudaram o impacto de diferentes ventos geostróficos na transição da CLE, exigem que para cada uma das combinações de parâmetros seja realizada uma simulação. Dessa forma, as análises são reduzidas, não pela complexidade, mas pela viabilidade técnica, embora seus resultados permitem uma análise mais próxima da realidade do problema. Uma alternativa à simulação de vários cenários estacionários, utilizando SCMs, é a realização de simulações de condições transientes, tais como a evolução de apenas uma noite (MARONEZE et al., 2019a), ou um conjunto de noites (BAAS et al., 2018).

Por outro lado, modelos simplificados utilizam uma discretização mais grosseira, uma vez que o interesse é buscar situações de equilíbrio e não prever o comportamento das variáveis que controlam o escoamento na CLE. É interessante notar que mesmo um modelo muito simplificado, que considera apenas uma equação prognóstica para o balanço de energia superficial, é capaz de fornecer informações valiosas a respeito do papel dos forçantes externos na transição da CLE, conforme mostrado por (van de Wiel et al., 2017).

van de Wiel et al. (2017) propuseram um modelo conceitual que combina o balanço de energia na superfície com uma parametrização simplificada para o fluxo de calor. Além disso, os autores assumiram simplificações que permitiram agregar os fluxos de calor no solo e a transferência de radiação em um parâmetro que representa o forçante de acoplamento (*coupling strength*). As análises mostraram que o modelo foi capaz de reproduzir a forma de “S” da inversão térmica em função do vento que é observada na natureza (VIGNON et al., 2017; KAISER et al., 2020). Ademais, os resultados de van de Wiel et al. (2017) mostram que, por ser muito simples, esse arranjo conceitual permite que mais respostas sobre a transição de regimes possam ser obtidas. Por essa razão o presente estudo utilizará esse modelo conceitual para reproduzir a relação entre V_r e Rn e entender o papel dos termos do balanço superficial e das variáveis externas na transição da CLE, conforme será apresentado nos próximos capítulos.

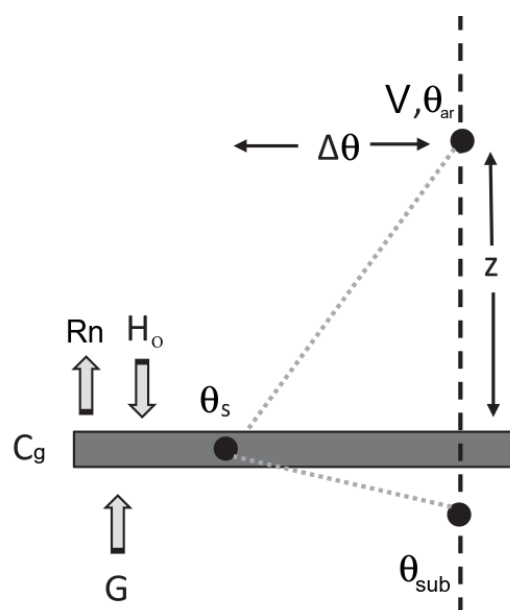
3 METODOLOGIA

Para investigar o papel do balanço de energia em superfície na transição de regimes da CLE, inicialmente foi utilizado um modelo simplificado conceitual, proposto por van de Wiel et al. (2017), o qual estima a intensidade da inversão térmica ($\Delta\theta$) próximo à superfície em termos de parâmetros externos à camada superficial. Todavia, o conceitual modelo é capaz apenas de simular uma porção muito restrita do sistema e de uma forma muito idealizada, dessa forma, um modelo de coluna, mais fisicamente completo será utilizado para estudar a influência do balanço de energia em superfície em toda a CLE (COSTA et al., 2020).

3.1 Modelo conceitual

O modelo conceitual utilizado no presente trabalho foi proposto por van de Wiel et al. (2017) e representa o balanço de energia na camada superior de uma superfície (Fig. 7). O modelo parte da suposição que a temperatura do ar (θ_{ar}) e do solo profundo (θ_{sub}), daqui para frente referido como substrato, são constantes ao longo das simulações. Além disso, a velocidade do vento V também é constante. A temperatura do ar e a velocidade do vento são tomadas em um nível localizado a uma altura $z = 10$ m, acima da superfície. Assim, o modelo informa a resposta da inversão térmica junto à superfície ($\Delta\theta$) aos forçantes térmicos e mecânicos que controlam o balanço de energia na superfície do planeta.

Figura 7 – Esquema do modelo conceitual representando as trocas de energia em superfície. O pontos pretos representam as temperaturas do ar (θ_{ar}), do solo (θ_s) e do substrato (θ_{sub}).



Fonte: Adaptado de van de Wiel et al. (2017).

Para uma superfície de solo seco e nu, a equação de balanço de energia pode ser escrita como (BLACKADAR, 1979):

$$\frac{d\theta_s}{dt} = \frac{1}{C_g}(Rn - H_0 - G), \quad (1)$$

onde, θ_s é a temperatura da superfície, C_g é a capacidade calorífica por unidade de área da superfície, $Rn = L_{down} - L_{up}$, é o saldo de radiação em superfície, H é o fluxo turbulento de energia na forma de calor sensível próximo à superfície e G é o fluxo molecular de energia na forma de calor no solo.

É importante observar que, enquanto, van de Wiel et al. (2017) analisam o comportamento da inversão através de um parâmetro agrupado (λ), chamado de *lumped parameter*, que leva em consideração as trocas de energia por radiação e pela condução no solo, aqui o papel e o comportamento de cada um dos termos de balanço superficial, na transição de regimes da CLE, investigado. Portanto, os fluxos superficiais serão estimados através de parametrizações clássicas utilizadas para a camada superficial no modelos atmosféricos (STENSRUD, 2009). Assim, o fluxo de calor sensível em superfície é parametrizado utilizando teoria-K (STULL, 1988):

$$H_0 = -K_h \frac{\partial \theta}{\partial z}. \quad (2)$$

Na expressão acima, K_h é a difusividade turbulenta de energia na forma de calor e θ é a temperatura do ar. Na camada superficial a Eq. (2) pode ser escrita como (PIELKE, 2013):

$$K_h \frac{\partial \theta}{\partial z} = u_* \theta_*, \quad (3)$$

onde u_* é a velocidade de fricção e θ_* é uma escala de temperatura. Utilizando a teoria de similaridade de Monin-Obukhov, u_* e θ_* podem ser reescritas como (PIELKE, 2013):

$$u_* = \frac{\kappa}{\ln(z/z_0)} \sqrt{f(Ri)} V, \quad (4)$$

e,

$$\theta_* = \frac{\kappa}{\ln(z/z_0)} \frac{(\theta_{ar} - \theta_s) f(Ri)}{\sqrt{f(Ri)}} V, \quad (5)$$

onde $\kappa = 0,4$ é a constante de von Kàrmàn, $f(Ri)$ é uma função de estabilidade que será definida adiante e que depende do número de Richardson (Ri):

$$Ri = \frac{g}{\Theta} \frac{(\theta_{ar} - \theta_s)(z - z_0)}{V^2},$$

onde g é a aceleração da gravidade, Θ é a temperatura de referência e z_0 é o coeficiente de rugosidade superficial.

Portanto, substituindo as Eqs. (4) e (5) nas Eqs. (2) e (3), o fluxo de calor sensível pode ser escrito como:

$$H = -\rho c_p \left(\frac{k}{\ln(z/z_0)} \right) V(\theta_{ar} - \theta_s) f(Ri), \quad (6)$$

sendo ρ e c_p a massa específica e o calor específico à pressão constante do ar seco, respectivamente.

O saldo de radiação em superfície Rn é definido como:

$$Rn = L_{down} - L_{up}, \quad (7)$$

onde L_{down} é a radiação de onda longa proveniente da atmosfera (STALEY; JURICA, 1972):

$$L_{down} = \sigma(q_c + 0,67(1 - q_c)(1670q_a)^{0,08})\theta_{ar}^4, \quad (8)$$

onde $\sigma = 5,67 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$ é a constante de Stefan-Boltzmann, q_c é a fração de nuvens e q_a é a umidade específica no nível z ; e a radiação emitida pela superfície para a atmosfera é determinada pela lei de Stefan-Boltzmann:

$$L_{up} = \epsilon_s \sigma \theta_s^4, \quad (9)$$

onde ϵ_s e θ_s são a emissividade e a temperatura da superfície, respectivamente. Por simplicidade, foi utilizada a aproximação do corpo negro na superfície.

A parametrização do solo e do fluxo de energia em uma fina placa de solo homogêneo e seco, onde acima dessa há superfície sem vegetação, e abaixo existe um substrato com temperatura constante. Assim, o fluxo de calor por condução no solo pode ser parametrizado como (BLACKADAR, 1979):

$$G = C_g k_s (\theta_s - \theta_{sub}). \quad (10)$$

$k_s = 1,18\omega$ é o coeficiente de transferência de calor no solo e $\omega = 7,292 \times 10^{-5} \text{ rad s}^{-1}$ é a frequência angular da Terra. A capacidade térmica superficial por unidade de área (C_g), é a grandeza que representa as propriedades térmicas do solo no balanço superficial. Seguindo Blackadar (1979), C_g é parametrizada como:

$$C_g = 0,95 \left(\frac{\lambda_s C_s}{2\omega} \right)^{1/2}, \quad (11)$$

na equação acima, λ_s é a condutividade térmica do solo e $C_s = \rho_s c_s$ é a capacidade térmica volumétrica do solo, a qual é calculada utilizando o produto da massa específica (ρ_s) com o calor específico (c_s) do solo.

3.1.1 Funções de estabilidade

A Eq. (6), utilizada para determinar o fluxo de calor sensível superficial, expressa a dependência do fluxo turbulento de calor com a estabilidade atmosférica através de uma função de estabilidade ($f(Ri)$) (POULOS et al., 2002).

No presente trabalho, são utilizadas duas funções de estabilidade:

- Função de estabilidade cauda-longa (FECL): permite que a presença de mistura turbulenta mesmo sob forte estratificação, ou seja para números de Richardson maiores que o número de Richardson crítico ($f(Ri) \neq 0$ se $Ri > Ri_c$).
- Função de estabilidade cauda-curta (FECC): não permite qualquer presença de mistura turbulenta para números de Richardson maiores ou iguais que o número de Richardson crítico ($f(Ri) = 0$ se $Ri \geq Ri_c$).

