

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL  
CENTRO ESTADUAL DE PESQUISAS EM SENSORIAMENTO REMOTO  
E METEOROLOGIA - CEPSRM  
CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM SENSORIAMENTO REMOTO

ESTUDO NUMÉRICO DA CANALIZAÇÃO DO VENTO EM VALES EM TERMOS DE  
PARÂMETROS  
DE SIMILARIDADE

Marcelo Romero de Moraes  
Bacharel em Meteorologia (UFPEL)

Dissertação apresentada como um dos  
requisitos à obtenção do Grau de  
Mestre em Sensoriamento Remoto

Porto Alegre (RS), Brasil  
Setembro, 1995

**ESCOLA DE ENGENHARIA**  
BIBLIOTECA

## AGRADECIMENTOS

Ao término deste trabalho quero agradecer as pessoas e Entidades que contribuíram para a sua conclusão:

Ao Prof. Osvaldo L.L. Moraes da UFSM pelo empréstimo de sua experiência na orientação deste trabalho.

Ao amigo Fernando da UFPEL pela contribuição técnica na editoração deste trabalho.

Aos funcionários e colegas do Curso, pelo apoio e carinho.

Ao Centro Estadual de Pesquisas em Sensoriamento Remoto e Meteorologia (CEPSRM) da UFRGS.

Ao CNPq pela bolsa que me foi concedida, através da qual tornou-se possível a realização deste trabalho.

# ESTUDO NUMÉRICO DA CANALIZAÇÃO DO VENTO EM VALES EM TERMOS DE PARÂMETROS DE SIMILARIDADE

Autor : Marcelo Romero de Moraes  
Orientador : Osvaldo L.L. Moraes

*Luiz*

## SINOPSE

Neste trabalho foi estudado através de simulações numéricas o fenômeno de canalização do vento em vales. O objetivo do estudo foi determinar para que intervalos dos números de Froude e de Rossby a canalização é observada. Considerações teóricas mostram que a canalização ocorre se estes números estão limitados em uma região no espaço definida por estes parâmetros. Outros aspectos como ondas de gravidade e zonas de circulação reversa à sotavento do vale também foram bem caracterizadas.

NUMERICAL STUDY OF CHANNELING IN VALLEYS BY MEAN OF SIMILARITY  
PARAMETERES

Author : Marcelo Romero de Moraes  
Adviser : Osvaldo L.L. Moraes

ABSTRACT

In this work it was study by mean of numerical simulations the channeling of the flow in a valley. The main of this study was to look for what range of Froude and Rossby numbers the channeling is observed. Theoretical cosiderations shows that the channeling occur if the values of these numbers are limited in one region in the space defined by these parameteres. Another aspects how gravity waves and reversed zones downstream of the valley were also well simulated too.

## SUMÁRIO

	Página
LISTA DE FIGURAS	
LISTA DE TABELAS	
LISTA DE SÍMBOLOS UTILIZADOS	
1 - INTRODUÇÃO	01
2 - REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	05
2.1 - Introdução	05
2.2 - Ventos de Encosta	07
2.3 - Ventos de Vale e Montanha	13
2.4 - Canalização	20
3 - O MODELO	28
3.1 - As equações do Modelo	28
3.2 - Transformação de Coordenadas	30
4 - CÓDIGO NUMÉRICO	34
4.1 - Introdução	34
4.2 - Diferenciação Dissipativa de Segunda Ordem	36
5 - RESULTADOS E DISCUSSÕES	40
5.1 - Experiência 1	40
5.2 - Experiência 2	44
5.3 - Experiência 3	47
5.4 - Experiência 4	47
5.5 - Experiência 5	54
5.6 - Resultados Finais	57
6 - CONCLUSÕES	66
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	69

## LISTA DE FIGURAS

	Página
Figura 1. Mecanismo dos ventos de encosta.	08
Figura 2. Diagrama empírico para a estimativa da intensidade das circulações vale-montanha.	19
Figura 3. Ilustração esquemática da canalização.	23
Figura 4. Esboço da estrutura vertical das superfícies $\alpha$ no estado inicial.	41
Figura 5. Esboço da estrutura vertical das superfícies $\alpha$ no plano central para $F_r=0,66$ e $R_0= 1,43$ .	42
Figura 6. Estado estacionário das linhas de corrente próximas à superfície no plano x-y para $F_r= 0,66$ e $R_0= 1,43$ .	43
Figura 7. Esboço da estrutura vertical das superfícies $\alpha$ no plano central para $F_r=0,66$ e $R_0= 0,69$ .	45
Figura 8. Campo de velocidade próximo à superfície para $F_r= 0,66$ e $R_0= 0,69$ .	46
Figura 9. Esboço da estrutura vertical das superfícies $\alpha$ no plano central para $F_r=0,33$ e $R_0= 0,71$ .	48
Figura 10. Estado estacionário das linhas de corrente próximas à superfície no plano x-y para $F_r=0,33$ e $R_0= 0,71$ .	49
Figura 11. Esboço da estrutura vertical das superfícies $\alpha$ no plano central para $F_r= 0,33$ e $R_0= 2,11$	50
Figura 12. Estado estacionário das linhas de correntes próximas à superfície para $F_r= 0,33$ e $R_0= 2,11$ .	51
Figura 13. Campo de velocidade próximo à superfície para $F_r=0,33$ e $R_0= 2,11$ .	52
Figura 14. Esboço da estrutura vertical das superfícies $\alpha$ no plano central para $F_r= 1,33$ e $R_0= 10,25$ .	55
Figura 15. Estado estacionário das linhas de corrente próximas à superfície para $F_r=1,33$ e $R_0= 10,25$ .	56
Figura 16. Estado estacionário das linhas de corrente próximas à superfície para $F_r=0,33$ e $R_0= 2,11$ sem os termos de Coriolis	59
Figura 17. Esboço das regiões canalizadas e não canalizadas no espaço de parâmetros.	61

- Figura 18. Estado estacionário das linhas de corrente próximas à superfície para  $F_r = 0,25$  e  $R_o = 1,02$ . 62
- Figura 19. Estado estacionário das linhas de corrente próximas à superfície para  $F_r = 0,5$  e  $R_o = 1,02$ . 63
- Figura 20. Esboço dos perfis verticais das componentes  $u$  e  $v$  em  $l=15$  e  $J=13$  para  $F_r=0,33$  e  $R_o= 1,143$ . 65

## LISTA DE TABELAS

	Página
Tabela 1. Resultados das 5 experiências numéricas citadas.	57

## LISTA DE SÍMBOLOS UTILIZADOS

$F_r$  = Número de Froude

$R_0$  = Número de Rossby

$U$  = Velocidade de grande escala

$N$  = Freqüência de Brunt-Vaisala

$h$  = Altura do obstáculo

$f$  = Parâmetro de Coriolis

$L$  = Largura do obstáculo

$\rho$  = Densidade do ar seco

$g$  = aceleração da gravidade

$u$  = componente zonal da velocidade do vento

$v$  = componente meridional da velocidade do vento

GPGE = gradiente de pressão de grande escala

GPME = gradiente de pressão de mesoescala

$p_g$  = pressão ao nível da superfície

$p$  = pressão em um nível qualquer

$M$  = potencial de Montgomery

$\alpha$  = volume específico

$\theta$  = latitude

$F_{rc}$  = número de Froude crítico

WNW = direção oeste-noroeste

NNW = direção norte-noroeste

NW = direção noroeste

## 1. INTRODUÇÃO

No estudo dos vários tipos de circulação de mesoescala na atmosfera, particularmente quando se examinam saídas de modelos numéricos ou de laboratório, são utilizados critérios de similaridade. Números adimensionais são comumente utilizados para descrever relações entre as várias forças que atuam no processo. Dentre os mais utilizados estão os números de Froude, Rossby, Reynolds, Richardson e Rayleigh.

As características dos escoamentos atmosféricos sobre vales e montanhas dependem da estratificação térmica da atmosfera e das escalas horizontais e verticais da topografia ou, em outras palavras, do número de Froude ( $F_r$ ) e do número de Rossby ( $R_o$ ). O número de Froude é uma razão característica entre as forças de inércia e de empuxo, e pode também ser entendido como a razão entre as velocidades média ( $U$ ) e perturbada do vento ( $Nh$ ). Ele é o parâmetro adimensional mais utilizado para o estudo de escoamentos em torno de obstáculos. O número de Rossby é uma razão característica entre forças de inércia e de rotação da terra. Segundo Atkinson (1981) o número de Rossby serve como um critério para a importância dos efeitos de rotação da terra em escoamentos de grande escala. Eles são definidos respectivamente como  $U/Nh$  e  $U/fL$ , onde  $U$  é a velocidade do vento de grande escala,  $N$  é a frequência de Brunt-Vaisala,  $f$  é o parâmetro de Coriolis e  $h$  e  $L$  são a altura e largura da topografia. O número de Rossby pode dar também uma idéia da medida de validade da aproximação

geostrófica. Nas equações do movimento os termos associados com a rotação da terra ( $f_u$  e  $f_v$ ) podem ser negligenciados se  $Ro \gg 1$ . Desde que  $Ro$  é inversamente proporcional à escala horizontal envolvida ( $L$ ), quanto maior a escala horizontal do sistema de mesoescala, mais inadequado torna-se negligenciar estes termos. Apesar disto esta condição é freqüentemente assumida em modelos de convecção cúmulus e outros de escala menor. Em outras palavras, escoamentos sobre topografias de pequenas dimensões (uma montanha de pequena largura) a rotação da terra tem pouca influência e o padrão do vento resultante pode ser analisado sem considerações sobre a força de Coriolis. No outro extremo, isto é, escoamentos sobre extensas topografias, o padrão do fluxo pode ser entendido baseando-se no seu caráter quase-geostrófico. Na parte intermediária do espectro nenhuma das simplificações acima é aplicável.

Teorias lineares são válidas quando a perturbação resultante no escoamento é pequena se comparada com os valores não perturbados. Isto permite que as equações sejam linearizadas, visto que os produtos e quadrados das quantidades perturbadas são muito pequenos. Esta condição é justificada se a altura do obstáculo é pequena se comparada com sua largura. Em outras palavras teorias lineares são válidas quando  $F_r \gg 1$ . Já teorias do tipo potencial, onde as perturbações são significativas, são válidas quando  $F_r \ll 1$ . Teoria lineares não são válidas para  $F_r$  onde vórtices ocorrem. Neste caso para um escoamento densamente estratificado que incide sobre um obstáculo as parcelas de ar tenderão a contorná-lo permanecendo em planos horizontais. Por outro lado, escoamentos estratificados e para os quais  $F_r \sim 0,1 - 0,5$  não são cobertos pelas teorias existentes. Apesar disto, do ponto de vista de aplicações atmosféricas este intervalo é de especial interesse. Considerando valores típicos troposféricos de  $U \sim 10 \text{ m/s}$ ,  $N \sim 0,03 \text{ s}^{-1}$ , resulta que para obstáculos de profundidade  $h > 600 \text{ m}$ , um valor do número de Froude da ordem de 0,5. Então, recursos a modelos teóricos para o entendimento deste tipo de fenômeno, em termos de  $F_r$  e  $R_0$ , são obstruídos pela não linearidade em parte do espaço de parâmetros. Assim modelo numérico é o único meio de se ter

acesso a dinâmica destes escoamentos em todo o espaço, bem como simular aspectos cobertos pelas teorias lineares e não lineares.

Em vales são observados ocorrerem vários tipos de circulação. Entre elas está a canalização. Um vento geostrófico atravessando um vale sob qualquer ângulo irá ser defletido em uma direção que é a do eixo do vale. Isto é resultado do surgimento de um gradiente de pressão de mesoescala criado dentro do vale, que se opõe à força de Coriolis, forçando assim o ar a escoar no sentido do gradiente de pressão de grande escala. Esta circulação secundária é esperada ocorrer em situações de estratificação térmica estável, onde a mistura se torna menos intensa e a circulação no vale é quase desacoplada do escoamento acima. Apesar disto a canalização é observada em situações de estratificação neutra e até instável. Existem teorias lineares que descrevem a canalização para situações de atmosfera neutra, mas uma completa consideração dos efeitos de estratificação é possível somente através de simulações numéricas.

No presente estudo numérico é investigada a relação do fenômeno de canalização com os números de Froude e Rossby. Em outras palavras, é buscada uma região no espaço de parâmetros na qual a canalização ocorra. O ponto investigado é importância das forças de Coriolis e de empuxo (relacionadas com a estratificação térmica da atmosfera) no desenvolvimento da canalização. A importância destas forças surgem em duas escalas naturais. A primeira, uma escala de comprimento, que é quando a partícula de fluido desce durante uma oscilação de empuxo ( $U/N$ ). A segunda, uma escala de tempo, que é o tempo de transição para uma partícula atravessar o vale ( $L/U$ ). A primeira, quando comparada com a altura do vale, prediz quanto uma partícula será verticalmente defletida enquanto cruza o vale. A segunda, quando comparada com o parâmetro de Coriolis, dá uma idéia da importância relativa das acelerações do fluido frente a rotação da terra. Estas duas comparações são corretamente descritas por  $F_r$  e  $R_o$  respectivamente.

Em todos os experimentos consideramos situações entre quatro limites bem definidos. Com grandes números de Froude e Rossby o campo de pressão é quase hidrostático e a força de Coriolis pode ser negligenciada. Com pequenos números de Froude e Rossby o fluxo é quase irrotacional e a suposição de balanço geostrófico é válida. Também são simuladas situações com grande número de Rossby e pequeno número de Froude e vice-versa.

## 2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

### 2.1 - INTRODUÇÃO

Circulações termicamente induzidas, como ventos de vale e montanha são comumente observadas em vales bem definidos. No período de 1930-60 considerável interesse foi direcionado à observação e descrição destas circulações. Mas nos anos seguintes poucos trabalhos teóricos foram feitos. A primeira razão para esta pausa nas atividades é o fato de que estudos descritivos de períodos anteriores indicaram que tais circulações secundárias, ao longo do eixo dos vales, tratavam-se de um fenômeno não linear, tridimensional, dependentes da tridimensionalidade dos vales e intimamente relacionados com os ventos de encosta nas paredes e os processos de troca turbulentos e radiativos. Tal complexidade impossibilitou efetivamente a aplicação de ferramentas matemáticas analíticas disponíveis na época. Portanto o tratamento analítico é aplicável somente a casos onde uma série de simplificações são assumidas. Somente em anos recentes devido ao advento do computador de grande capacidade e ao aperfeiçoamento de técnicas de modelagem numérica, progressos foram feitos para tornar possível o tratamento do problema. O desenvolvimento dos recursos computacionais e técnicas numéricas para obter solução da estrutura e evolução de escoamentos, estimulou muitos modelistas a dirigirem esforços ao entendimento das circulações locais em terrenos irregulares. Preocupações recentes com poluição do ar tem revisto interesses nessas

circulações, visto que o completo entendimento delas é fundamental para avaliar condições de ventilação dessas regiões.

Durante a última década muitos estudos observacionais foram feitos para revelar as características de escoamentos sobre terrenos irregulares. Estes estudos providenciaram úteis informações sobre a estrutura de parâmetros como velocidade e direção do vento, temperatura e umidade. Entretanto, um fator restritivo aos estudos de campo, é que a seleção de locais de medidas em terrenos irregulares, frequência de amostragem e seleção de situações sinóticas, sempre coloca limites na completa informação acerca das circulações locais.

Em regiões com terreno irregular padrões de ventos locais podem se desenvolver. Isto ocorre devido ao aquecimento diferencial entre o ar próximo a superfície das encostas e o ar na atmosfera livre na mesma elevação um pouco distante. Se uma grande variação diurna da temperatura ocorre regularmente no transcorrer do dia, as encostas tornam-se uma elevada fonte de calor, enquanto que a noite elas servem como um elevado sumidouro de calor. Nas encostas de vales e montanhas este mecanismo pode originar os chamados ventos de encosta. Segundo Vergeiner e Dreiseitl (1986) estes ventos ocorrem quando os gradientes de grande escala são fracos e, também, devido ao fato deles serem protegidos pelas paredes dos vales. Outro tipo de circulação originada dos efeitos de aquecimento diferencial são os chamados ventos de vale e montanha. O estudo detalhado destas duas circulações mostrou que elas estão intimamente relacionadas. Estes ventos locais são influenciados também pelas características da superfície, forçantes de escala sinótica e estratificação térmica. Segundo Koracin e Enger (1994) ventos anabáticos não desenvolvem-se completamente sobre encostas onde fortes efeitos de cisalhamento ocorrem devido a complexidades topográficas. Manis e Sawford (1979) concluíram que os ventos de encosta são um fenômeno tridimensional e que o valor crítico do número gradiente de Richardson de aproximadamente 0,25, é necessário para evitar mistura entre ventos catabáticos e

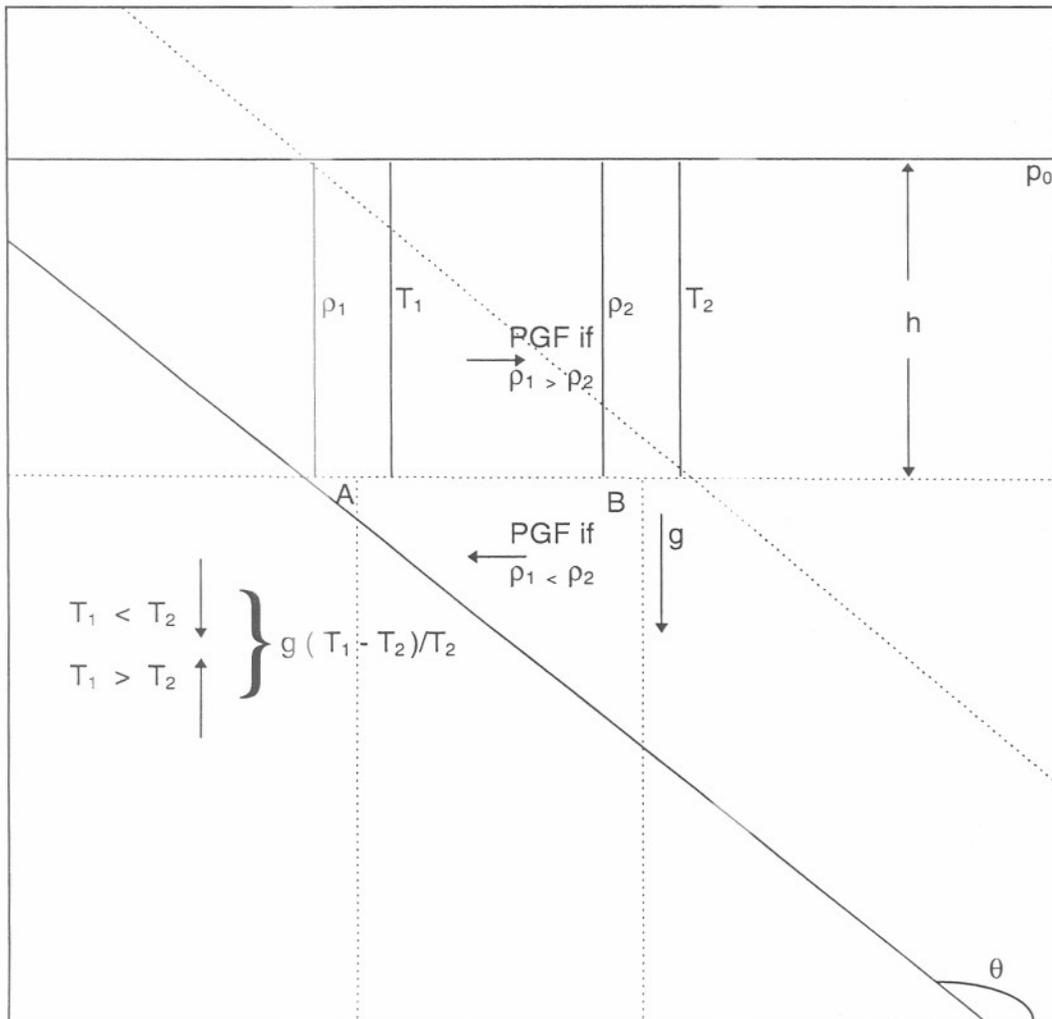
ventos de grande escala. Em outras palavras, ventos de encosta e circulações vale-montanha desenvolvem-se quando não há distúrbios de grande escala passando pelas montanhas e as condições de balanço de radiação são típicas de tempo anti-ciclônico. Sendo este o caso, regulares ventos de encosta e circulações vale-montanha são observados nos trópicos e sub-trópicos em épocas do ano quando os efeitos destes distúrbios são mínimos. Outro tipo de circulação que ocorre em vales é a chamada canalização. Um vento geostrófico atravessando um vale induz uma circulação secundária dentro do vale na direção de seu eixo.

Neste capítulo uma revisão das circulações em vales será feita, mostrando os principais tipos, em que condições ocorrem, quando ocorrem suas principais características como velocidade e profundidade, a interação entre ambas etc. Como alvo principal de interesse, a canalização irá ser mais detalhadamente analisada.

## 2.2 - VENTOS DE ENCOSTA

Os ventos de encosta originam-se pela troca de calor nas superfícies inclinadas. Defant (1951) deu uma excelente descrição de tais circulações. Ele atribuiu os ventos de encosta à diferença entre a temperatura das paredes do vale e o ar na mesma altitude sobre o centro do vale. Isto produz um gradiente de pressão, que associado com forças de flutuação, produzem ventos anabáticos durante o dia e ventos catabáticos durante a noite. Os ventos catabáticos referem-se a correntes de ar denso e frio que descem as encostas de vales e montanhas, enquanto que os ventos anabáticos são correntes de ar quente e menos denso que sobem as encostas. O mecanismo dos ventos de encosta pode ser entendido na figura 1 na página a seguir. Considere uma camada de ar próxima a encosta de altura  $h$  sendo mais aquecida/resfriada do que outra distante na mesma altitude. Como resultado do aquecimento/resfriamento  $\rho_1$  será

Figura 1: Mecanismo dos ventos de encosta. Veja o texto para a explicação.



menor/maior que  $p_2$  e conseqüentemente a pressão em A será  $P_0 + \rho_1gh$  e em B será  $P_0 + \rho_2gh$ . A relativa magnitude destas pressões depende claramente das relativas magnitudes das densidades. Devido a diferença de pressão entre A e B, uma força de gradiente de pressão horizontal forçará o ar a mover-se para distante da encosta ou vice-versa. Esta força associada com as forças de flutuação, que dependendo do caso poderão ser dirigidas para cima/baixo, forçam o ar a deslocar-se paralelo as encostas.

