

0301

DE  
Física  
Energia  
Estufa  
Transmissão de  
calor  
Transferência de  
massa  
Tese

**CONTRIBUIÇÃO PARA O ESTUDO DO CLIMA  
DE UMA ESTUFA :**  
**estudo de alguns processos físicos de transferência**



*Ana Maria Guedes de Almeida e Silva*

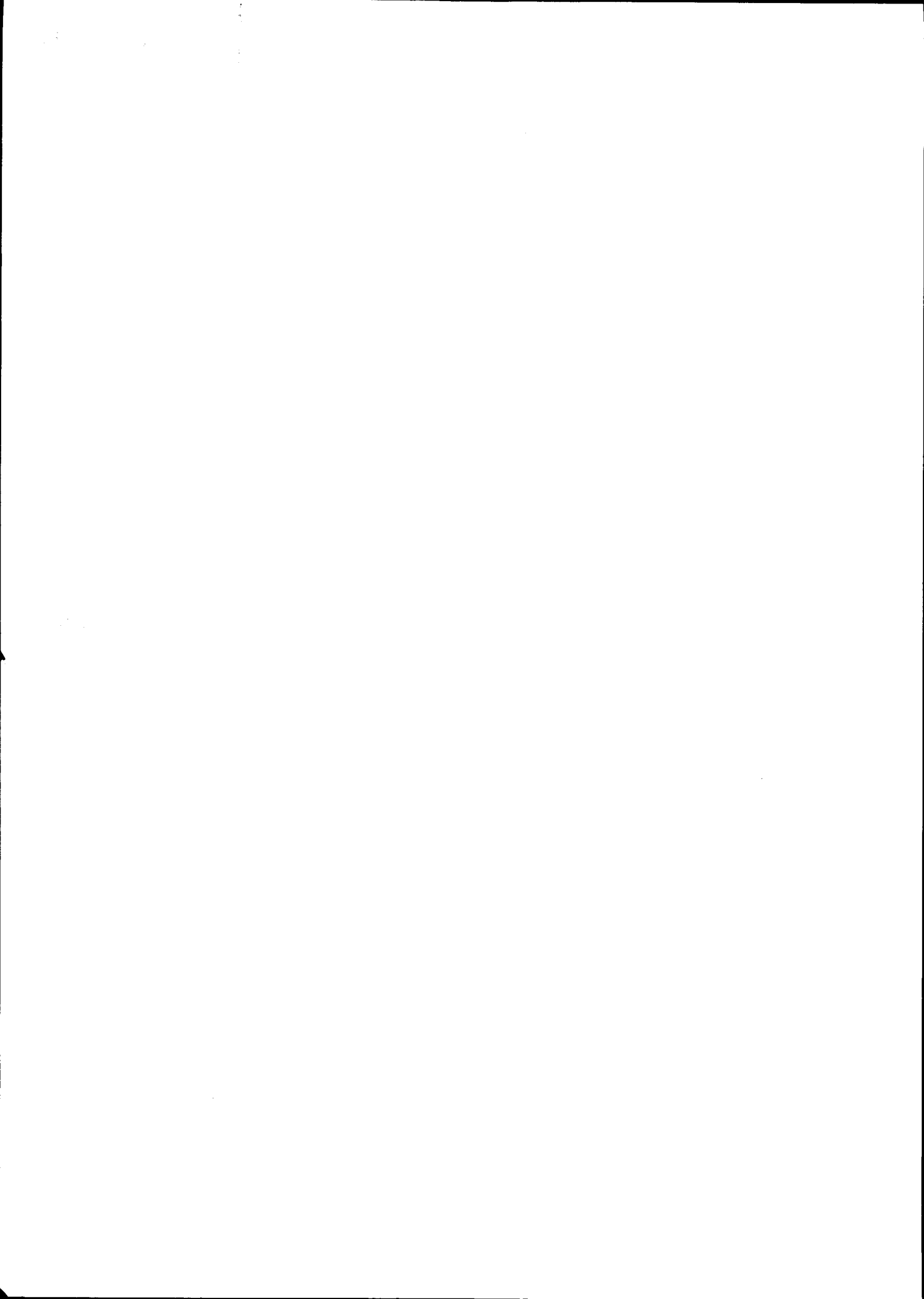
Dissertação apresentada à Universidade de Évora para  
a obtenção do grau de Doutor em Física, especialidade  
Energética.

55 875

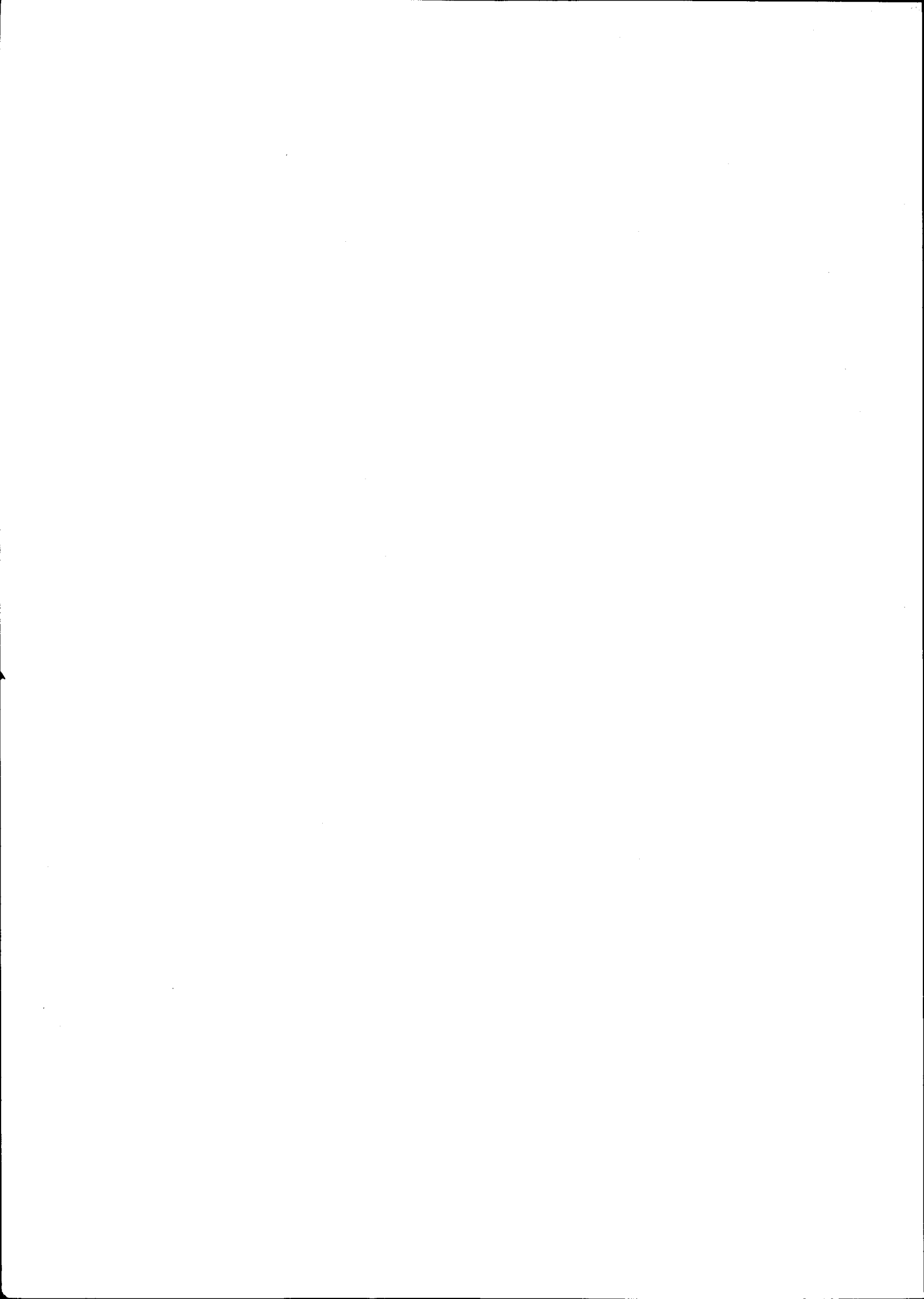
ÉVORA

1988

536.9  
SIL c



Aos meus filhos Miguel e Pedro  
pelos momentos que  
não partilhei com eles.



A autora agradece ao Instituto Nacional de Investigação Científica (I.N.I.C.), o apoio financeiro dado para a reprodução desta tese.

4.1.2 - Resultados obtidos	67
4.2 - Radiação de grande comprimento de onda (radiação térmica)	72
4.2.0 - Introdução	72
4.2.1 - Estimativa das propriedades radiométricas da cobertura	75
4.2.2 - Estimativa da taxa de arrefecimento radiativo nocturno no solo interior da estufa	79
4.2.2.1 - Exemplo de aplicação. Resultados obtidos	81
5 - TRANSPORTE DE CALOR NO SOLO	89
5.0 - Introdução	89
5.1 - Aplicação de vários modelos clássicos de condução de calor em sólidos: determinação de parâmetros térmicos característicos do solo	91
5.1.0 - Equações de condução de calor no solo	92
5.1.1 - Condução unidimensional de calor transportado pela onda térmica descendente (12 modelos)	93
5.1.1.1 - Descrição das condições experimentais. Resultados obtidos	97
5.1.2 - Condução de calor transportado pela onda térmica ascendente, em regime transitório num solo aquecido (22 e 32 modelos)	100

5.1.2.0 - Introdução	100
5.1.2.A - Condução bidimensional	
(2º modelo)	102
5.1.2.A.1 - Descrição das con	
dições experimen	
tais	105
5.1.2.A.2 - Resultados obtidos	108
5.1.2.B - Condução unidimensional (3º mo	
delo)	111
5.1.2.B.1 - Resultados obtidos	114
5.1.3 - Condução bidimensional de calor em	
regime estacionário (4º modelo)	118
5.1.3.0 - Introdução	118
5.1.3.1 - Determinação de $\theta_1(x,z)$	120
5.1.3.2 - Determinação da solução geral	
$\theta(P)$	124
5.1.3.3 - Resultados obtidos	125
5.2 - Apresentação dos resultados. Discussão dos	
modelos	126
5.2.1 - Resumo dos resultados obtidos.	
Comentários gerais	126
5.2.2 - Discussão sobre a aplicabilidade de	
cada um dos modelos	131

## 6 - PROCESSOS CONVECTIVOS DE TRANSFERENCIA

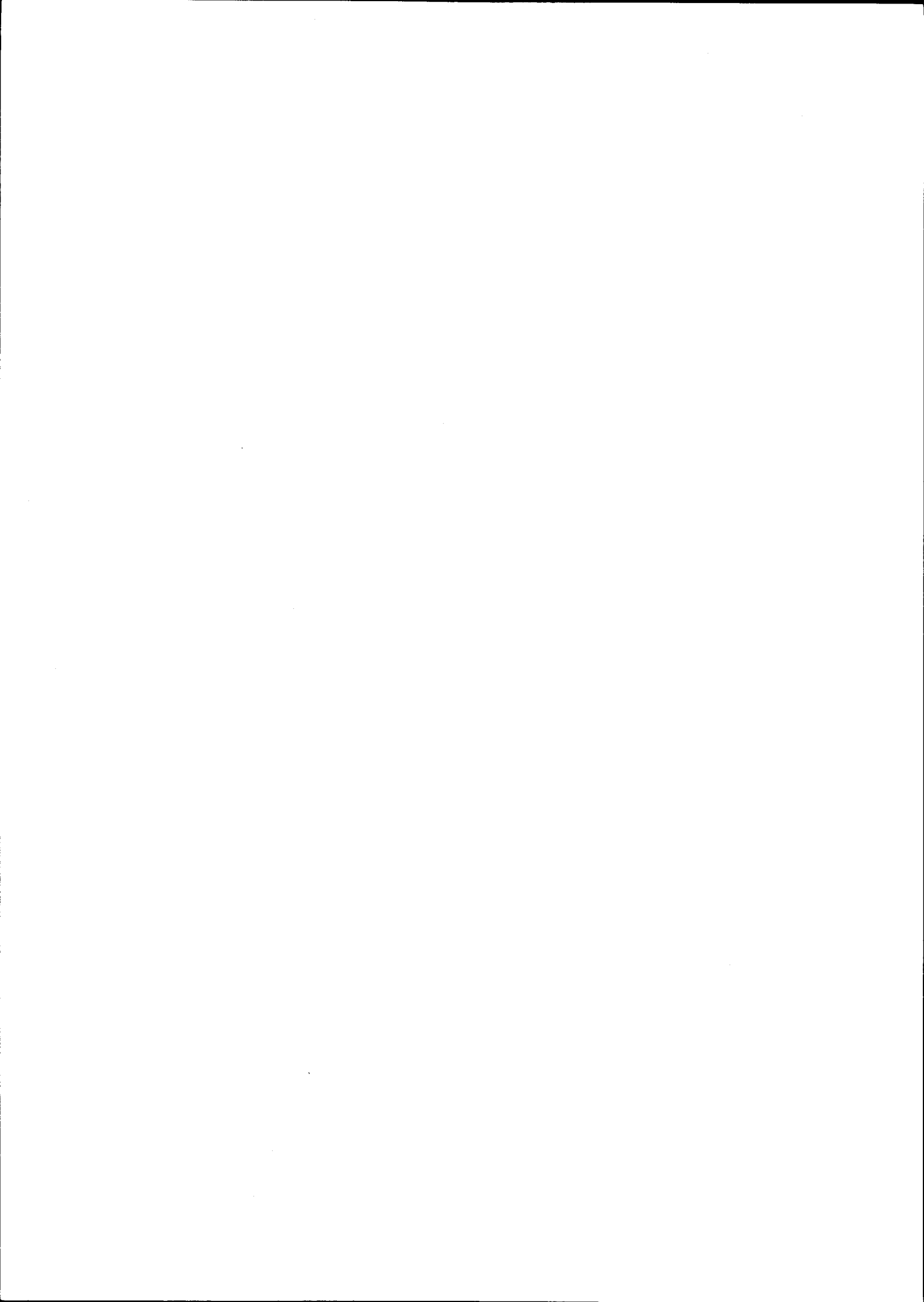
DE CALOR E MASSA	139
6.0 - Introdução	139
6.1 - Relações semi-empíricas utilizadas na transferência convectiva de calor e massa	141
6.2 - Critérios para distinguir os modos de convecção e regimes predominantes na camada limite	144
6.3 - Trocas convectivas de calor e vapor de água ao nível da cobertura plástica	149
6.3.0 - Introdução	149
6.3.1 - Estimativa dos números de Grashof e Reynolds na face interna da cobertura	151
6.3.2 - Estimativa dos números de Grashof e Reynolds na face externa da cobertura	156
6.3.3 - Análise dos termos referentes às densidades do fluxo convectivo de calor e vapor de água entre a cobertura plástica e o ar interior e exterior da estufa	160
6.3.4 - Determinação experimental dos coeficientes médios de transferência convectiva de calor e vapor de água ao nível da cobertura	165
6.4 - Trocas convectivas de calor ao nível do solo	166
6.4.0 - Introdução	166
6.4.1 - Estimativa dos números de Grashof e Reynolds na superfície do solo	168
6.4.2 - Determinação experimental do coefi	



ciente médio de transferência convec	
tiva de calor	170
6.5 - Trocas de calor e vapor de água com a vegetação	171
6.5.A - Resistências externa e interna à trans	
ferência de calor e vapor de água em	
folhas de tomateiro	173
6.5.A.1 - Caracterização dos regimes e	
modos de convecção em folhas	
de tomateiro	173
6.5.A.2 - Medição da resistência à trans	
ferência de calor através da	
camada limite de folhas artifi	
ciais	177
A - Equações utilizadas	178
B - Montagem experimental	181
C - Apresentação e discussão	
dos resultados	184
6.5.A.3 - Medição da resistência à trans	
ferência de vapor através da	
camada limite de folhas artifi	
ciais	190
A - Equações utilizadas	190
B - Montagem experimental	194
C - Apresentação e discussão	
dos resultados	194
6.5.A.4 - Estimativa da resistência inter	
na da folha de tomateiro, à	

difusão de vapor de água	200
A - Montagem experimental	205
B - Apresentação e discussão dos resultados	206
6.5.B - Resistências aerodinâmica e do coberto vegetal numa cultura de ananás a partir da aplicação de modelos clássicos de evapotranspiração	217
6.5.B.1 - Características comuns a ambos modelos clássicos	218
6.5.B.2 - Modelo da razão de Bowen	221
6.5.B.3 - Método combinado de Penman- -Monteith	222
6.5.B.4 - Introdução do termo corres- pondente à taxa de armaze- namento no coberto vegetal	226
6.5.B.5 - Resistência aerodinâmica	227
6.5.B.6 - Estimativa de $r_c$ e $r_{cp}$	229
6.5.B.7 - Descrição da experiência. Apresentação dos resultados	234
6.5.B.8 - Discussão dos resultados	247
- CONCLUSÕES	259
- BIBLIOGRAFIA	267