Louis (1979) propôs a utilização de FECLs para evitar que os modelos atmosféricos tivessem soluções que promovessem o resfriamento exagerado da superfície, em condições que a mistura turbulenta é suprimida (DERBYSHIRE, 1999). Dessa forma, a FECL mantém sempre a presença de turbulência evitando que situações de resfriamento desenfreado (*runaway cooling*) ocorram. No presente trabalho é utilizada a FECL proposta por (LOUIS, 1979) e corrigida por (DELAGE, 1997):

$$f(Ri) = \frac{1}{1 + 12Ri}. \quad (12)$$

Mesmo que ambas funções de estabilidade sejam capazes de reproduzir o comportamento da turbulência na CLE (BAAS et al., 2018; COSTA et al., 2020), muitos fenômenos de maior escala são dependentes da presença de turbulência no escoamento atmosférico e, portanto, as FECLs têm melhor desempenho nesses casos (SANDU et al., 2013). Por outro lado, quando os modelos atmosféricos fazem uso de FECCs, eles são capazes de reproduzir melhor o escoamento na CLE (SANDU et al., 2013; BAAS et al., 2018; COSTA et al., 2020).

As FECCs consideram que a turbulência do escoamento é completamente suprimida quando $Ri \geq Ri_c$. Isso faz com que ocorra o desacoplamento do escoamento (DERBYSHIRE, 1999) e os estados de conexão do escoamento na CLE fiquem bem distintos (MCNIDER et al., 1995; ACEVEDO; COSTA; DEGRAZIA, 2012). Para analisar o impacto da utilização de uma FECC no balanço de energia superficial será considerada a FECC proposta por (ENGLAND; MCNIDER, 1995):

$$f_m(Ri) = \begin{cases} (1 - Ri/Ri_c)^2 & \text{se } Ri < Ri_c, \\ 0 & \text{se } Ri \geq Ri_c, \end{cases} \quad (13)$$

onde $Ri_c = 0,2$ é o número de Richardson crítico.

3.1.2 Parâmetros, condições de contorno e integração

O modelo representado na Fig. 7 é composto por uma equação diferencial (Eq. (1)), e por três equações diagnósticas, (Equações 6, 9 e 10) já citadas que representam as parametrizações dos fluxos. Para analisar os papéis das características do solo, o saldo de radiação e o forçante mecânico na transição de regimes da CLE, foram realizadas simulações para que as soluções pudessem ser exploradas no espaço dos parâmetros.

Nesse contexto, apenas uma condição de contorno foi mantida constante em todos os casos, que foi a temperatura do ar ($\theta_{ar} = 300$ K). A velocidade do vento no nível z_r variou entre 0,5 a 10 m s⁻¹ de 0,5 em 0,5 m s⁻¹, totalizando 20 simulações para cada configuração de parâmetros escolhida. Os demais parâmetros que variaram nas simulações foram a fração de nuvens, a capacidade térmica superficial do solo, o coeficiente de rugosidade superficial e a temperatura do substrato (Tab. 1):

Tabela 1 – Relação dos parâmetros utilizados nas simulações.

z_0 (m)	q_c	C_g ($\times 10^4$ J m ⁻² K ⁻¹)	θ_{sub} (K)	V (m s ⁻¹)
0,1	0,0	2,0	270,0	0,5
0,2	0,1	3,0	280,0	1,0
0,4	0,2	5,0	290,0	1,5
0,6	0,3	8,0	300,0	2,0
0,8	0,4	11,0	310,0	2,5
1,0	0,5	14,0		3,0
	0,6			3,5
	0,7			4,0
	0,8			4,5
	0,9			5,0
	1,0			5,5
				6,0
				6,5
				7,0
				7,5
				8,0
				8,5
				9,0
				9,5
				10,0

A Tab. 1 mostra que para que todas as combinações dos parâmetros fossem realizadas, foram necessárias 39600 simulações, para cada uma das funções de estabilidade. Portanto, foram realizadas 79200 simulações. Em cada caso simulado a Eq. (1) foi integrada por 10 h, utilizando o método de Runge-Kutta de quarta ordem, com passo de tempo de 0,1 s.

4 RESULTADOS

Neste capítulo os resultados dos modelos descritos no Cap. 3 serão apresentados. Da mesma forma, o impacto de parâmetro sobre a transição de regimes será discutido. Por sua simplicidade, as respostas do sistema às alterações nos parâmetros externos serão alisadas de forma ampla, com o objetivo de identificar os controles de cada variável sobre a transição de regimes na CLE. Posteriormente, será realizada uma análise de caso, utilizando um modelo de coluna simples, para verificar se as características observadas com o modelo conceitual se mantêm em casos mais próximos da realidade.

4.1 Influência dos parâmetros externos na transição de regimes da camada limite estável

Conforme discutido anteriormente, uma série de parâmetros tem influência direta no escoamento atmosférico próximo à superfície. Todas as análises, que serão apresentadas a seguir, são oriundas dos resultados do modelo proposto por van de Wiel et al. (2017), descrito na Seção 3.1. Acevedo et al. (2021) mostraram que quando o regime de escoamento da CLE é pouco estável (WSBL) o vento cresce linearmente com o aumento do valor absoluto do saldo de radiação. Além disso, os autores sugerem que os possíveis fatores que influenciam na relação $V_r \times Rn$ são as características do solo e da superfície do sítio (ACEVEDO et al., 2021).

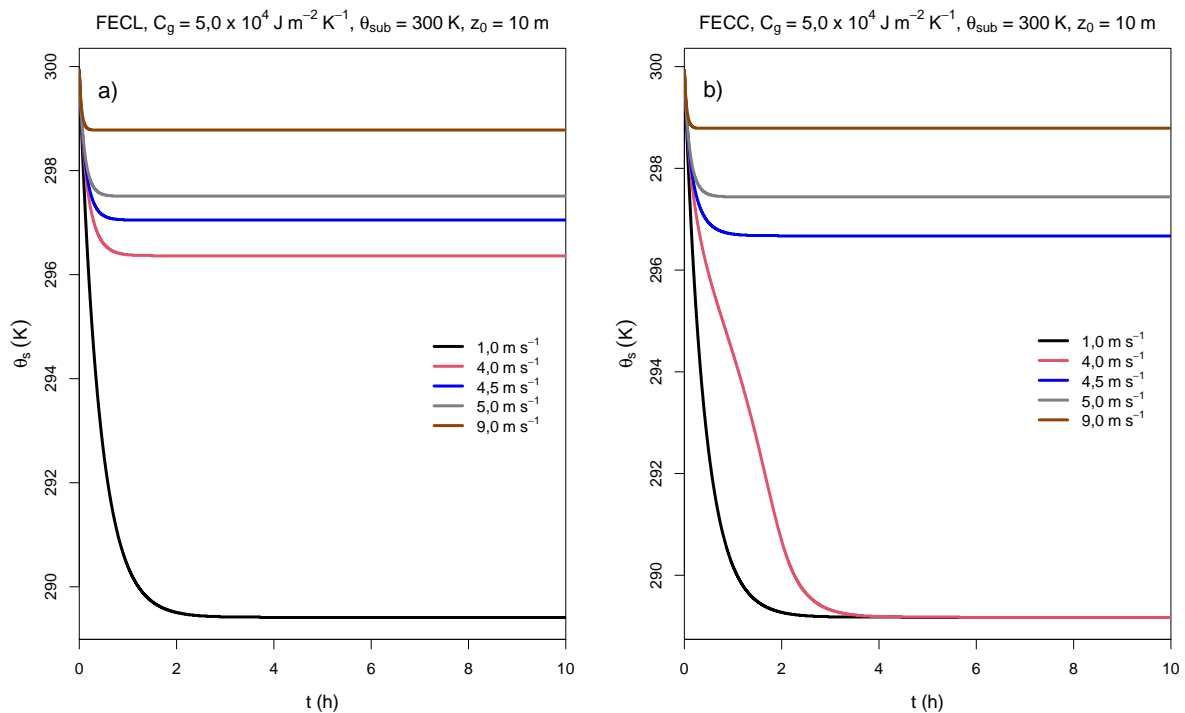
Para tentar identificar o papel dos parâmetros externos envolvidos no balanço superficial de energia, serão utilizadas diferentes configurações no modelo, considerando os valores da fração de nuvens (q_c), da capacidade calorífica do solo (C_g), da temperatura do substrato (θ_{sub}) e da rugosidade superficial (z_0).

4.1.1 Determinação dos regimes de escoamento

A Fig. 8 mostra as séries temporais para diferentes valores do forçante mecânico (V), indicados na legenda. Quando uma função de estabilidade cauda longa (FECL) é utilizada (Fig. 8a), é possível observar que quando o vento é fraco a temperatura da superfície (θ_s) entra em equilíbrio em um valor mais de 10 K abaixo da temperatura do ar e do substrato que são iguais ($\theta_{ar} = \theta_{sub} = 300$ K), nesse caso. Por outro lado, quando o vento é forte, $V = 9,0 \text{ m s}^{-1}$, a θ_s alcança o equilíbrio em um valor muito próximo aos valores assumidos para θ_{ar} e θ_{sub} . O mesmo comportamento é observado quando uma função de estabilidade cauda curta (FECC) é utilizada no modelo (Fig. 8b). É importante destacar que esse resultado mostra a bi-estabilidade da CLE (MCNIDER et al., 1995; van de Wiel et al., 2002; ACEVEDO; COSTA; DEGRAZIA, 2012), na qual os dois estados de equilíbrio do modelo podem ser associados aos regimes de escoamento da CLE. Sendo o equilíbrio frio equivalente à VSBL, enquanto o equilíbrio quente corresponde à WSBL (ACEVEDO; COSTA; DEGRAZIA, 2012). A transição entre esses dois regimes reproduzidas pelo mo-

delo é conhecida como acoplamento e corresponde à transição de regimes que ocorre na CLE (DERBYSHIRE, 1999; ACEVEDO; COSTA; DEGRAZIA, 2012). Outro aspecto importante é que os valores de equilíbrio da temperatura são os mesmos independente da função de estabilidade utilizada.

Figura 8 – Séries temporais de θ_s para diferentes valores do forçante mecânico (V), indicados nas legendas dos painéis. A Fig. 8a mostra o comportamento da temperatura da superfície quando uma FECL é utilizada, já na Fig. 8b uma FECC é utilizada. Todas as simulações tem 10 h de duração e consideraram os seguintes parâmetros: $q_c = 0$, $z_0 = 0,1$ m, $C_g = 5,0 \times 10^4 \text{ J m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ e $\theta_{sub} = 300 \text{ K}$.