Os ventos de encosta são espontâneos e intermitentes no espaço e no tempo (Vergeiner e Dreiseitl (1986)). Eles não são estacionários, mas uma sucessão de rajadas originadas em certos locais nas encostas. A condição para o estado de equilíbrio é que a taxa de aquecimento/resfriamento das parcelas de ar deva ser correspondente a taxa na qual estas parcelas movem-se em direção a regiões mais quentes/frias, tanto que sua anomalia de temperatura permaneça constante. Isto é possível se a lapse rate na vizinhança da encosta é estável.

Brisas subindo as encostas surgem poucos minutos após o nascer do sol, e de modo oposto um rápido sombreamento da encosta pode ser suficiente para cessar o movimento. O mesmo acontece com os ventos catabáticos. Basta o sol se pôr para, alguns minutos após, correntes de ar frio e denso surgirem nas encostas. Os resultados das simulações de McNider e Pielke (1984) indicaram que rasos ventos de encosta com profundidades menores que 100m iniciavam quase que imediatamente após o início do resfriamento e atingiam sua velocidade máxima aproximadamente 1 hora após. Em outras palavras os ventos catabáticos desenvolvem-se muito rápido em resposta ao resfriamento, podendo atingir velocidades máximas de 6m/s após 45 minutos de resfriamento (McNider e Pielke 1984). Atrasos no início destas circulações podem ocorrer devido a alguns fatores. Os ventos canalizados são um exemplo. Eles podem retardar o surgimento dos ventos de encosta por diversos minutos.

Juntamente com os ventos de encosta são encontrados os anti-ventos de encosta. Estas são circulações de características similares aos ventos de encosta,

tanto em velocidade quanto em profundidade, e que estão dispostos em uma camada logo acima dos ventos de encosta. Os anti-ventos de encosta foram claramente observados por Davison (1961) nos vales de Vermont (USA).

Os ventos de encosta são relativamente mais rasos durante à noite. Durante o dia o aquecimento do solo promove movimento convectivo aumentando a profundidade dos ventos anabáticos, enquanto que à noite o resfriamento do solo promove camadas termicamente estáveis e mais rasas. Segundo Jelinek (1937) a profundidade máxima destas circulações é da ordem de 280m. Os resultados de McNider e Pielke(1984) mostraram fortes e rasos ventos catabáticos com velocidades máximas à somente 8m sobre a superfície. Observações feitas por Defant (1941), em terrenos extremamente inclinados, indicaram velocidades máximas à aproximadamente 30m. Medidas mais recentes executadas durante o programa ASCOT (Atmospheric Studies in Complex Terrain), para condições topográficas similares à simulação de McNider e Pielke(1984) ,mostraram ventos de encosta extremamente rasos com velocidades máximas ocorrendo abaixo de 3m.

Mendonça (1969) estudando os ventos de encosta obteve resultados onde se observou claramente a mudança no sentido destes ventos no transcorrer do dia. Estas mudanças de velocidades (de negativas para positivas) indica a transição dos ventos catabáticos para os anabáticos. Tais mudanças de direção ocorrem aproximadamente ao nascer e pôr do sol. Observações confirmam que a suspensão dos ventos catabáticos ocorre quando a temperatura da encosta iguala-se a temperatura o ar próximo à ela. Um breve intervalo de ventos calmos e variáveis corresponde ao período quando a temperatura do ar e da encosta são aproximadamente iguais.

A duração destes ventos é da ordem da metade do dia. Durações dos ventos anabáticos variaram de 7 à 13h em algumas localidades (Atkinson 1981). Tais diferenças de duração variaram de acordo com o período do ano, localização, tamanho, forma e cobertura vegetal do terreno em que se formaram estes ventos.

Velocidades dos ventos de encosta restringem-se à alguns metros por segundo. Observações obtidas em Poona (Índia (1931)) indicam que a maioria destes ventos possuem velocidades menores que 3m/s. No entanto em Mauna Loa (1969) as velocidades observadas foram duas vezes maiores (8,5 - 5,3 m/s ), isto é explicado devido ao fato das encostas em Mauna Loa serem muito mais extensas. Algumas observações, entretanto, indicam que em certos locais eles podem ser muito intensos. Na Antártica onde eles podem soprar encostas abaixo com a força de um furacão são chamados de "drainage winds". A velocidade dos ventos catabáticos dependem também da estratificação térmica no interior do vale. Mcnider e Pielke (1984) observaram um decréscimo das velocidades dos ventos catabáticos devido a um aumento da estratificação dentro do vale. Isto é consistente com as soluções analíticas de Mcnider (1982) na qual velocidades dos ventos catabáticos foram relacionadas com a intensidade da estratificação. Os efeitos da estabilidade nos ventos de encosta são difíceis de serem quantificadas devido a dificuldade de se isolar este parâmetro. MacHattie (1968) afirmou que condições de instabilidade permitiam uma transferência de momentum dos ventos gradientes para o interior dos vales, destruindo os ventos de encosta. Davidson e Rao (1963) observaram que com céu claro e razoáveis condições de equilíbrio na direção do vento os ventos de encostas poderiam se desenvolver em um vento gradiente de até 5 m/s. Velocidades acima de 10 m/s proibiam o desenvolvimento dos ventos locais. A formação de uma inversão no vale também tem um pronunciado efeito na estrutura dos ventos de encosta. Observações e simulações mostraram que estas inversões podem atingir profundidades que são da ordem da profundidade total de vales. Assim as inversões locais nas paredes devem enfraquecer os ventos catabáticos. Dois fatores, ambos relacionados, também contribuem para o decréscimo das velocidades. Primeiro, quando a taxa de resfriamento nas encostas começa a decrescer devido a um balanço entre o resfriamento local (radiativo e turbulento) e o aquecimento por advecção devido

ao desenvolvimento da estratificação. Segundo, o resfriamento sobre o centro do vale reduzindo o gradiente horizontal de temperatura que dirige estes ventos.

Os processos de troca turbulenta na camada limite planetária de encosta são diretamente ligados ao desenvolvimento do campo de vento, e são muito mais complicados que os processos que ocorrem em uma camada limite sobre terrenos planos. A primeira razão para esta complexibilidade advém do fato que a transferência de momentum turbulento ser dirigida para cima. Devido ao fato do resfriamento ser maior próximo a superfície, acelerações mais fortes ocorrerão ali. Assim, uma região de cisalhamento negativo do vento ocorre sobre a superfície causando transferência de momentum turbulento para cima. Segundo, os ventos de encosta perturbam a estrutura da temperatura potencial desestabilizando a camada e criando forte turbulência nos níveis acima. Fisicamente falando, são os ventos de encosta, através dos processos advectivos, que deformam o campo de temperatura potencial, criando um perfil menos estável. Outro fator que determina a atuação dos processos advectivos é a mudança na inclinação da encosta. Quando a inclinação da parede muda, os processos de advecção horizontal de momentum e de calor tornam-se importantes. Altos níveis de turbulência foram observados próximo ao topo dos ventos de encosta (Mcnider e Pielke 1984). A turbulência não foi somente devido ao cisalhamento dos ventos, mas também a desestabilização do perfil de temperatura potencial resultante da advecção termal. Embora os ventos de encosta exerçam um papel importante na produção da estrutura turbulenta, deve ser lembrado que são os próprios processos de troca turbulenta que determinam a profundidade e intensidade dos ventos de encosta.

A comparativamente pequena e transiente natureza dos ventos de encosta obstrui uma completa análise climatológica destas circulações. A natureza local e variável dos ventos de vale não é somente devido a escala dos vales, mas também a um distinto arranjo de montanhas, planícies, bacias e os variados tipos e frequências de massas de ar envolvidas em diferentes regimes climáticos. Apesar disto, suficientes

observações existem em particulares áreas de extremo aquecimento e resfriamento, possibilitando com isso extrair um esboço climatológico delas. Os ventos catabáticos são mais facilmente observados do que os ventos anabáticos. Em muitos estudos, entretanto, os ventos anabáticos mostraram-se bem alusivos. Altas freqüências de ocorrência dos ventos catabáticos são observadas em baixas e altas latitudes. Segundo Atmanathan (1931) em Poona (Índia) quase todas as noites dos meses de dezembro à março foram caracterizadas pela presença dos ventos catabáticos. Estes ventos foram observados ocorrerem 90-97% dos dias neste período. Durante estes 4 meses, fortes inversões de superfície ocorreram em quase todas as noites e, portanto, as condições foram inteiramente favoráveis à ocorrência de pronunciados ventos catabáticos. Além disso os vento gradientes eram fracos e possuíam uma saliente componente dirigida da planície para o vale. Altas freqüências dos ventos catabáticos foram também observadas ocorrerem em altas latitudes, particularmente nos meses de inverno. Ao contrário das altas e baixas latitudes, freqüências de ocorrência dos ventos catabáticos em latitudes médias parece ser pequena. Isto pode ser explicado pela escassez dos dados. Segundo resultados de Atmanathan (1931) ventos catabáticos ocorrem de 1/5 à 1/4 de todas as noites em latitudes médias.

### 2.3 - VENTOS DE VALE E MONTANHA

Os ventos de vale e montanha são uma segunda categoria de circulações em vales. O mecanismo formador destas circulações são diferenças de aquecimento vale-planície, diferenças na topografia ao longo do eixo dos vales e enchimento do vale com ar mais frio/quente pelos ventos de encosta. É observado que durante o dia as temperaturas no interior dos vales são maiores que nas planícies adjacentes, enquanto que à noite elas são menores. Em Innsbruck (Áustria), Vergeiner e Dreiseitl (1986) acharam uma razão de 2,2 entre a variação diária da temperatura do ar no interior do

vale e na planície adjacente. Cross (1950) deu uma explicação para esta diferença de aquecimento: em um dia ensolarado a mesma quantidade de radiação solar é recebida em similares áreas horizontais em qualquer nível sobre um vale e sobre uma planície. Considere-se agora volumes relativos de ar contidos nas colunas abaixo destas áreas horizontais. Assim, devido ao espaço ocupado pela terra que está sob as paredes do vale e o fundo do vale, o volume de ar na coluna sobre o vale será consideravelmente menor do que o correspondente valor sobre a planície. Desde que a mesma quantidade de calor é adicionada ao menor volume de ar sobre o vale e ao maior volume sobre o plano, a temperatura do ar no vale torna-se progressivamente maior do que a do ar no mesmo nível sobre a planície, resultando no desenvolvimento de um gradiente de pressão local. Em resposta a força resultante do gradiente de pressão há uma circulação de ar dirigida do plano para o vale. Esta circulação é conhecida como vento de vale. Similarmente, à noite, o esfriamento radiativo conduz a uma perda de calor (o que pode não ocorrer devido a nuvens, elas agem reduzindo dramaticamente a perda de radiação causando reduzidas taxas de resfriamento), que por sua vez esfriará mais rapidamente o volume de ar sobre o vale (por ele ser menor). Assim o gradiente de pressão se inverte e a circulação de ar passa a ser dirigida do vale para a planície. A esta circulação se dá o nome de vento de montanha.

No aspecto vertical estes ventos são idênticos às brisas de mar/terra, sendo que as circulações em vales são muito mais eficientes, no sentido de que necessitam muito menos calor para gerar uma circulação de comparável tamanho, mas de muito mais intensidade que as brisas. Buettner (1968) mostrou que em um vale onde o calor suprido era de  $0,2 \text{ calcm}^{-2}\text{min}^{-1}$  produzia uma circulação de comparável tamanho à de uma brisa onde o calor suprido era de  $0,5 \text{ calcm}^{-2}\text{min}^{-1}$ .

Outro mecanismo responsável por estas circulações são as variações na topografia dos vales. A maioria das investigações reconhecem que a topografia é de certo modo responsável pela intensidade dos ventos de vale e montanha. O problema

tem sido determinar o verdadeiro mecanismo. Segundo Mckee e O'Neal (1984), cada vale tem um potencial para formar gradientes de pressão ao longo do eixo que pode conduzir aos ventos de vale e montanha. A dificuldade de atingir um claro entendimento de como a topografia controla os ventos de vale e montanha é devido a uma grande variedade de mecanismos em diferentes estruturas de terreno. Se a taxa temporal de variação na temperatura varia ao longo do vale isto irá produzir um gradiente de temperatura na direção do eixo do vale. Em outras palavras, um gradiente de temperatura direcionado ao longo do vale será estabelecido se o ar no vale é resfriado ou aquecido em diferentes taxas ao longo do seu eixo. Tal gradiente de temperatura implica num gradiente de pressão que conduzirá aos ventos de vale e montanha. As variações de um fator geométrico na direção do eixo do vale pode introduzir gradientes de temperatura, que por sua vez induzem gradientes de pressão que influenciam a magnitude destes ventos. Segundo Mckee e O'Neal(1984), este mecanismo pode produzir gradientes de pressão que são 60% mais intensos do que os produzidos pelo mecanismo montanha-planície, ainda que o mecanismo montanha-planície conduza à um gradiente de pressão duas vezes maior que o mecanismo dos ventos de encosta. Mckee e O'Neal (1989) mostraram também que a radiação líquida no topo do vale é um mecanismo para o resfriamento. A magnitude do resfriamento é contudo governada pela diferença entre a radiação líquida no topo do vale e a porção de radiação líquida na superfície.

Segundo Defant (1951) o gradiente de pressão é introduzido pelos ventos de encosta que gradualmente enchem o vale com ar mais frio/quente até uma maior profundidade que sobre as planícies. McNider e Pieke (1984), simulando numericamente os ventos de vale e monmtanha, mostraram que os ventos catabáticos à noite são responsáveis pelo enchimento do vale com ar frio. Quando as paredes do vale esfriam os ventos de encosta começam a encher o vale com ar resfriado. Inicialmente há somente uma fraca estratificação no vale. Após algumas horas uma profunda inversão

se forma dentro de todo o vale. Este armazenamento do vale com ar resfriado, comparado com a muito mais rasa inversão sobre as planícies, produz uma circulação direcionada para fora do vale dirigida pelo gradiente de pressão hidrostático. A consequência dessa teoria é que a inclinação do fundo do vale é pouco influente na direção da circulação resultante. As características mais importantes que determinam a direção destas circulações são a direção de abertura do vale, inclinação das paredes do vale e a direção de estreitamento ou alargamento do vale.

Fases extremas dos ventos de vale e montanha ocorrem por volta do início da manhã e final da tarde coincidindo com a máxima e a mínima temperatura do vale e com os extremos dos gradientes de temperatura e pressão. A hora da mudança de direção contudo, muda consideravelmente no transcorrer do ano.

Estas circulações são muito mais profundas que os ventos de encosta, podendo se estender da superfície passando até pelas bordas dos vales. Tyson e Preston-Whyte (1972) estimaram que os ventos de montanha à noite, nas montanhas de Natal (África do Sul) formam-se numa camada de 400-800 m de profundidade e sopram á 4 m/s. Durante o dia os ventos de vale ocupam uma camada de 500-750 m com velocidade do vento de aproximadamente 2m/s. No vale Kali Gandaki (Índia) com 6000 m de profundidade foram observados ocorrer ventos de vale de até 28m/s. Contudo estas velocidades restringiram-se aos quilômetros mais baixos.

Tyson (1968) mostrou que fortes ventos gradientes perpendiculares aos vales restringiam a profundidade dos ventos de vale e montanha. Estudos confirmam que a profundidade dos ventos de vale e montanha é estritamente relacionada com a topografia relativa dos vales (diferença entre o fundo e o topo do vale).

A observação da estrutura vertical dos ventos de vale e montanha confirma ainda a existência de correntes de ar de sentido oposto dispostas em uma camada logo acima dos ventos de vale e montanha. Estes anti-ventos de vale e montanha foram observados por Buettner e Thyer (1966), eles possuíam aproximadamente a mesma

profundidade dos ventos de vale e montanha e velocidades máximas entre 3 e 5m/s. Em Innsbruck (Áustria) perfis verticais do vento indicaram anti-ventos de vale e montanha através da atmosfera do vale. Ventos de vale e montanha atingiam um máximo de 5-10 m/s em um “bom dia” a 500-1000 m. Eles diminuía próximo as bordas, mesmo se acontecesse dos ventos acima serem na mesma direção eles eram separados por uma camada de velocidade mínima. Grande parte das evidências sugerem que em determinadas condições ambas as circulações ocupam toda a profundidade dos vales.

Implícito na explicação de Cross (1950), para os ventos de vale e montanha, está o conceito de uma circulação vertical termicamente direta orientada ao longo do eixo dos vales. A circulação vertical dirigida termicamente que compreende os ventos de vale e montanha deve conter também áreas de movimento vertical de ar. Os ventos de vale que são observados desacelerar próximo a cabeceira dos vales movem-se verticalmente. Em Carbon River Valley, Buettner e Thyer (1966) obtiveram, por continuidade de massa, circulações verticais de 0,11m/s.

As observações em Carbon River Valley indicaram que as velocidades máximas do ventos de vale e montanha ocorrem próximas a superfície, enquanto que no modelo de McNider e Pielke (1984) velocidades máximas ocorrem na metade da profundidade do vale ou próximas a ela. Isto se deve a inclinação do fundo do vale que, na topografia idealizada no modelo, não está incluída. Davidson e Rao (1963) usando 214 perfis verticais observaram que o valor médio de  $h/H$  (razão entre a altura da velocidade máxima observada e a profundidade dos ventos de vale e montanha) era de 0,5 com desvio padrão de 0,11, concordando também com a descrição para o perfil vertical da velocidade horizontal previsto pela equação para uma parábola. Tyson observou o valor médio de  $h/H$  de 0,36 com desvio padrão de 0,20 que concordava muito bem com a equação de Prant (1942), onde  $h/H = 0,25$ .

Uma outra relação entre os ventos de encosta e os ventos de vale e montanha foi dada por Wagner (1932). Ele argumentou que a inclinação do fundo vale

deve causar um resfriamento adiabático nos ventos de vale e montanha e por consequência criar um gradiente de pressão oposto a esta própria circulação. Este gradiente de pressão força uma rápida parada nos ventos de vale e montanha e se isto ocorre, por acúmulo de massa, ar deve escapar do vale. Logicamente os ventos de encosta seriam o mecanismo responsável.

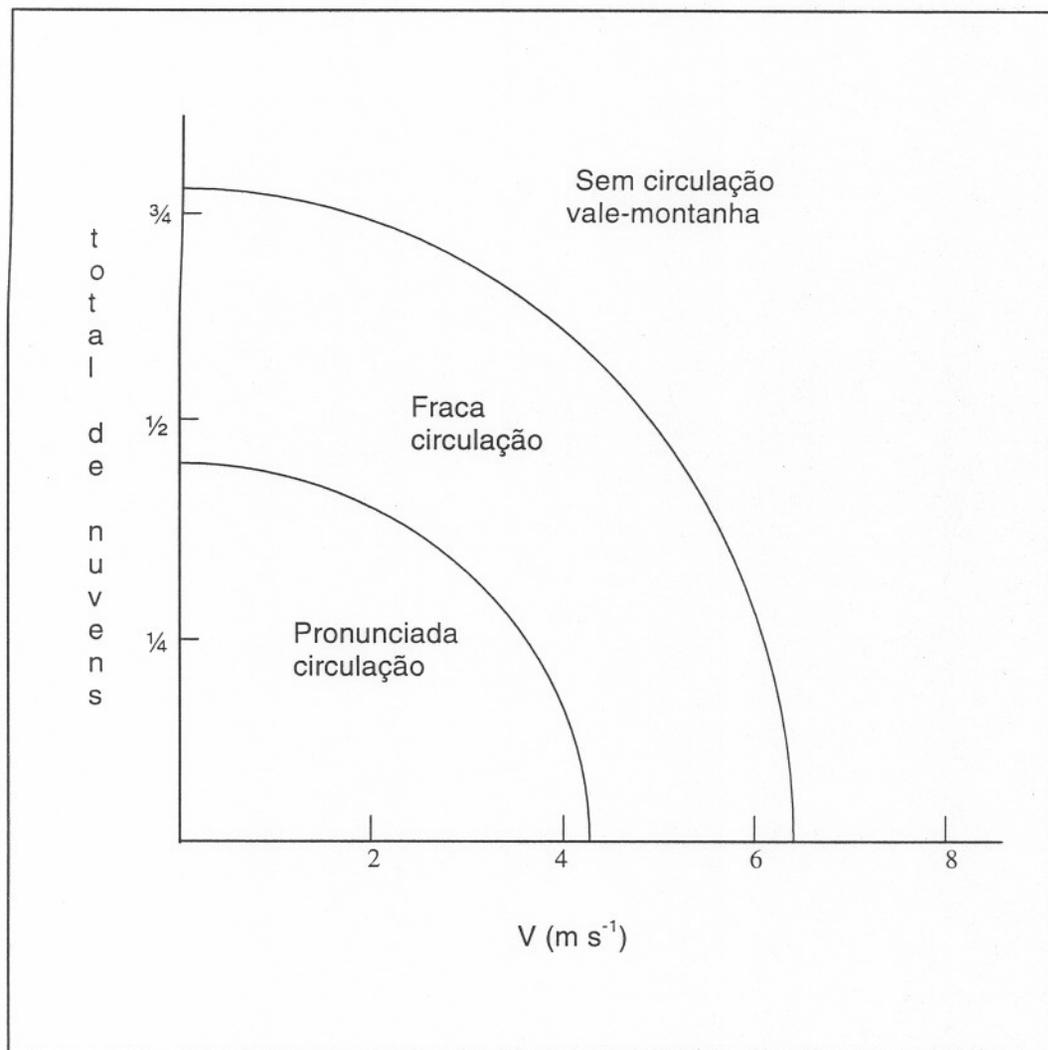
Em médias latitudes circulações vale-montanha são principalmente uma característica de verão. No inverno, nas altas latitudes ventos de montanha dominam devido aos dias serem mais curtos. Uma condição básica para ocorrência dessas circulações são as condições sinóticas. Condições de fracos gradientes (altas pressões) são as mais favoráveis a ocorrência destes ventos.