- APÊNDICES	283
A1 - INSTRUMENTAÇÃO	283
Introdução	283
1 - Medidas da radiação	283
1.1 - Radiação solar global	283
1.2 - Radiação solar difusa	288
1.3 - Radiação global no coberto vegetal	289
1.4 - Radiação atmosférica	290
1.5 - Radiação total líquida	294
1.6 - Instrumentos de registo da radiação	299
2 - Medidas de temperatura	301
2.1 Termopares	302
2.2 Termómetros de resistência de platina	308
3 - Medidas da velocidade do ar	314
3.1 - Anemómetro de molinete	316
3.2 - Anemómetro térmico	317
4 - Medidas de fluxo de calor no solo	318
5 - Medida da condutividade térmica do solo	320
A2 - RESOLUÇÃO DAS EQUAÇÕES DE BALANÇO DE ENERGIA APLICADAS A TRÊS SUBSISTEMAS DA ESTUFA	324
Introdução	324
1 - Camada superficial de solo seco e sem vegetação	327
2 - Ar interior - Estufa fechada	332
3 - Cobertura plástica	345



## PREFACIO

*" O diálogo experimental envia-nos  
para as duas dimensões constitutivas  
das relações homem-natureza; compreender e modificar, "*

*Prigogine e Stengers "A Nova Aliança"*

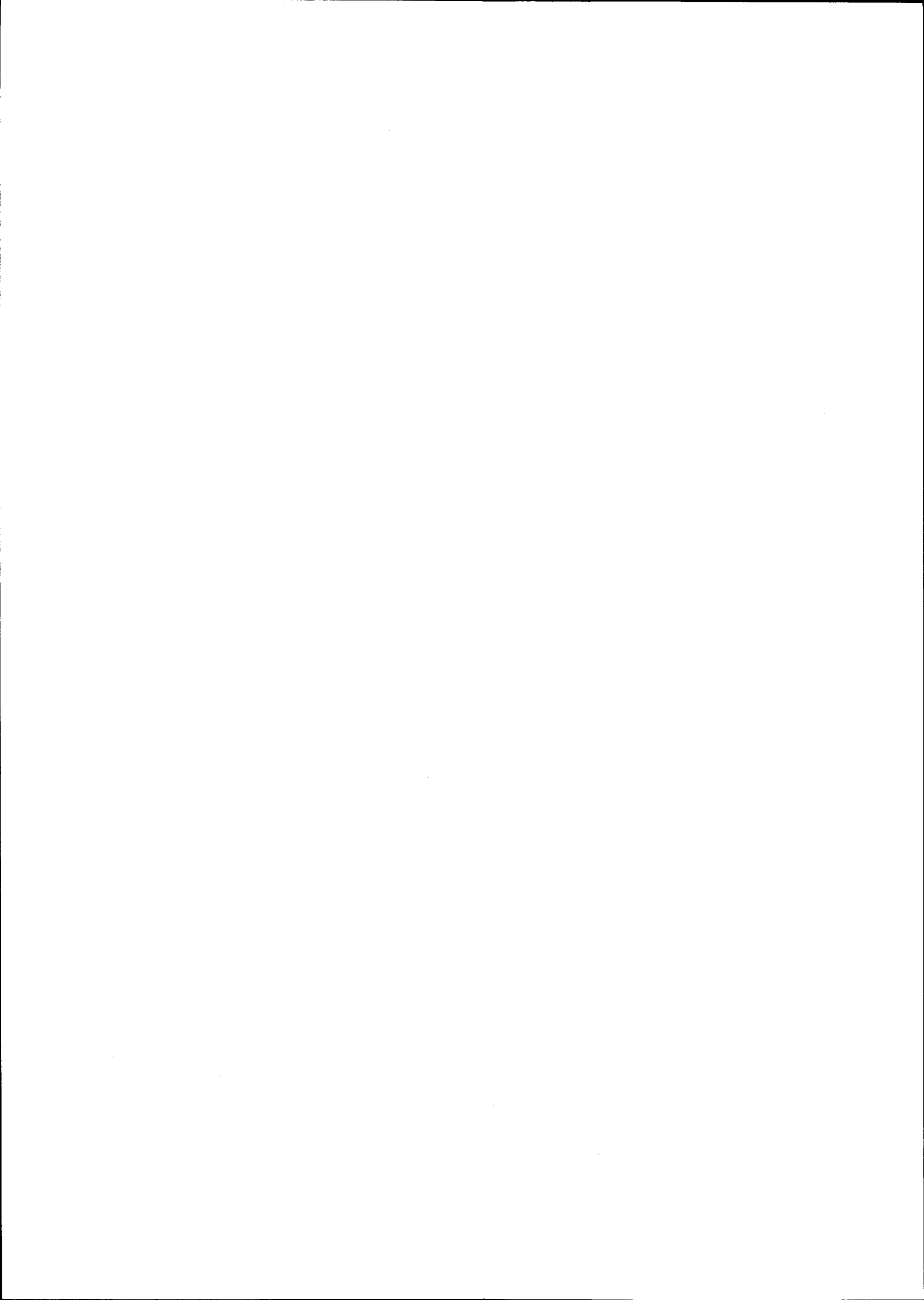
A realização deste trabalho permitiu-me pôr em prática os conhecimentos de Física adquiridos ao longo de toda a minha aprendizagem e tomar contacto com áreas interdisciplinares que me eram desconhecidas mas igualmente sedutoras.

Foi com grande entusiasmo e satisfação que nele me empenhei: tratou-se de um trabalho com forte componente experimental que permitiu pôr de pé um dispositivo laboratorial onde se realizaram diversos ensaios e experiências com interesse para o desenvolvimento agrícola da região. Contudo, momentos houve de desânimo e frustração causados pelas vicissitudes próprias do trabalho experimental e por uma insipiente colaboração interdepartamental face às potencialidades oferecidas por este domínio de trabalho. Felizmente, as perspectivas actuais são bem diferentes antevendo-se uma colaboração interdepartamental fecunda, com benefícios evidentes para as pessoas directamente envolvidas nos ensaios e para a comunidade agrícola da região.

O trabalho experimental decorreu durante cinco anos na Herdade Experimental da Mitra de Évora. O suporte financeiro deste trabalho foi fundamentalmente garantido pela Junta Nacional de Investigação Científica e Tecnológica, mediante um contrato estabelecido entre 1981 e 1984 entre esta Instituição e a Universidade de Évora. A contribuição da Universidade neste projecto materializou-se na aquisição de algum equipamento e apoio logístico. Para a concretização deste trabalho foi muito importante o contributo dado por várias pessoas, quer através das suas sugestões e críticas, quer do seu apoio moral. A todas elas expresso aqui o meu agradecimento . Em particular desejo agradecer ao meu orientador, Doutor Manuel Collares Pereira, investigador principal do LNETI, a valiosa colaboração científica prestada através das sugestões úteis que me deu na escolha e delineamento do trabalho, na discussão de algumas experiências e seus resultados e na redacção da tese; ao meu amigo e colega de departamento, Dr. Augusto José dos Santos Fitas, pela sua preciosa ajuda na elaboração dos programas computacionais de cálculo, sem os quais muitos dos resultados não teriam sido possíveis; ao meu colega de departamento Eng<sup>o</sup> José Luis Pombinho, pelo seu apoio na manutenção do equipamento de medida; ao Prof. Doutor António Gabriel St Aubin e Dr. Carlos Coelho, docentes do Instituto Superior de Agronomia, por me terem facultado programas de tratamento estatístico e todos os esclarecimentos necessários à sua utilização; ao então estudante finalista da Universidade de Wageningen Taeke de

Jong, pela sua valiosa ajuda numa fase importante do trabalho experimental; ao Eng<sup>o</sup> Manuel Candeias, assistente de investigação da Estação Agronómica de Oeiras, pela sua valiosa ajuda no trabalho de campo e informações na área da agronomia; aos Senhores Agnelo Ferreira, António Mendes, D. Gertrudes Maria Serra e D. Maria Teresa Pimpão aos quais se deve em grande parte o êxito na exploração agrícola das estufas; ao Senhor José António Martins pelo empenho que pôs na dactilografia da tese e ao Senhor José Gomes pela sua disponibilidade na feitura dos gráficos e desenhos da tese.

Propositadamente deixei para o fim o meu agradecimento ao mestre e amigo que em todos os momentos se mostrou disponível e bastante empenhado na realização deste trabalho. Refiro-me ao Prof. Doutor Rui Namorado Rosa, actual responsável do Departamento de Física da Universidade de Évora, cujas capacidades científicas e de trabalho, foram para mim um exemplo e um estímulo durante todos estes anos. Espero ter merecido a confiança que desde o início ele depositou em mim.





## LISTA DE SÍMBOLOS

A	- taxa de armazenamento de calor na unidade de área de solo	$W \cdot m^{-2}$
C	- densidade de fluxo de calor por convecção	$W \cdot m^{-2}$
c	- calor mássico	$J \cdot kg \cdot K^{-1}$
$c_p$	- calor mássico a pressão constante	$J \cdot kg \cdot K^{-1}$
D	- difusividade mássica molecular	$m^2 \cdot s^{-1}$
E	- densidade de fluxo de vapor de água (transpiração ou evapotranspiração de plantas)	$kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$
$\lambda E$	- densidade de fluxo de calor associado à transpiração	$W \cdot m^{-2}$
e	- tensão de vapor	$N \cdot m^{-2}$
$e_m(T)$	- tensão de saturação de vapor à temperatura T	$N \cdot m^{-2}$
$F_{i \rightarrow j}$	- factor de forma geométrico (fracção da radiação difusa emitida pela superfície i que é recebida na superfície j)	-
G	- densidade de fluxo de calor por condução	$W \cdot m^{-2}$
Gr	- número de Grashof	-
$Gr^*$	- número de Grashof mássico	-
h	- coeficiente de transferência convectiva de calor entre a superfície e o ar	$W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$
I	- irradiância	$W \cdot m^{-2}$

$r_v$	- resistência à transferência convectiva de vapor de água	$s \cdot m^{-1}$
$S$	- área da superfície	$m^2$
$Sh$	- número de Sherwood	-
$Sc$	- número de Schmidt	-
$T$	- temperatura absoluta	$K$
$t$	- tempo	$s$
$u$	- velocidade do vento segundo a direcção média do vento	$m \cdot s^{-1}$
$V$	- volume	$m^3$
$v$	- velocidade do ar	$m \cdot s^{-1}$
$W$	- humidade específica	$kg \cdot kg^{-1}$
$\beta$	- coeficiente de expansão térmica do ar	$K^{-1}$
$\beta^*$	- $-1/\rho (\rho/\rho_v)_{T,P}$	$m^3 \cdot kg^{-1}$
$\alpha$	- inclinação da superfície em relação à horizontal	(rad)
$\alpha$	- absorptância da superfície	-
$\gamma$	- constante psicrométrica	$N \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$
$\epsilon$	- emitância da superfície	-
$\theta$	- temperatura Celsius	(°C)
$\lambda$	- comprimento de onda	$\mu m$
$\lambda$	- calor latente de vaporização ou condensação	$J \cdot Kg^{-1}$
$\nu$	- viscosidade cinemática do ar	$m^2 \cdot s^{-1}$
$\rho$	- reflectância da superfície	-
$\rho$	- massa volúmica	$Kg \cdot m^{-3}$
$\rho_i$	- concentração da componente i da mistura	$kg \cdot m^{-3}$

$J_i$	- densidade do fluxo de difusão do componente $i$	$\text{kg. m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$
$J_v$	- densidade do fluxo de difusão do vapor de água	$\text{kg. m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$
$K$	- difusividade térmica molecular	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
$k$	- condutividade térmica	$\text{W. m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
$K_M$	- coeficiente de difusão turbulenta de calor	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
$K_M$	- coeficiente de difusão turbulenta de momento linear	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
$K_v$	- coeficiente de difusão turbulenta de vapor	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
$K_m$	- coeficiente de transferência convectiva de massa entre a superfície e o ar	$\text{m. s}^{-1}$
$L$	- dimensão característica da superfície	$\text{m}$
$Le$	- número de Lewis	-
$Nu$	- número de Nusselt	-
$p$	- pressão atmosférica do ar	$\text{N. m}^{-2}$
$Pr$	- número de Prandtl	-
$\dot{Q}$	- densidade de potência eléctrica	$\text{W. m}^{-2}$
$R$	- densidade de fluxo radiante	$\text{W. m}^{-2}$
$Re$	- número de Reynolds	-
$r_a$	- resistência aerodinâmica	$\text{s. m}^{-1}$
$r_c$	- resistência do coberto vegetal	$\text{s. m}^{-1}$
$r_{cp}$	- resistência do coberto em evapotranspiração potencial	$\text{s. m}^{-1}$
$r_h$	- resistência à transferência convectiva de calor	$\text{s. m}^{-1}$

$\rho_v$	- concentração de vapor de água	$\text{kg. m}^{-3}$
$\sigma$	- constante de Stefan-Boltzman	$\text{W. m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$

## ÍNDICES

a	- ar
atm	- atmosférica
D	- directa (feixe directo)
e	- cobertura plástica
d	- difusa
ext	- exterior
f	- forçada
G	- hemisférica (global)
i	- interior
L	- grande comprimento de onda (radiação térmica)
liq	- líquida
m	- mista
n	- natural
pir	- piranómetro
pirr	- pirradiómetro
pirg	- pirgiómetro
s	- pequeno comprimento de onda (radiação solar)
so	- superfície do solo
sz	- solo à profundidade z

## 1 - INTRODUÇÃO

Uma estufa é um espaço simples limitado por uma parede transparente, que constitui um agente de modificação local do clima porque introduz perturbações nos fenómenos radiativos e convectivos que ocorrem em ambiente natural. O aproveitamento das estufas, como agentes de modificação local das condições ambientais naturais, faz-se há muito com o objectivo de nelas se desenvolverem culturas que, doutro modo, estariam biofísicamente desajustadas desse local ou período do ano. O conhecimento empírico acumulado ao longo dos anos sobre o tipo de materiais e técnicas de construção de estufas tem vindo a ser complementado com o conhecimento científico do microclima e dos fenómenos físicos e biofísicos complexos que o caracterizam. As inúmeras tentativas desenvolvidas no sentido de um aprofundamento e sistematização dos conhecimentos de todos os processos físicos aí envolvidos (culminando na elaboração de modelos dinâmicos mais ou menos complexos descrevendo o clima das estufas e sua interacção com o coberto vegetal) contribuíram para um aperfeiçoamento dos materiais e técnicas de construção, conduzindo a uma maior produtividade e qualidade dos produtos hortícolas. A caracterização e quantificação correcta dos processos físicos numa estufa, tem como objectivo tornar possível a previsão das condições climáticas no seu interior, qualquer que seja a sua configuração e as condições ambientais exteriores. Possibilita

ainda a definição de uma estratégia adequada na concepção e utilização de sistemas de condicionamento e controlo do clima que conciliem a produtividade e qualidade dos produtos com um consumo cada vez mais baixo de energia.