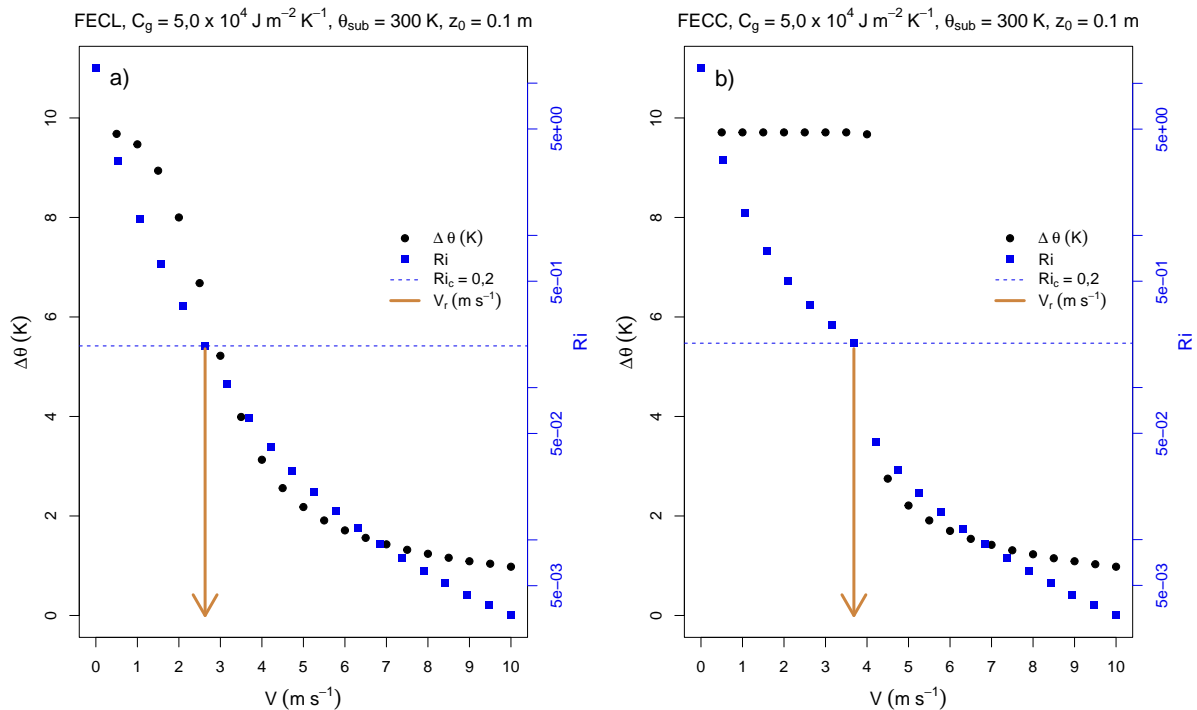
Fonte: O autor.

Para determinar o valor da velocidade do vento para a qual ocorre a transição V_r , foram analisadas as médias da última hora de simulação. Essa escolha é baseada no fato que o sistema já entrou em equilíbrio e qualquer possível período transiente não influenciara nos resultados.

A Fig. 9 mostra a diferença de temperatura e o número de Richardson em função do forçante mecânico. Seguindo Holdsworth e Monahan (2019), para identificar o valor da velocidade do vento necessária para a transição (V_r) foi utilizado como critério objetivo $V(Ri_c) = V_r$. Ou seja, a velocidade necessária para Ri alcançar seu valor crítico será V_r (setas na Fig. 9). Com relação às funções de estabilidade três aspectos se destacam: 1- os valores de equilíbrio são iguais independente da função de estabilidade; 2- o valor de V_r é menor na FECL (Fig. 9a) (van de Wiel et al., 2017; COSTA et al., 2020); 3- enquanto

a transição de regimes é suave quando uma FECL é utilizada (Fig. 9a) o acoplamento ocorre de forma abrupta quando o modelo utiliza uma FECC (Fig. 9b) (MCNIDER et al., 1995; DERBYSHIRE, 1999).

Figura 9 – Dependência da diferença entre a temperatura do ar e da superfície ($\Delta\theta$) e do número de Richardson (Ri) a velocidade do vento (V), quando uma FECL (Fig. 9a) e uma FECC (Fig. 9b) são utilizadas. Os círculos pretos representam $\Delta\theta$, enquanto que os quadrados azuis são o número de Richardson. A linha pontilhada azul indica o valor de $Ri = Ri_c = 0,2$ e a seta dourada indica o valor correspondente à transição de regimes da CLE (V_r). Os parâmetros externos utilizados nas simulações são os mesmo usados na Fig. 8.



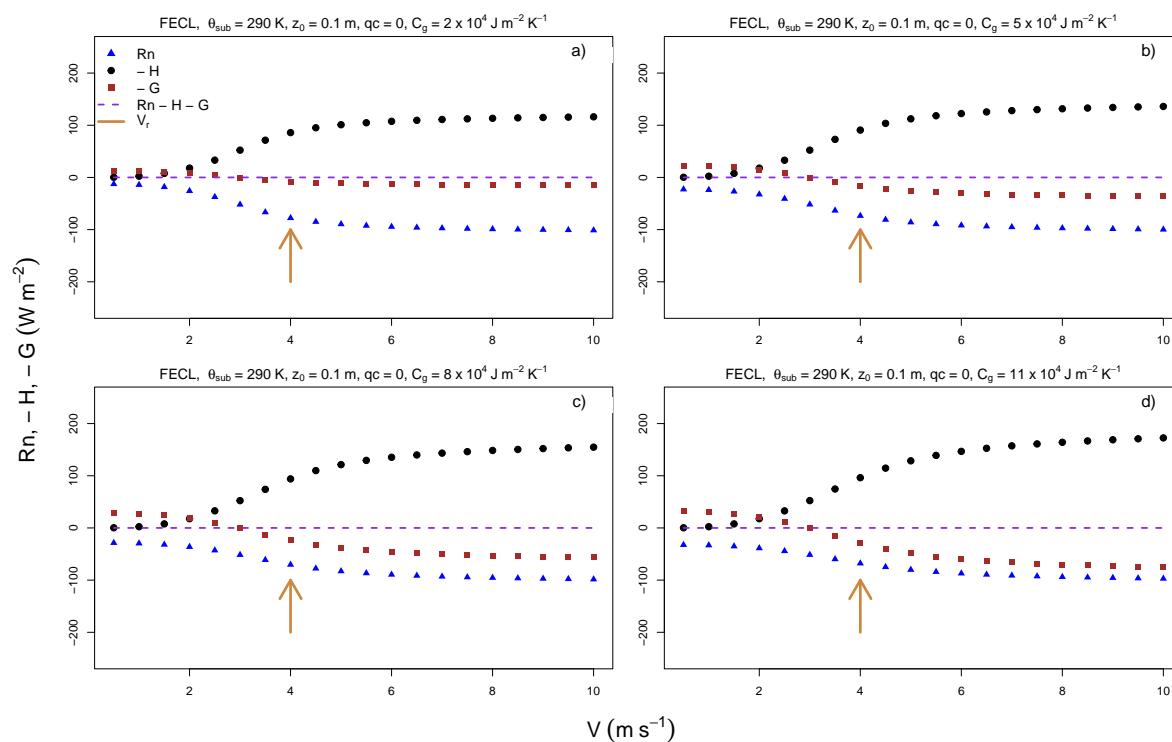
Fonte: O autor.

É importante destacar que nas análises que serão apresentadas a seguir V_r corresponde ao primeiro valor de $V(Ri < Ri_c)$. Esse critério foi adotado para evitar a influência da resolução do parâmetro V das simulações na determinação de V_r . No algoritmo para encontrar V_r , a busca é feita para que o valor de V no Ri seja mais próximo de Ri_c , logo, esse valor pode ser tanto no equilíbrio frio quanto no equilíbrio quente. Embora a diferença não seja significativa quando uma FECL é utilizada, a transição abrupta que ocorre quando uma FECC é utilizada pode afetar consideravelmente as análises.

4.1.2 Balanço de energia em superfície

A Fig. 10 mostra a média dos termos balanço de energia em superfície na situação de equilíbrio, 10^a hora de simulação, em função de V quando FECL é utilizada no modelo. Quando uma função de estabilidade cauda longa é utilizada no modelo, mesmo para ventos de baixa intensidade haverá alguma mistura turbulenta e portanto fluxo turbulento de calor sensível. Dessa forma, mesmo para ventos fracos o fluxo de calor sensível é importante para o balanço no equilíbrio frio (Fig. 10a).

Figura 10 – Média dos termos balanço de energia em superfície na situação de equilíbrio, 10^a hora de simulação, em função de V , para uma função de estabilidade cauda longa. Os valores dos parâmetros utilizados em cada caso estão presentes nos títulos de cada painel. Os círculos pretos representam o fluxo de calor sensível ($-H$), os quadrados marrons são o fluxo de calor no solo ($-G$), os triângulos azuis são o saldo de radiação (Rn) e a linha pontilhada roxa é o balanço de energia.



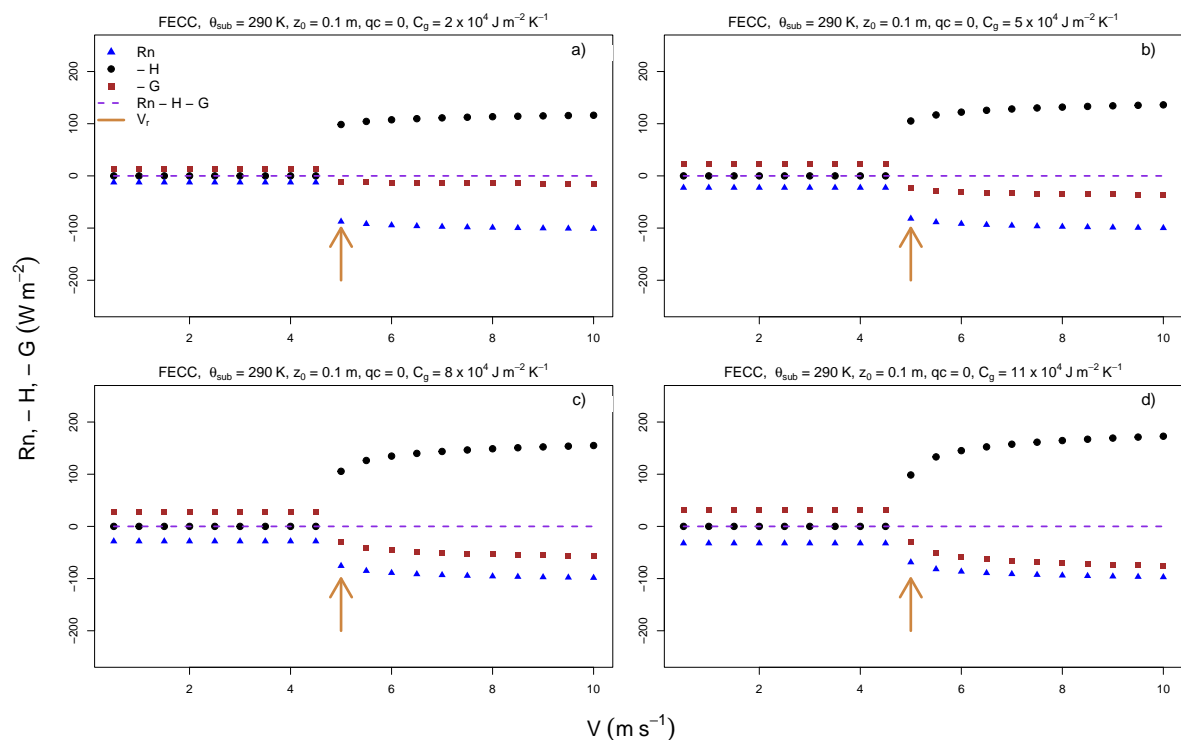
Fonte: O autor.