Do ponto de vista prático, análise e prognósticos das circulações vale-montanha são obviamente de interesse em grandes vales, onde serviços meteorológicos para aviação estão envolvidos e, em vales industriais onde eles afetam previsões e estimativas de condições de ventilação, como as aplicadas a problemas de poluição do ar.

Estatísticas acumuladas ligando as características de circulações locais, com parâmetros de escoamento de grande escala são obviamente o mais valioso método de providenciar estimativas qualitativas do efeito das circulações vale-montanha e ventos de encosta. Iniciando do fato que ventos de encosta e circulações vale-montanha são principalmente determinadas pelos gradientes de temperatura horizontal entre montanhas e planícies, deve-se procurar por elos estatísticos entre o fenômeno ventos de encosta e o contraste de temperatura montanha planície.

O segundo parâmetro que tem um efeito na formação das circulações vale-montanha e de encosta é o vento. A fim de calcular o gradiente de temperatura horizontal entre as montanhas e a atmosfera livre, é necessário prognosticar temperaturas nas montanhas. Quando a cobertura de nuvens é largamente determinada pelas diferenças de temperatura entre montanhas e planícies, dados de cobertura de nuvens podem ser

Figura 2. Exemplo de um diagrama empírico, para a estimativa da intensidade das circulações vale-montanha, a partir de dados de cobertura de nuvens e velocidade do vento na vizinhança dos vales.(WMO-No.701)



usados em vez dos contrastes de temperatura montanha planície, para estimar quanto provável é que uma circulação vale montanha irá se formar. Este foi um método de aproximação usado por Burman e Roshchina (1969) nos Cáucacos, dando bons resultados.

Para estimativa da probabilidade de uma circulação vale montanha, os autores recomendam que um diagrama similar ao da figura 2, na página anterior, fosse compilado. Total de nuvens durante a primeira metade do dia (noite) são mostrados ao longo do eixo Y (estes dados podem ser derivados de observações de superfície ou satélite). Velocidade do vento na camada atmosférica próxima a superfície, sobre a planície, é mostrada contra o eixo X (a exata profundidade desta camada deve ser escolhida com referência a altura das montanhas). Pode-se, então, esboçar algumas isolinhas na carta e obter uma estimativa quantitativa da intensidade dos ventos de vale. Para usar empiricamente o diagrama mostrado na figura 2, é necessário prognosticar dados de vento e cobertura de nuvens. Prognósticos de dados de vento podem ser obtidos em cartas prognósticas, emitidas pelos maiores centros meteorológicos, enquanto que prognósticos de coberturas de nuvens podem ser compilados usando os procedimentos padrões. Dos dados prognósticos de vento e cobertura de nuvens é possível estimar a probabilidade que uma circulação vale montanha irá ocorrer.

#### 2.4 - CANALIZAÇÃO

Outro fenômeno de mesoescala que ocorre em vales é a chamada canalização. Wippermann (1983) mostrou que um escoamento de ar atravessando um vale sob qualquer ângulo será defletido em uma direção que é a do eixo do vale. Na realidade este comportamento é esperado ocorrer em pequenos e profundos vales, onde há separação do escoamento. Apesar disso o fenômeno foi observado em largos e rasos vales onde se esperava que o escoamento acompanhasse a topografia e não houvesse

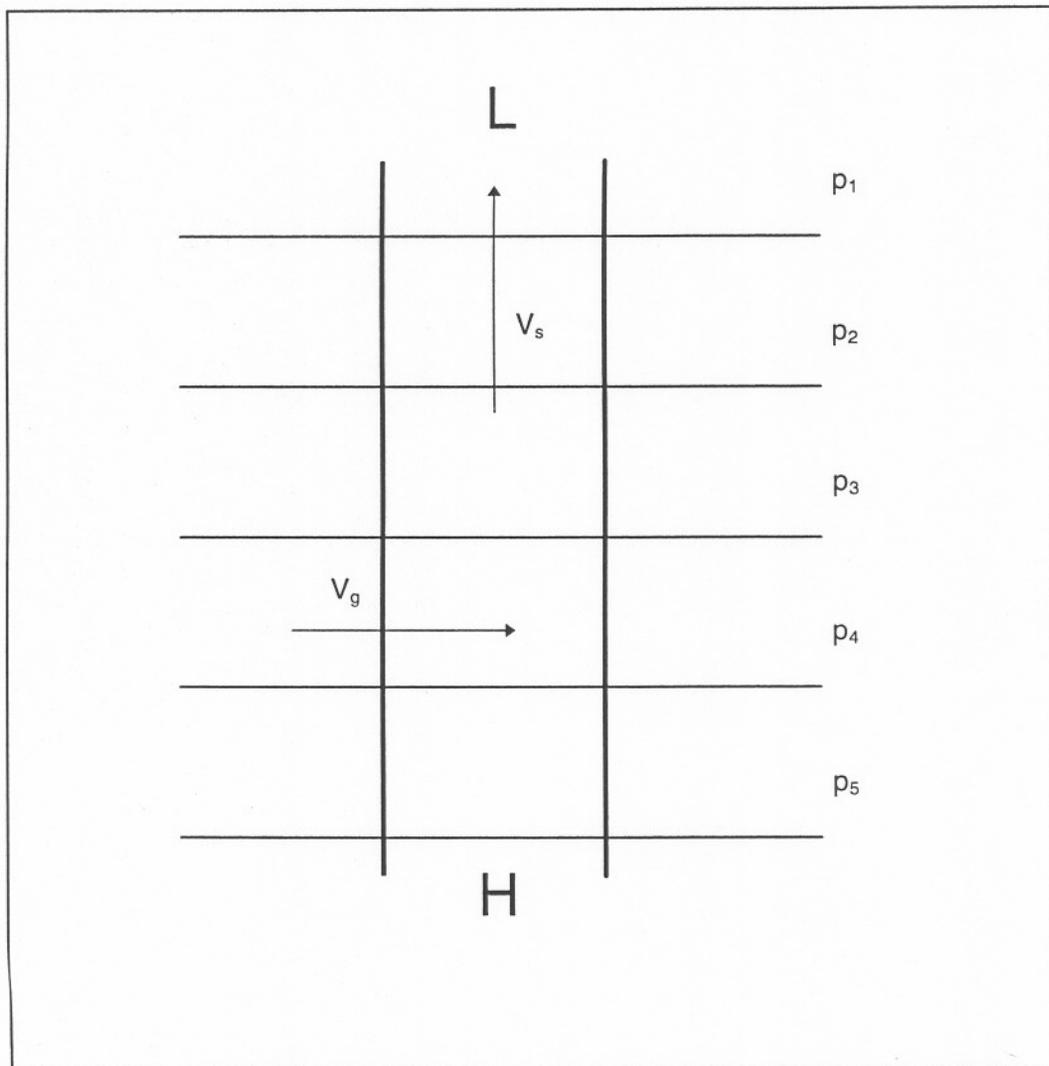
a separação. Wippermann e Gross (1981) avaliaram as observações de vento na superfície feitas por uma estação sinótica em Mannheim localizada próxima ao meio do vale do Reno. Eles observaram uma visível canalização dos ventos dentro do vale. As observações feitas no período de 1969-74 mostraram uma clara canalização do escoamento com direções preferenciais ao redor das direções norte-sul. Wippermann e Gross (1981) avaliaram ainda as frequências da direção do vento na superfície em Mannheim, dependentes da direção do vento geostrófico. Ventos de superfície paralelos ao vale apareceram para diversas direções do vento geostrófico. Contudo para direções do vento geostrófico ao redor da direção oeste a canalização foi mais pronunciada.

Fitzjarrald e Lala (1985) estudando o problema da ocorrência de nevoeiro conectada aos mecanismos na camada limite noturna no vale do rio Hudson (EUA) também observaram o fenômeno de canalização. O mesmo fenômeno é verdadeiro mas menos intenso quando a direção do escoamento é num ângulo qualquer relativo a orientação do eixo do vale. Segundo Fitzjarrald e Lala (1985) quando existe um gradiente de pressão ao longo de um vale (forte componente do vento geostrófico cruzando o vale), o efeito das paredes do vale é produzir um gradiente de pressão que se opõe à força de Coriolis. Anulado o efeito dessa força dentro do vale, o ar pode se deslocar seguindo somente a direção do gradiente de pressão fora do vale, surgindo assim o efeito de canalização.

Segundo Wippermann e Gross (1987) em um sistema não rotante um escoamento de ar atravessando um vale irá possivelmente formar uma circulação secundária dentro do vale. Contudo em um sistema em rotação o escoamento será defletido e então canalizado dentro do vale. A deflexão é para a esquerda no hemisfério norte e para a direita no hemisfério sul. A razão para esta deflexão é a desaceleração do escoamento dentro do vale devido a mais extensa seção transversal que o escoamento tem para percorrer. Este retardamento perturba o equilíbrio entre o gradiente de pressão horizontal e a força de Coriolis, causado pela diminuição da última. Conseqüentemente o escoamento será defletido na direção do gradiente de pressão de grande escala, que

tem a mesma direção do eixo do vale. Isto causa a canalização. A canalização é mostrada na figura 3 na página a seguir. Segundo Moraes (1994) a canalização pode ser analisada pelo princípio da vorticidade potencial. Quando um escoamento perpendicular encontra um vale a vorticidade potencial requer que ele adquira curvatura ciclônica para o norte. Isto é devido ao  $\Delta p$  que torna-se menor em valor absoluto quando o escoamento é alargado sobre o vale. Quando  $\Delta p$  retorna ao seu valor original à sotavento do vale o escoamento se curvará de volta para o sul. Ainda que para certas direções de escoamento de grande escala, relativo a direção do vale, a componente da velocidade ao longo do vale é oposta a componente fora do vale (não perturbada orograficamente). Esta circulação é chamada de corrente contrária. Koracin e Enger (1994) observaram o aparecimento de um vento em superfície supergeostrófico dentro de um vale associado com a componente oeste do vento geostrófico. Ventos máximos foram observados dentro do vale para alguns casos, enquanto que para outros nenhum máximo foi observado. As análises do escoamento em escala sinótica para esses dias mostraram que os ventos geostróficos eram de oeste nos casos de vento máximo e de sul nos casos de ventos mínimos. Para investigar os principais fatores causadores dessas diferenças Koracin e Enger (1993) utilizaram simulações numéricas em duas dimensões, em uma topografia simétrica e simplificada. De acordo com as simulações feitas pelo modelo, gradiente de pressão de grande escala (GPGE), gradiente de pressão de mesoescala (GPME), e força de Coriolis são os principais termos responsáveis pela estrutura do vento dentro do vale. Para o caso de vento geostrófico de oeste uma velocidade do vento supergeostrófico é simulada e corresponde a uma componente máxima de  $v$  (paralela ao eixo) a aproximadamente 400m acima do fundo de vale. A componente  $u$  é negligenciável até este nível e começa a aumentar acima. Isto é consequência do fato de que o termo do GPGE causa um aumento positivo na tendência da componente  $v$ , quando todos os outros termos são pequenos na equação de momentum na direção  $v$ . Este aumento na componente  $v$  é compensado por um valor

Figura 3. A canalização do vento em vales.  $V_g$  é o vento geostrófico e  $V_s$  é o vento em superfície.



negativo do termo do GPME. O sinal do GPME depende do sinal resultante do gradiente horizontal do terreno. Para ventos de oeste sobre o vale este termo é negativo próximo a superfície. Como consequência a componente  $u$  aumentará se o termo de Coriolis sobrepujar o GPME. De acordo com as equações de momento para a componente  $u$  (no modelo dos autores) um aumento na componente  $u$  limita o crescimento da componente  $v$  acima. O efeito líquido de um aumento na componente  $u$  e um decréscimo na componente  $v$  com a altura, é criar uma região de velocidades mínimas acima ou próxima as bordas do vale. Isto explica porque velocidades máximas são observadas dentro do vale e velocidades mínimas aparecem sobre as bordas para os casos de escoamento superior, predominantemente de oeste. Este efeito dos ventos sinóticos com uma componente de oeste, no aumento dos ventos de sul dentro do vale, juntamente com a alta frequência de ocorrência da componente de oeste dos ventos sinóticos, sobre o vale estudado explica a alta persistência dos ventos de vale e montanha de sul no verão. O impacto do GPME é dominante nas primeiras centenas de metros, onde as características topográficas são significantes, mas também o gradiente atinge sua influência na parte superior do vale, onde os ventos locais interagem com a advecção acima. Segundo Koracin e Enger (1994) o balanço entre termos de advecção, gradientes de grande e média escala e termos de difusão turbulenta parecem relevantes para dinâmica tanto diurna quanto noturna nos baixos níveis. Em altos níveis, em adição à advecção e gradiente de grande escala, o termo de Coriolis torna-se importante. Wippermann e Gross (1987) estudaram a canalização e a corrente contrária para um estado estacionário do vento na superfície dentro do vale do Reno. Esses estudos foram feitos por meio de simulações numéricas para uma atmosfera barotrópica e estável. Para o estudo cinco direções do vento geostrófico no estado estacionário foram simuladas. Estas direções foram escolhidas afim de se obter a transição da canalização para a corrente contrária e novamente para a canalização. No caso de vento geostrófico de oeste (perpendicular ao vale) o vento no vale foi completamente canalizado. Quando a

direção foi mudada para WNW o vento canalizado foi comprimido por uma zona de convergência situada a oeste, próximas às montanhas, mas ainda continuou escoando de sul. Para o caso de escoamento de NW surge uma primeira indicação de uma corrente contrária. No caso de escoamento de NNW uma pronunciada corrente contrária ocorre. Finalizando, para escoamento geostrófico de norte ( $22,5^{\circ}$  diferente da direção NNW) a componente paralela ao vale foi toda de norte para sul, principalmente na parte sul, onde ela era diretamente de norte, que foi novamente um efeito de canalização. Os resultados de Wippermann e Gross (1987) dão ênfase a importância de um melhor conhecimento da direção do vento de grande escala. Um pequeno erro ( $10^{\circ}$ - $20^{\circ}$ ) na direção pode causar um erro de  $180^{\circ}$  na direção do vento em superfície. As simulações mostraram que o campo do vento é muito mais irregular que o esperado onde a topografia é um pouco mais irregular. Estas irregularidade no campo do vento podem ser responsáveis por irregularidade no campo de concentração de qualquer material liberado por uma chaminé, por exemplo. Estas mudanças no padrão do escoamento canalizado com a direção do vento geostrófico também foi analisada por Koracin e Enger (1994) e seus resultados parecem concordar com os de Wippermann e Gross (1994). Segundo Koracin e Enger para uma pequena mudança na direção dos ventos superiores, os ventos dentro do vale mostram comportamento significativamente diferente. Durante três noites de observação em Katherine Landing (USA) direção dos ventos no vale mudou de sul para norte. Isto é uma consequência da dependência dos efeitos de canalização. De acordo com simulações a mudança da direção norte para sul nos ventos em superfície em Katherine Landing ocorreu ao redor de  $300^{\circ}$ . Para simulações em um vale ideal estendendo-se de norte a sul, as direções críticas foram em torno de  $180^{\circ}$  e  $360^{\circ}$ . A diferença entre as simulações da topografia ideal e verdadeira ocorre por causa que o verdadeiro vale tem seu eixo com um ângulo variável em relação a direção norte-sul. Além disso, diferenças entre medidas e simulações podem ser explicadas devido à

existência de ventos termais durante os três dias observados. Estas circulações não foram levadas em conta nas simulações.

Além da direção do vento com respeito ao vale, a velocidade do vento geostrófico também é um fator preponderante na formação dos efeitos de canalização. Fiedler e Prenosil (1980) realizaram medidas de velocidade do vento e temperatura no vale do Reno por meio de radiosondas e balão piloto. Observações efetuadas num período entre 1200 UTC e 1600 UTC no dia 17 de setembro de 1979, mostraram uma forte canalização dentro do vale para um vento geostrófico de oeste. Os autores notaram um aumento da canalização as 1600 UTC, embora seja esperado um decréscimo na intensidade da canalização com o aumento da instabilidade. No presente caso, o aumento na canalização foi devido ao aumento do vento geostrófico. A canalização estendeu-se quase duas vezes a altura das montanhas, este efeito é devido a um aumento vertical da mistura durante a tarde. É observado também, que o ajustamento da componente canalizada ao vento geostrófico se dá mais rapidamente durante a noite, quando a camada limite é mais estável. Em outras palavras a altura da camada onde está ocorrendo a canalização é mais rasa durante a noite. Isto é explicado pelo efeito de atrito que diminui quando a camada limite é menos espessa.

Wippermann (1981) em seu artigo deu uma explicação teórica para a canalização em vales. Usando um modelo linear para as equações de movimento, da continuidade e da 1ª Lei da Termodinâmica derivou expressões para as componentes do vento  $u$  e  $v$  próximas da superfície, onde  $u$  é a componente perpendicular ao eixo do vale e  $v$  a componente paralela. Nessas expressões as componentes eram descritas como variáveis dependentes do vento geostrófico acima. Ficou demonstrado ainda, que a canalização ocorria em maior magnitude (maiores valores de  $v$ ), quanto mais perpendicular fosse o vento geostrófico em relação ao eixo do vale.

Egger (1983) tentou dar uma explicação teórica para a canalização. Ele determinou a direção do vento na superfície para uma dada direção do vento

geostrófico. Contudo ele postulou que o escoamento separava-se ao chegar no vale e que um vórtice deveria existir no vale. Na realidade tais condições são esperadas ocorrerem em vales muito estreitos e profundos e não em vales como o do Reno, que são largos e rasos.

O efeito de canalização é naturalmente mais pronunciado nos casos de estratificação estável, mas aparece também em casos neutros, mesmo em vales muito largos como o do Reno.

Gleeson (1953) estudando analiticamente os ventos canalizados introduziu nas suas equações de momentum dois termos adicionais ( $q_u$  e  $q_v$ ). Estes termos representavam forças de um gradiente de pressão horizontal que se opunha à força de Coriolis. Segundo Gleeson um escoamento perpendicular ao vale deveria causar um acúmulo de ar no primeiro lado e um esvaziamento no outro, desde que as paredes do vale e o ar do outro lado destas paredes ajam como barreiras. A força do gradiente de pressão horizontal assim criada deveria se opor à força de Coriolis tendendo a estabelecer um escoamento paralelo ao vale. Esta força foi assumida ser proporcional à velocidade do vento e ao valor de  $q$  (limitado à  $0 \leq q \leq f$ ). No caso de  $q=f$  a força de Coriolis é balanceada pela força do gradiente horizontal de pressão tanto que o vento escoava sempre paralelo ao vale.

Moraes e Degrázia (1992), simulando numericamente um escoamento de ar atravessando um vale, estudaram o efeito da canalização para um estado estacionário do vento próximo ao solo. O efeito de canalização surgiu para  $F_r=0,33$  e  $R_o=2,11$ , enquanto que para  $F_r=1,33$  e  $R_o=10,52$  ele não ocorreu.

### 3. O MODELO.

#### 3.1 AS EQUAÇÕES DO MODELO

Modelos numéricos que simulam o comportamento de atmosfera partem das equações que governam o seu estado. Em nosso modelo vamos utilizar estas equações em coordenadas isostéricas ( $\alpha \equiv 1/\rho$ ).

O ponto de partida para a construção do nosso modelo são as equações de movimento e da continuidade. A forma básica da equação de movimento utilizada em trabalhos de meteorologia dinâmica é o primeiro passo para obtermos as equações de movimento horizontal e da hidrostática do modelo

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - fv + F_x \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + fu + F_y \quad (2)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g \quad (3)$$

,onde os termos do lado esquerdo de (1), (2) e (3) são as variações locais da velocidade e os termos de advecção pelo vento médio. No lado direito os primeiros termos são os

gradientes de pressão nas direções x, y, e z,  $f \cdot v$  e  $f \cdot u$  são os termos envolvendo a rotação da terra,  $F_r$  são os termos de atrito e  $g$  é a aceleração gravitacional da terra. Para alguns movimentos de mesoescala a atmosfera pode ser assumida como em equilíbrio hidrostático ( $w = 0$ ). Condição que se verifica quando as escalas horizontais envolvidas no movimento são muito maiores do que as escalas verticais. Wippermann (1981) concluiu que a aproximação hidrostática não deve ser aplicada para  $L < 10$  km, ainda que uma estratificação térmica mais estável do que a da atmosfera padrão possa permitir o uso da aproximação hidrostática em escalas horizontais menores do que 10 km. Como em nosso modelo a escala horizontal é da ordem de 180 km acelerações verticais serão negligenciadas. Se os termos de camada limite ( $F_r$ ) também forem desprezados, ou em outras palavras, se o atrito for desprezado, o sistema acima reduz-se à

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - f v \quad (4)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + f u \quad (5)$$

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g \quad (6)$$

As equações (4) e (5) são as equações do movimento horizontal e a equação (6) é a chamada equação da hidrostática. Outra equação à ser utilizada é a equação da continuidade, que na forma de divergente de massa pode ser apresentada como:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\rho \nabla \cdot V - V \cdot \nabla \rho \quad (7)$$

,onde o termo do lado esquerdo representa a variação local da densidade, e o termo do lado direito representa a divergência de massa. Como em nosso modelo vamos assumir incompressibilidade ( $\nabla \cdot \mathbf{V} = 0$ ) a equação (7) resulta em:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\mathbf{V} \cdot \nabla \rho \quad (8)$$

### 3.2 TRANSFORMAÇÃO DE COORDENADAS

A altura  $z$  não é a coordenada vertical mais conveniente para muitos propósitos. Outras coordenadas são utilizadas ao invés dela. Qualquer variável que seja função monotônica da altura pode ser usada como uma coordenada vertical independente. Por exemplo, em muitos modelos numéricos a pressão normalizada pela pressão na superfície do solo ( $\sigma=p/p_g$ ) é usada como uma coordenada vertical. Esta opção garante que o solo será uma superfície de coordenada ( $\sigma=1$ ) mesmo na presença de variações espaciais e temporais na pressão de superfície. Por outro lado em alguns modelos de mesoescala  $\sigma$  tem sido freqüentemente definido como função da altura do terreno ao invés da pressão. Isto é vantajoso pois a pressão é uma função do tempo enquanto que a altura do terreno não é.