No presente estudo pretendeu-se, para além de melhorar a compreensão de certos aspectos do "clima" das estufas menos explorados ou esclarecidos na literatura, contribuir para uma análise destas em condições climatológicas e agrícolas nacionais, em termos experimentais e teóricos capazes de responder a problemas específicos colocados por utilizadores das estufas e proporcionar a sua aplicação a situações concretas no nosso país. Pretendeu-se que fosse o olhar de um físico, procurando dar uma visão sistemática e uniforme sobre um conjunto de processos físicos associados ao funcionamento das estufas. Neste sentido, foram analisados e quantificados alguns processos físicos básicos de transferência de energia (radiante, condutiva e convectiva) e de transporte de vapor de água que ocorrem no interior de uma estufa hemisférica, revestida a plástico, situada nos arredores de Évora. Colateralmente a este estudo exploraram-se algumas potencialidades do sistema de condicionamento ambiente, englobando uma fonte de produção de calor não convencional, que permitiu proporcionar situações ambientais mais favoráveis ao desenvolvimento de certas culturas, em qualquer época do ano. Os objectivos referidos exigiram a integração de áreas diversas da Física, concentradas no estudo do "clima" de um sistema físico complexo como é o caso da estufa. Correndo o risco de

abordar um número demasiado vasto de assuntos com sacrifício da profundidade do seu tratamento em alguns casos, pensou-se que seria esta a forma de melhor contribuir para a aplicação, com base científica mais sólida, da tecnologia das estufas no país.

Após uma caracterização genérica do "clima" de uma estufa e de uma descrição breve das grandezas ambientais e principais processos físicos aí envolvidos (capítulo 2), desenvolveram-se individualmente alguns desses processos físicos nos capítulos seguintes. Antes porém, apresentou-se no capítulo 3 uma descrição do dispositivo experimental que se utilizou em várias experiências e que permitiu criar as condições para estudar quer o "clima espontâneo" da estufa, quer situações climáticas artificialmente produzidas no seu interior. Ainda neste capítulo foram feitas referências ao tipo de instrumentação de medida utilizada durante as experiências, remetendo-se para apêndice (A1) uma descrição mais detalhada dessa instrumentação. O microclima que se estabeleceu no interior de uma estufa ao nível do coberto vegetal é o resultado das características geométricas da mesma estufa e sobretudo das características físicas da cobertura (propriedades radiométricas, coeficientes de transferência convectiva e condutiva). Neste sentido, mereceu especial atenção o estudo da interação da cobertura plástica com a radiação solar global e, em particular, com a radiação de grande comprimento de onda (capítulo 4). Neste último caso foi feito o estudo do clima radiativo nocturno, apresentando-se um

modelo rigoroso que permitiu estimar a taxa de arrefecimento radiativo nocturno, observada ao nível do solo no interior de uma estufa hemecilíndrica revestida de um material plástico com quaisquer propriedades radiométricas. O interesse deste modelo era o de poder ser útil na previsão da geada nocturna, fenómeno aliás muito comum na região de Évora em certos períodos do ano e de consequências desastrosas para as culturas.

Uma vez que o dispositivo experimental possuía um sistema de distribuição de energia que permitia o aquecimento forçado do solo através da circulação de água quente numa rede de tubos colocados a uma certa profundidade, apresentou-se no capítulo 5 o estudo detalhado da condução de calor no solo. Foram aí, aplicados vários modelos clássicos de condução de calor em sólidos, para estudar a condução de calor no solo sujeito quer à irradiação solar quer ao aquecimento forçado. O ajuste conseguido entre alguns destes modelos e os valores experimentais pôde considerar-se satisfatório no que respeita à estimativa de algumas propriedades térmicas do solo e tendo em conta que este é um meio poroso onde ocorre simultaneamente difusão de calor e vapor de água que aqui não foi considerado.

Uma outra forma de transferência de energia e massa que ocorre no interior de uma estufa é a transferência por convecção. Daí que no capítulo 6 fossem tratados os principais processos de transferência convectiva de calor e vapor de água que ocorrem ao nível dos diferentes níveis da estufa. Foram aqui analisados e quantificados os fluxos de calor entre o



solo nu e o ar interior da estufa, entre este e a face interna da cobertura plástica com condensação ou evaporação simultâneas, entre a cobertura plástica e o ar exterior. Na parte final deste capítulo foi dada especial atenção às trocas de vapor de água entre a vegetação e o ar interior da estufa. Este estudo processou-se a dois níveis diferentes: ao nível planta-atmosfera e ao nível coberto vegetal (plantas mais solo) - atmosfera. Ao nível da planta focalizou-se a atenção na transferência de vapor de água e calor através da camada limite de folhas artificiais simulando folhas reais. Foi sua preocupação caracterizar o regime dominante de transferência e quantificar as taxas a que se processaram as transferências de vapor (ou calor) através dessa camada. Com efeito foi proposto um modelo de convecção mista em que ambas as taxas eram função da velocidade do ar exterior às folhas e da diferença de concentração de vapor (ou temperatura) da folha e do ar. O estudo do transporte de vapor de água entre a planta e o ar (transpiração) e a influência de alguns factores ambientais na produção de vapor foi igualmente aqui incluído.

Ao nível do coberto vegetal, o estudo teve dois objectivos: aplicabilidade de modelos clássicos de estimativa da evapotranspiração em cobertos vegetais sujeitos a condições ambientais naturais a culturas em estufa; estimativa das resistências oferecidas pela cultura à transferência de vapor, recorrendo a um desses modelos clássicos.

Para quantificar as trocas de energia e massa que ocorreram ao nível de algumas superfícies de troca ou

subsistemas da estufa, (solo, ar interior, cobertura plástica), utilizou-se o método do balanço de energia. A análise dos fenômenos e a quantificação dos coeficientes de transferência nesses níveis foi feita estabelecendo equações descritivas de cada um dos subsistemas, isto é, as equações de balanço de energia que figuraram em apêndice (A2). Para isso, recorreram-se às equações de conservação de energia válidas em sistemas macroscópicos e não isotérmicos, que foram aplicadas aos sistemas reais uma vez identificados e conhecidos os diferentes modos de transferência de energia em cada um dos níveis e as características geométricas e físicas da estufa. A sua resolução pressupôs, em alguns casos, o conhecimento das condições aos limites, também designadas condições primárias face ao sistema estufa, uma vez que são independentes das propriedades físicas e geométricas da estufa e, noutros casos, parâmetros que dependem das propriedades de certos elementos da estufa, por vezes designadas condições secundárias. Foi igualmente necessário proceder-se a simplificações no que respeita designadamente às dimensões do sistema, homogeneidade do meio e de algumas grandezas ambientais e às trocas radiativas.

Assim e sumariamente este trabalho foi organizado do seguinte modo: em 2 - Caracterização do Clima das Estufas, em 3 - Dispositivo Experimental, em 4 - Radiação, em 5 - Transporte de Calor no Solo e em 6 - Processos Convectivos de Transferência de Calor e Massa.

## 2 - CARACTERIZAÇÃO DO CLIMA DAS ESTUFAS

A designação de clima de uma estufa é aqui utilizada para indicar a representação instantânea de uma série de grandezas físicas ambientais que de uma forma ou outra afectam o crescimento e desenvolvimento do coberto vegetal. Em meteorologia, o termo clima é utilizado para designar uma síntese temporal das propriedades físicas dos estados dum sistema (por exemplo atmosfera) numa região, sendo aqueles estados definidos como uma média espacial sobre a colectividade de representações instantâneas das grandezas físicas ambientais. O termo tempo é utilizado para designar a representação instantânea das grandezas físicas ambientais numa dada região. De acordo com estas definições devia então falar-se do "tempo de uma estufa" e reservar o termo "clima" de uma estufa para designar o valor ou estado médio do "tempo" da estufa. No entanto adoptou-se aqui a nomenclatura habitual e usou-se o termo clima da estufa com o significado que foi dado no início deste capítulo.

A diferença entre o "clima" interior de uma estufa e o "tempo" exterior pode ser explicada por dois mecanismos:

- O ar no interior da estufa pode ser considerado estagnado, devido à presença da envolvente que funciona como barreira às trocas de ar com o exterior. As velocidades locais do ar são pois muito inferiores às observadas no exterior e em

consequência, os processos de transferência convectiva entre o ar interior e todos os corpos aí presentes, são afectados. Em consequência da redução da renovação do ar interior, todos os balanços de energia e massa são igualmente afectados.

- A radiação solar sofre atenuação ao penetrar na estufa, produzida pelas componentes opacas (estrutura) e transparente (plástico, no nosso caso) da estufa. Por seu lado, as trocas de radiação de grande comprimento de onda entre o interior e o exterior da estufa são alteradas com a presença da cobertura plástica e dependem fundamentalmente das suas propriedades radiométricas. No caso do plástico (à semelhança do vidro) ser utilizado como material para a cobertura da estufa, aquele mecanismo conduz ao conhecido fenómeno designado por "efeito de ratoeira": sendo o plástico parcialmente transparente (menos que o vidro) à radiação de pequeno comprimento de onda, é parcialmente opaco (menos que o vidro) à radiação de grande comprimento de onda emitida pelos corpos no seu interior (solo, plantas, estrutura), impedindo em parte as "trocas" directas de energia radiante térmica com o exterior. No entanto, tal como indicou Businger\* (1963), o que já tinha sido provado por Wood\* (1909) e Van Gulik\* (1910), não é este o mecanismo mais fortemente responsável pela elevação da temperatura do ar no interior da estufa, fenómeno este vulgarmente designado por "efeito de estufa".

-----

\* - citados em Bot (1933)

Tentar identificar ou explicar o "efeito de estufa" pelo "efeito de ratoeira" pode pois ser confuso: na ausência de radiação solar e comportando-se a cobertura plástica como "armadilha" à radiação de grande comprimento de onda emitida por todos os corpos no seu interior, não se sabe explicar a observação, pouco frequente é certo, de temperaturas do ar interior da estufa iguais ou mesmo inferiores às observadas no exterior. A explicação deste fenómeno só pode ser feita, tendo em conta o outro mecanismo relacionado com a inibição dos processos de transferência convectiva, consequência da estagnação e estratificação do ar interior da estufa e que não permite que haja transferência de calor sensível entre o ar e os corpos em contacto, designadamente o solo ou as plantas no interior da estufa.

Os principais processos físicos de transferência de energia e massa que ocorrem no interior ou com o exterior da estufa estão esquematizados na figura 2.1 (trocas radiativas) e figura 2.2 (trocas de calor e vapor de água).

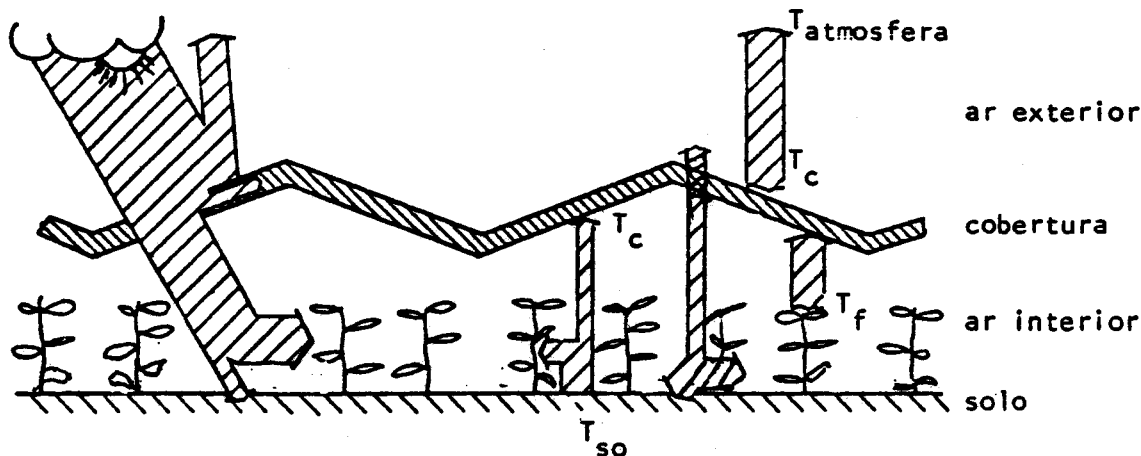


Figura 2.1 - Interação da radiação solar com as várias componentes da estufa (esquerda) e trocas térmicas radiativas entre os vários corpos opacos, a cobertura e o exterior (direita).