Porém, se solos com capacidades térmicas mais altas forem considerados, o fluxo de calor no solo se torna maior que H , em módulo, até que V seja suficiente para promover mistura turbulenta suficiente para H dominar o balanço de energia. Outro aspecto interessante observado na Fig. 10 é que a medida que C_g aumenta (Figs. 10a-10d) a intensidade do fluxo de calor turbulento na WSBL aumenta. Isso ocorre devido a maior quantidade de energia ser transferida e armazenada no solo, a medida que C_g cresce, uma vez que

C_g depende tanto da capacidade térmica volumétrica, quanto da condutividade térmica (BLACKADAR, 1979; HOLDSWORTH; MONAHAN, 2019).

Quando uma FECC é utilizada no modelo o comportamento do sistema é similar ao observado na Fig. 10. Entretanto a transição de regimes ocorre de forma abrupta, e o fluxo de calor sensível será sempre zero na VSBL (Fig. 11), já que a função de estabilidade cauda curta não permite a presença turbulência em condições muito estáveis. Porém, após a transição de regimes, indicada pela seta nas Figs. 11a-11d.

Figura 11 – Mesmo que a Fig. 10, porém quando uma FECC é utilizada.



Fonte: O autor.

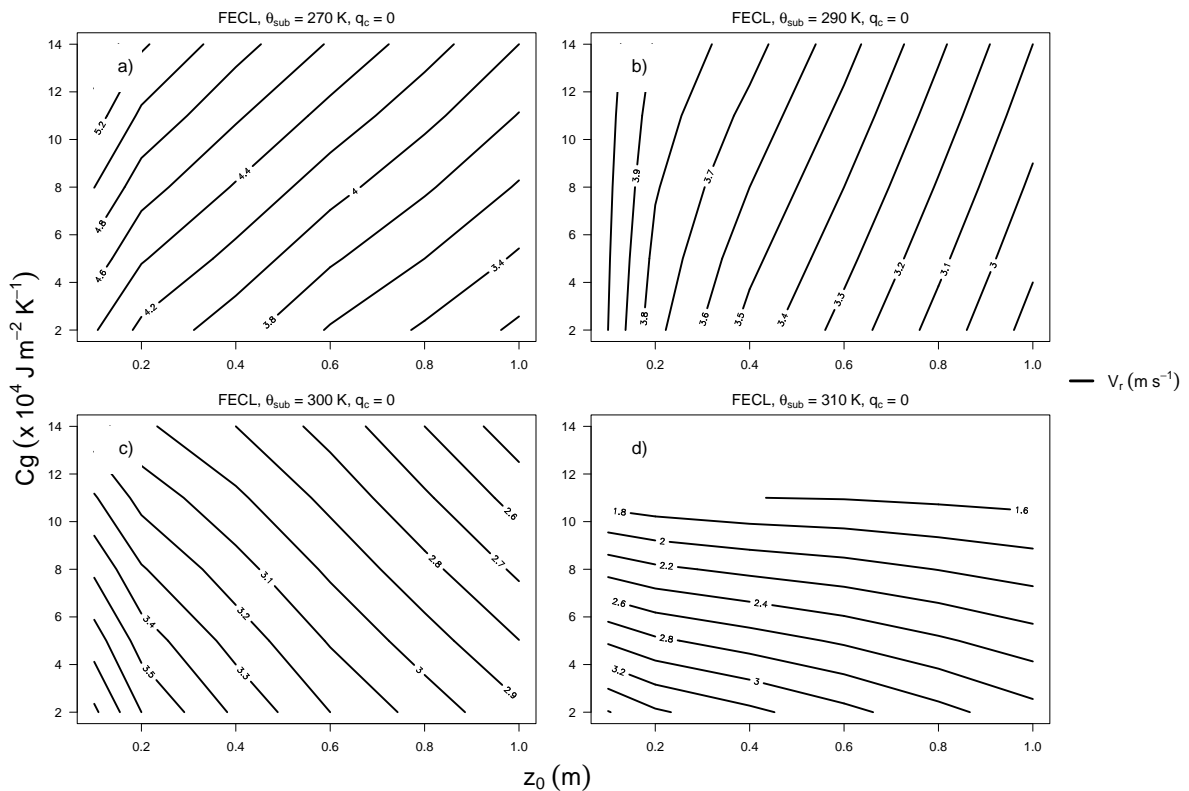
Conforme observado nas Figs. 10 e 11 o valor de H na WSBL é dependente de C_g , porém a dependência de V_r com a capacidade térmica superficial não é clara para as situações mostradas nas Figs. 10 e 11. Dessa forma, para investigar a dependência de V_r com os parâmetros externo foram construídos mapas de contorno que mostra o comportamento com a variação de um par de parâmetros externos, como será mostrado a seguir.

4.2 Dependência de V_r com os parâmetros externos

A Fig. 12 mostra a dependência de V_r com a capacidade térmica por unidade de área da superfície e com a rugosidade superficial, quando é utilizada no modelo uma

FECL. Como esperado, o valor de V_r diminui com o aumento de z_0 , assim observado experimentalmente por Acevedo et al. (2021). Isso ocorre devido ao aumento da rugosidade superficial promover mais mistura turbulenta, diminuindo o forçante mecânico necessário para a conexão. A Fig. 12 também mostra que quando θ_{sub} muito menor que a temperatura do ar V_r depende tanto de C_g quanto de z_0 , e aumenta com ambos. Por outro lado, com o aumento de θ_{sub} , a dependência muda e V_r passa a diminuir a medida que C_g aumenta. É interessante notar que no caso em que $\theta_{sub} > \theta_{ar}$, as isolinhas de V_r são quase horizontais indicando que a transição depende mais C_g do que z_0 .

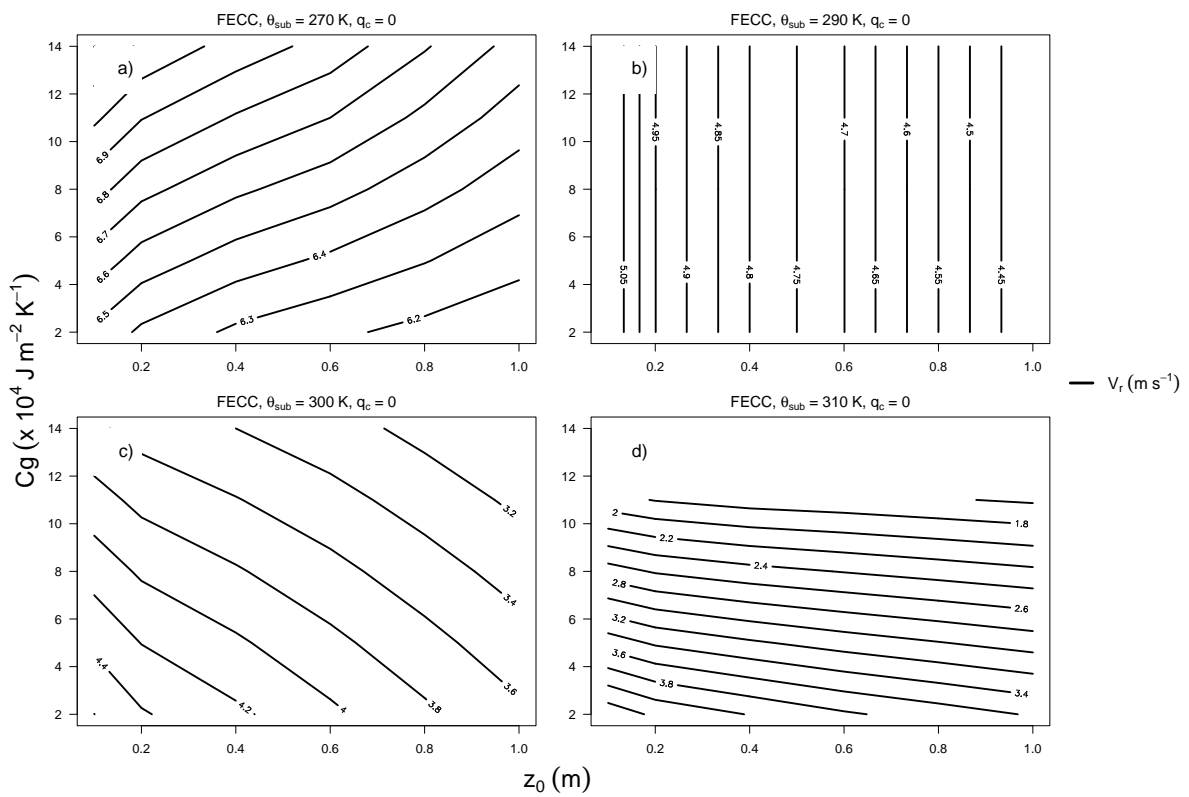
Figura 12 – Mapa de contorno de V_r em função de C_g e z_0 , com o modelo utilizando uma FECL. Enquanto a fração de nuvens foi mantida constante ($q_c = 0$) a temperatura do substrato varia e está indicada no título de cada painel.



Fonte: O autor.

Quando uma FECC é utilizada no modelo (Fig. 13). os resultados são qualitativamente similares aos mostrados na Fig. 12. Todavia, a velocidade do vento necessária para transição é maior que quando uma FECL é utilizada. Ademais, o comportamento de V_r em função de C_g e z_0 , descrito anteriormente, fica mais acentuado quando uma FECC é a função de estabilidade considerada (Fig. 13). É interessante notar que a medida que θ_{sub} se aproxima de θ_{ar} o padrão da dependência muda e para $\theta_{sub} = 290$ K, V_r é completamente independente de C_g .

Figura 13 – Mesmo que a Fig. 12, porém quando uma FECC é utilizada no modelo.