A transformação de coordenada  $z$  para uma coordenada genérica  $\zeta$  pode ser entendida da seguinte maneira.

Considere uma coordenada vertical generalizada  $\zeta$ , que é assumida ser relacionada monotonicamente com a altura. Em termos de coordenadas  $z$ ,  $\zeta$  é uma função de  $x$ ,  $y$ ,  $z$  e  $t$ , que é,  $\zeta = \zeta(x,y,z,t)$ . Por outro lado, em termos de  $\zeta$  como uma coordenada vertical,  $z$  torna-se uma variável dependente, tanto que  $z=z(x,y,\zeta,t)$ . Qualquer outra variável escalar (ou vetor) dependente, digamos  $A$ , pode ser expressa

em termos de sistema de coordenadas como  $A(x,y,z,t)$  ou  $A(x,y,\zeta,t)$ . Estas funções tornam-se idênticas quando, tanto  $z$  ou  $\sigma$ , são substituídas por suas formas funcionais em termos da outra, que é:

$$A(x,y,\zeta,t) \equiv A(x,y,z(x,y,\zeta,t),t) \quad (9)$$

Agora se uma derivada parcial é tomada com respeito à  $s$ , onde  $s$  é  $x$ ,  $y$  ou  $t$ , o resultado é:

$$\left(\frac{\partial A}{\partial s}\right)_{\zeta} = \left(\frac{\partial A}{\partial s}\right)_z + \frac{\partial A}{\partial z} \left(\frac{\partial z}{\partial s}\right)_{\zeta} \quad (10)$$

onde o subscrito  $\zeta$  ou  $z$  representam a particular coordenada vertical. Similarmente, as derivadas verticais são assim relacionadas:

$$\frac{\partial A}{\partial \zeta} = \frac{\partial A}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial \zeta} \text{ ou, alternativamente, } \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{\partial A}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial z} \quad (11)$$

Se (11) é substituída em (10), o resultado é:

$$\left(\frac{\partial A}{\partial s}\right)_{\zeta} = \left(\frac{\partial A}{\partial s}\right)_z + \frac{\partial A}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial z} \left(\frac{\partial z}{\partial s}\right)_{\zeta} \quad (12)$$

A última expressão pode ser usada sucessivamente com  $s = x$  e  $y$  para formar o gradiente de  $A$  e similarmente com as componentes de um vetor  $B$  para dar o divergente bidimensional com os resultados,

$$\nabla_{\zeta} \cdot \mathbf{B} = \nabla_z \cdot \mathbf{B} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial z} \cdot \nabla_{\zeta} z \quad (13)$$

$$\nabla_{\zeta} A = \nabla_z A + \frac{\partial A}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial z} \nabla_{\zeta} z \quad (14)$$

Quando  $s = t$ , o resultado é:

$$\left( \frac{\partial A}{\partial t} \right)_{\zeta} = \left( \frac{\partial A}{\partial t} \right)_z + \frac{\partial A}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial z} \left( \frac{\partial z}{\partial t} \right)_{\zeta} \quad (15)$$

A derivada total em coordenadas  $\zeta$  é:

$$\frac{dA}{dt} = \left( \frac{\partial A}{\partial t} \right)_{\zeta} + \mathbf{V} \cdot \nabla_{\zeta} A + \zeta \frac{\partial A}{\partial \zeta} \quad (16)$$

Se utilizarmos as expressões acima para transformar as equações (4), (5) e (6) de coordenadas  $z$  para coordenadas  $\alpha$  obtemos

$$\left( \frac{\partial u}{\partial t} \right)_{\alpha} + u \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{\alpha} + v \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{\alpha} - fv + \left( \frac{\partial M}{\partial x} \right)_{\alpha} = 0 \quad (17)$$

$$\left( \frac{\partial v}{\partial t} \right)_{\alpha} + u \left( \frac{\partial v}{\partial x} \right)_{\alpha} + v \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)_{\alpha} + fu + \left( \frac{\partial M}{\partial y} \right)_{\alpha} = 0 \quad (18)$$

$$\left( \frac{\partial M}{\partial \alpha} \right) = p \quad (19)$$

## 4. CÓDIGO NUMÉRICO

O modelo usado nesse estudo foi desenvolvido por Smolarkiewicz(1991). O modelo é um esquema em diferenças finitas e é uma extensão dos esquemas referidos na literatura como do tipo "Crowley". A extensão aqui referida é no sentido de que os termos arbitrários forçantes estão incluídos.

### 4.1 INTRODUÇÃO

Equações prognosticas para fluidos podem ser escritas em uma forma compacta dada por:

$$\frac{\partial \psi^\beta}{\partial t} + \nabla \circ (\mathbf{v} \psi^\beta) = R^\beta(\psi^\beta) \quad (23)$$

onde  $\psi \equiv (\psi^1, \dots, \psi^n)$  é um vetor de N variáveis descrevendo unicamente o estado do fluido,  $\mathbf{v}$  o vetor velocidade, e  $R^\beta$  combina todos termos fontes ou forçantes. Embora em muitas aplicações  $\mathbf{v}$  é idêntico com, digamos,  $(\psi^1, \psi^2, \psi^3)$ , em geral,  $\mathbf{v}$  é uma função das variáveis do fluido. Discretizações com diferenças finitas de (23) caem em duas categorias conceitualmente distintas. Na primeira categoria todos os termos em (23) são aproximados independentemente à uma desejada ordem de exatidão; isto conduz, por exemplo, à uma classe de algoritmos centrados no tempo e no espaço. Na

segunda categoria, as derivadas temporais em (23) são aproximadas com esquemas avançados no tempo, e os erros de truncamento proporcionais às derivadas temporais de  $\psi^b$  são apropriadamente compensados pela exploração da informação contida no sistema (23).

Na ausência de forçantes o sistema (23) reduz-se a um desacoplado sistema de equações de transporte por advecção, que podem ser aproximadas separadamente usando algoritmos advectivos de desejadas propriedades. A literatura sobre esquemas advectivos é enorme. Entre uma variedade de aproximações, esquemas avançados no tempo (dissipativos) tem uma longa tradição em literatura meteorológica. Os esquemas dissipativos de advecção tem importantes vantagens. Eles oferecem arbitrária exatidão para escoamentos uniformes, não contém modos computacionais, requerem menos armazenagem do que algoritmos de múltiplos níveis temporais e são fáceis para modificar e codificar.

Os esquemas advectivos elementares foram costumeiramente derivados para escoamentos uniformes unidimensionais. Sua extensão para problemas multidimensionais é freqüentemente resolvida por meio de aproximações "time-split". Contudo, afim de manter a segunda ordem de exatidão destas soluções deve-se assegurar que o esquema empregado seja totalmente de segunda ordem de exatidão. Uma comum aproximação, que é obtida da primeira categoria, é aplicar um esquema advectivo para os termos do lado esquerdo de (23) e aproximar os termos do lado direito à uma desejada ordem de exatidão. Infelizmente, tal aproximação é somente de primeira ordem, uma consequência da desconsideração dos termos fontes/forçantes na derivação dos esquemas dissipativos de advecção. No modelo apresentado a seguir, concebido por Smolarkiewicz (1991), estes erros são derivados suas consequências são discutidas e seus meios de compensação apresentado.

#### 4.2 DIFERENCIAÇÃO DISSIPATIVA DE SEGUNDA ORDEM DA EQUAÇÃO (23)

Afim de obter uma aproximação dissipativa de segunda ordem para (23), é suficiente considerar uma simples equação

$$\left(\frac{\partial\phi}{\partial t}\right) + \nabla \circ (v\phi) = R \quad (24)$$

A discretização temporal de (24) é assumida como

$$\frac{\phi^{n+1} - \phi^n}{\Delta t} + \nabla \circ (v^{n+1/2} \phi^n) = R^{n+1/2} \quad (25)$$

,onde o índice  $n$  significa nível temporal. Seguindo a maneira usual e expandindo em segunda ordem em serie de Taylor, (25) resulta em

$$\frac{\partial\phi}{\partial t} + \frac{1}{2}\Delta t \frac{\partial^2\phi}{\partial t^2} + \nabla \circ \left[ \left( v + \frac{1}{2}\Delta t \frac{\partial v}{\partial t} \right) \phi \right] = R + \frac{1}{2}\Delta t \frac{\partial R}{\partial t} + \varphi(\Delta t^2) \quad (26)$$

derivando (26) em relação ao tempo obtemos

$$\left(\frac{\partial^2\phi}{\partial t^2}\right) + \nabla \circ \left( \frac{\partial v}{\partial t} \phi + v \frac{\partial\phi}{\partial t} \right) = \frac{\partial R}{\partial t} + \varphi(\Delta t). \quad (27)$$

Desde que (26) implica em

$$\frac{\partial\phi}{\partial t} = -\nabla \circ (v\phi) + R + \varphi(\Delta t), \quad (28)$$

(27) pode ser rescrito como

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = \nabla \circ \left[ -\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} \phi + \mathbf{v}(\mathbf{v} \circ \nabla \phi) + \mathbf{v} \phi (\nabla \circ \mathbf{v}) - \mathbf{v} \mathbf{R} \right] + \frac{\partial \mathbf{R}}{\partial t} + \phi(\Delta t) \quad (29)$$

Implementando (29) em (26) e reagrupando os termos que não se cancelam, conduz finalmente à

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi}{\partial t} + \nabla \circ (\mathbf{v} \phi) = \mathbf{R} - \nabla \circ \left[ \frac{1}{2} \Delta t \mathbf{v} (\mathbf{v} \circ \nabla \phi) + \frac{1}{2} \Delta t \mathbf{v} \phi (\nabla \circ \mathbf{v}) \right] + \\ + \nabla \circ \left( \frac{1}{2} \nabla t \mathbf{v} \mathbf{R} \right) + \phi(\Delta t^2) \end{aligned} \quad (30)$$

Na equação acima, todos os erros  $\phi(\Delta t)$  devido a diferenciação em (25) já são expressos pelas derivadas espaciais. Consequentemente, um esquema  $\phi(\Delta t^2)$  para (25) pode ser obtido pela subtração dos termos do lado direito das aproximações avançadas no tempo de (24) dos restantes erros de truncamento.

A compensação do segundo termo do lado direito da equação (30) não representa qualquer dificuldade especial e pode ser atingida por exemplo por uma apropriada representação em diferenças finitas do 2º termo do lado direito de (30).

A compensação de  $\frac{1}{2} \Delta t \nabla \circ (\mathbf{v} \mathbf{R})$  em (30) pode ser atingida de diversas maneiras, dependendo do particular problema em questão e discretização empregada. Uma simples e eficiente é desacoplar a posição temporal do campo de velocidade do escalar transportado. O algoritmo dissipativo de segunda ordem resultante pode ser então compactamente escrito como

$$\phi_i^{n+1} = \phi_i^n - All_i \left( \phi^n, \alpha^{n+1/2} \right) + R_i^{n+1/2} \Delta t - Al_i \left( \frac{\Delta t}{2} R^n, \alpha^n \right) \quad (31)$$

,onde All é um operador fluxo-divergente-advectivo de um selecionado esquema advectivo dissipativo, Al é o mesmo operador, mas do esquema de célula doadora de primeira ordem de exatidão,  $\alpha$  é um vetor dos números de Courant locais, e  $i$  denotando uma posição sobre o grid. Na horizontal todas as variáveis são definidas no mesmo ponto de grade; na direção  $\alpha$  o campo de velocidade e o potencial de Montgomery são intercalados em relação à pressão. A discretização temporal é apresentada em Smolarkiewicz (1991) e utiliza o esquema não linear MPDATA para os termos de advecção envolvidos na equação. Este esquema compensa o termo erro forçante que é uma consequência da desconsideração deles na derivação dos esquemas do tipo "Crowley". O intercalamento espacial é obtido pela média da variável velocidade entre dois pontos de grade adjacentes, enquanto que ao intercalamento temporal, assumida em (23), emprega a extrapolação das velocidades dos níveis temporais  $n-1$  e  $n$ .

A integração temporal das equações discretizadas procede em 3 fases. Primeiro, os números de Courant advectivos e as variáveis transportadas são definidas usando  $u$ ,  $v$  e  $p$  em níveis temporais e espaciais adequados e a advecção é resolvida usando o algoritmo MPDATA (Smolarkiewicz 1983). O esquema MPDATA requer que os números de Courant advectivos sejam intercalados em relação às variáveis transportadas. Este intercalamento é obtido fazendo a média entre dois pontos de grade adjacentes. Segundo, os novos valores da pressão são recalculados e a relação hidrostática fornece novos valores do potencial de Montgomery. Terceiro, tendo disponível os novos valores da pressão e do potencial de Montgomery os termos forçantes das equação de momentum são incluídos. Finalmente os novos valores do campo de velocidade são obtidos.

Afim de simular uma extensão infinita de fluido um absorvedor de ondas de gravidade é incorporado na parte superior da grade e condições simétricas são adotadas nos contornos. O domínio computacional cobre 25 pontos em ambas as direções horizontais com igual espaçamento de grade. Na vertical é usado 13 pontos com igual espaçamento.

## 5. RESULTADOS E DISCUSSÕES

Os resultados de 5 experiências numéricas são agora apresentados. Foram analisadas saídas gráficas do modelo num estado estacionário para diversos valores do número de Froude e Rossby. O estado estacionário é obtido computando a evolução temporal até que nenhuma mudança significativa ser observada. A suposição é de que o estado final não depende das condições iniciais, mas somente das condições de contorno. Smolarkiewicz e Rotunno (1989) testaram diferentes condições em um modelo semelhante e verificaram que, não apenas o estado final é independente do estado inicial mas também o tempo para o estado de equilíbrio ser alcançado é quase insensível as condições de partida. Resultados destas simulações são também comparados com as de outros autores.

### 5.1 EXPERIÊNCIA 1.

Os resultados do que vamos chamar de experiência 1 são apresentados nas figuras 4, 5 e 6. A figura 4 mostra como o modelo é inicializado em cada experiência. Nesta inicialização é imposto que as superfícies de densidade constante  $\alpha$  acompanhem o terreno. Isto facilita a integração numérica, além de encurtar o tempo necessário para o modelo atingir o estado estacionário. Esta primeira experiência rodou com:  $U=10\text{m/s}$ ;  $N=0,02\text{s}^{-1}$ ;  $h=750\text{ m}$ ;  $L= 48\text{ km}$  e  $\theta =90^\circ$ , que corresponde a um vale localizado à  $90^\circ$  de latitude norte. Com estes parâmetros os correspondentes números de Froude e Rossby

Figura 4. Esboço da estrutura vertical das superfícies  $\alpha$  no estado inicial.

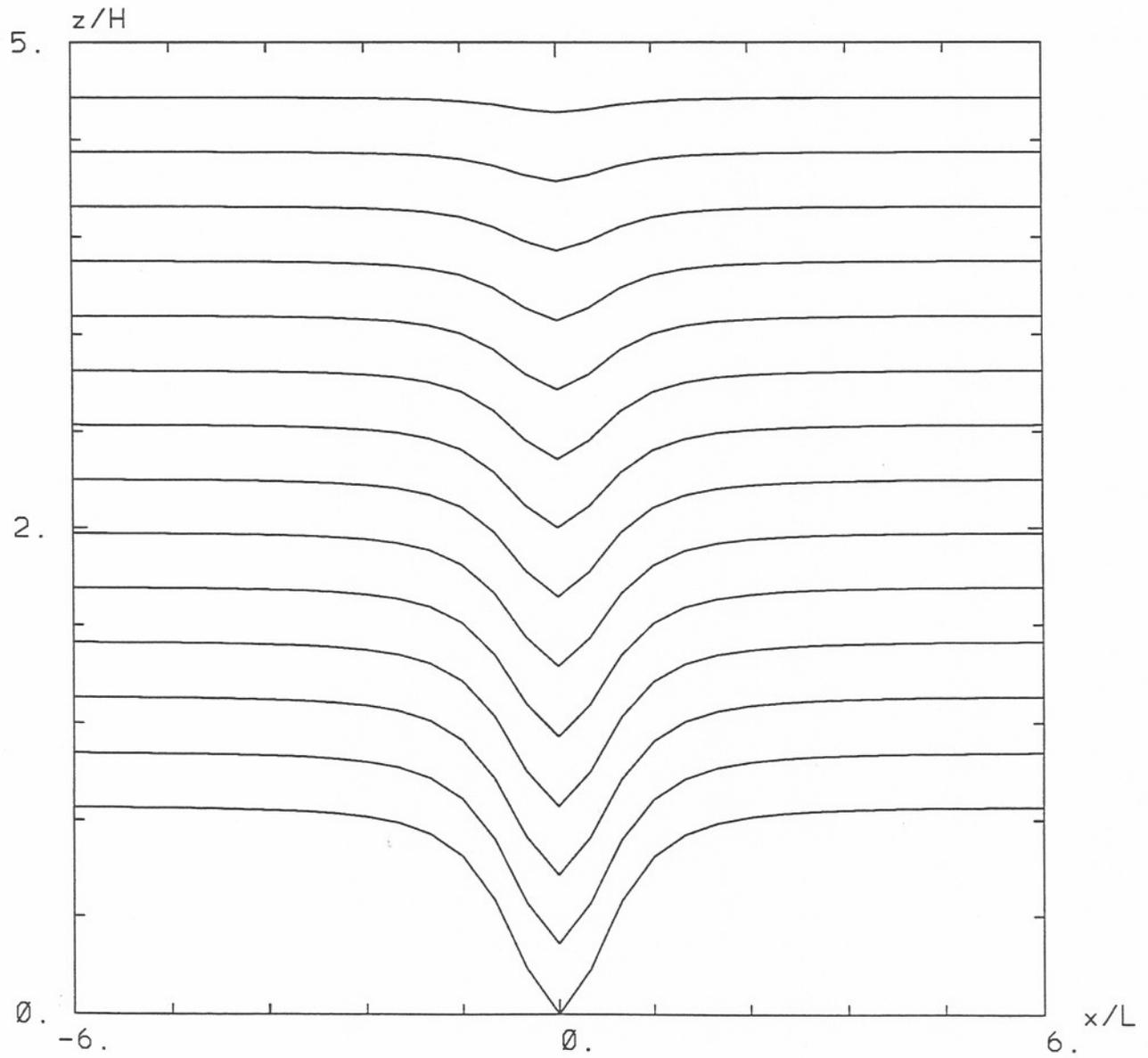


Figura 5. Esboço da estrutura vertical das superfícies  $\alpha$  no plano central para  $F_r=0,66$  e  $Ro=1,43$ . O estado estacionário foi obtido após 360 passos de integração.