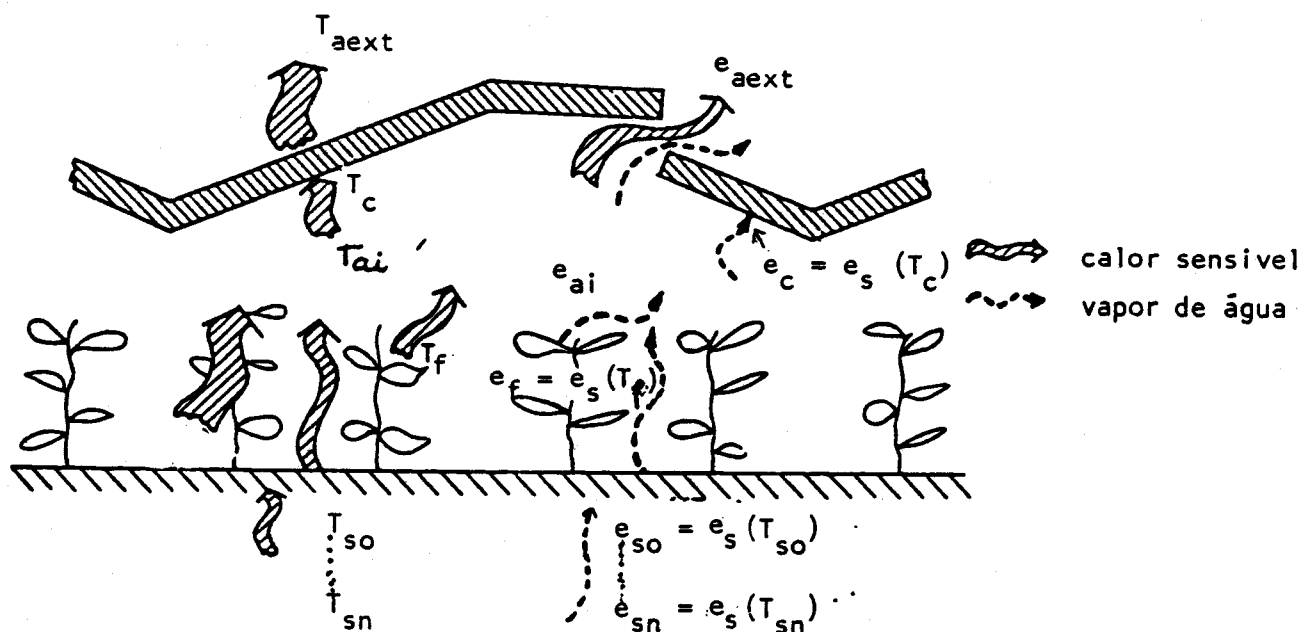


Figura 2.2 - Fluxos de calor e vapor de água entre os vários componentes da estufa e entre o interior e o exterior.

Dado que a cobertura intervém em todas as trocas de energia (radiante, convectiva e condutiva) entre o interior e exterior começou-se por descrever a interacção da radiação com a cobertura. A radiação solar global exterior bem como a radiação atmosférica e terrestre exteriores (emitida pelo solo na vizinhança da estufa) constituem "condições aos limites" do clima da estufa, dado que são grandezas climáticas independentes das propriedades físicas e geométricas da estufa. A cobertura plástica transmite, absorve ou reflecte parte da radiação solar global exterior e a radiação transmitida para o interior é parcialmente absorvida pelo coberto vegetal e parte atinge a superfície do solo onde é igualmente absorvida. Como ocorrem reflexões múltiplas entre

as várias superfícies, isto é, entre o coberto vegetal e a cobertura plástica e entre a superfície do solo e o coberto vegetal ou a cobertura, resulta uma absorção efectiva da radiação de pequeno comprimento de onda, pela cobertura plástica, coberto vegetal e solo, e uma reflexão total (global) proveniente da estufa. A radiação de grande comprimento de onda de origem atmosférica ou terrestre sofre os mesmos acidentes no seu percurso, desde o exterior da estufa até atingir o solo ou coberto vegetal. As trocas radiativas entre os vários corpos opacos no interior da estufa ou entre estes e a cobertura plástica ou o exterior são calculadas partindo da equação de Stefan-Boltzman, onde são introduzidos factores de forma geométricos para dar conta da orientação geométrica das superfícies entre si, admitindo que elas emitem de uma forma perfeitamente difusa, e as emissividades de cada uma delas, dado que as superfícies reais emitem apenas uma fracção do que seria emitido por uma superfície negra ideal à mesma temperatura.

Servindo a cobertura plástica de barreira às trocas de ar entre o interior e o exterior, também troca energia (sob a forma de interacção calor) e vapor de água por convecção entre cada uma das faces e o ar exterior e interior da estufa. Essas trocas são caracterizadas por coeficientes de transferência de calor e vapor de água, enquanto que as diferenças de temperatura ou de tensão de vapor entre cada uma das faces e o ar são as grandezas indutoras dessas trocas. Só se consideram os fluxos de vapor entre cada uma das faces e o ar quando

ocorre condensação ou evaporação nessas superfícies (isto é, quando as suas temperaturas forem inferiores à temperatura do ponto de orvalho do ar), e se forma um filme muito fino de minúsculas gotículas. A existência de uma fina película de gotículas permite identificar a tensão de vapor na superfície com a tensão de saturação do vapor à sua temperatura e o calor necessário à mudança de fase na superfície com o calor latente de vaporização ou condensação da água. Para quantificar os fluxos de vapor de água é então necessário conhecer a tensão de vapor em ambas as faces da cobertura (função da temperatura da face) e as tensões de vapor do ar interior e exterior da estufa. Para quantificar as trocas de calor, é necessário conhecer as temperaturas de ambas as faces da cobertura bem como as temperaturas do ar interior e exterior. A temperatura e a tensão de vapor do ar exterior são consideradas condições fronteira para o clima da estufa. Se a cobertura da estufa é em plástico, há quem considere (Seginer, 1971) que as temperaturas de ambas as faces são idênticas devido às características térmicas e espessura do material. Takakura (1967-68), no entanto, considera que esta hipótese nem sempre deverá ser admitida e que a temperatura varia linearmente com a espessura do material.

Como se pode observar, estão representados na figura 2.2, as trocas de calor e vapor de água que ocorrem entre as superfícies das folhas do coberto vegetal e o ar, entre a superfície do solo e o ar ou as folhas. Tal como ao nível da cobertura, estas trocas são caracterizadas pelo coeficiente de



transferência convectiva de calor ou vapor de água e induzidas pelas diferenças de temperatura ou tensão de vapor entre as superfícies e o ar vizinho. Para determinar as tensões de vapor na superfície da folha ou do solo, supôs-se no nosso caso que havia disponibilidade total de água nessas superfícies de modo a estarem saturadas à temperatura respectiva.

O transporte de água no interior da planta até à superfície das folhas não está esquematizado na figura 2.2. é um processo complexo, intimamente relacionado com o comportamento fisiológico da planta, por sua vez condicionado por factores climáticos externos. Admite-se (Gates, 1980) que a água se evapora no interior das células do mesófilo, difundindo-se o vapor desde as paredes das células até à superfície das folhas através dos espaços intercelulares, estomas e cutícula. A resistência da cutícula é normalmente muito superior à resistência estomática, sendo esta regulada por processos fisiológicos da planta induzidos por factores climáticos externos, tais como a irradiação solar, temperatura e humidade.

Simultaneamente com a transpiração ocorre a fotossíntese e conseqüentemente o transporte de  $\text{CO}_2$  cujo percurso pode ser descrito de uma forma análoga ao do vapor de água. Do ponto de vista puramente físico, podem quantificar-se o transporte de água ou  $\text{CO}_2$ , desde as folhas até ao ar fora da camada limite, conhecendo as tensões de vapor ou as concentrações de  $\text{CO}_2$  nas folhas e no ar, as resistências

oferecidas pela folha (cutícula e estomas) e pela camada limite.

O transporte de calor e água (na fase líquida ou gasosa) no interior do solo está igualmente representado na figura 2.2. Admitindo que o transporte destas grandezas é induzido exclusivamente por gradientes de temperatura ou teor de humidade (transporte de massa em volume), seria necessário medir a temperatura e teor de humidade a várias profundidades do solo e conhecer as propriedades térmicas e mássicas desse meio.

Para além da transferência convectiva de calor ou vapor de água já mencionado, estão representadas na mesma figura as trocas directas de calor e vapor de água ou  $\text{CO}_2$  através das aberturas da cobertura plástica. Com efeito, o ar que circula através das aberturas transporta consigo calor, vapor de água ou  $\text{CO}_2$  e os fluxos destas grandezas são determinados pela renovação volúmica do ar e pela diferença entre a temperatura, concentração de vapor e  $\text{CO}_2$  interiores e exteriores. A renovação volúmica do ar é por sua vez determinado pela diferença de temperatura do ar interior e exterior e pela velocidade do ar exterior, geometria e orientação das aberturas. A velocidade do ar exterior (intensidade e direcção) deve ser então igualmente medida e constitui uma condição limite ao "clima" da estufa.

Até esta altura, nada foi dito sobre a homogeneidade do clima da estufa e consequentemente sobre a distribuição espacial das diferentes grandezas físicas e fenómenos que

ocorrem no interior de uma estufa. A variabilidade espacial dos fenômenos e grandezas físicas está intimamente relacionada com a dimensão do sistema, isto é, com a dimensão da estufa que se considera para estudo. A maior parte dos autores estabeleceram equações de balanço de energia em estufas considerando-as como sistemas quasi-unidimensionais, com dimensões horizontais infinitas. Neste caso, apenas os gradientes verticais das diferentes grandezas (intensivas ou extensivas) são considerados. Estes modelos correspondem na prática a situações muito excepcionais, adaptando-se no entanto bem a estufas multicapelares. Numa estufa individual, isolada, os efeitos das "pontas" devido à presença das paredes laterais fazem sentir-se e devem ser consideradas. Neste caso, os gradientes horizontais de algumas grandezas ambientais ao nível dos vários subsistemas de uma estufa passam a manifestar-se com uma amplitude idêntica à dos gradientes verticais, que normalmente predominam em estufas multicapelares. No interior do solo, esses efeitos repercutem-se igualmente e os fluxos de calor ou água deixam de ser predominantemente unidirecionais (em profundidade). O estudo do campo de temperaturas ou de teor de humidade deverá assentar neste caso em modelos bidimensionais. No entanto, é ao nível das trocas radiativas (devido às reflexões múltiplas e à necessidade de tomar em conta os factores de forma) que o modelo unidirecional menos se ajusta à realidade, pois no que respeita às trocas convectivas e desde que se considerem as superfícies de troca reais, os modelos uni e multidimensionais

podem considerar-se equivalentes. No nosso trabalho e à excepção do solo, consideraram-se apenas os fluxos verticais das grandezas e uma distribuição homogénea das diferentes variáveis ao nível das superfícies de troca, pois ela tem a vantagem de permitir a formulação das equações de balanço cuja solução representa o estado médio das variáveis.

### 3 - DISPOSITIVO EXPERIMENTAL

#### 3.1 - INTRODUÇÃO

A concepção de todo o dispositivo experimental que incluía o sistema de condicionamento ambiente das estufas, teve essencialmente três objectivos que se passam a enunciar:

a) Proporcionar a simulação de um conjunto de situações climáticas no domínio da micrometeorologia das estufas que permitissem estudos de natureza científica.

b) Estudar o comportamento de uma fonte de produção de calor não convencional, reversível, versátil e cómoda, utilizada no condicionamento ambiental de estufas destinadas à agricultura, tendo em conta os recursos humanos e materiais existentes no local.

c) Comparar modos de condicionamento do clima mais favoráveis em estufas, quer em situação de inverno quer em situação de verão e com possível aplicação a várias culturas.

Nos objectivos de natureza científica inseriu-se o estudo qualitativo e quantitativo dos vários processos de transporte de calor e vapor de água nos vários subsistemas da estufa, face às possibilidades que o dispositivo experimental oferecia, para simular situações climáticas diversas ao nível desses vários subsistemas: aquecimento subterrâneo do solo,

aquecimento ou refrigeração ambiente, humidificação ambiente, por exemplo.

O facto de haver disponível no local água subterrânea proveniente de um manto freático relativamente pouco profundo (a cerca de 3m da superfície do solo) e a uma temperatura quasi constante, levou a que se aproveitasse a sua capacidade térmica praticamente infinita, para dela extrair ou ceder calor através da utilização de uma bomba de calor reversível água-água. Esta máquina pode ser considerada uma fonte não convencional de produção de calor, na medida em que, aproveitando a energia térmica armazenada em reservatórios de água naturais, que constituem fontes inesgotáveis de energia, extrai deles o calor à custa de um consumo reduzido de energia eléctrica face à energia térmica extraída. Sendo a bomba de calor uma máquina reversível permite ainda, de uma forma cómoda, utilizá-la para a refrigeração de estufas, evacuando o excesso de calor nelas existente e cedendo-o ao manto freático. A bomba de calor possibilita então a utilização e exploração agrícola das estufas durante todo o ano. A pouca manutenção exigida, a facilidade e versatilidade de utilização e a pouca experiência da aplicação da bomba de calor ao condicionamento climático de estufas, foram igualmente factores que entraram em linha de conta quando se optou pela sua utilização como fonte de produção de calor no nosso dispositivo experimental.

Finalmente, dado que foram implantados dois sistemas distintos de distribuição de calor (aquecimento subterrâneo do

solo e aquecimento ou refrigeração do ar ambiente) a que se associou a humidificação ambiente por nebulização, foi possível comparar modos de condicionamento que melhor favorecessem o desenvolvimento do coberto vegetal tanto em situação de verão como de inverno. Neste âmbito, foram obtidos alguns resultados que foram adiante apresentados, com ênfase para a situação de verão - Acta Horticultura, 174, 1985.

Deve dizer-se que a concepção de todo o dispositivo experimental não entrou em linha de conta com considerações de natureza económica, dado que se tratava de um projecto piloto, de carácter essencialmente experimental, no domínio da física do microclima das estufas. Esta atitude não significa que não devam ser feitos estudos de natureza económica em projectos deste tipo, mas numa primeira fase achou-se necessário e fundamental fazer-se uma caracterização quantitativa, tão rigorosa quanto possível, de algumas das situações climáticas que o dispositivo experimental permitia criar no interior das estufas, face às condições meteorológicas desta região.

A escolha da instrumentação - sensores e aparelhos de registo - teve em atenção sempre que possível o tipo e características da medida e a escala de observação espaço-temporal da grandeza física a medir. Os sensores mais vulgarmente utilizados durante o trabalho experimental possuíam na quase totalidade transdutores de sinal eléctrico (termopares, termoresistências, termopilha, entre outros) e foram acoplados a aparelhos de registo do tipo potenciométrico que forneciam os valores das grandezas quer sob a forma

analógica num registo gráfico quer sob a forma numérica num impressor. A descrição, princípio de funcionamento e limitações da instrumentação utilizada na medição das grandezas ambientais no interior e exterior da estufa foi feita em apêndice (A1).

### 3.2 - DESCRIÇÃO DO DISPOSITIVO EXPERIMENTAL

O dispositivo experimental existente engloba os seguintes componentes:

- i) duas estufas em plástico térmico.
- ii) bomba de calor, depósito de armazenamento, circuitos de distribuição de energia e respectivos dispositivos de comando e controlo eléctrico ou electromecânico.
- iii) sistema de rega por nebulização e seus comandos.