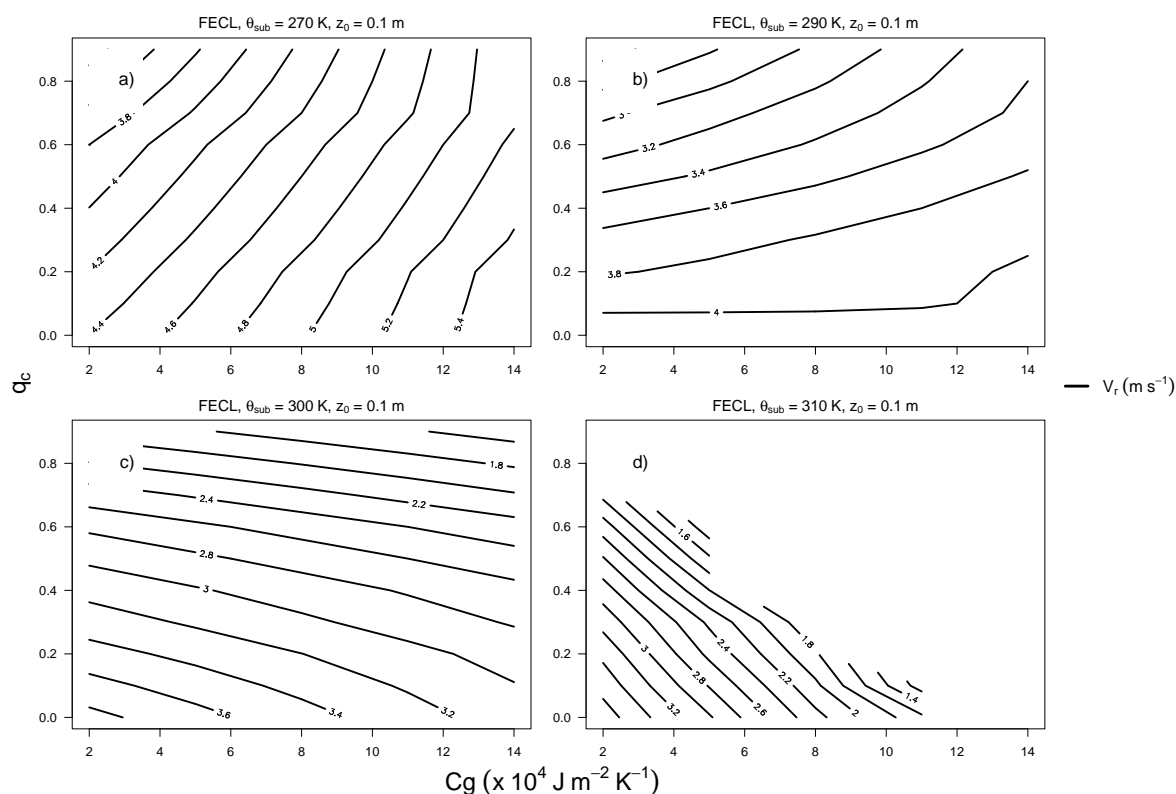


Fonte: O autor.

A Fig. 14 apresenta a dependência de V_r com q_c e C_g , quando uma FECL é utilizada no modelo. Assim como mostrado anteriormente para valores baixos de θ_{sub} , V_r aumenta com C_g (Fig. 14a). Enquanto que para valores altos de θ_{sub} , V_r diminui com o aumento de C_g (Fig. 14d). Todavia, em todos os casos o aumento da nebulosidade faz com que o valor da velocidade do vento necessário para que a transição ocorra diminui, portanto, V_r diminui com o aumento de q_c , independente do valor da temperatura do substrato.

É interessante notar que o papel da temperatura do substrato tem sido pouco explorado em estudos de modelagem da transição de regimes da CLE. Enquanto a maioria dos estudos utiliza um valor arbitrário para θ_{sub} (MCNIDER et al., 1995; COSTA et al., 2011; MARONEZE et al., 2019b), Maroneze et al. (2019a) e Holdsworth e Monahan (2019) avaliam o papel da temperatura do substrato nas soluções, entretanto, a variação da dependência de V_r com C_g à medida que θ_{sub} varia não é discutida. O entendimento dessa relação é uma importante contribuição, uma vez que os modelos fornecem uma importante descrição, sem a influência de fatores externos, o que muitas vezes não é possível em estudos observacionais.

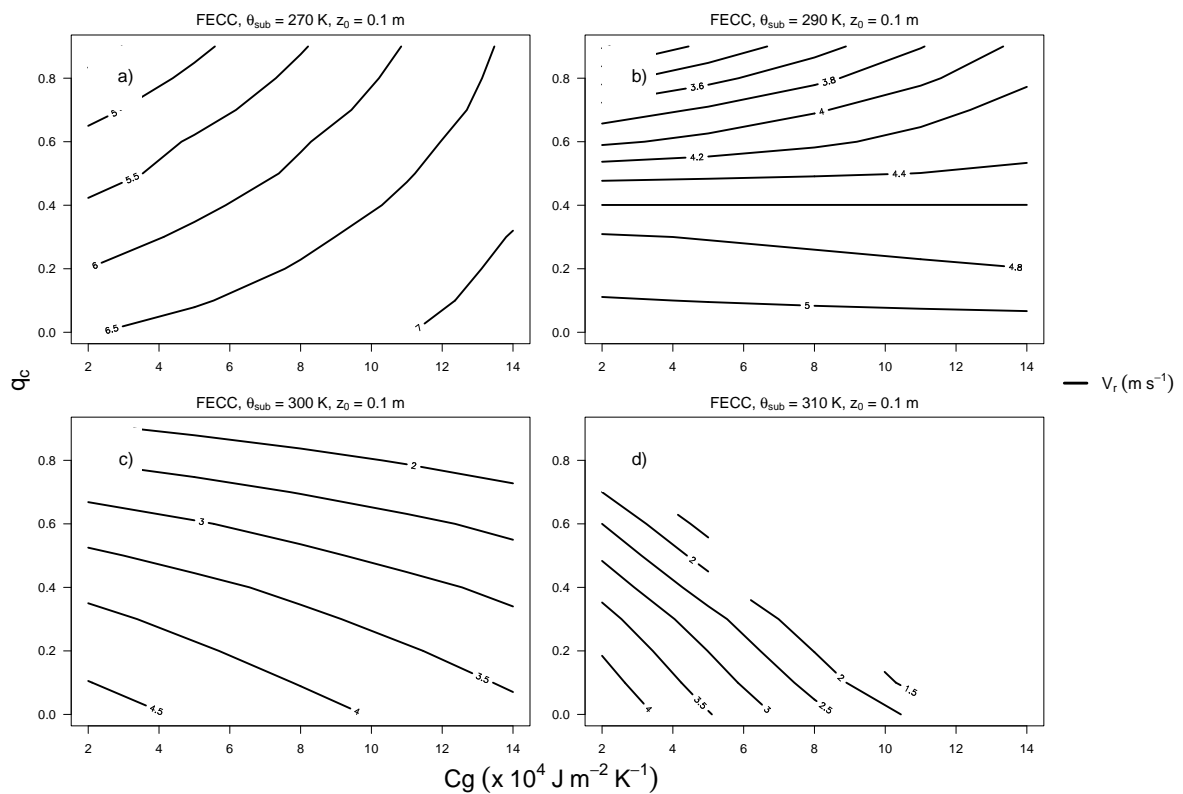
Figura 14 – Mapa de contorno de V_r em função de q_c e C_g , com o modelo utilizando uma FECL. Enquanto a rugosidade superficial foi mantida constante ($z_0 = 0,1$ m) a temperatura do substrato varia e está indicada no título de cada painel.



Fonte: O autor.

O mesmo padrão é observado quando uma FECC é utilizada no modelo (Fig. 15). Assim, como os casos anteriores o valor de V_r são maiores, quando a função de estabilidade utilizada para calcular os fluxos é uma função cauda curta. Esse resultado está de acordo com estudos anteriores que mostram que o uso de uma FECC faz com que o forçante mecânico necessário para a transição seja maior (ACEVEDO; COSTA; DEGRAZIA, 2012; van de Wiel et al., 2017; COSTA et al., 2020). A Fig. 15 mostra ainda que a V_r depende mais de q_c do que de C_g nos casos em que a cobertura de nuvens é inferior a 50% e $\theta_{sub} = 290$ K. Por outro lado quando $\theta_{sub} > \theta_{ar}$, V_r passa a depender de ambos C_g e q_c , assim como quando $\theta_{sub} = 270$ K (Fig. 15d). Porém V_r diminui com o aumento de C_g quando a temperatura do substrato é alta (Fig. 15d), enquanto, ocorre o contrário para θ_{sub} baixa (Fig. 15d), conforme discutido anteriormente.

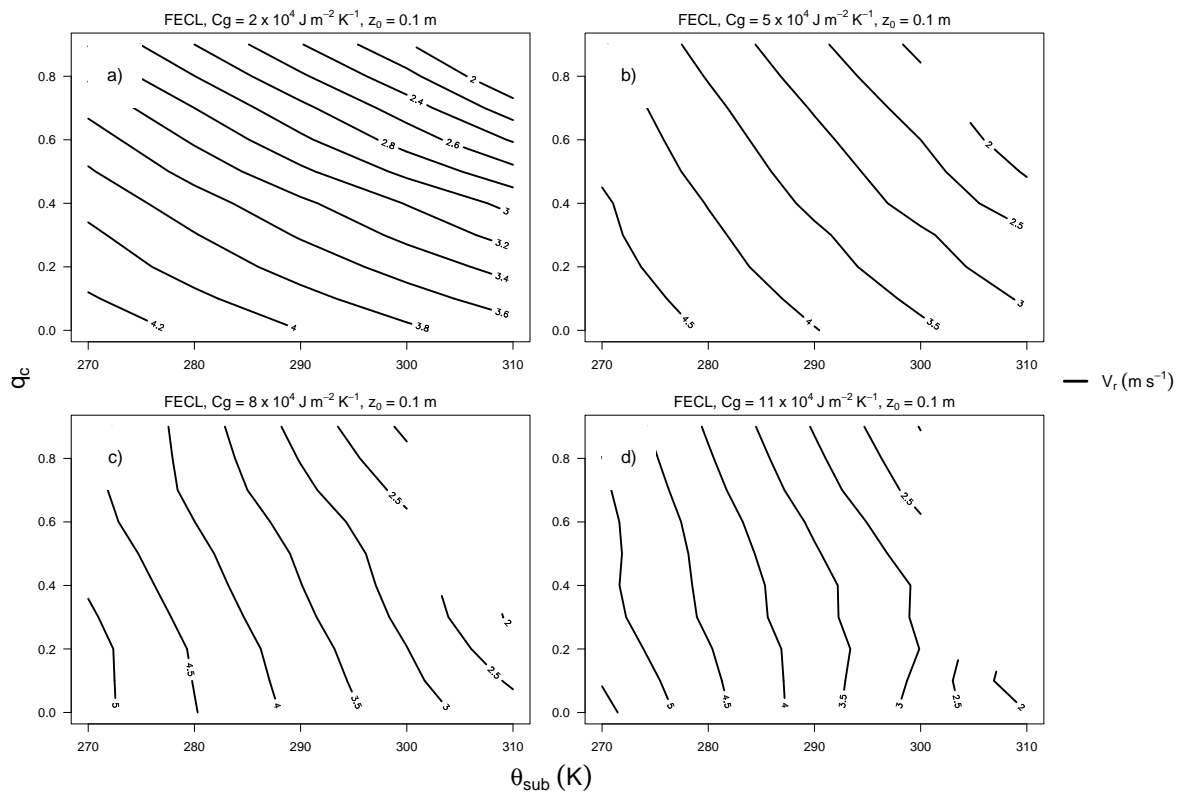
Figura 15 – Mesmo que a Fig. 14, porém quando uma FECC é utilizada no modelo.