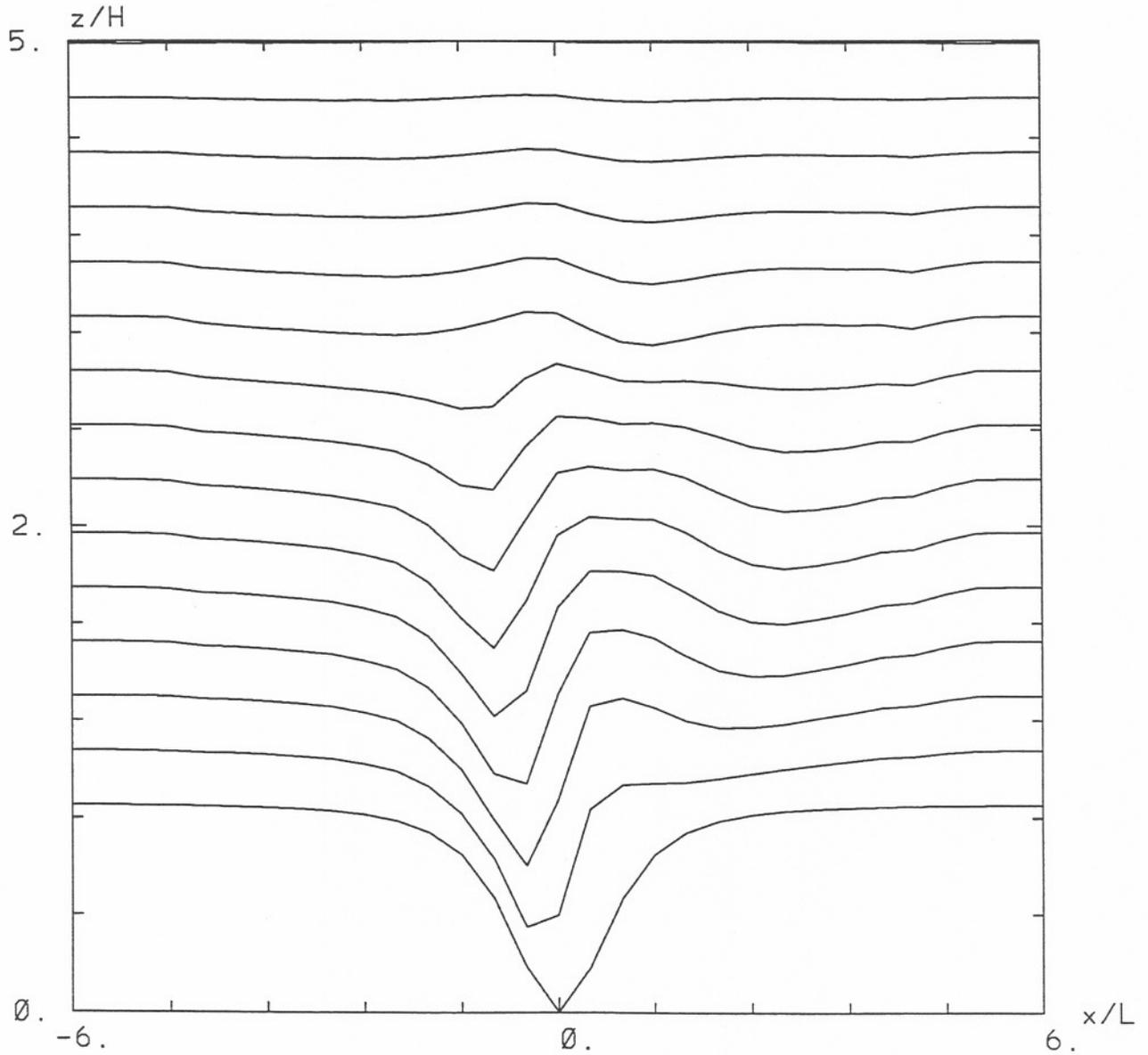
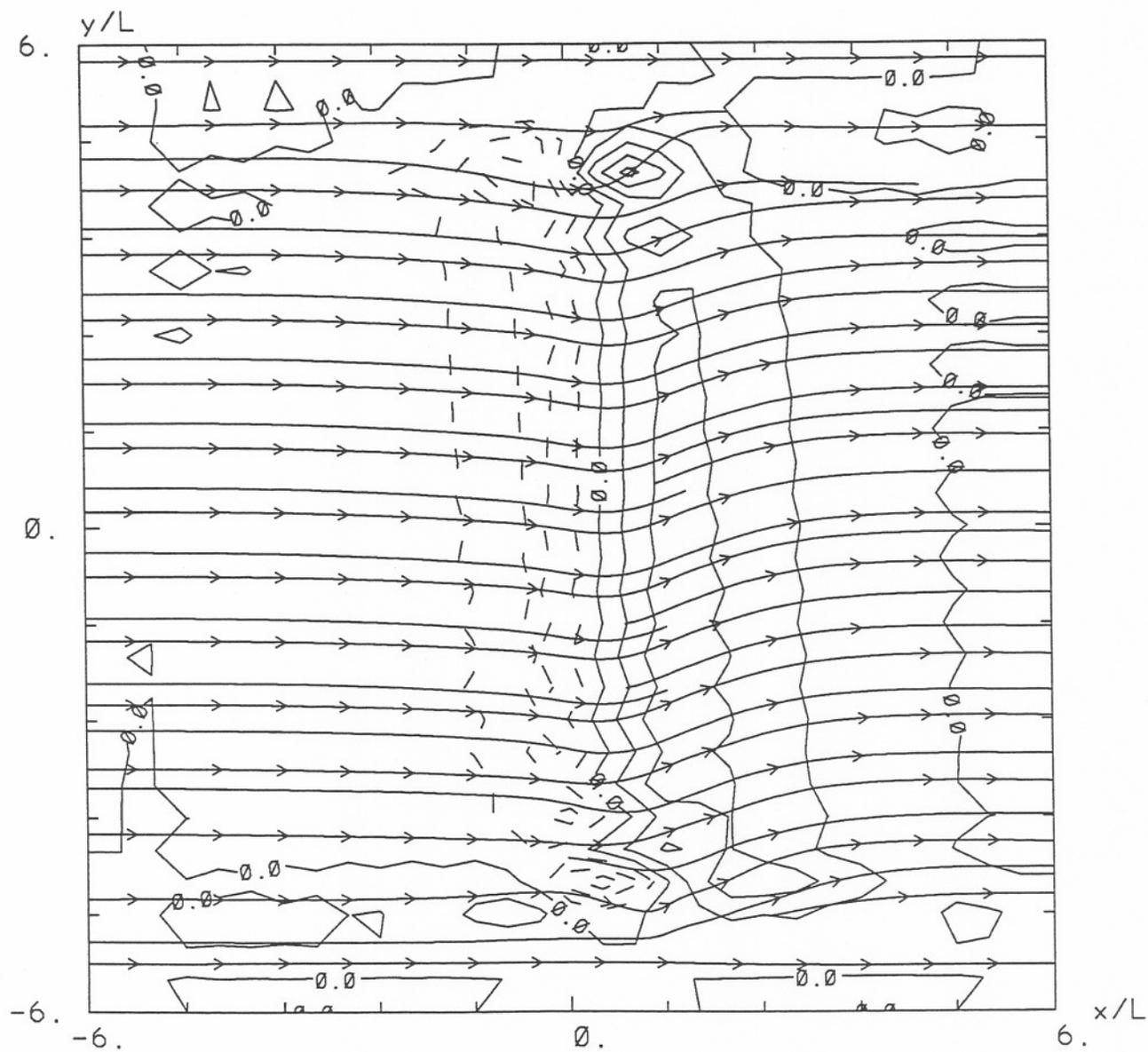


Figura 6. Estado estacionário das linhas de corrente próximas à superfície no plano x-y para  $F_r=0,66$  e  $R_o=1,43$ . O estado estacionário foi obtido após 360 passos de integração.



são respectivamente 0,66 e 1,43. Nas figuras 5 e 6 é apresentado o estado estacionário após 360 passos de integração. Observando o perfil vertical das superfícies de  $\alpha$  constante no plano x-z na figura 5, se verifica um padrão de ondas de gravidade. Estas ondas se propagam na vertical e o distúrbio decai a medida que a altura cresce. As linhas de fase inclinam-se em direção ao vento médio, como apontado por Smith (1979), está conectado com a propagação de energia na vertical. Na figura 6 observa-se no plano x-y as linhas de correntes próximas à superfície. Nota-se que não há a formação do efeito de canalização.

## 5.2 EXPERIÊNCIA 2

Na experiência 2 são utilizados os mesmos valores para U, N, h, e  $\theta$  porém a largura do vale L foi estendida para 100 km. Os resultados são apresentados nas figuras 7 e 8. Nesta experiência  $F_r$  e  $R_o$  são respectivamente 0,66 e 0,69. Observa-se na figura 7 que o padrão de ondas de gravidade agora é menos pronunciado, resultado da maior largura do vale.

O escoamento de um fluido uniformemente estratificado que incide sobre um obstáculo torna-se altamente complexo quando o número de Froude é menor que a unidade. Neste regime tanto a teoria linear como a potencial falham para descrever o escoamento. No entanto, nestes dois primeiros casos, onde  $F_r=0,66$ , ainda se observa a existência de ondas de gravidade (que são descritas pela teoria linear). Isto demonstra a validade e a importância das simulações numéricas em problemas atmosféricos. A figura 8 mostra o campo de velocidade do vento próximo à superfície. Mais uma vez observa-se que para estes valores de  $F_r$  e  $R_o$  não é observado o efeito de canalização.

Figura 7. Esboço da estrutura vertical das superfícies  $\alpha$  no plano central para  $F_r=0,66$  e  $R_o=0,69$ . O estado estacionário foi obtido após 360 passos de integração.

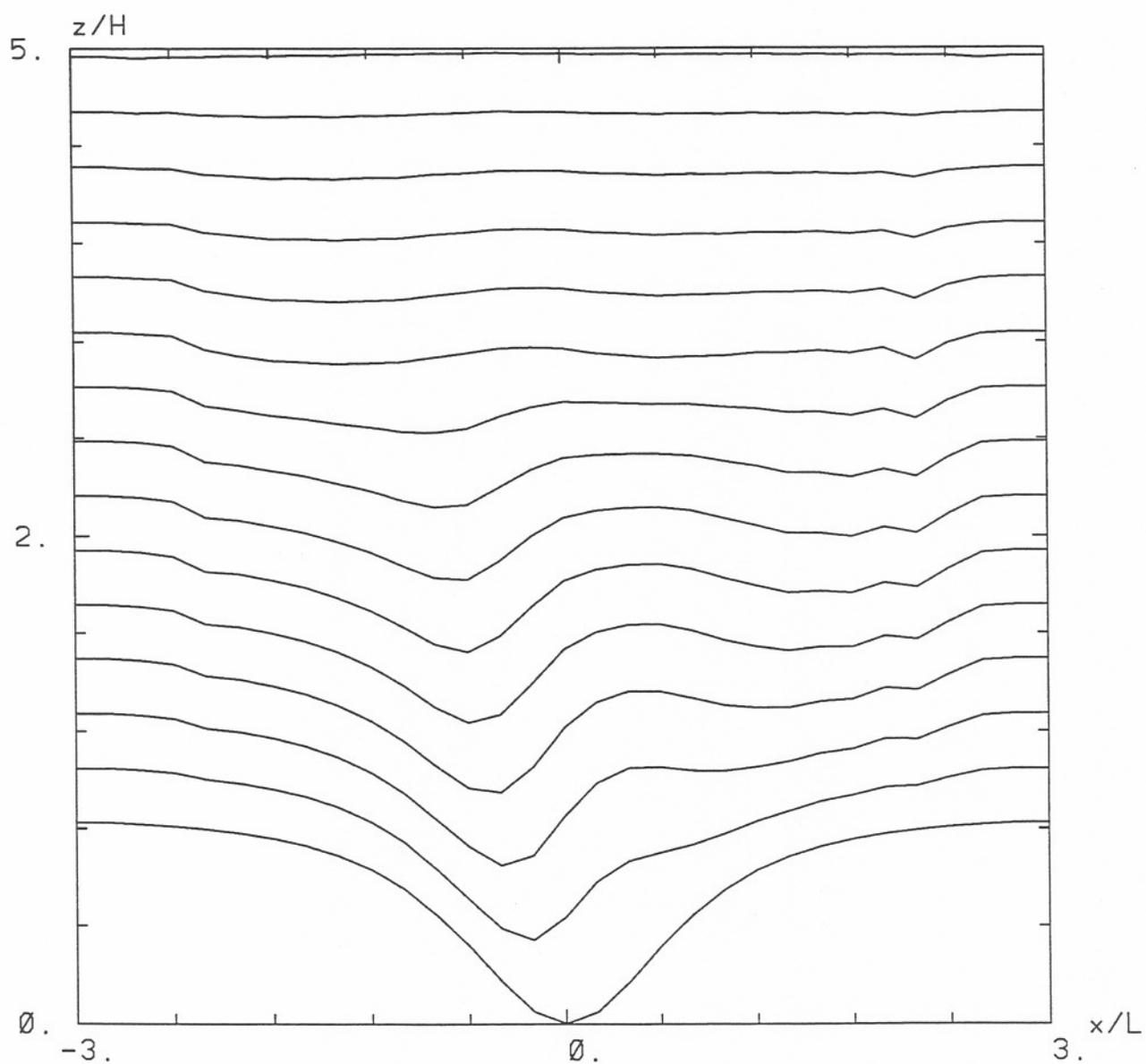
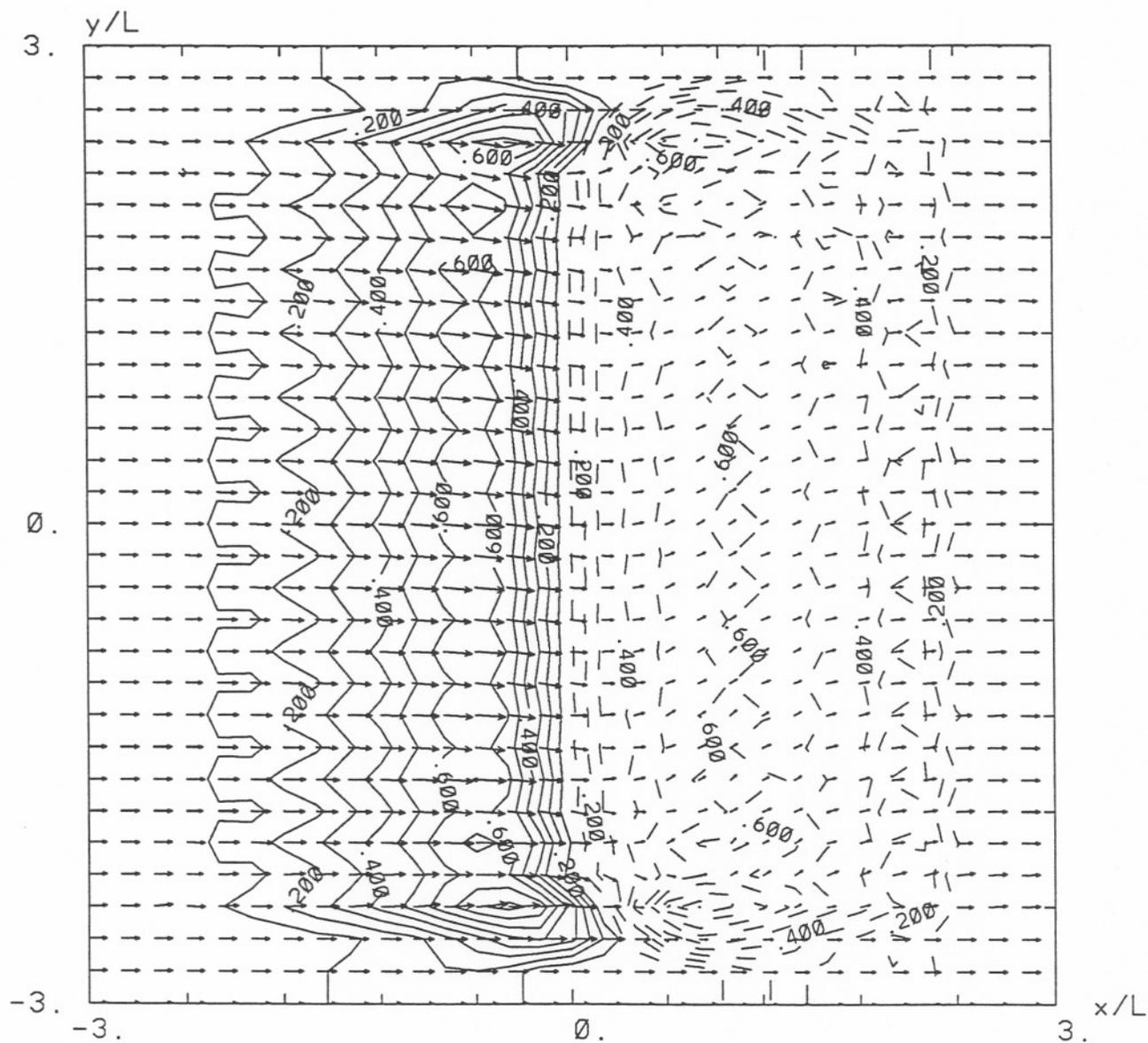


Figura 8. Campo de velocidade do vento próximo à superfície para  $F_r=0,66$  e  $R_o=0,69$ . O estado estacionário foi obtido após 360 passos de integração.



### 5.3 EXPERIÊNCIA 3.

Na experiência 3 foram utilizados os mesmos valores da experiência 1, porém o valor da velocidade de grande escala  $U$  foi de 5m/s. Os números de Froude e Rossby são agora respectivamente 0,33 e 0,71. Os resultados são apresentados nas figuras 9 e 10. Através da figura 9 observa-se mais uma vez um padrão de ondas de gravidade, porém agora um pouco menos acentuadas. Isto é resultado da dependência da amplitude das ondas de gravidade com a velocidade  $U$ , pois neste caso a largura do vale é a mesma que em 1, e portanto a perturbação causada pelo vale deveria ser a mesma. Pode-se verificar esta dependência através da equação abaixo.

$$\nabla \cdot (\bar{c}_g \rho_0 A^2 / U) = 0 \quad (26)$$

Se o termo dentro do parentes é considerado como sendo constante, quando a velocidade diminui, a amplitude tem também de diminuir para a relação se manter constante.

Nesta experiência a estratificação térmica é maior, e portanto, segundo Wippermann (1984), condições para a ocorrência do fenômeno são maiores. Desta vez, através da figura 10, observa-se o fenômeno de canalização.

### 5.4 EXPERIÊNCIA 4.

Os resultados do experimento 4 são agora apresentados através das figuras 11, 12 e 13. Este experimento rodou com os seguintes parâmetros:  $U=8\text{m/s}$ ,  $N=0,04\text{s}^{-1}$ ,  $h=600\text{ m}$ ,  $L=30\text{ km}$  e  $f=1,263 \times 10^{-4}\text{ s}^{-1}$  que corresponde à um vale localizado a  $60^\circ$  de latitude norte. Com estes valores Froude e Rossby são respectivamente 0,33 e 2,11. O passo de tempo utilizado foi de 10 s e o espaçamento horizontal na grade de 5 km. Após 540

Figura 9. Esboço da estrutura vertical das superfícies  $\alpha$  no plano central para  $F_r=0,33$  e  $R_o=0,71$ . O estado estacionário foi obtido após 1080 passos de integração.

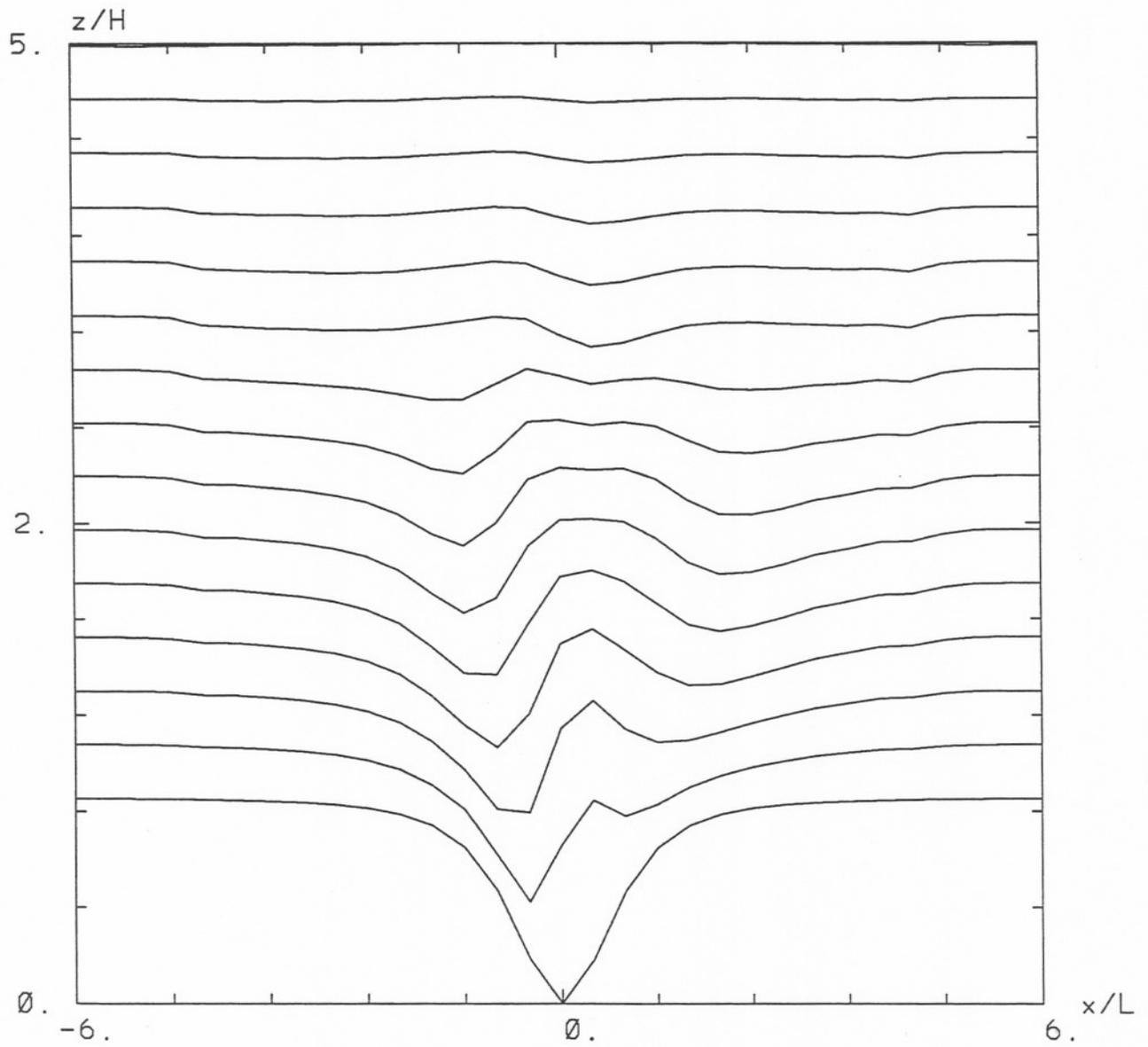


Figura 10. Estado estacionário das linhas de corrente próximas à superfície no plano x-y para  $F_r=0,33$  e  $R_o=0,71$ . O estado estacionário das foi obtido após 1080 passos de integração.