#### 3.2.1. - Descrição das estufas

Foram implantadas duas estufas idênticas hemisféricas, em estrutura metálica e revestidas a plástico térmico - polietileno de espessura 200  $\mu\text{m}$  -, abrangendo cada uma delas uma área coberta de solo de 115  $\text{m}^2$  e orientadas na sua maior dimensão segundo direcção E-W. Ambas possuem janelas superiores de abertura regulável, dispostas ao longo do comprimento da estufa, e uma porta situada numa das faces de



topo. As áreas correspondentes às aberturas máximas das janelas e porta são respectivamente  $15 \text{ m}^2$  ( $7.5 \text{ m}^2/\text{janela}$ ) e  $4 \text{ m}^2$ . A disposição das janelas superiores relativamente à colocação da porta, favorece a renovação natural do ar por efeito de chaminé, tanto mais efectiva quanto maior é a área efectiva das aberturas, num local onde as velocidades do ar exterior são geralmente muito baixas ( $v < 1 \text{ m.s}^{-1}$ ) e as diferenças de temperatura entre o interior e o exterior da estufa muito elevadas ( $\Delta T \approx 10 \text{ K}$ ). Utilizando as relações obtidas por Bot (1983) e adaptando-as ao nosso caso, estimou-se a quantidade de ar que era renovado na unidade de tempo por efeito da chaminé, através das janelas superiores na sua máxima abertura, tendo em conta a sua colocação face à abertura lateral. O valor encontrado foi da ordem de  $3 \text{ m}^3/\text{s}$  o que representou cerca de 30 renovações do volume de ar da estufa por hora.

Escolheu-se a implantação segundo a orientação E-W por ser a que mais favorecia, durante o período de inverno, uma maior captação da radiação solar para culturas de pequeno porte e desenvolvimento horizontal. Esta necessidade foi conciliada com a configuração do terreno disponível para a implantação das estufas.

A escolha do plástico térmico (polietileno absorvendo selectivamente na banda espectral dos grandes comprimento de onda) para envolvente da estufa baseou-se no facto das suas características radiométricas serem mais favoráveis a períodos nocturnos por céu limpo, em que o arrefecimento radiativo é

intenso e a temperatura do ar exterior é muito baixa: transmitância relativamente baixa (cerca de 15%) para a radiação térmica compreendida entre os 7 - 14  $\mu\text{m}$ , isto é, correspondente à janela espectral de transparência da atmosfera. Contudo, para a radiação de pequeno comprimento de onda ele apresentava uma elevada transmitância. Este material tinha ainda a vantagem de se comportar como um material difusor da radiação, uma vez que a radiação solar global que nele incidia (feixe directo mais difuso) aparecia no interior, sob a forma predominantemente de radiação difusa. Esta característica permitia que houvesse uma distribuição mais homogénea da radiação global sobre o coberto vegetal.

Na figura 3.1, pode observar-se a curva representativa da transmitância do plástico em função do comprimento de onda da radiação incidente correspondente à banda espectral de 4 - 25  $\mu\text{m}$ , obtida a partir de uma amostra do mesmo material. Na figura 3.2, podem observar-se duas curvas: uma representativa da transmitância espectral da atmosfera na zona dos grandes comprimento de onda; a outra correspondente à distribuição espectral do fluxo de radiação emitida pela atmosfera comparada com a emitida por um corpo negro à mesma temperatura.

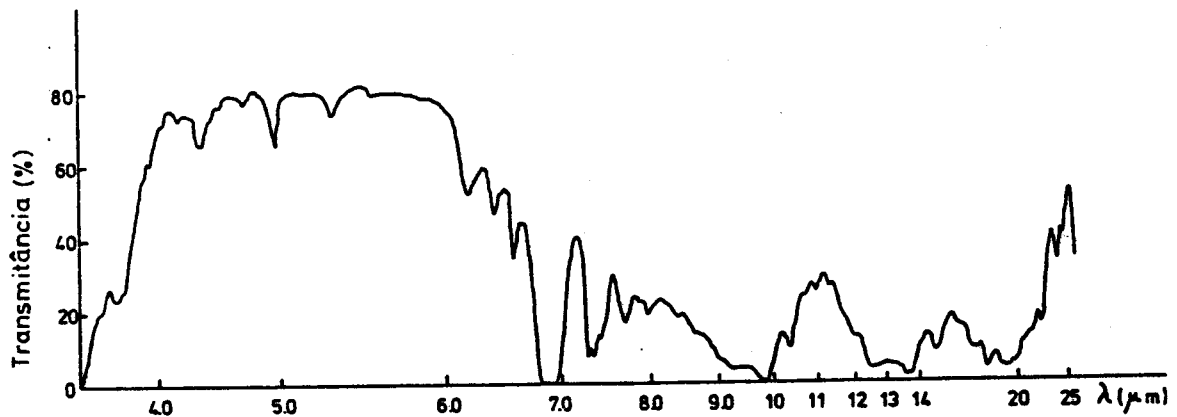


Figura 3.1 - Transmittância de uma amostra de plástico da estufa em função do comprimento de onda da radiação incidente.

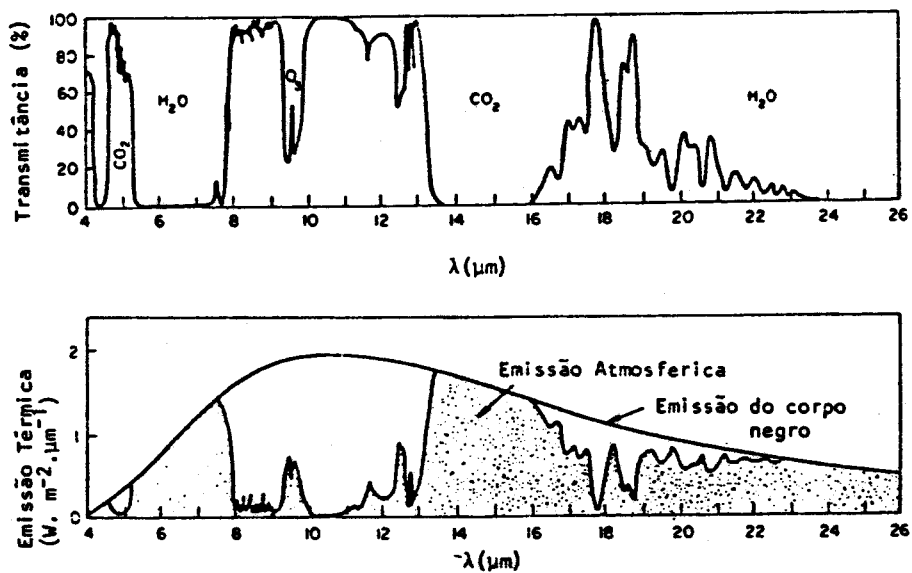


Figura 3.2 - Transmittância espectral da atmosfera, para a radiação de grande comprimento de onda (superior), Densidade espectral do fluxo de radiação emitida pela atmosfera e pelo corpo negro à mesma temperatura (inferior).

O plástico térmico apresentava uma durabilidade superior ao polietileno normal (cerca de 3 anos) e uma maior resistência mecânica a situações de vento exterior muito

intenso e a exposições prolongadas a valores muito elevados da radiação.

A utilização do plástico em estufas, como substituto do vidro, apresenta em relação a este algumas vantagens: o seu custo é muito inferior ao do vidro, apesar de menos durável, e exige uma estrutura de suporte mais ligeira; o sistema de fixação do plástico à estrutura permite a existência de frestas que contribuem para uma renovação do ar interior mais eficaz e conseqüentemente uma evacuação mais eficaz do excesso de calor ou humidade nele existente. Mesmo durante o período nocturno de inverno, a ausência de estanquicidade pode ser favorável, pois o aumento da convecção do ar interior, causado pela infiltração de ar através das fendas, evita a estratificação térmica que, em situações extremas, pode ser prejudicial à cultura. No entanto, em certas situações nocturnas de inverno (elevada transparência da atmosfera à radiação térmica) em que o arrefecimento radiativo no interior é superior ao arrefecimento convectivo, o vidro pode apresentar vantagens sobre o plástico, dada a sua maior opacidade à radiação térmica emitida pelos corpos no interior da estufa. Exceptua-se a situação em que o plástico apresente um filme de água, ou na sua face interior resultante da condensação do vapor, ou na face exterior resultante da rega, cuja transmitância, para a radiação térmica, é praticamente nula e semelhante à do vidro.

### 3.2.2 - Sistema de condicionamento ambiental

O sistema de condicionamento ambiental incluiu:

a) Uma bomba de calor água-água, reversível com capacidade para fornecer, no modo de aquecimento, uma potência calorífica de 30 kW face a 9 kW de potência eléctrica consumida e funcionando entre as temperaturas de 10°C e 50°C correspondentes, respectivamente, à temperatura do manto freático (donde extrai o calor) e à temperatura do depósito onde é cedido e armazenado o calor. Invertendo o circuito do fluido termodinâmico, a bomba de calor funcionava no modo de refrigeração e a potência calorífica extraída do depósito era de 30 kW face a 8 kW de potência eléctrica consumida. Neste modo, a bomba de calor funcionava entre as temperaturas de 5°C e 40°C das suas fontes.

b) Um depósito de armazenamento com uma capacidade volúmica de 5 m<sup>3</sup> instalado entre a bomba de calor e os circuitos de distribuição de energia foi construído em poliéster e revestido com uma camada de poliuretano com 15 cm de espessura. A eficiência do isolamento térmico foi testada, tendo para tal, sido feita a medida do coeficiente global de perdas térmicas do depósito mediante a medida da potência fornecida pela bomba de calor ao depósito para o manter a 40°C quando o consumo pelos circuitos de utilização era nulo. Os valores obtidos mostraram uma dependência das perdas térmicas com a temperatura exterior que oscilaram entre 1.5 KW (dia típico de inverno) e 0.4 KW (dia típico de verão) o que cor-

respondeu a um coeficiente global de perdas  $U_{dep}$  de  $2 \text{ W/m}^2\text{K}$ . Dois termostatos diferenciais instalados no depósito controlavam o funcionamento da bomba de calor e a circulação de água entre esta e o depósito, tanto para o modo de aquecimento como de refrigeração. Um contador de calorías e um contador eléctrico contabilizavam a potência térmica fornecida e a potência eléctrica consumida pela bomba de calor.

c) Um dos circuitos de distribuição de energia era constituído por uma rede subterrânea de tubos equidistantes, espaçados de 0.60 m e enterrados no solo a uma profundidade idêntica ao seu espaçamento. A rede era constituída por tubos de poliéster negro de 0.05 m de diâmetro e nela era feito circular água quente, em circuito fechado com o depósito. A circulação da água quente era accionada ou manualmente ou sob o comando de um termostato diferencial acoplado a uma sonda enterrada a cerca de 0.25 m da superfície do solo.

O segundo circuito de distribuição de energia, instalado na outra estufa, permitia o aquecimento ou refrigeração do ar interior. Foram então instalados dois termoconvectores em série com o depósito de água, munidos de permutadores de calor água-ar e de impulsionadores de ar. A água (aquecida ou arrefecida) proveniente do depósito, ao circular nos permutadores, transferia a sua energia térmica para o ar que era aspirado através do permutador e em seguida injectado (aquecido ou refrigerado) para o interior da estufa, por acção dos impulsionadores. O funcionamento dos termoconvectores era accionado manualmente ou sob o comando de

um termostato diferencial colocado no ar no ponto médio da estufa. Os termoconvectores foram instalados junto a uma das faces de topo da envolvente da estufa, e possuíam aberturas reguláveis com duas posições, para permitir a aspiração do ar quer do interior da estufa quer do exterior. No modo de aquecimento, o ar era aspirado do interior, saindo dos permutadores mais quentes; no modo de refrigeração, o ar era aspirado do exterior, saindo dos permutadores mais frio. Os termoconvectores podiam também funcionar apenas como ventiladores de ar, sem que neles circulasse água. Nestas condições, podiam ser utilizados quer para fazer recircular o ar interior, homogeneizando-o, se o ar fosse aspirado e injectado de e para o interior da estufa; quer para ventilar a estufa, renovando o ar interior. Neste último caso, o ar era aspirado do exterior forçando-se o ar interior a ser evacuado através das aberturas da estufa; este procedimento foi utilizado para refrigeração da estufa quando a temperatura do ar no exterior era inferior á temperatura no interior.

O volume de ar que era aspirado, por unidade de tempo, através de cada ventilador atingia  $6666 \text{ m}^3/\text{h}$ , a que correspondia uma velocidade de deslocamento de ar, á saída dos termoconvectores de cerca de  $4 \text{ m.s}^{-1}$ . A potência calorífica fornecida pelos termoconvectores depende do débito da água que neles circula, débito do ar aspirado, área efectiva de permuta e das temperaturas de entrada e saída da água e do ar. A eficiência dos termoconvectores é definida como a razão entre a potência actualmente transferida pela água e a potência

máxima que seria possível transferir se as temperaturas de entrada de água e saída do ar fossem iguais. No nosso caso, se as temperaturas de entrada e saída da água fossem respectivamente 40°C e 35°C; se as temperaturas de entrada e saída do ar fossem 10°C e 20°C e se os débitos de água e ar fossem respectivamente 4 m<sup>3</sup>/h e 6666 m<sup>3</sup>/h a potência calorífica fornecida por cada um dos termoconvectores era da ordem de 20W e a eficiência calorífica de 30%.

Este sistema de distribuição de calor no ar da estufa, tinha certas vantagens sobre o sistema de aquecimento do solo, descrito no ponto anterior:

i) Promovia a agitação do ar interior, evitando a sua estratificação e permitindo uma distribuição quase uniforme das temperaturas e velocidade do ar no interior da estufa.

ii) Possibilitava uma resposta mais rápida às flutuações das grandezas climáticas fronteira da estufa (temperatura, humidade e vento exteriores) permitindo atingir-se, no seu interior, valores confortáveis dessas grandezas num intervalo de tempo relativamente curto, em consequência da pequena inércia térmica do ar (quando comparada com a do solo) e da aceleração dos processos convectivos de transferência de calor e vapor e água no ar interior.

d) Com o objectivo de aumentar a renovação do ar interior da estufa e conseguir uma maior evacuação do calor em relação à que era obtida com os termoconvectores (cerca de 37 renovações/h), instalou-se um ventilador suplementar de pás,



numa das faces de topo da estufa. O funcionamento dos termoconvectores e do ventilador podiam ser comandados manualmente ou por um termostato diferencial acoplado a uma sonda de temperatura colocado no ponto médio do interior da estufa, a cerca de 2 m acima da superfície do solo.

### 3.2.3. - Sistema de rega por nebulização

O sistema de rega por nebulização foi instalado com o objectivo principal de humidificar o ar e o coberto vegetal. Simultaneamente conseguia-se uma depressão na temperatura do ar e das folhas, à custa da evaporação de finas gotículas de água pulverizadas com nebulizadores e suspensas no ar ou sobre a superfície das folhas. A evaporação das gotículas era realizada à custa de uma diminuição do calor sensível do ar, com conseqüente depressão da temperatura e acréscimo simultâneo do teor de humidade no ar. O arrefecimento evaporativo, assim chamado, é desejável quando se observam temperaturas muito elevadas acompanhadas de teores de humidade muito baixos no interior da estufa, prejudiciais a certas culturas.

O sistema de rega compreendia uma rede de tubos em poliéster, com cerca de 0.02 m de diâmetro e com pequenos orifícios, regularmente espaçados, onde foram colocados os nebulizadores. A rede de tubos, suspensa por uma estrutura cerca de 2 m acima do coberto vegetal era alimentada com água á pressão da ordem de 4 bar. A taxa máxima de irrigação era da

ordem de  $12 \text{ l.h}^{-1}.\text{m}^{-2}$ . O sistema de rega incluía também filtros, um contador de água, uma bomba de pressurização, um pressoestato, que permitia manter a pressão desejada, e um vaso de expansão que é um reservatório de água pressurizada. Posteriormente foi instalado um temporizador electrónico que permitia regular automaticamente o intervalo e a duração das nebulizações.