Fonte: O autor.

Quando V_r é analisado em função da fração de nuvens e da temperatura do substrato, e com o modelo utilizando uma FECL (Fig. 16), é possível observar que à medida que C_g aumenta, V_r passa a depender mais de θ_{sub} , porém não é totalmente independente de q_c . Esse resultado está de acordo com o apresentado na análise do balanço superficial, e uma vez que a capacidade calorífica aumenta é necessário mais energia, vinda do forçante mecânica, para mudar a temperatura do solo. Contudo, quando os valores de θ_{sub} são maiores que a temperatura do ar, o fluxo de calor no solo inverte o sinal, contribuindo equilibrar a perda radiativa e, assim, V_r continua diminuindo à medida que θ_{sub} cresce (Fig. 16d).

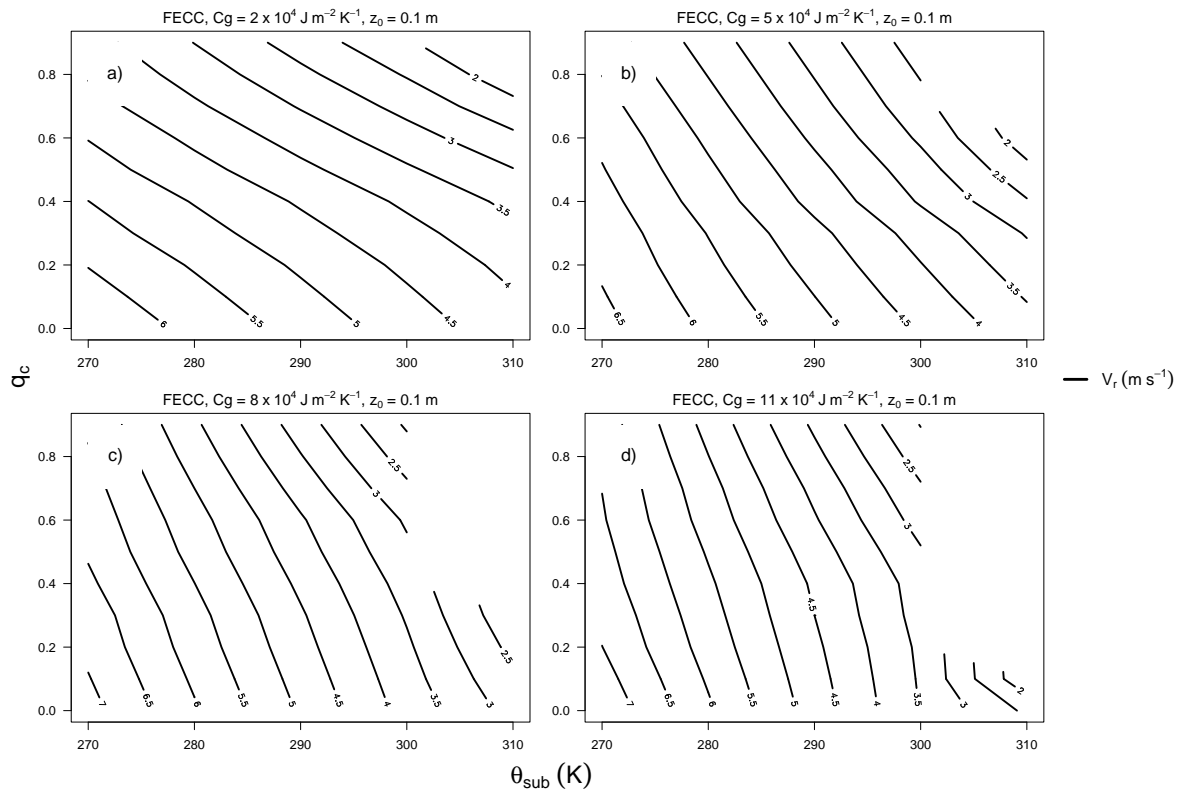
Figura 16 – Mapa de contorno de V_r em função de q_c e θ_{sub} , com o modelo utilizando uma FECL. Enquanto a rugosidade superficial foi mantida constante ($z_0 = 0,1$ m), C_g varia e seus valores estão indicados no título de cada painel.



Fonte: O autor.

O comportamento de V_r em função de q_c e θ_{sub} é bastante similar, ao discutido anteriormente, quando uma FECC é utilizada no modelo (Fig. 17). Assim como para os outros, os valores de V_r são maiores com a FECC, mas também é importante destacar que a dependência de V_r com a cobertura de nuvens é mais clara, do que no caso com a FECL, mesmo para valores altos de C_g (Fig. 17d).

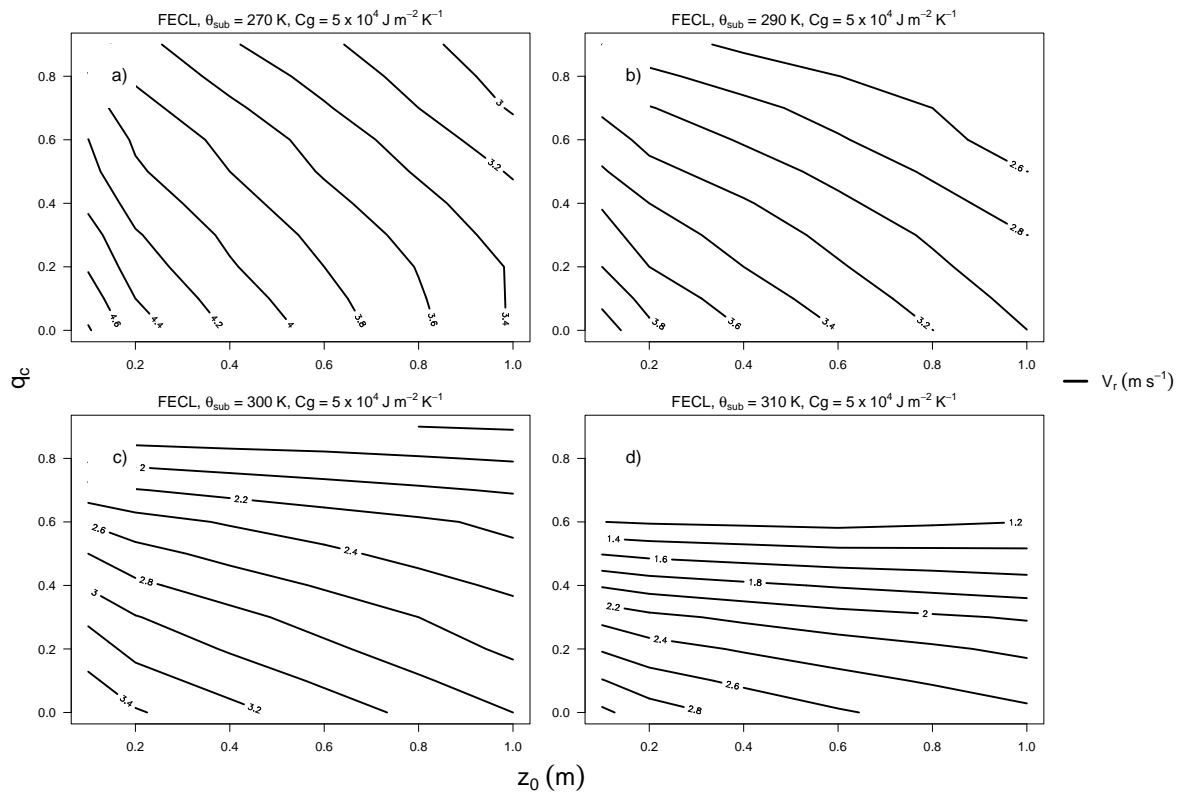
Figura 17 – Mesmo que a Fig. 16, porém quando uma FECC é utilizada no modelo.



Fonte: O autor.

Quando a temperatura do substrato é muito menor que a temperatura do ar, o papel da turbulência na conexão se torna mais importante. Nessas condições, devido à intensa estratificação os valores de V_r serão mais altos e dependentes de z_0 (Fig. 18a). pois o aumento da rugosidade superficial promove mais geração de turbulência, fazendo com que a velocidade do vento necessária para que o sistema se mantenha acoplado seja menor. Porém com o aumento da temperatura do substrato, a fração de nuvens passa a ser mais importante e V_r é praticamente independente de z_0 (Fig. 18s). A Fig. 18 mostra a dependência de V_r com q_c e z_0 , para diferentes temperaturas do substrato e a mesma capacidade térmica da superfície.