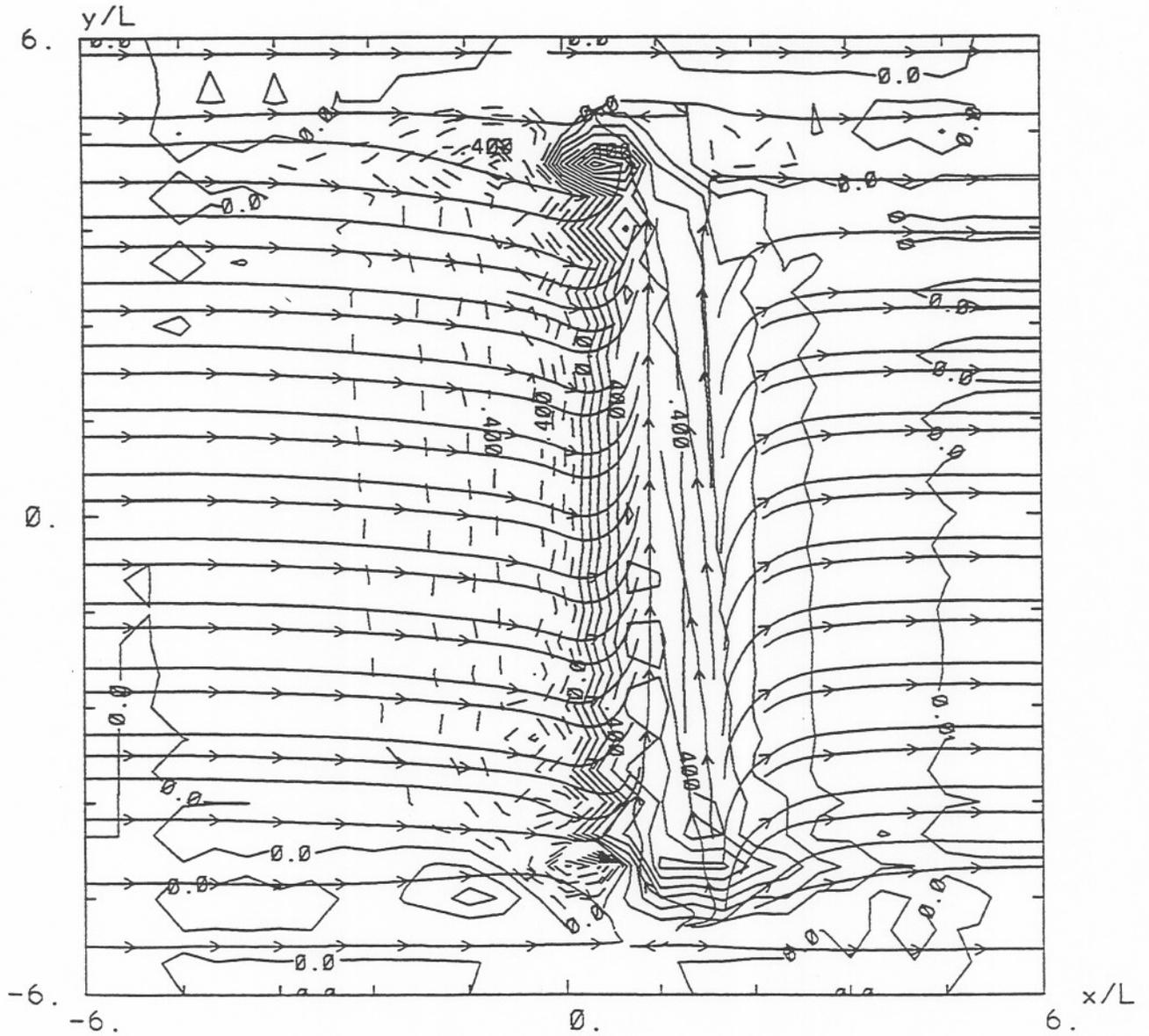


Figura 11. Esboço da estrutura vertical das superfícies  $\alpha$  no plano central para  $F_r=0,33$  e  $R_o=2,11$ . O estado estacionário foi obtido após 540 passos de integração.

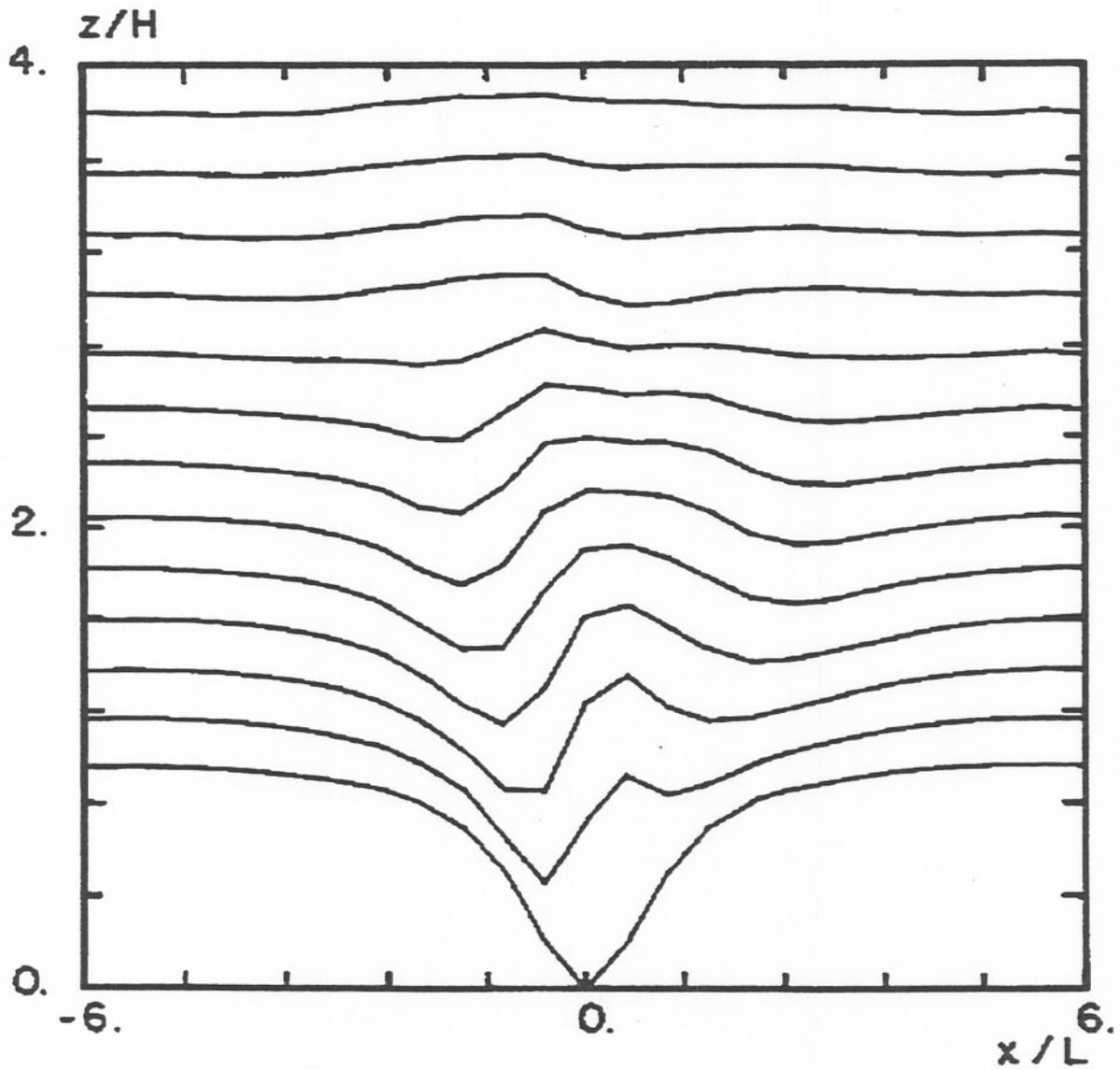


Figura 12. Estado estacionário das linhas de corrente próximas à superfície para  $F_r=0,33$  e  $R_o=2,11$ . O estado estacionário foi obtido após 540 passos de integração.

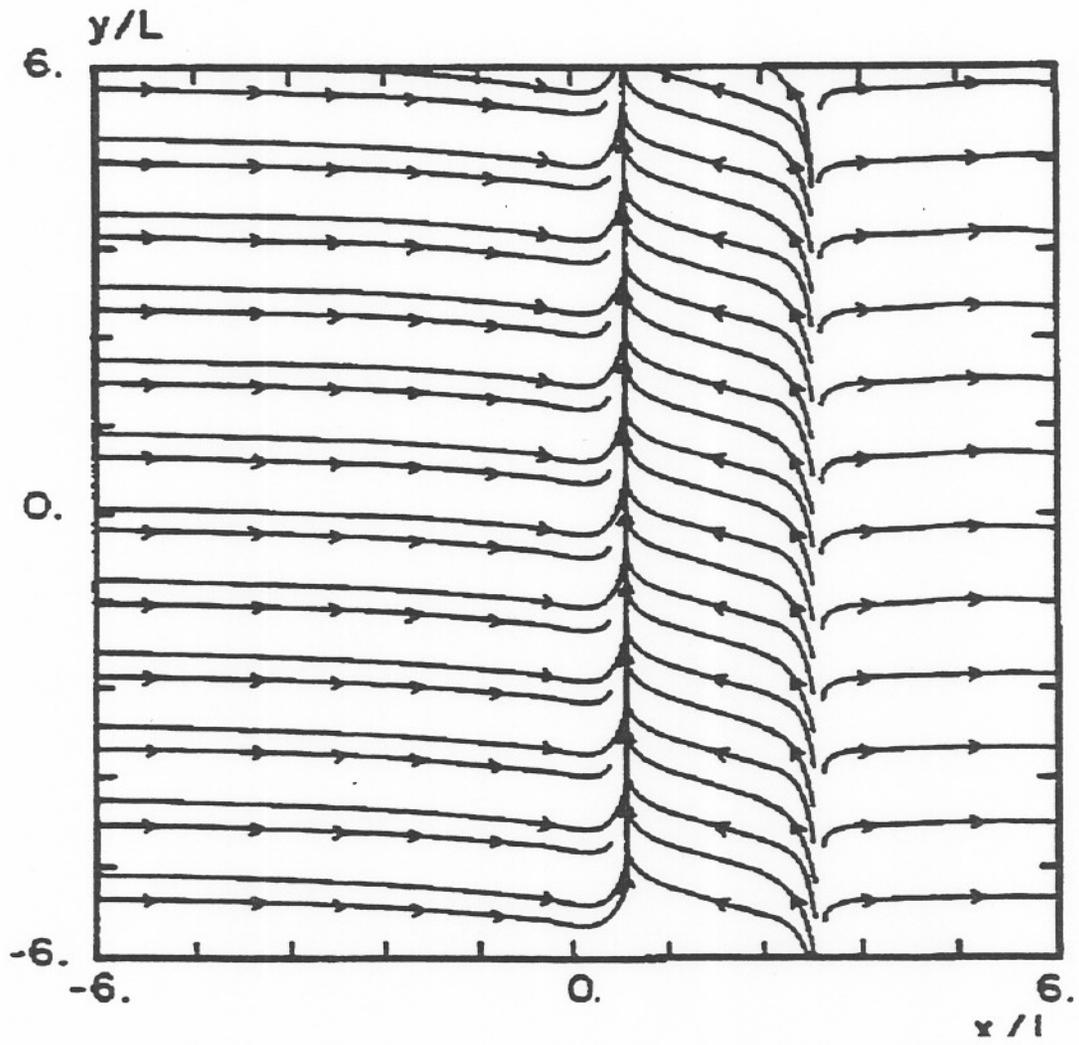
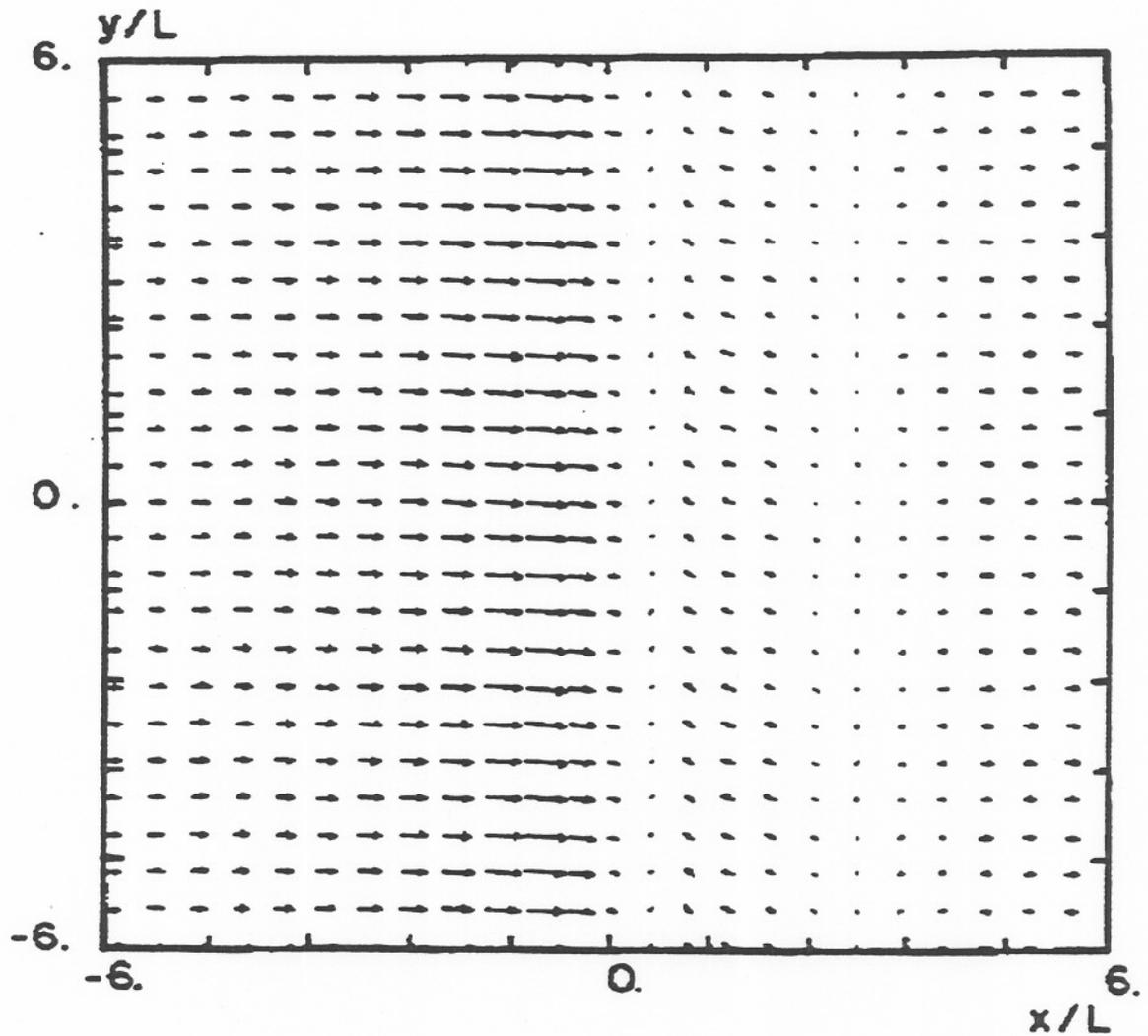


Figura 13. Campo de Velocidade do vento próximo à superfície para  $F_r=0,33$  e  $R_o=2,11$ .  
O estado estacionário foi obtido após 540 passos de integração.



passos de integração os resultados não mudaram de maneira significativa, permitindo que o escoamento fosse considerado como estacionário. Outra vez pode-se observar um padrão de ondas de gravidade se propagando com uma frequência intrínseca menor do que a frequência de Brunt-Vaisala, ver figura 11. Na figura 12 é apresentado as linhas de corrente próximas da superfície. Nesta figura observa-se mais uma vez o efeito de canalização. O escoamento penetra no vale e por alguma razão física é acelerado na direção de seu eixo. O maior valor da componente  $u$  da velocidade ocorre antes da linha no centro do vale. Então ela decresce e próximo à linha do centro do vale ele atinge o valor zero. Depois do centro do vale seu valor é negativo. Este valor negativo da componente  $u$  pode estar associado com a separação do escoamento à sotavento do obstáculo que origina uma região de circulação reversa.. Segundo Lee, Barr, Snyder e Lawson (1981) obstáculos muito inclinados também dão origem à estes tipos de circulação. Veja a figura 13. Em outras palavras a velocidade  $u$  aumenta antes do eixo do vale, decresce (atingindo valores negativos) e aumenta novamente. Os mesmos autores apresentaram uma figura onde esta componente é acelerada sobre as paredes do vale e freada dentro dele. O aumento na velocidade do vento no lado esquerdo do vale e seu decréscimo no lado direito é uma face especialmente interessante do modelo. Observa-se  $u=0$  em duas linhas. A primeira localizada próxima ao centro do vale e é relacionada com uma zona de convergência. A segunda localizada próximo a saída do vale e é relacionada com uma zona de divergência. Esta zona de divergência também pode ser observada nas simulações numéricas de Gross e Wippermann (1987). A primeira região de  $u=0$  é a condição matemática para a canalização. Esta região é relacionada com o fenômeno de estagnação. Ele ocorre quando o número de Froude é menor que um determinado valor crítico. Baixos valores de  $F_r$  implicam que a velocidade média do escoamento é relativamente baixa e a estratificação térmica relativamente alta, implicando em baixos valores de energia cinética do escoamento, que o impossibilitam de escapar do vale. De modo oposto, altos valores de  $F_r$  implicam que há energia

cinética suficiente para que o escoamento possa escapar do vale. Segundo Bell e Thompson (1979) quando isto ocorre o vale é dito ventilado. Os mesmos autores simulando numericamente um escoamento atravessando um vale observaram que a ventilação ocorria sempre que o número de Froude excedia um valor de 1,3. Este mesmo valor foi encontrado por Osvaldo e Degrázia (1989).

## 5.5 EXPERIÊNCIA 5.

Os resultados do experimento 5 são agora apresentados através das figuras 14 e 15. Este experimento rodou com os seguintes parâmetros:  $U=8$  m/s;  $h=600$ m;  $L=30$  km;  $N=0,01$  s<sup>-1</sup> e  $f=2,53 \times 10^{-5}$  s<sup>-1</sup> que corresponde a um vale localizado à 10<sup>o</sup> de latitude norte. Consequentemente os respectivos números de Froude e Rossby foram 1,33 e 10,25. Após 540 passos de integração o estado de equilíbrio foi atingido. Neste experimento não há formação de uma região de bloqueio dentro do vale, resultando em velocidades maiores do que zero em todo escoamento. Portanto não há observação de circulação secundária dentro do vale. Figura 15. Quando os números de Froude e Rossby aumentam o papel exercido pelas forças de Coriolis e de empuxo diminuem. O aumento do número de Froude é associado com o decréscimo da frequência de Brunt-Vaisala ou o aumento da velocidade do vento. Nesta situação haverá movimento vertical e as parcelas do fluido serão defletidas verticalmente de modo a seguir o terreno (este comportamento é freqüentemente observado em escoamentos sobre montanhas). Particularmente se o número de Froude é maior do que 1 a frequência intrínseca dos movimentos é maior do que a frequência de empuxo e ondas de gravidade tornam-se difíceis de ocorrer. Nós podemos observar isto na figura 14 onde é mostrado as superfícies  $\alpha$  em uma seção transversal na vertical através do centro do plano.

Figura 14. Esboço da estrutura vertical das superfícies  $\alpha$  no plano central para  $F_r=1,33$  e  $R_o=10,25$ . O estado estacionário foi obtido após 540 passos de integração.