Na figura 3.3 está esquematizado o dispositivo experimental instalado.

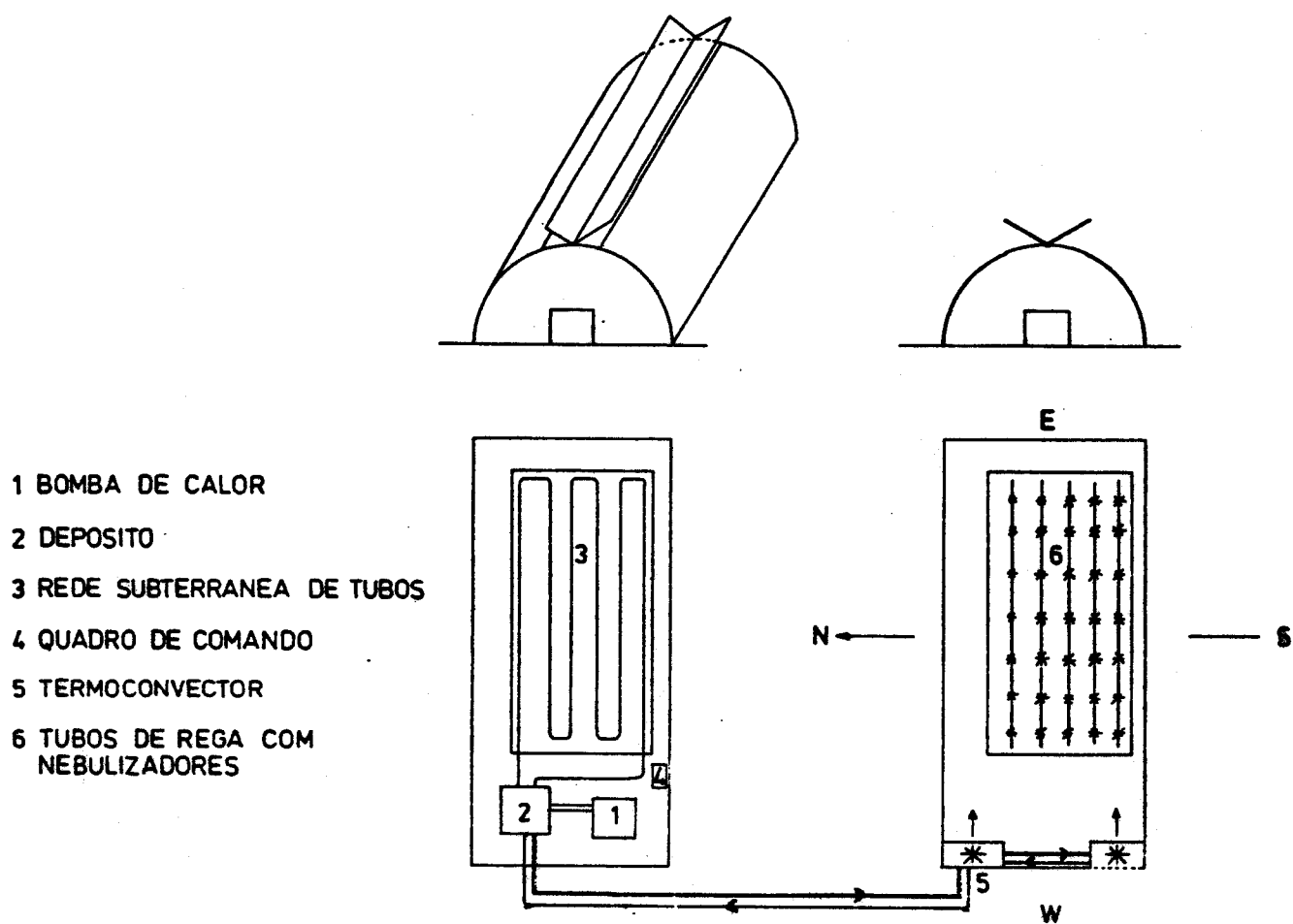


Figura 3.3 - Esquema do dispositivo experimental instalado nas duas estufas.

### 3.3 - COMPARAÇÃO DE MODOS DE CONDICIONAMENTO AMBIENTAL EM SITUAÇÃO DE INVERNO E VERÃO

Como se disse no parágrafo 3.1, um dos objectivos do dispositivo experimental foi o de permitir a comparação dos vários modos de condicionamento ambiente proporcionados pela existência de uma fonte de produção de calor reversível, de dois sistemas distintos de distribuição de energia e de um sistema de rega por nebulização.

Como se descreveu no parágrafo 3.2.2.c, quando a bomba de calor funcionava no modo de aquecimento, numa das estufas utilizava-se o calor fornecido para aquecer o solo e na outra para aquecer directamente o ar ambiente. Quando a bomba de calor funcionava no modo de refrigeração, apenas nesta última estufa era possível aproveitar a reversibilidade da bomba de calor para fazer o arrefecimento ambiente; com efeito, para além da ventilação natural, comum às duas estufas, era possível fazer a ventilação forçada com refrigeração do ar aspirado do exterior e ainda combinar estes modos com a nebulização ambiente.

As potências caloríficas dissipadas por unidade de área coberta, em cada um dos sistemas de distribuição de calor, funcionando ambos em regime contínuo durante o período nocturno de inverno, e para as mesmas condições meteorológicas exteriores, foram muito diferentes. Os resultados obtidos sobre a temperatura do ar interior foram diferentes: na estufa com rede subterrânea de tubos, onde a circulação da água

quente (40°C) foi feita em contínuo durante 10 dias, atingiram-se temperaturas do ar interior que eram apenas, ligeiramente superiores às temperaturas do ar exterior ( $\Delta\theta \approx 2^\circ\text{C}$ ); na estufa com termoconvectores, onde o aquecimento ambiente foi feito em contínuo durante o período nocturno e com a água circulando a 40°C, conseguiram-se temperaturas do ar interior que excederam, em média, 11°C a temperatura do ar exterior exigindo todavia um maior consumo de energia ( $6.4 \times 10^6 \text{ J.m}^{-2}$  contra  $4.7 \times 10^6 \text{ J.m}^{-2}$  na rede) para manter uma diferença confortável entre a temperatura interior e exterior. A grande inércia e capacidade de armazenamento térmico do solo quando comparadas com a do ar, justificam simultaneamente uma menor dissipação de potência calorífica na rede subterrânea e uma insuficiência para responder em tempo útil, às necessidades energéticas no interior da estufa, que a não serem satisfeitas podem ser prejudiciais a algumas culturas.

Para o período de verão foram apresentados com mais detalhe os efeitos produzidos pela aplicação dos sucessivos modos de arrefecimento do ambiente, quando se pretenderam alcançar, no interior da estufa, as condições ambientais mais confortáveis, para o coberto vegetal. Para um dia típico de verão, caracterizado por velocidades do ar exterior inferiores a  $1 \text{ m.s}^{-1}$ , temperaturas exteriores atingindo os 30°C, humidades relativas do ar interior oscilando entre 30 e 40% e radiação líquida no interior da estufa da ordem dos  $500 \text{ W.m}^{-2}$ , verificou-se que a temperatura do ar interior pôde atingir 55°C na ausência de qualquer modo de arrefecimento ambiente.

Nesta situação, a evacuação do excesso de calor no interior só era feita, ou por condução através da envolvente, ou por saída do ar através das fendas, a uma taxa de cerca de uma renovação horária do ar.

A abertura das janelas superiores e porta deu lugar à ventilação natural do ar, e a evacuação do calor foi, neste caso, dominada pelo efeito de chaminé. A taxa de renovação do ar passou de uma para trinta renovações horárias, e observou-se uma redução acentuada da temperatura no interior da estufa (cerca de  $15^{\circ}\text{C}$ ) mantendo-se, no entanto, superior à temperatura exterior em cerca de  $5^{\circ}\text{C}$ . Se agora se procedesse à ventilação forçada com refrigeração do ar exterior, quando a temperatura no interior atingia  $25^{\circ}\text{C}$  e a água circulava nos permutadores a  $12^{\circ}\text{C}$ , então a temperatura do ar interior reduzia-se até igualar a temperatura exterior. Contudo, a taxa de ventilação forçada ( $\approx 36 \text{ h}^{-1}$ ) permaneceu muito perto da taxa de ventilação natural. Combinando todos estes processos com a nebulização contínua do ar a uma taxa de  $3 \text{ l.h}^{-1}.\text{m}^{-2}$  à pressão da água de 2 bar, a temperatura no interior reduziu-se até um valor inferior à temperatura exterior em cerca de  $5^{\circ}\text{C}$ , produzindo-se um acréscimo simultâneo da humidade relativa do ar até aos 60%. Estes valores foram conseguidos para um dia típico de verão, tal como nas situações anteriores mas em que a temperatura existente foi de  $36^{\circ}\text{C}$  e os valores da radiação líquida atingiram os  $600 \text{ W.m}^{-2}$ .

Nas figuras 3.4, 3.5, 3.6 e 3.7 poderam observar-se as curvas representativas das grandezas observadas (Rad. líquida,

Temp.int., Temp. .ext., Fluxo de calor no solo e Humid.relat.) ao longo de parte do dia, para as situações de: estufa fechada, ventilação natural, ventilação forçada + refrigeração e ventilação forçada + refrigeração + humidificação do ar respectivamente. Os erros que afectaram todas as grandezas físicas observadas não foram representados nas figuras 3.4, 3.5, 3.6 e 3.7, pois trataram-se apenas dos erros instrumentais dos respectivos sensores, de amplitude muito pequena e não visíveis nos gráficos. Notou-se uma forte correlação entre algumas dessas grandezas, apesar das suas variações apresentarem um certo desfazamento temporal entre si; de todos os modos de arrefecimento ambiente, a ventilação natural pareceu ser o que produziu o efeito mais espectacular na redução da temperatura do ar interior. No entanto, a combinação dos vários processos pareceu conseguir uma redução ainda maior da temperatura com acréscimo simultâneo da humidade relativa do ar, apresentando-se vantajosa para determinadas culturas. Em consequência destes resultados pensou-se que um aumento da taxa de ventilação, acompanhado de uma redução do fluxo radiativo incidente e de nebulizações mais frequentes mas com durações mais curtas, aumentaria a eficiência do arrefecimento e reduziria o consumo de água.

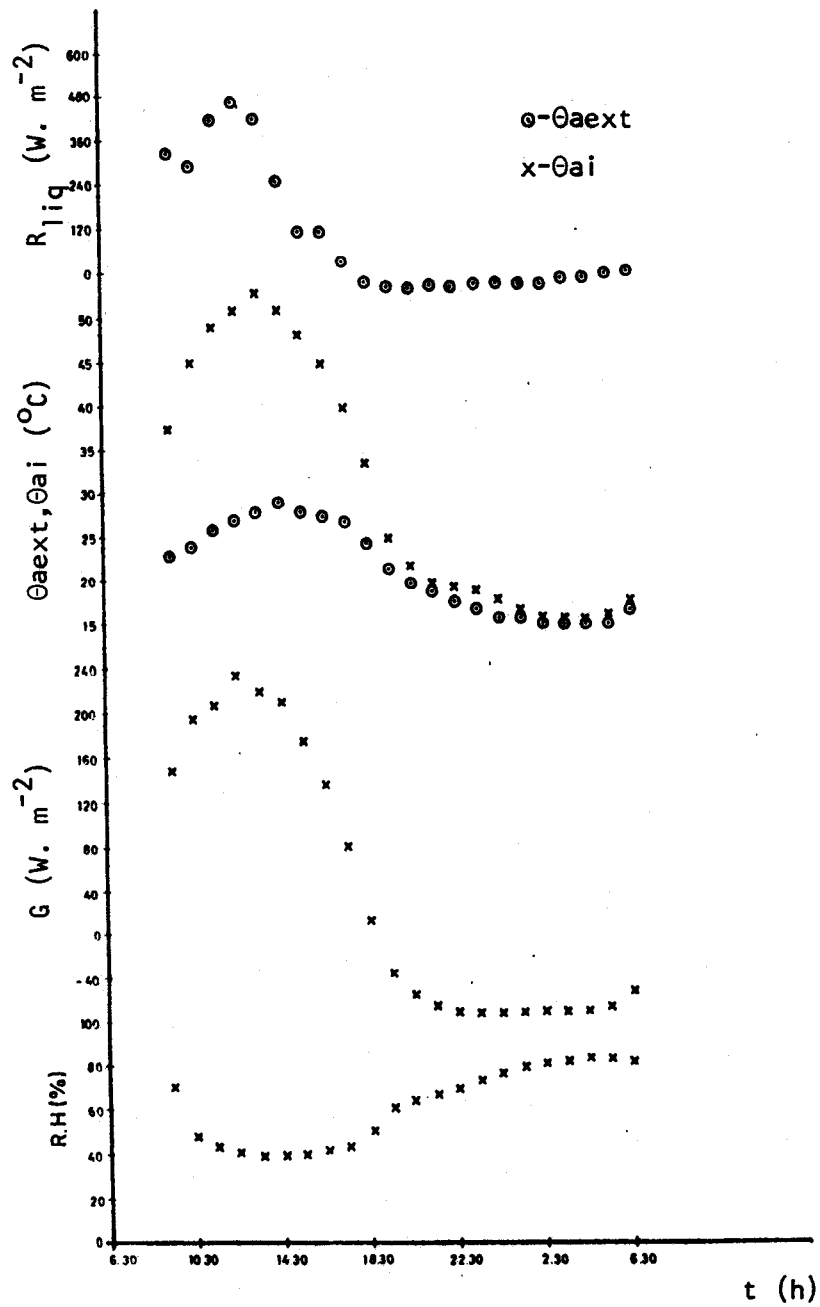


Figura 3,4 - Valores da radiação líquida no interior da estufa ( $R_{liq}$ ), da temperatura exterior e interior do ar ( $\theta_{ext}$ ,  $\theta_{ai}$ ), do fluxo de calor no solo ( $G$ ) e da humidade relativa do ar interior ( $R.H$ ) observados ao longo de um dia típico de verão na situação de estufa fechada.