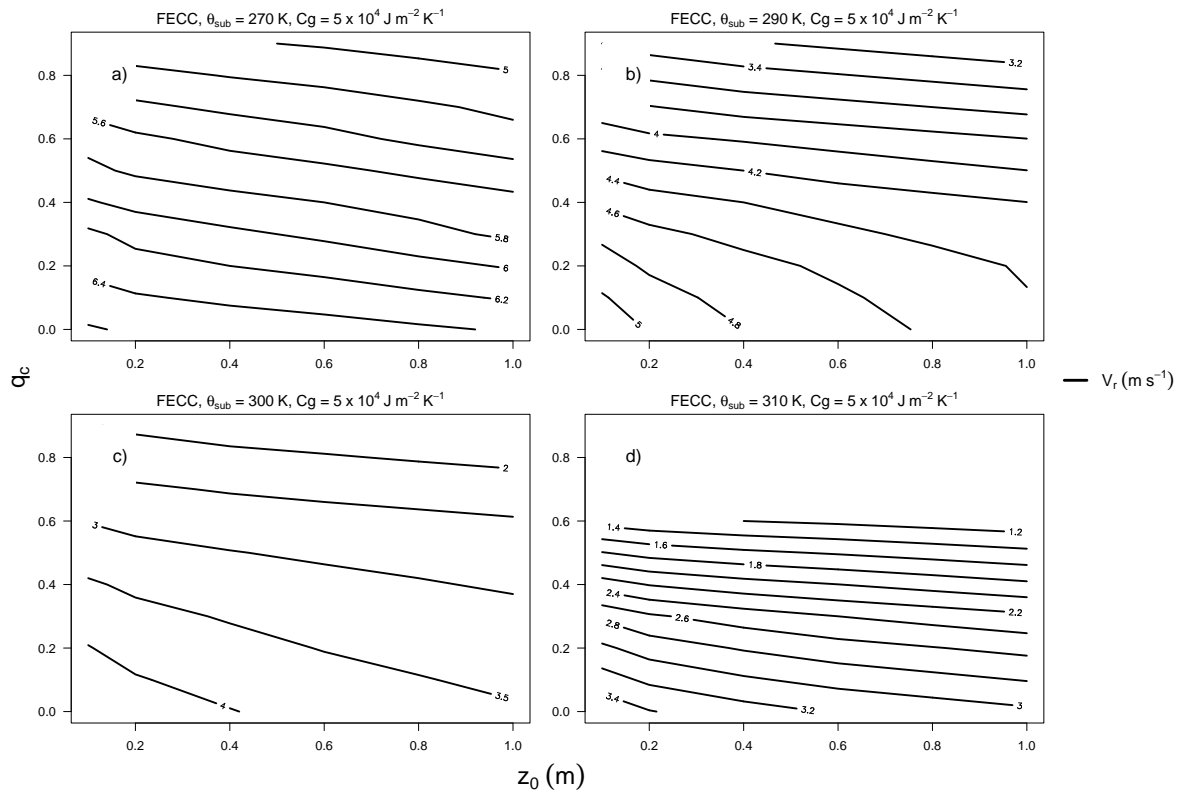
Figura 18 – Mapa de contorno de V_r em função de q_c e z_0 , com o modelo utilizando uma FECL. Enquanto a capacidade térmica por unidade de área foi mantida constante ($C_g = 5,0 \times 10^4 \text{ J m}^{-2} \text{ K}^{-1}$), θ_{sub} varia e seus valores estão indicados no título de cara painel.



Fonte: O autor.

A Fig. 19 mostra a mesma análise mostrada na Fig. 18 para casos nos quais o modelo utiliza uma FECC. É interessante notar que nos casos extremos, $\theta_{sub} = 270$ K (Fig. 19a) e $\theta_{sub} = 310$ K (Fig. 19d), V_r é quase independente de z_0 . Contudo, mesmo nesses casos, a dependência com z_0 é significativa quando os valores de q_c são baixos. Isso ocorre porque quando q_c é pequena, o valor absoluto do saldo radiativo em superfície é significativo. Dessa forma, a contribuição do fluxo de calor sensível necessária para equilibrar o balanço de energia superficial precisa ser igualmente intensa, o que ocorrerá para valores V elevados.

Figura 19 – Mesmo que a Fig. 18, porém quando uma FECC é utilizada no modelo.



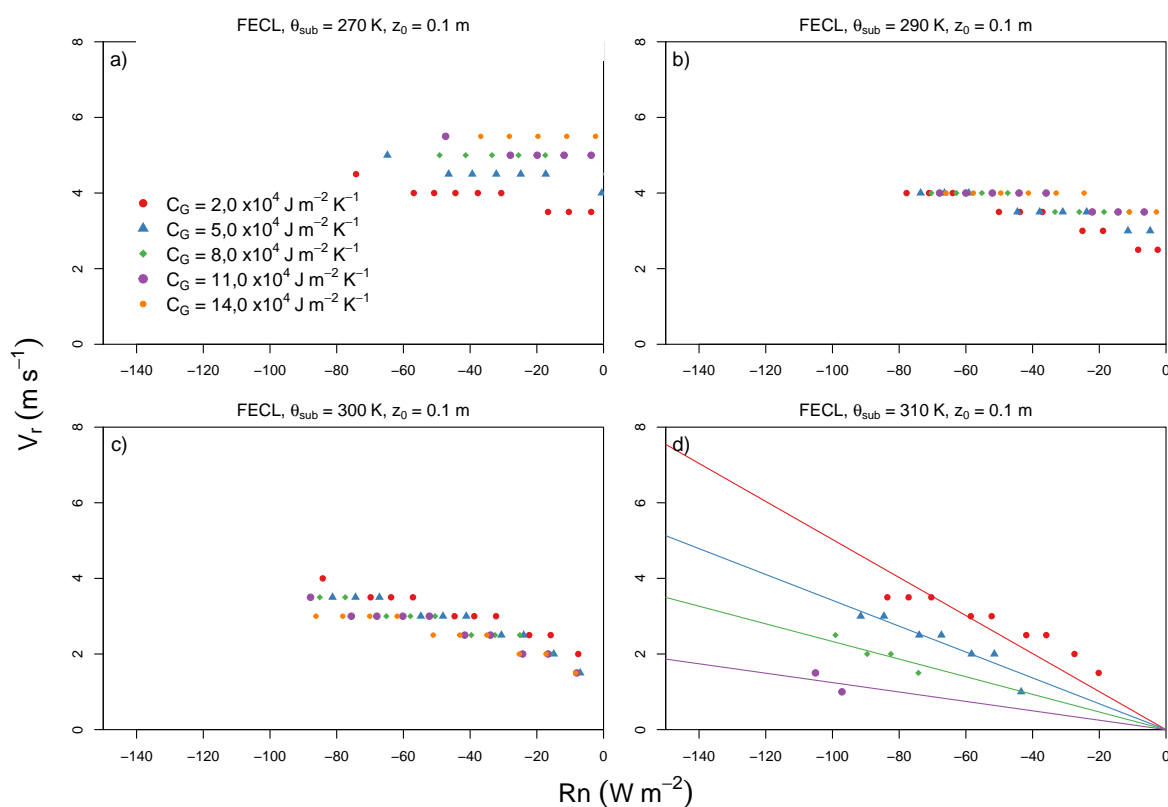
Fonte: O autor.

4.2.1 Relação entre a velocidade do vento e o saldo de radiação

Conforme discutido anteriormente, Acevedo et al. (2021) mostraram que o valor de V_r aumenta linearmente com o saldo de radiação. Isso ocorre porque em condições de vento forte o sistema alcançará o equilíbrio quente, e com a temperatura da superfície elevada a emissão de radiação de onda longa também será maior, fazendo com o Rn também seja maior (ACEVEDO et al., 2021). A Fig. 20 mostra a relação entre V_r e Rn considerando frações de nuvens entre 0 e 1 e diferentes temperaturas do substrato: $\theta_{sub} =$

280 K (Fig. 20a); $\theta_{sub} = 290$ K (Fig. 20b); $\theta_{sub} = 300$ K (Fig. 20c); $\theta_{sub} = 310$ K (Fig. 20d). É possível observar que quando a temperatura do substrato é baixa (Figs. 20a e 20b) a relação entre V_r e R_n não é linear e caso fosse realizado ajuste por uma função linear, o coeficiente linear da reta seria diferente de zero. Todavia, a medida que θ_{sub} aumenta a relação linear aparece, e fica evidente quando $\theta_{sub} = 310$ K (Fig. 20b). Em todos os casos mostrada na Fig. 20 o parâmetro de rugosidade utilizado foi $z_0 = 0,1$ m e a função de estabilidade é a FECL.

Figura 20 – Relação entre V_r e R_n para diferentes temperaturas do substrato, indicadas no título de cada painel, e diferentes capacidades caloríficas por unidade de área, quando uma FECL é utilizada no modelo.

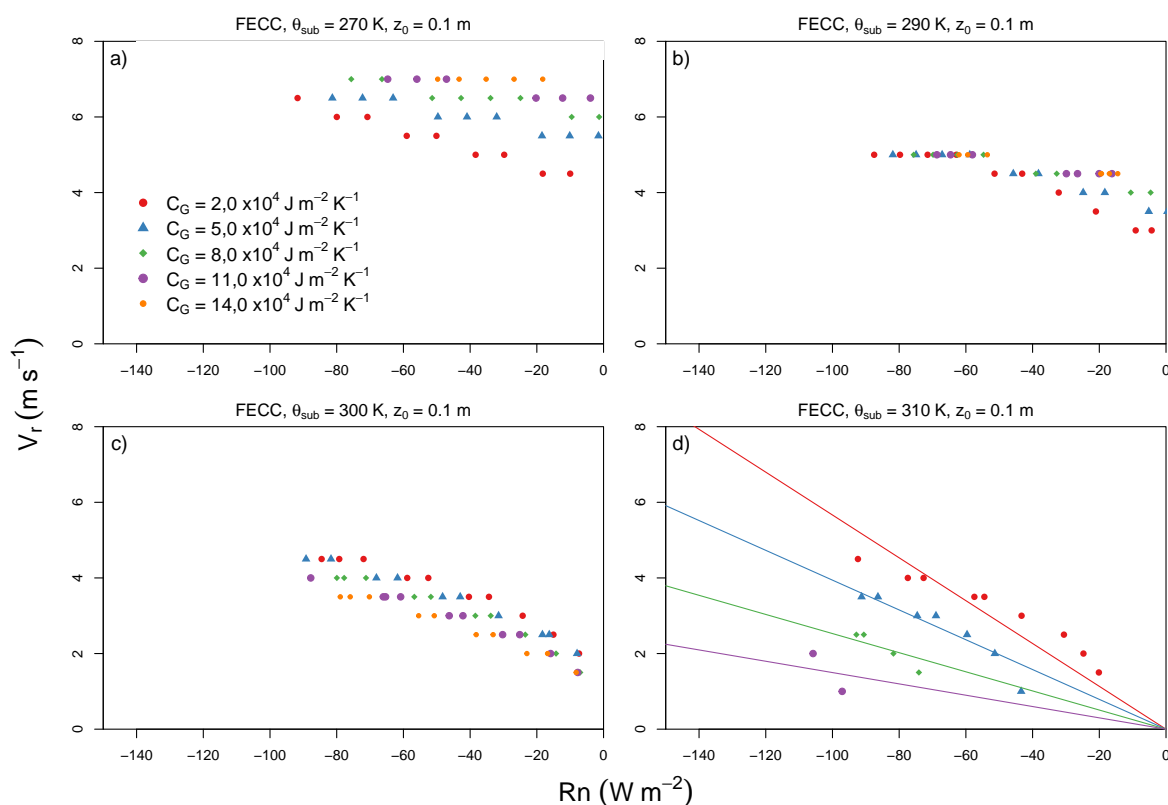


Fonte: O autor.

Quando uma função de estabilidade cauda curta é utilizada no modelo (Fig. 21), a relação $V_r \times R_n$, qualitativamente, não é diferente do apresentado na Fig. 20. Ademais, dois padrões já discutidos ficam claros quando uma FECC é utilizada: os valores de V_r são mais altos, quando comparados à FECL; e a medida que θ_{sub} aumenta os valores de V_r diminuem com o aumento de C_g (Fig. 21).