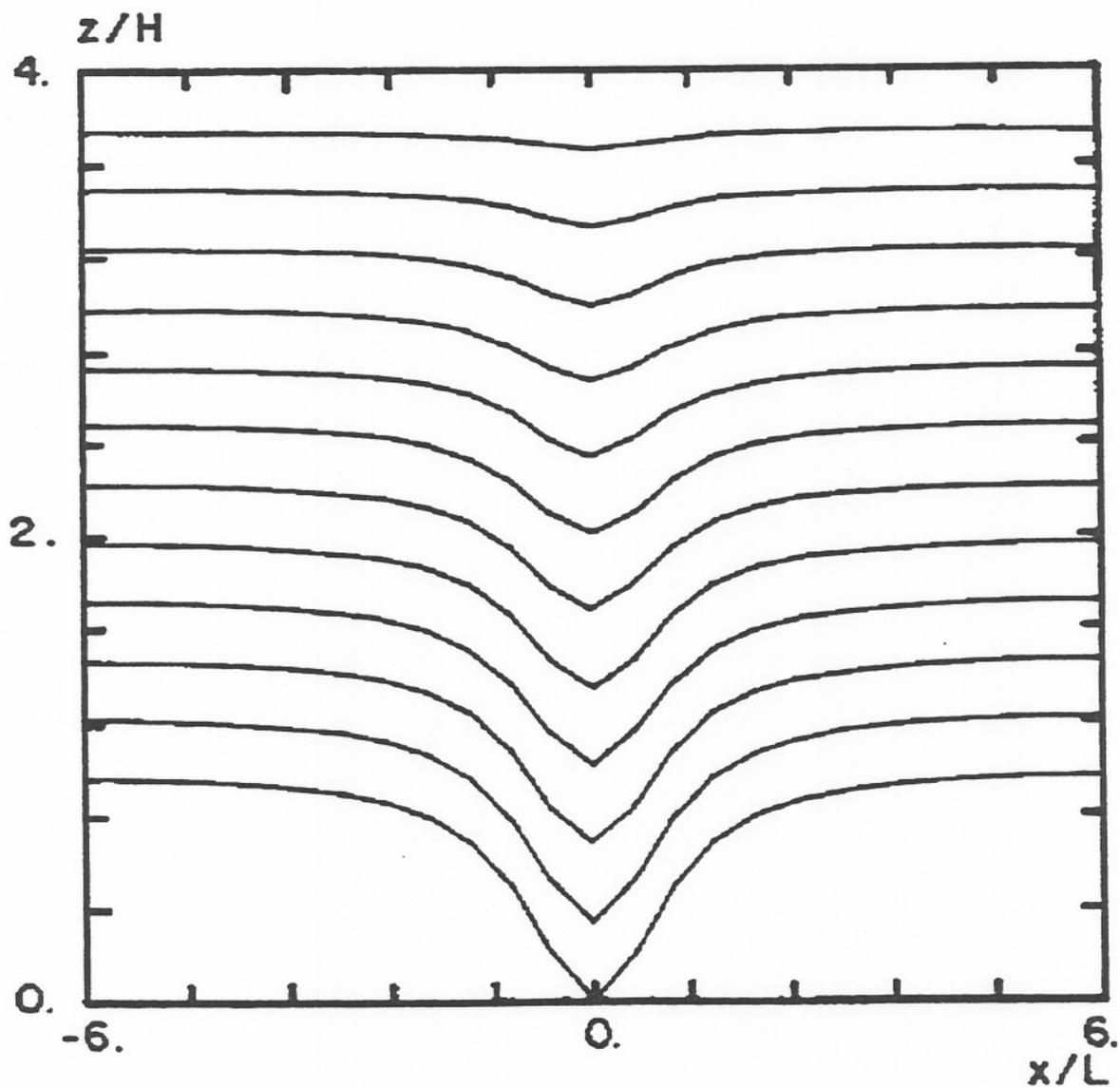
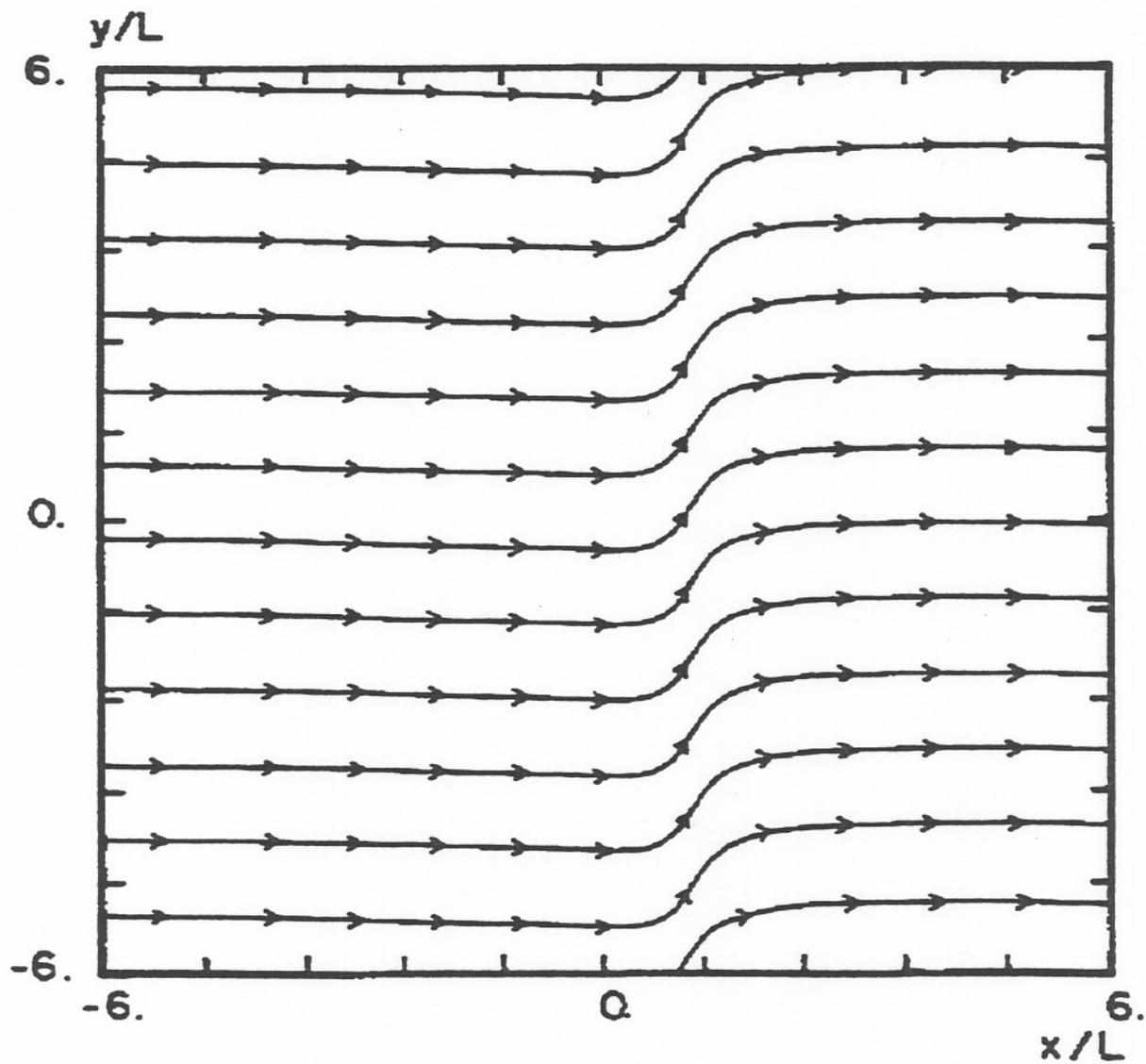


Figura 15. Estado estacionário das linhas de corrente próximas à superfície para  $F_r=1,33$  e  $R_o=10,25$ . O estado estacionário foi obtido após 540 passos de integração.



O resultados destas 5 experiências acima mencionadas podem ser resumidos na tabela abaixo.

	U(m/s)	$N(s^{-1})$	$\theta(^{\circ})$	h(m)	L(km)	$F_r$	$R_o$	FIGURAS	CANALIZAÇÃO
EXPERIÊNCIA 1	10	0,02	90	750	48	0,66	1,43	4-5-6	NÃO
EXPERIÊNCIA 2	10	0,02	90	750	100	0,66	0,69	7-8	NÃO
EXPERIÊNCIA 3	5	0,02	90	750	48	0,33	0,71	9-10	SIM
EXPERIÊNCIA 4	8	0,04	60	600	30	0,33	2,11	11-12-13	SIM
EXPERIÊNCIA 5	8	0,01	10	600	30	1,33	10,25	14-15	NÃO

TABELA 1. Resultados das 5 experiências numéricas citadas anteriormente..

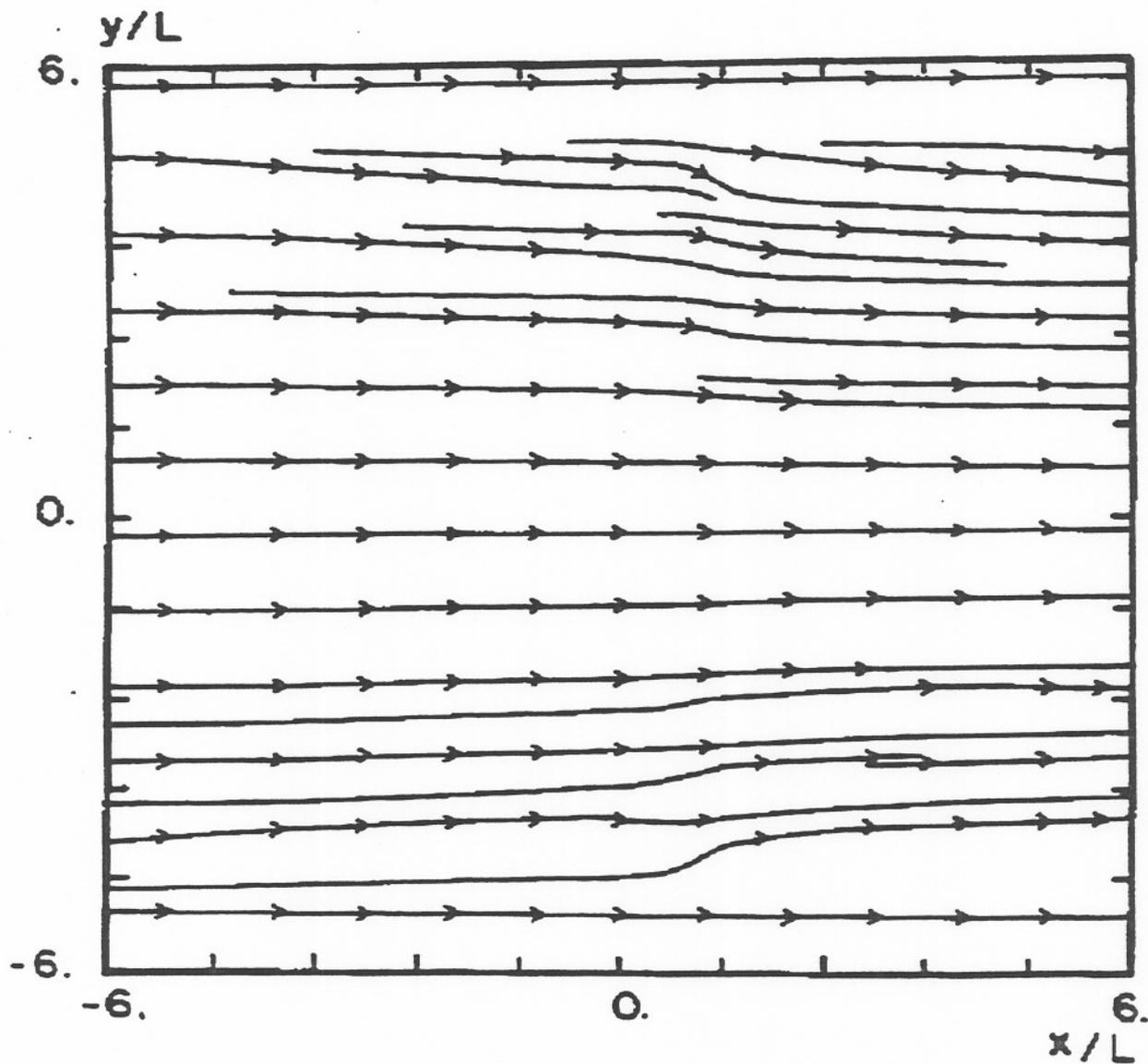
## 5.6 RESULTADOS FINAIS

O aumento do número de Rossby está associado com o aumento da velocidade do escoamento, ou com a proximidade do equador (decréscimo da latitude), ou para vales de pequena largura. Em todos os casos o tempo que a partícula leva para atravessar o vale é pequeno quando comparado com o tempo característico associado com a força de Coriolis e portanto esta força pode ser negligenciada. Segundo Atkinson (1981), se  $v \approx 10$  m/s, L deve ser maior do que 70 km (nos pólos) e 400 km (no equador) para que o termo de Coriolis exerça maiores efeitos no movimento do que os termos de aceleração. A importância deste termo nas equações de momentum para um vento ao longo do vale é mostrado na figura 16. Esta experiência rodou com os mesmos parâmetros da experiência 4, porém não foram utilizados nas equações os termos envolvendo a rotação da terra. Neste caso observa-se próximo à superfície linhas de corrente simétricas e sem evidência de canalização do escoamento.

A essência destes resultados permite-nos agora investigar uma região onde a canalização ocorra. Em essência o escoamento penetra no vale e o bloqueio ocorre para algum valor crítico de  $F_r$ . Mas a canalização não é resultado somente deste parâmetro. Uma vez que o bloqueio é verificado a força de Coriolis começa a desempenhar um papel importante no campo do vento resultante. O efeito desta força associada com a força de empuxo irá determinar a dinâmica do escoamento sobre o vale. Isto pode ser comprovado através das experiências de Bell e Thompson (1979), onde os autores simularam numericamente um escoamento atravessando perpendicularmente um vale. O fenômeno de bloqueio foi bem caracterizado, porém a canalização não foi observada. Isto é resultado da não inclusão dos termos de rotação da terra em suas equações.

O espaço de parâmetros é então dividido em duas regiões. Para alguma parte deste espaço de parâmetros a canalização será observada enquanto que para outra não. Nós esperamos que, por exemplo, quando  $R_0 \rightarrow \infty$ , ou seja escoamento sem forças de Coriolis, a canalização não é observada para qualquer valor de  $F_r$ . Apesar disso, simulações em túnel de vento para uma atmosfera neutra, Snyder (1981), sem a inclusão dos efeitos de rotação da terra mostraram o efeito de canalização. Porém nestas simulações o escoamento incidia obliquamente ao vale. No outro extremo do eixo de  $R_0 \rightarrow 0$  ou com termo de Coriolis  $\gg$  termos de advecção, a canalização irá ocorrer para algum valor de  $F_r$  menor de que um valor crítico. Para buscar este valor crítico bem como a curva que divide o espaço de parâmetros em duas regiões um grande número de experiências foram realizadas. Quando no campo de vento resultante era observada a canalização, um ponto na região canalizada era obtido. Quando no campo resultante do vento não era observada a canalização, um ponto na região sem canalização era obtido. Para obter a transição de uma região para a outra foi utilizado o seguinte procedimento: foi fixado um número de  $R_0$  e o número de Froude era variado entre  $0,1 < F_r < 2,0$ . Este procedimento permitiu a obtenção do ponto de transição e como consequência um esboço da desejada curva. Esta curva é apresentada na figura

Figura 16. Estado estacionário das linhas de corrente próximas à superfície para  $F_r=0,33$  e  $R_o=2,11$ , mas sem a inclusão dos termos de rotação da terra nas equações de momento.



17. Nesta figura a região abaixo da curva é a região onde a canalização ocorre. Desta figura podemos observar que o valor crítico do número de Froude para a canalização depende do número de Rossby. O valor crítico máximo é cerca de 0,41, para a máxima influencia da força de Coriolis numericamente simulada ( $R_0 \propto 0,2$ ) o escoamento axial desenvolve-se quando  $F_r < 0,41$ . Pode-se verificar melhor isto através das figuras 18 e 19. Nestes dois experimentos o número de Rossby foi mantido constante e igual a 1,02, enquanto que o número de Froude foi de 0,25 no primeiro e 0,5 no segundo. Após 540 passos de integração observa-se que no primeiro caso ocorre a canalização enquanto que no segundo não. Para maiores valores de  $R_0$  o valor crítico do número de Froude decresce. Quando  $R_0 \propto 20$ , por exemplo,  $F_{r_c} \propto 0,32$ . Entre estes valores de  $R_0$  ( $0,2 < R_0 < 20$ ) o  $F_{r_c}$  teve uma pequena variação ( $0,41 < F_r < 0,32$ ), mas quando  $R_0$  foi maior do que 20 o  $F_{r_c}$  vai rapidamente a zero.

Isto nos conduz à uma importante observação: o número de Froude crítico para a canalização é diferente daquele observado para a estagnação. Sendo que o primeiro mencionado é menor do que o segundo. Intuitivamente era de se esperar este fato. A tendência para a desaceleração e estagnação do escoamento no nível da superfície ocorre antes do escoamento adquirir energia cinética na direção do eixo. Uma vez que a estagnação ocorre existe duas maneiras para o início da canalização, o decréscimo do número de Rossby ou o decréscimo do número de Froude.

A figura 20 nos mostra os perfis verticais das velocidades  $u$  e  $v$  para um experimento onde Froude e Rossby foram respectivamente 0,33 e 1,143. Observa-se que em baixos níveis  $u$  é quase zero e menor do que  $v$ . Já em alturas mais elevadas  $v$  tende a zero o enquanto que  $u$  tende para seu valor geostrófico. Resultados similares a estes foram obtidos por Koracin e Enger em 1993. Simulando numericamente um vento geostrófico de 7 m/s atravessando um vale, obtiveram perfis verticais das componentes  $u$  e  $v$ , onde se pode verificar um resultado, que do ponto de vista qualitativo é muito

Figura 17. Esboço das regiões canalizadas e não canalizadas no espaço de parâmetros.

Na região abaixo da linha, vento paralelo ao eixo do vale é observado.

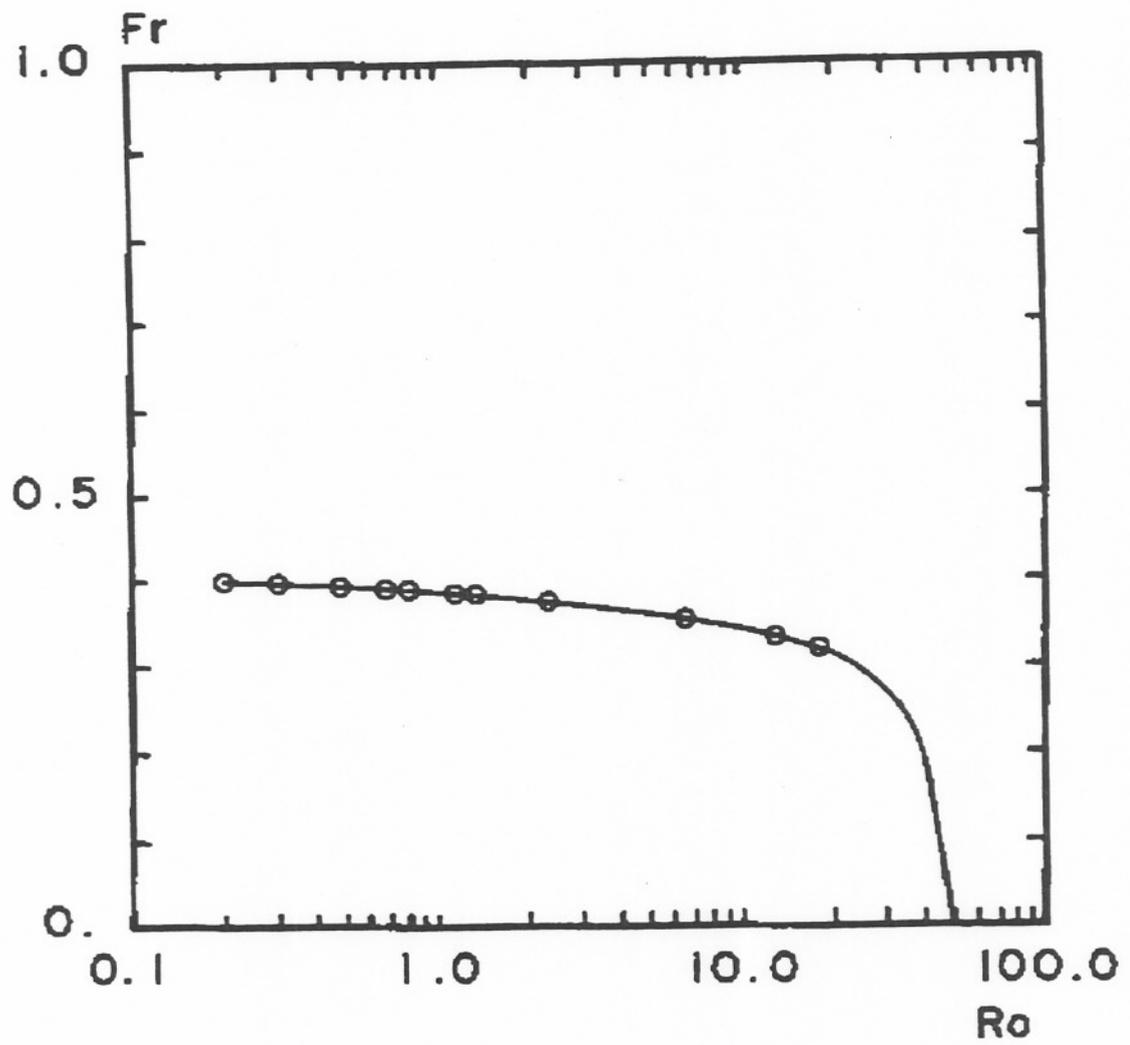


Figura 18. Estado estacionário das linhas de corrente próximas à superfície para  $F_r=0,25$  e  $R_o=1,02$ .