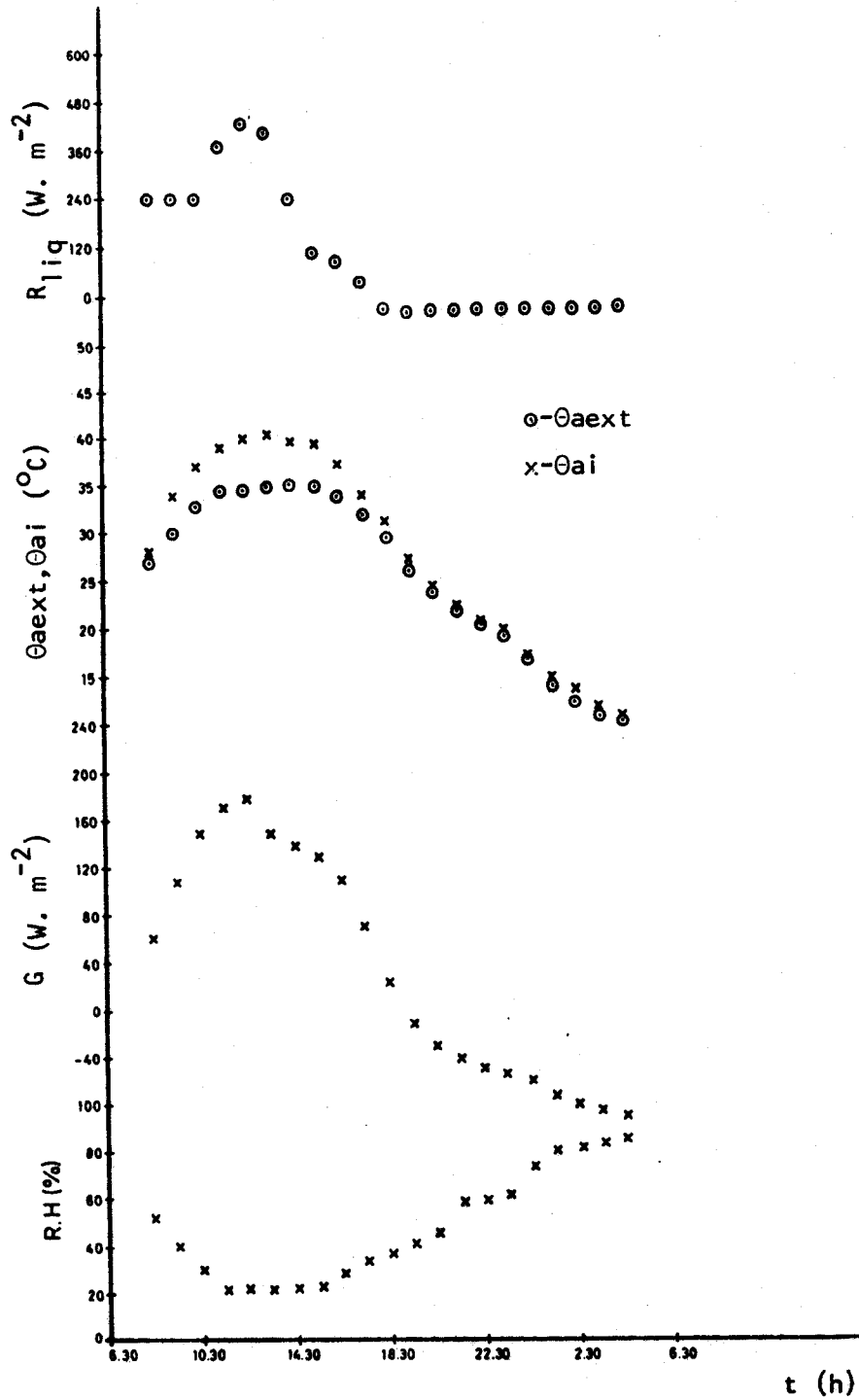


Figura 3.5 - Valores da radiação líquida no interior da estufa ( $R_{liq}$ ), da temperatura exterior e interior do ar ( $\theta_{ext}$ ,  $\theta_{ai}$ ), do fluxo de calor no solo ( $G$ ) e da humidade relativa do ar interior ( $R.H$ ) observados ao longo de um dia típico de verão na situação de ventilação natural.



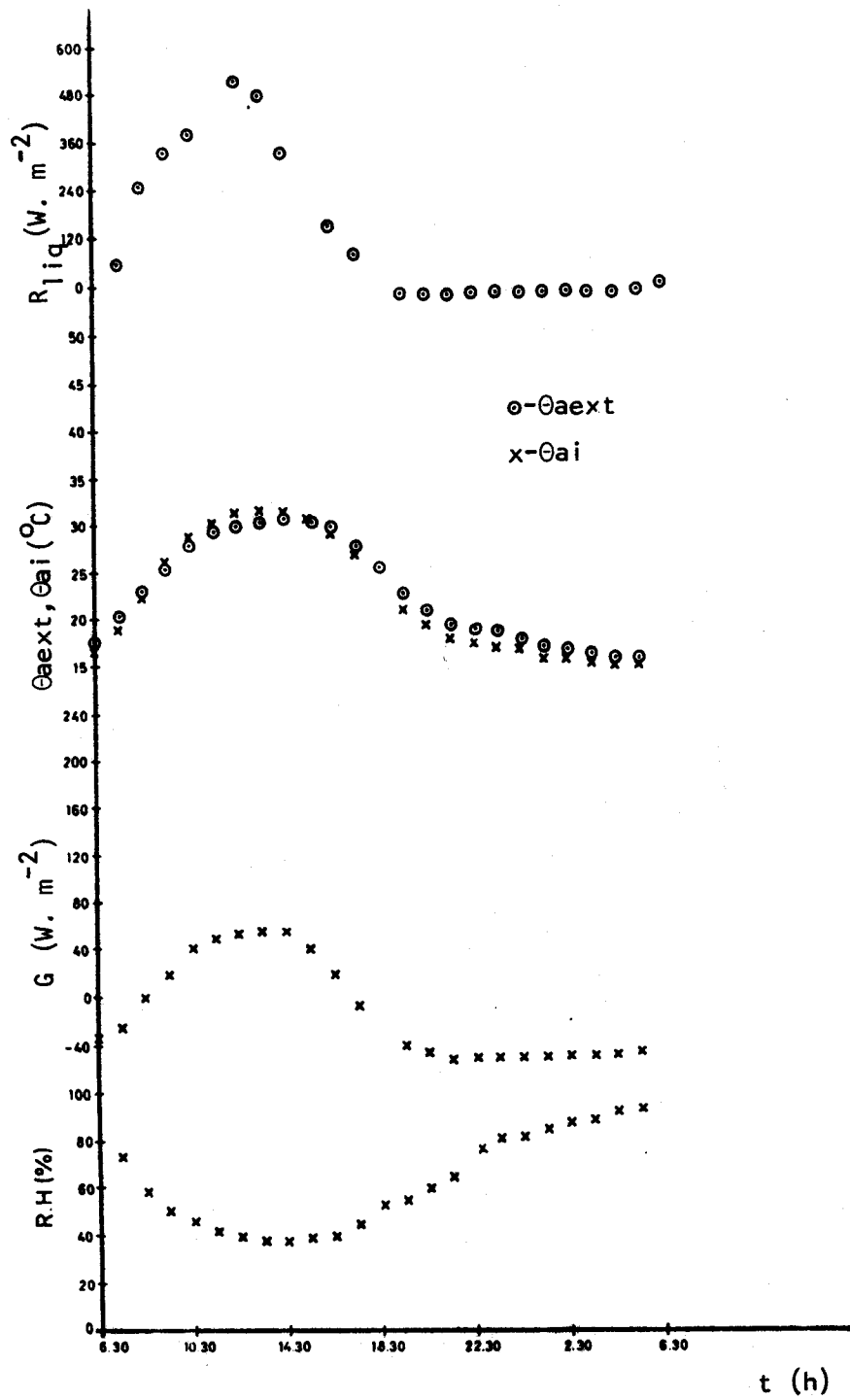


Figura 3.6 - Valores da radiação líquida no interior da estufa ( $R_{liq}$ ), da temperatura exterior e interior do ar ( $\theta_{ext}$ ,  $\theta_{ai}$ ), do fluxo de calor no solo (G) e da humidade relativa do ar interior (R.H) observados ao longo de um dia típico de verão na situação de ventilação forçada com refrigeração do ar.

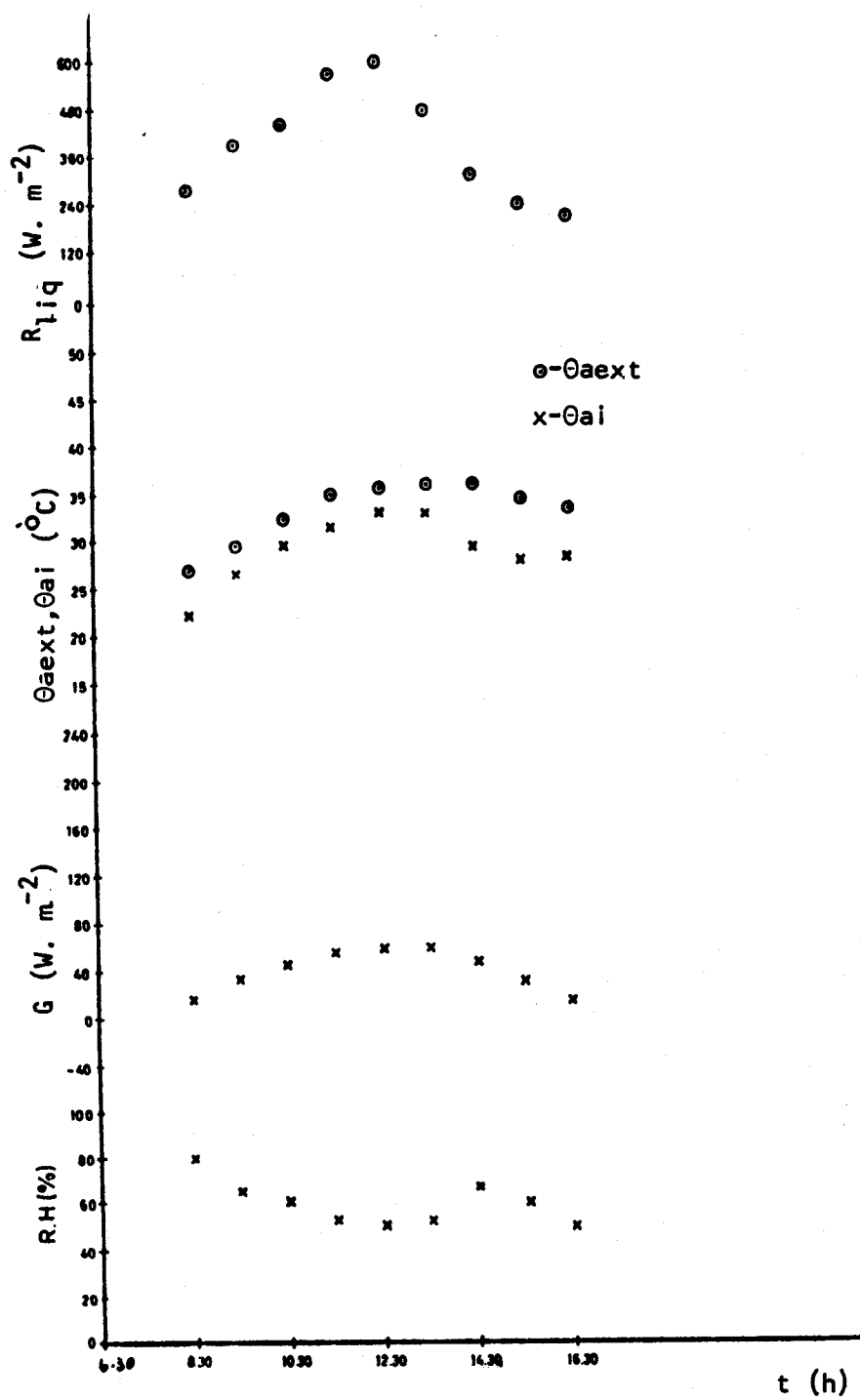


Figura 3.7 - Valores da radiação líquida no interior da estufa ( $R_{liq}$ ), da temperatura exterior e interior do ar ( $\theta_{ext}$ ,  $\theta_{ai}$ ), do fluxo de calor no solo ( $G$ ) e da humidade relativa do ar interior (R.H) observados ao longo de um dia típico de verão na situação de ventilação forçada com refrigeração e humidificação do ar.

## 4 - RADIAÇÃO

### 4.0 - INTRODUÇÃO

A radiação (termo vulgarmente utilizado para indicar a transferência de energia por ondas electromagnéticas) é das componentes mais importantes do balanço energético total que intervêm na caracterização do clima de uma estufa. De todo o espectro da radiação, apenas interessam à descrição do clima da estufa duas regiões do espectro: a radiação de pequeno comprimento de onda (radiação solar) compreendida entre 0.2 e 5  $\mu\text{m}$  e a radiação de grande comprimento de onda (radiação térmica) compreendida entre 5 e 60  $\mu\text{m}$ .

A radiação de pequeno comprimento de onda constitui o "input" mais importante de energia disponível grátis numa estufa e o factor ambiental indutor de fotossíntese. Dado que a maior parte dos materiais que usualmente constituem a cobertura da estufa não são totalmente transparentes à radiação de pequeno comprimento de onda, parte da radiação solar incidente é atenuada. Este facto constitui uma desvantagem para estufas sujeitas a períodos prolongados de baixa radiação solar ou com necessidades de aquecimento diurno e pode mesmo constituir uma limitação ao desenvolvimento do coberto vegetal. Assim, a interacção da radiação de pequeno comprimento de onda com a cobertura da estufa condiciona o clima no seu interior e por consequência a produção agrícola:

a transmissividade do material determina a quantidade de radiação que, por um lado, fica disponível para o crescimento e desenvolvimento do coberto vegetal e que por outro contribui directamente para o balanço energético da cultura. A radiação absorvida pela cobertura contribui directamente para o balanço energético da mesma. As trocas de radiação térmica processam-se entre superfícies de todos os corpos que são total ou parcialmente opacos á radiação pertencente a essa banda espectral e neste sentido, a transmissividade do material que usualmente constitui a cobertura deverá ser a mais baixa possível para que ela sirva de tampão às trocas radiativas entre o interior e o exterior. é aliás a conjugação de uma elevada transmissividade á radiação solar com a baixa transmissividade á radiação térmica do material que habitualmente se utiliza para a cobertura das estufas, que é em parte responsável pelo chamado "efeito de estufa" e que se traduz num grande aumento de temperatura diurna do ar no interior da estufa e numa diminuição menos acentuada da temperatura nocturna do ar no interior da estufa em relação á exterior. A interacção da radiação de grande comprimento de onda com a cobertura constitui assim uma das partes mais importantes das trocas térmicas radiativas entre o interior e o exterior da estufa, já que para o período nocturno estas podem constituir, sob certas condições, o mecanismo dominante das perdas térmicas globais de uma estufa.

No que respeita á interacção solar com a cobertura, começou-se por apresentar neste capítulo os resultados que

foram obtidos com a aplicação de um modelo simplista próprio para estimar a irradiação solar média diária recebida no solo interior de duas estufas em polietileno, com formas diferentes e implantadas nesta região. Os valores da irradiação solar estimados para uma delas foram depois comparados com as observações da irradiação solar medidas no ponto médio do interior de uma estufa, com características geométricas e propriedades ópticas da sua cobertura idênticas à do modelo.

Na segunda parte deste capítulo foi analisado em detalhe o clima radiativo nocturno no interior da mesma estufa, com a apresentação de um modelo físico exacto próprio que o descreveu em função das propriedades radiométricas da cobertura. Este modelo permitiu uma solução exacta para calcular a taxa de arrefecimento radiativo nocturno observada ao nível do solo no interior de uma estufa com qualquer configuração e com qualquer envolvente plástico. Este modelo pode ser útil na previsão da formação de geada no interior de uma estufa em plástico quando sujeita a condições climáticas extremas (temperatura do ar perto de 0°C e céu limpo, isto é, atmosfera altamente transparente à radiação de grande comprimento de onda, particularmente a que está compreendida entre 7 e 14  $\mu\text{m}$ ).