É importante notar que a relação entre V_r e R_n é linear em todos os casos para $C_g = 2,0 \times 10^4 \text{ J m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ (pontos vermelhos nos painéis da Fig. 21). Porém o ajuste linear proposto por Acevedo et al. (2021), cujo o coeficiente linear da reta é zero, ocorre somente quando a temperatura do substrato é superior a temperatura do ar. Além disso, para solos com alta capacidade calorífica a relação linear V_r e R_n somente é observada a medida que a temperatura do substrato se aproxima da temperatura do ar. Isso pode estar relacionado com o fato que a temperatura do substrato não é muito menor do que a temperatura do ar, uma vez que a temperatura do solo é aproximadamente igual a média da temperatura do ar durante o período das últimas 24 h (MCNIDER et al., 1995; ARYA, 2001).

Figura 21 – Relação entre V_r e R_n para diferentes temperaturas do substrato, indicadas no título de cada painel, e diferentes capacidades caloríficas por unidade de área, quando uma FECC é utilizada no modelo.



Fonte: O autor.

5 CONCLUSÃO

Apesar dos avanços recentes, o entendimento completo dos mecanismos responsáveis pela transição de regimes na camada limite estável (CLE) ainda não foi alcançado. Acevedo et al. (2021) demonstraram que o vento necessário para a transição de regimes possui uma relação linear com o saldo de radiação na superfície e sugeriram que esse controle depende das características superficiais dos sítios. O presente estudo utilizou um modelo conceitual para identificar os papéis dos forçantes externos na transição de regimes da CLE.

Os resultados mostraram que parâmetros relacionados aos forçantes mecânicos, como a velocidade do vento e a rugosidade superficial, influenciam diretamente na intensidade da turbulência, e o aumento desses parâmetros reduz a velocidade necessária para a transição de regimes. De maneira semelhante, a cobertura de nuvens e a temperatura do substrato desempenham um papel análogo aos dos parâmetros mecânicos, ou seja, seu aumento implica na redução da velocidade de transição (V_r). Por outro lado, o aumento da capacidade térmica, por unidade de área, do solo pode tanto reduzir quanto aumentar V_r . Quando a temperatura do substrato é baixa, o aumento da capacidade calorífica faz com que V_r aumente, enquanto o oposto ocorre quando a temperatura do substrato é alta. Essa característica do sistema está relacionada com a quantidade de energia necessária para destruir a inversão térmica. Quando a capacidade calorífica é alta, é necessária uma maior quantidade de energia para alterar a temperatura do solo; assim, se a temperatura do substrato é baixa, a inversão térmica será intensa e uma grande quantidade de energia, fornecida pelo forçante mecânico, será necessária para destruir a inversão e promover a transição. Portanto, o oposto ocorrerá quando a temperatura do substrato estiver próxima à temperatura do ar. Nessa situação, o sistema entrará em equilíbrio térmico mais facilmente se a capacidade calorífica do solo for alta.

Ao analisar a relação entre V_r e Rn , nota-se que apenas quando a temperatura do substrato está próxima à temperatura do ar a dependência se torna linear, com a reta que interpola os pontos passando pela origem. Essa situação implica que, no limite em que $Rn \rightarrow 0$, V_r tende a zero, e, conseqüentemente, o fluxo turbulento de calor sensível também, de modo que o balanço superficial só será nulo se o fluxo de calor do solo também for nulo. No entanto, uma análise experimental e matemática detalhada é necessária para descrever essa característica do sistema. Assim, o próximo passo deste estudo é abordar essa questão, a fim de entender as limitações dos modelos superficiais utilizados em modelos meteorológicos e climáticos, para, então, sugerir possíveis melhorias.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ACEVEDO, O. C.; COSTA, F. D.; DEGRAZIA, G. A. The coupling state of an idealized stable boundary layer. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 145, p. 211–228, 2012.

ACEVEDO, O. C. et al. External controls on the transition between stable boundary-layer turbulence regimes. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, Wiley Online Library, 2021.

_____. Contrasting structures between the decoupled and coupled states of the stable boundary layer. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, Wiley Online Library, v. 142, n. 695, p. 693–702, 2016.

_____. The nocturnal boundary layer transition from weakly to very stable. part i: Observations. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, Wiley Online Library, v. 145, n. 725, p. 3577–3592, 2019.

ARYA, P. S. **Introduction to micrometeorology**. [S.l.]: Elsevier, 2001.

ARYA, S. Suggested revisions to certain boundary layer parameterization schemes used in atmospheric circulation models. **Monthly Weather Review**, v. 105, n. 2, p. 215–227, 1977.

BAAS, P. et al. From near-neutral to strongly stratified: Adequately modelling the clear-sky nocturnal boundary layer at cabauw. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 166, n. 2, p. 217–238, 2018.

BELJAARS, A.; HOLTSLAG, A. Flux parameterization over land surfaces for atmospheric models. **Journal of Applied Meteorology and Climatology**, v. 30, n. 3, p. 327–341, 1991.

BLACKADAR, A. **High resolution models of the planetary boundary layer. Advances in Environmental Science and Engineering, Vol. 1, No. 1, J. Pfafflin and E. Ziegler, Eds.** [S.l.]: Gordon and Breach, 1979.

COSTA, F. D. et al. Stable boundary layer regimes in single-column models. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 77, n. 6, p. 2039–2054, 2020.

_____. A simplified model for intermittent turbulence in the nocturnal boundary layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 68, n. 8, p. 1714–1729, 2011.

CUXART, J. et al. Single-column model intercomparison for a stably stratified atmospheric boundary layer. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 118, n. 2, p. 273–303, 2006.

DELAGE, Y. Parameterising sub-grid scale vertical transport in atmospheric models under statically stable conditions. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 82, n. 1, p. 23–48, 1997.

DERBYSHIRE, S. Boundary-layer decoupling over cold surfaces as a physical boundary-instability. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 90, n. 2, p. 297–325, 1999.

ENGLAND, D. E.; MCNIDER, R. T. Stability functions based upon shear functions. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 74, p. 113–130, 1995.

HOLDSWORTH, A. M.; MONAHAN, A. H. Turbulent collapse and recovery in the stable boundary layer using an idealized model of pressure-driven flow with a surface energy budget. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 76, n. 5, p. 1307–1327, 2019.

HOLTSLAG, A. A.; STEENEVELD, G.-J. **Single Column Modeling of Atmospheric Boundary Layers and the Complex Interactions with the Land Surface**. 2009.

HOOIJDONK, I. G. V. et al. Shear capacity as prognostic for nocturnal boundary layer regimes. **Journal of the Atmospheric Sciences**, American Meteorological Society, v. 72, n. 4, p. 1518–1532, 2015.

KAISER, A. et al. Detecting regime transitions of the nocturnal and polar near-surface temperature inversion. **Journal of the Atmospheric Sciences**, American Meteorological Society, v. 77, n. 8, p. 2921–2940, 2020.

LAN, C. et al. Distinct turbulence structures in stably stratified boundary layers with weak and strong surface shear. **Journal of Geophysical Research: Atmospheres**, Wiley Online Library, v. 123, n. 15, p. 7839–7854, 2018.

LINDEN, S. J. Van der et al. Local characteristics of the nocturnal boundary layer in response to external pressure forcing. **Journal of Applied Meteorology and Climatology**, v. 56, n. 11, p. 3035–3047, 2017.

LOUIS, J.-F. A parametric model of vertical eddy fluxes in the atmosphere. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 17, n. 2, p. 187–202, 1979.

MAHRT, L. Nocturnal boundary-layer regimes. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 88, n. 2, p. 255–278, 1998.

_____. Stratified atmospheric boundary layers. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 90, n. 3, p. 375–396, 1999.

MAHRT, L.; VICKERS, D. Extremely weak mixing in stable conditions. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 119, n. 1, p. 19–39, 2006.

MARONEZE, R. et al. The nocturnal boundary layer transition from weakly to very stable. part ii: Numerical simulation with a second-order model. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, Wiley Online Library, v. 145, n. 725, p. 3593–3608, 2019.

_____. Simulating the regime transition of the stable boundary layer using different simplified models. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 170, n. 2, p. 305–321, 2019.

MCNIDER, R. T. et al. Predictability of the stable atmospheric boundary layer. **Journal of the atmospheric sciences**, v. 52, n. 10, p. 1602–1614, 1995.

_____. Response and sensitivity of the nocturnal boundary layer over land to added longwave radiative forcing. **Journal of Geophysical Research: Atmospheres**, Wiley Online Library, v. 117, n. D14, 2012.

OKE, T. R. et al. **Urban climates**. [S.l.]: Cambridge university press, 2017.

PIELKE, R. A. **Mesoscale meteorological modeling**. [S.I.]: Academic press, 2013.

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.

REVELLE, D. O. Chaos and “bursting” in the planetary boundary layer. **Journal of Applied Meteorology**, v. 32, n. 7, p. 1169–1180, 1993.

SANDU, I. et al. Why is it so difficult to represent stably stratified conditions in numerical weather prediction (nwp) models? **Journal of Advances in Modeling Earth Systems**, Wiley Online Library, v. 5, n. 2, p. 117–133, 2013.

STALEY, D.; JURICA, G. Effective atmospheric emissivity under clear skies. **Journal of Applied Meteorology and Climatology**, v. 11, n. 2, p. 349–356, 1972.

STENSRUD, D. J. **Parameterization schemes: keys to understanding numerical weather prediction models**. [S.I.]: Cambridge University Press, 2009.

STULL, R.; DRIEDONKS, A. Applications of the transilient turbulence parameterization to atmospheric boundary-layer simulations. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 40, p. 209–239, 1987.

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

SUN, J. et al. Turbulence regimes and turbulence intermittency in the stable boundary layer during cases-99. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 69, n. 1, p. 338–351, 2012.

van de Wiel, B. et al. The minimum wind speed for sustainable turbulence in the nocturnal boundary layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 69, n. 11, p. 3116–3127, 2012.

_____. Intermittent turbulence and oscillations in the stable boundary layer over land. part i: A bulk model. **Journal of the atmospheric sciences**, v. 59, n. 5, p. 942–958, 2002.

van de Wiel, B. J. et al. Regime transitions in near-surface temperature inversions: A conceptual model. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 74, n. 4, p. 1057–1073, 2017.

VIGNON, E. et al. Modeling the dynamics of the atmospheric boundary layer over the antarctic plateau with a general circulation model. **Journal of Advances in Modeling Earth Systems**, Wiley Online Library, v. 10, n. 1, p. 98–125, 2018.

_____. Stable boundary-layer regimes at dome c, antarctica: observation and analysis. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, Wiley Online Library, v. 143, n. 704, p. 1241–1253, 2017.