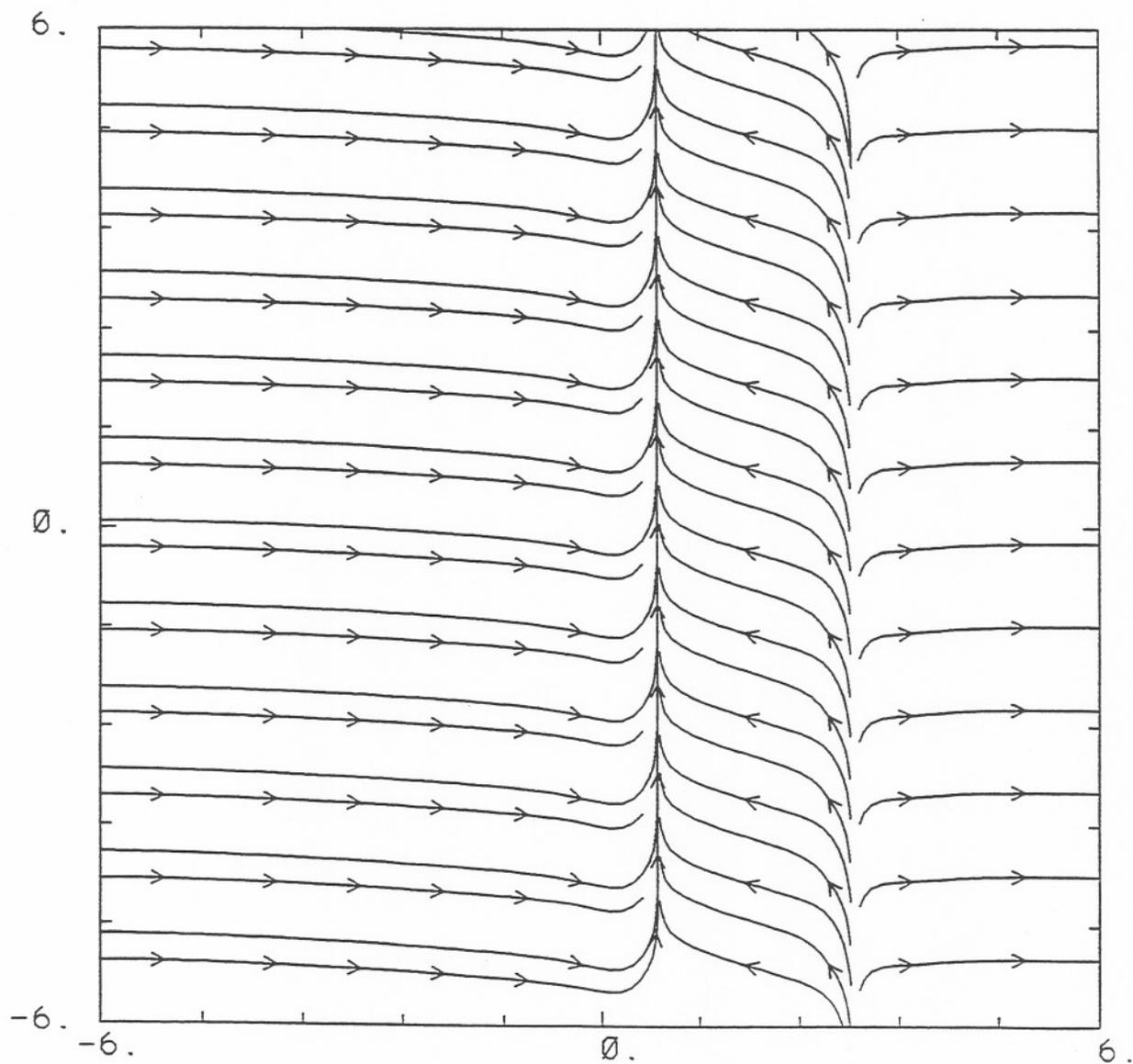
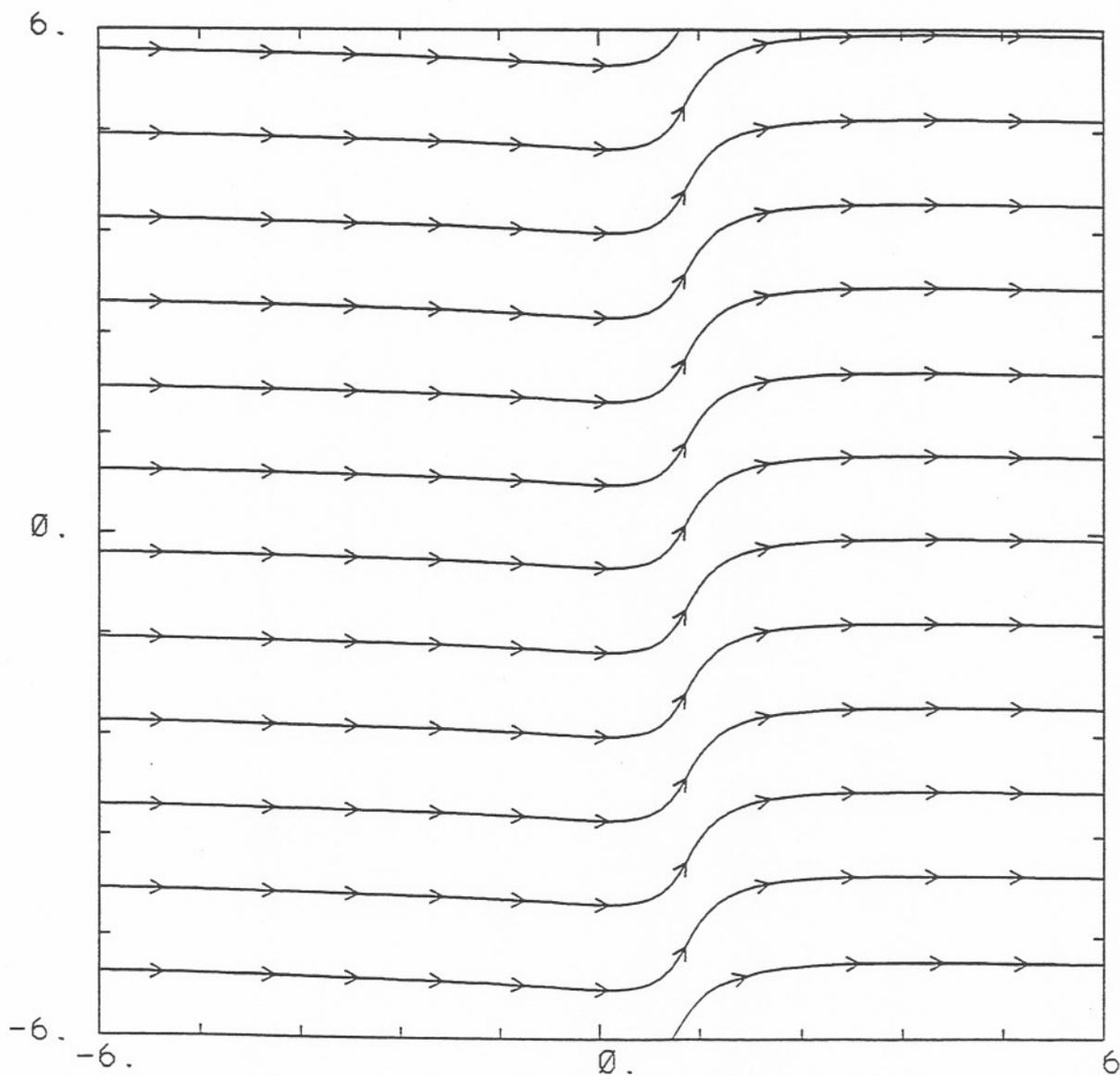


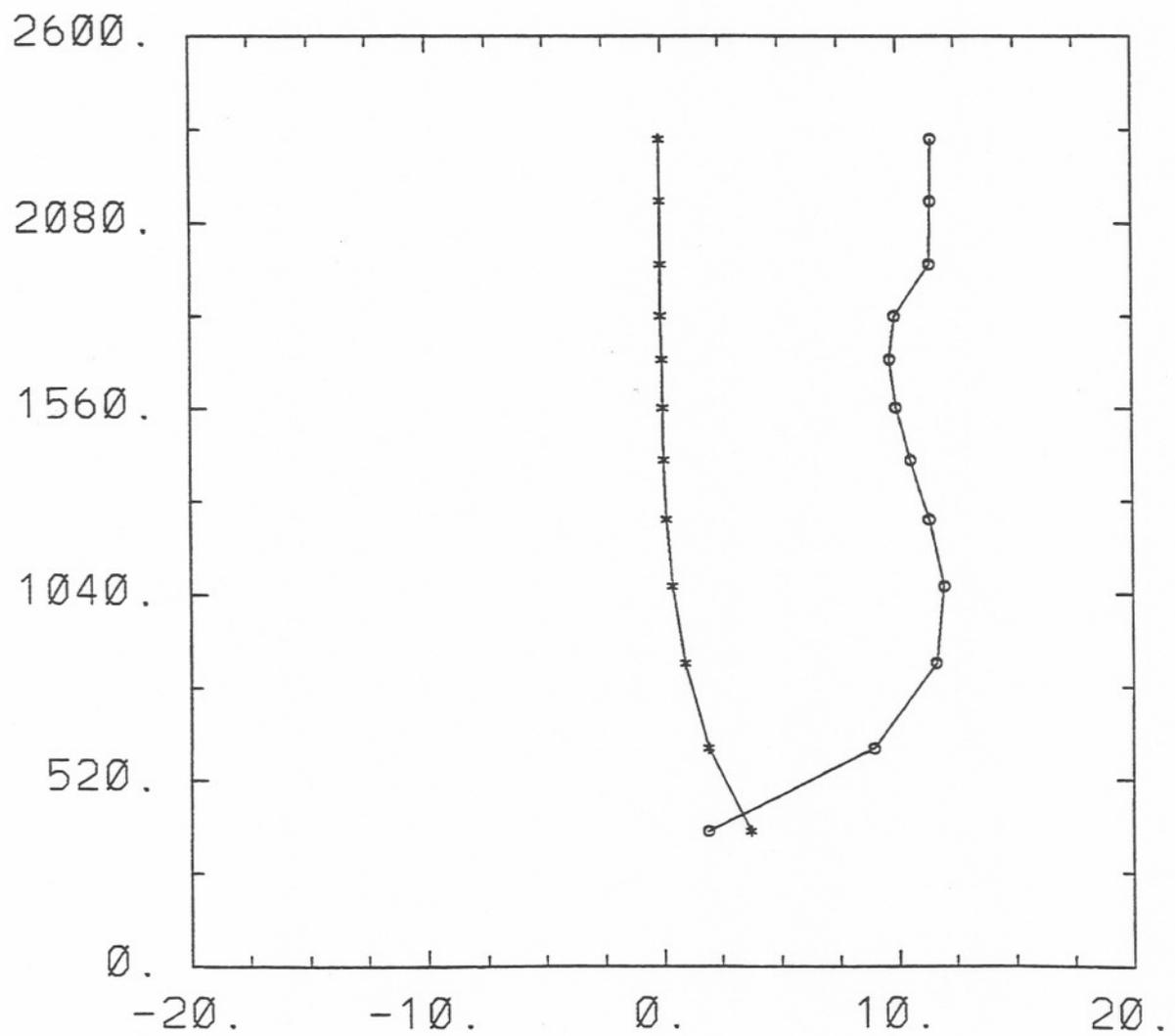
Figura 19. Estado estacionário das linhas de corrente próximas à superfície para  $F_r=0,5$  e  $R_o=1,02$ .



parecido com o obtido neste trabalho. Em suas simulações foi assumida uma topografia ideal e o vento geostrófico como sendo perpendicular ao vale.

Outra característica interessante, e que também foi encontrada por outros autores, é o fato de que o eixo do vento canalizado é deslocado do centro do vale em algumas condições. Vogel, Grob e Wippermann (1985) observaram que a canalização no vale do Reno, deslocava-se da parte oeste para o meio do vale quando a atmosfera se tornava mais instável. Simulações numéricas, assumindo as mesmas condições atmosféricas e de topografia deste vale, mostraram estas mesmas características. Wippermann e Gross (1987), também simulando numericamente a canalização, observaram que ela era maior na parte leste do vale para um vento geostrófico de oeste. Porém ocorre uma diferença entre estes dois resultados. Nas simulações de Vogel, Grob e Wippermann o eixo da canalização está deslocado para oeste, próximo às paredes mais altas, enquanto que nas de Gross e Wippermann (1987) ele é deslocado para leste, também próximo às paredes mais altas, apesar do vento geostrófico nos dois casos ser de oeste. Uma explicação para este fato pode ser a presença dos ventos de encosta próximos às paredes mais altas. No entanto como em nossas simulações efeitos termais não puderam ser simulados, este deslocamento parece estar associado com uma zona de circulação reversa à sotavento do vale. Neste trabalho pode se verificar o mesmo resultado através das linhas de corrente próximas à superfície nas figuras 10, 12 e 18. O eixo da canalização é deslocado para leste (assumindo que neste caso o vale esteja alinhado no sentido norte-sul).

Figura 20. Esboço dos perfis verticais das componentes  $u$  (o) e  $v$  (\*) em  $l=15$  e  $J=13$  para  $F_r=0,33$  e  $R_o=1,143$ .



## 6. CONCLUSÕES

Neste trabalho foi investigado o fenômeno de canalização em vales por meio de simulações numéricas. Foram utilizados dois números adimensionais para esta investigação, os números de Froude e de Rossby. Foi buscada uma região no espaço definido por estes parâmetros no qual o fenômeno é observado. Os resultados obtidos das simulações confirmaram que canalização ocorre em uma região limitada no espaço destes parâmetros, isto é, em parte deste espaço a canalização é observada enquanto que para outra não.

Após o bloqueio, que ocorre para um determinado valor de  $F_r$ , a canalização se desenvolve. Porém a canalização é resultado somente do número de Froude. Uma vez que o bloqueio é verificado a força de Coriolis começa a desempenhar papel importante no campo de vento resultante. A importância da força de Coriolis pode ser evidenciada através de simulação na qual esta força não está presente. Neste caso observou-se linhas de correntes simétricas e sem evidência de canalização do escoamento. Nesta situação ocorrem movimentos verticais e as parcelas do fluido são defletidas de modo a seguir o terreno.

Para  $R_o \rightarrow 0$ , ou seja, para a máxima influência das forças de Coriolis, a canalização é observada quando  $F_r > 0,41$ . Quando o  $R_o$  aumenta, o valor de  $F_r$  decresce. Em outras palavras, quando a força de Coriolis torna-se menor, mais forte

precisa ser os efeitos de empuxo para que ocorra a canalização. Contudo, para  $R_0 \geq 50$  (fraca influência das forças de Coriolis) o escoamento que atravessa o vale não será canalizado para qualquer valor de  $F_r$ .

Outra importante conclusão é que número de Froude crítico para a canalização é diferente daquele observado para a estagnação, sendo que o primeiro mencionado é maior do que o segundo. Resumindo, uma vez que a estagnação ocorre existem duas maneiras para o início da canalização, o decréscimo do número de Rossby ou o decréscimo do número de Froude.

Outra característica interessante é fato de que o eixo do vento canalizado é deslocado do centro do vale. Este resultado pode ser visualizado através das linhas de corrente próximas a superfície. Nestes casos o eixo da canalização é deslocado para leste.

Foram também simuladas ondas de gravidade, que neste intervalo de números de Froude não podem ser descritas pela teoria linear, demonstrando com isto a validade das simulações numéricas em problemas atmosféricos.

Zonas de convergência e divergência são outros aspectos que podem ser bem simulados. As primeiras mencionadas estão relacionadas com o fenômeno de estagnação. Ela ocorre quando o número de Froude é menor do que um valor crítico. Baixos valores de  $F_r$  implicam que o escoamento não tem energia suficiente para escapar do vale. De modo oposto, altos valores de  $F_r$  implicam que há energia suficiente para o escoamento escapar do vale. As segundas zonas estão associadas com uma zona de circulação reversa que se formam em fluidos densamente estratificados à sotavento de obstáculos. Em simulações onde há camada limite, estas zonas são resultado da separação da camada limite da superfície.

Resultados indicando a aceleração do escoamento nas regiões próximas a entrada e a saída do vale bem como a desaceleração dentro dele também concordaram muito bem com resultados teóricos derivados das teorias do tipo potencial.

Perfis verticais das componentes  $u$  e  $v$  das velocidades, com  $u$  sendo quase zero e menor do que  $v$  próximo a superfície, e  $v$  tendendo a zero para alturas mais elevadas enquanto que  $u$  tendendo para seu valor geostrófico, foi outro aspecto que pode também ser simulado.

Os resultados aqui obtidos concordam de uma forma geral com o esperado, ou seja, a canalização é um fenômeno que ocorre em condições de atmosfera estável onde a mistura é menos pronunciada e o escoamento no vale é quase desacoplado do escoamento acima.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ATAMANATHAN, S., (1931), The Katabatic Winds of Poona, Indian Met.Dept Sci. Notes, Vol.4, pp.101-115.
- ATIKINSON, B. W., (1981), Mesoscale Atmospheric Circulations, Academic Press, pp.495.
- BELL, R.C. E THOMPSON, R.O.R.Y., (1980), Valley Ventilation by Cross Winds, J.Fluid.Mech., Vol.96, pp.757-767.
- BUETTNER, K.J.K. E THEYR, N. (1966), Valley Winds in the Mount Rainier Area, Arch. Met. Geophys. Bioklim.B., Vol.14, pp.125-147.
- BUETTNER, K.J.K., (1968), Valley Winds, Sea-Breeze and Mass Fire: Three Cases of Quasi-Stationary Airflow, Colorado State University Department of Atmospheric Science Paper no. 122, pp.103-129.
- BURMAN, E. A., (1969), Local Winds, Gidrometeoizdat, Leningrad, pp.341.
- CROSS, C.M., (1950), Slope and Valley Winds in the Columbia River Valley, Bull. Am. Met. Soc., Vol.31, pp.79-84.
- DAVISON, B., (1961a), Local Wind Circulations: Final Report. Vol.II. Studies of the Field of Turbulence in the Lee of the Mountain Ridges and Three Lines, Contract no. DA-36-039-sc84939, College of Engineering Division, New York University.
- DAVISON, B. E RAO, P.K., (1963), Experimental Studies of the Valley-Plain Wind, Air Water Pollut., Vol.7, pp.907-921.
- DAVISON, B., (1961b), Valley Wind Phenomena and Air Pollution Problems, Air Pollut. Control Assoc. J., Vol.11, pp.364-386.
- DAVISON, B. E RAO, P.K., (1958), Preliminary on Valley Wind Studies in Vermont: Final Report, Contract no. AF 19 (604)-1971 AECRC-TR-58-29, College of Engineering, Research Division, New York University.
- DEFANT, F., (1951), Local Winds, In:Compendium of Meteorology (Malone, T.F.), American Meteorology Society, Boston, pp.655-672.

- DORAN, J.C., (1991), The Effects of Ambient Winds on Valley Drainage Flows, Boudary-Layer Meteorol., Vol.55, pp.177-189.
- EGGER, J., (1983), Kanalisierung des Windes in Breiten Tälern, Ext. Abstract. of a Paper Presented at the Deutsche Meteorologentagung 16-19 May 1983 Bad Kissingen, annal. Meteorol. (N.F.), Vol.20, pp.8-10.
- EGGER, J., (1981), Thermally Forced Circulations in a Valley, Geophys. Astrophys. Dynamics, Vol.17, pp.255-279.
- FIEDLER, F. E PRENOSIL, T., (1980), Das MESOKLIP-Experiment, Meso-Skaliges Klimaogramm in Oberrheintal, Wiss. Ber. Meteorol. Inst. Univ. Karlsruhe, Vol1, pp.107.
- FITZJARRALD, D.R. E LALA, G.G., (1989), Hudson Valley Fog Enviroments, Journal of Applied Meteorology, Vol.28, pp.1303-1328.
- GLEESON, T.A., (1953), Effects of Varius Factors on Valley Winds, J.Met., Vol.10, pp.262-269.
- GROSS, G. E WIPPERMANN, F., (1987), Channeling and Counter-Current in the Upper-Rhine valley:Numerical simulations, Journal of Climate and Applied Meteorology, Vol.26, pp.1293-1304.
- HALTINER, J.G. E WILLIAMS, R.T., (1980), Numerical Prediction and dynamic Meteorology, John Wiley & Sons, Inc.
- HOLTON, J.R., (1972), An Introdution to Dynamical Meteorology, Academic Press, pp.319.
- JELINEK, A., (1937a), Beiträge zur Mechanik der Periodischen Hangwinde, Beitr. Phys. Freien Atmos., Vol.24, pp.60-84.
- JELINEK, A., (1937b), Über den Themischen Aufbau der Periodischen Hangwinde, Beitr. Phys. freien Atmos., Vol.24, pp.85-97.
- KORACIN, D. E ENGER, L., (1994), A Numerical Study of Boudary-Layer Dynamics in a Moutain Valley, Boundary.Layer Meteorol., Vol.69, pp.249-183.
- LEE, J.T., S. BARR, W.H. SNYDER E R.E. LAWSON, Jr., (1981), Wind Tunnel Studies of Flow Channeling in Valleys, Proc. Second Conference on Moutain Meteor., Steamboat Springs, CO, Amer. Meteor. Soc., pp 331-338.
- MCKEE, T.B. E O'NEAL, R., (1989), The Role of Valley Geometry and Energy Budget in the Formation of Nocturnal Valley Winds, Journal of Applied Meteorology, Vol.28, pp. 445-456.
- MCNIDER, R.T. E PIELKE, R.A., (1984), Numerical Simulations of Slope and Moutain Flows, J.Clim.Appl.Meterol., Vol.23, pp.1441-1453.
- MCNIDER, R.T., (1982), A Note on Velocity Fluctuations in Drainage Flows, J. Atmos. Sci., Vol.39, pp.1658-1660.
- MENDONÇA, B.G., (1969), Local Wind Circulation on the Slopes of Mauna Loa, J.Appl.Met., Vol.8, pp.533-541.

- MORAES, O.L.L. , FERRO, M. E MORAES, M.R., (1994), Numerical Study of the Flow in a Valley, I Seminário Brasileiro de Supercomputação.
- PIELKE, R.A., (1984), Mesoscale Meteorological Modelling, Academic Press, New York, pp.612.
- SMITH, R., (1979), The Influence of Mountains on the Atmosphere, Advances in Geophysics, Vol.21, pp.87-230.
- SMOLARKIEWICZ, P.K. E ROTUNNO, R., (1989), Low Froude Number Flow Past Three-dimensional Obstacles. Part I: Baroclinically Generated Lee Vortices, Journal of Atmospheric Sciences, Vol. 46, pp.1154-1164.
- SMOLARKIEWICZ, P.K., (1984), A Fully Multidimensional Positive Definite Advection Transport Algorithm with Small Implicit Diffusion, J. Comput. Phys., Vol.54, pp.325-362.
- SMOLARKIEWICZ, P.K., (1991), On Forward-in-Time Differencing for Fluids, Mon. Wea. Rev., Vol.119, pp.2505-2510.
- TYSON, P.D. E PRESTON - WHYTE, R.A., (1972), Observations of Regional Topographically-Induced Winds Systems in Natal, J. Appl. Met., Vol.11, pp.643-650.
- TYSON, P.D., (1968a), Nocturnal Local Winds in a Drakensberg Valley, S. Afr. Geogr. J., Vol.50, pp.15-32.
- TYSON, P.D., (1968b), Velocity Fluctuations in the Mountain Wind, J. Atmos. Sci., Vol.25, pp.381-384.
- VERGEINER, I. E DREISEITL, E., (1987), Valley Winds and Slope Winds - Observations and Elementary Thoughts, Meteorol.Atmos.Phys., Vol.36, pp.264-286.
- VOGEL, B., GROB, G. E WIPPERMANN, F., (1985), Mesoklip (First Special Observation period): Observations and Numerical Simulation - A Comparison, Boundary Layer Meteorology, Vol.35, pp.83-102.
- WAGNER, A., (1932a), Hangwind-Ausgleichsstromung - Berg- und Talwinde, Met. Z., Vol.49, pp.209-217.
- WAGNER, A., (1932b), Neue Theorie des Berg- und Talwindes, Met. Z., Vol.49, pp.329-314.
- WIPPERMANN, F. E GROSS, G., (1981), On the Construction of Orographically Influenced Wind Roses for given Distributions of the Large-Scale Wind, Beitr.Phys.Atmosph., Vol.54, pp.492-501.
- WIPPERMANN, F., (1981), The Applicability of Approximations in Meso-Scale Modelling - A Linear Approach, Beitr.Phys.Atmosph., Vol.54, pp.298-308.
- WIPPERMANN, F., (1984), Air Flow and in Broad Valleys: Channeling and Counter-Current, Beitr.Phys.Atmosph., Vol.57, pp.92-105.b