O estudo das trocas radiativas nocturnas entre o interior e exterior da estufa mereceram neste capítulo especial atenção em desfavor do estudo das trocas radiativas diurnas. Esta opção pode ser justificada pelas características actinométricas e climáticas que caracterizam a região e de

uma forma geral toda a zona Sul do país: um semestre de inverno em que se observam com pouca frequência valores baixos da intensidade da radiação solar e em que as temperaturas diurnas do ar são com frequência suficientemente elevadas de modo a não justificarem o recurso ao aquecimento suplementar do ar interior da estufa; noites de céu limpo em que a atmosfera é altamente transparente á radiação térmica, em especial a que está compreendida entre 7 e 14  $\mu\text{m}$ , e temperaturas do ar perto do ponto de congelação.

#### 4.1 - RADIAÇÃO DE PEQUENO COMPRIMENTO DE ONDA

##### 4.1.0 - Introdução

A radiação de pequeno comprimento de onda incide na superfície terrestre quer sob a forma de radiação directa quer sob a forma de radiação difusa apresentando ambas características geométricas e espectrais diferentes. As diferenças geométricas são as que mais interessam quando se pretende estudar a interacção da radiação de pequeno comprimento de onda com a cobertura da estufa. Em contrapartida, as diferenças espectrais tornam-se irrelevantes, dado que as propriedades espectrais dos materiais transparentes vulgarmente utilizados para os invólucros das estufas e de acordo com Bot (1983), não variam muito na região em que o

espectro da radiação directa e difusa diferem. No entanto, do ponto de vista comportamental das plantas essas diferenças poderão ser biologicamente muito importantes, dado o elevado número de reacções fotoquímicas que ocorrem nesses organismos e os efeitos térmicos sobre as mesmas. No entanto, estas preocupações, estiveram fora do âmbito deste trabalho, e neste sentido apenas a descrição do ponto de vista físico, do clima radiativo solar no interior da estufa, foi apresentado.

A geometria da radiação directa pode ser caracterizada conhecendo para um certo local a posição do sol, por sua vez função da época do ano e hora do dia. Conhecida a posição do sol, geometria da estufa e as propriedades ópticas do material que constitui a envolvente, pode determinar-se em cada instante a fracção da radiação solar incidente que atinge o solo no seu interior. No que respeita á radiação difusa, esta provém de todas as direcções do espaço e a sua distribuição espacial depende fortemente das condições atmosféricas. Duas situações extremas podem ocorrer: céu limpo e céu completamente encoberto, em que para ambas as condições são sugeridos diferentes modelos de distribuição da radiação difusa. Admite-se frequentemente a isotropia da radiação difusa sempre que se pretendam aplicar modelos simplistas de estimativa da irradiação solar no interior as estufas ou não se tenha a preocupação de estudar o impacto da anisotropia da radiação sobre o desenvolvimento do coberto vegetal.

4.1.1 - Estimativa da irradiação solar global no interior de duas estufas implantadas na região de Évora.

Vários autores estudaram a influência da forma e orientação de uma estufa sobre a irradiação solar observada no seu interior (quer uma das componentes da radiação solar, quer ambas). Destacam-se os estudos feitos por Whittle e Lawrence (1959), Edwards e Lake (1965), Deltour e Nisen (1970), Kingham e Smith (1971), Baseau, Deltour e Nisen (1973), Kozai, Goudriaan e Kimura (1978) e mais recentemente Bot (1983).

No nosso caso, escolheram-se para este estudo dois tipos de estufa em polietileno, esquematizados na figura 4.1, sendo uma delas (hemicilíndrica) vulgarmente utilizada no nosso país e idêntica à que se utilizou durante o nosso trabalho (figura 4.1b), e a outra menos divulgada mas de fácil construção (figura 4.1a). A escolha da forma e orientação das estufas foi tal que no semestre de inverno (Outono-Março), possibilitasse uma maior captação de radiação solar. Em ambos os casos as dimensões foram tais que obedeceram à razão de cerca de três entre o volume da estufa e a área coberta.

Possuia-se à partida, e para um dia médio de cada mês do semestre de inverno, valores da radiação global (hemisférica) horária calculada em superfícies com várias orientações e inclinações ( $I_{h,\alpha}$ ), da radiação directa horária incidente numa superfície normal aos raios solares ( $I_{b,n}$ ), e da radiação difusa horária incidente numa superfície



horizontal ( $I_{d,h}$ )\*. Calculou-se, para cada superfície  $\alpha_j$ , a radiação directa  $I_{b,\alpha_j}$  e difusa  $I_{d,\alpha_j}$  horárias, admitindo-se a isotropia da radiação difusa e não se tomando em consideração a fracção da radiação global incidente que foi reflectida pelo solo, na vizinhança da estufa.

A radiação difusa incidente em cada exposição (orientação e inclinação) foi calculada a partir do seu valor sobre o plano horizontal:

$$I_{d,\alpha_j} = I_{d,h} (1 + \cos \alpha_j) / 2 \quad \dots \quad (4.1)$$

em que  $\alpha_j$  representou a inclinação  $\alpha$  da superfície  $j$ , em relação à horizontal.

A radiação directa calculou-se pela diferença entre a radiação global e difusa incidentes em cada orientação e inclinação:

$$I_{b,\alpha_j} = I_{n,\alpha_j} - I_{d,\alpha_j} \quad \dots \quad (4.2)$$

-----

\*O modelo para cálculo da irradiação global horária em superfícies com várias orientações e inclinações foi elaborado pelo Doutor Luis Aparicio da Mata, responsável pelo Departamento de Radiação do I.N.M.G. Para esse cálculo, foram utilizados uma série de 10 anos de registos da radiação global horária numa superfície horizontal, radiação directa horária numa superfície normal aos raios solares e radiação difusa horária numa superfície horizontal, recolhidos pelo I. N. M. G.

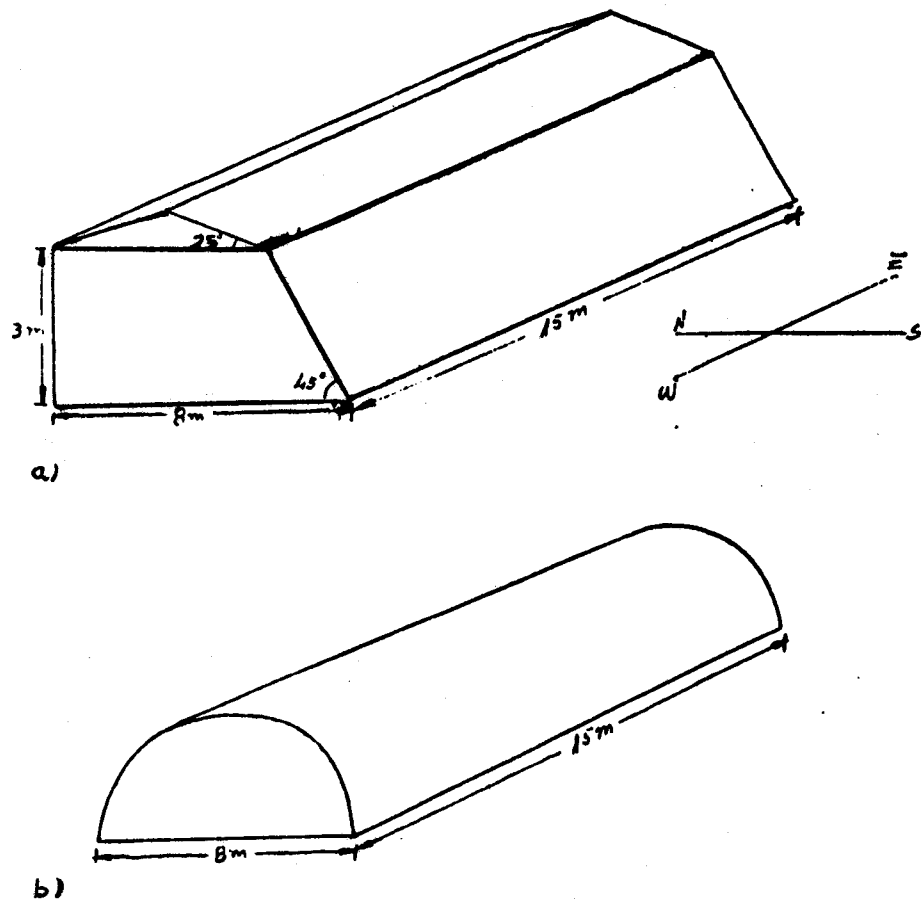


Figura 4.1 - Tipos de estufas - Capelar (a) e hemicilíndrica (b) - utilizadas no modelo.

Os valores discretos da transmitância para a radiação solar directa  $\tau_{bb}$  e global  $\tau_{gh}$  em função do ângulo de incidência  $i$ , foram fornecidos na literatura (Trans. de A.S.A.E., vol 22) para o polietileno. Esses valores foram representados na figura 4.2, bem como as curvas que se consideraram como bom ajuste desses valores.  $\tau_{bb}$  e  $\tau_{gh}$  são aqui entendidos como sendo respectivamente a fracção da radiação directa que foi transmitida pela cobertura sob forma de radiação directa e a fracção da radiação global que foi transmitida pela cobertura sob a forma de radiação global. O valor da fracção da radiação

global que foi transmitida pela cobertura sob a forma de radiação difusa para o ângulo de incidência  $i = 0$  e que aqui foi designado por  $\tau_{db}$ , foi igualmente fornecido pela mesma referência anterior.

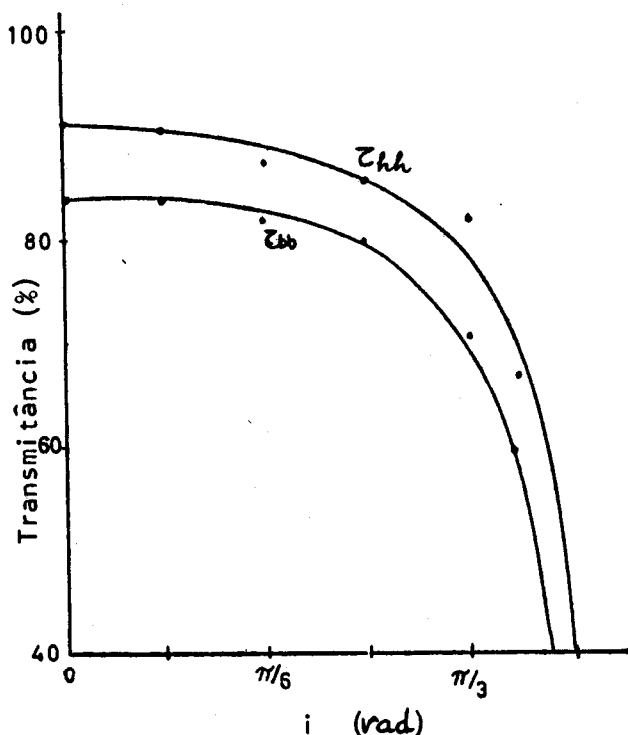


Figura 4.2 - Transmissão da radiação directa e radiação global em função do ângulo de incidência  $i$ .

A transmissão da cobertura plástica para a radiação difusa foi calculada a partir da transmissão do feixe directo, mediante a seguinte expressão:

$$\tau_{dd} = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \frac{I_d}{\pi} (\tau_{db}(i) + \tau_{db}(i)) \cos i \sin i \, d i \, d \psi}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \frac{I_d}{\pi} \cos i \sin i \, d i \, d \psi} \dots \quad (4.3a)$$

em que  $i$  é o ângulo de incidência dos raios solares no plano considerado em relação à vertical;  $\psi$  é o azimute e  $\tau_{db}$  é a fracção da radiação directa que foi difundida pela cobertura, em princípio função do ângulo de incidência  $i$ .  $(\tau_{bb} + \tau_{db})$  representa pois a fracção da radiação directa que foi transmitida pela cobertura sob a forma de radiação directa e difusa. Nesta expressão a radiação difusa foi considerada como sendo o resultado da sobreposição de um número infinito de feixes definidos em ângulos sólidos elementares que se comportam individualmente como feixes de radiação directa.

A relação (4.3a) também pôde apresentar-se com a seguinte forma:

$$\begin{aligned} \tau_{da} &= 2 \int_0^{\pi/2} (\tau_{bb}(i) + \tau_{db}(i)) \cos i \sin i \, di = \\ &= \langle \tau_{bb} \rangle + \langle \tau_{db} \rangle \quad \dots \quad (4.3b) \end{aligned}$$

pois na expressão (4.3a) considerou-se  $I_d$  constante, ou seja, a radiação difusa isotrópica. Nestas condições,

$$\langle \tau_{bb} \rangle \text{ foi calculado através de } 2 \int_0^{\pi/2} \tau_{bb}(i) \cos i \sin i \, di$$

e a partir da curva de transmitância  $\tau_{bb}(i)$  representado na figura 4.2, de que resultou o valor 0.75.

$\langle \tau_{db} \rangle$  foi calculado a partir da relação:

$$(I_b + I_d) \tau_{db}(i) = I_b \tau_{bb}(i) + I_b \tau_{db}(i) + I_d \tau_{da}(i)$$

onde se substituiu  $\tau_{da}$  por  $(\langle \tau_{bb} \rangle + \langle \tau_{db} \rangle)$ ,  $\tau_{db}(i)$  e  $\tau_{bb}(i)$

pelos valores representados na figura 4.2 e se fez  $I_b = 3 I_d$ . Esta última relação resultou da equação da definição da transmitância para a radiação global, no caso particular de incidência normal à superfície ( $i = 0$ ), quando se introduziram os valores de  $\tau_{bh}$ ,  $\tau_{hh}$  e  $\tau_{bb}$  para esse ângulo de incidência, todos eles fornecidos pela referência anterior. Feitos os cálculos resultou para  $\langle \tau_{db} \rangle$  o valor de 0.08.

A radiação difusa observada no interior da superfície da estufa decompõe-se em duas partes: uma resultante da radiação directa exterior difundida pela cobertura e cuja transmitância foi considerada independente do ângulo de incidência,  $\tau_{db} = 0.08$ ; a outra resultante da radiação difusa exterior e cuja transmitância foi também considerada independente do ângulo de incidência,  $\tau_{dd} = 0.82$ . Nestas condições, a radiação difusa transmitida para o interior da superfície envolvente veio então dada por:

$$\begin{aligned} I'_{d,\alpha_j} &= I_{d,\alpha_j} \tau_{dd} + I_{b,\alpha_j} \tau_{db} = \\ &= 0.82 I_{d,\alpha_j} + 0.08 I_{b,\alpha_j} \quad \dots \quad (4.4a) \end{aligned}$$

e a radiação directa transmitida para o interior de cada uma das faces da superfície envolvente, foi dada por:

$$I'_{b,\alpha_j} = I_{b,\alpha_j} \tau_{bb} \quad \dots \quad (4.4b)$$

Para obter os valores horários da radiação directa e difusa que incidiram ao nível do solo no interior da estufa, foi necessário calcular para cada hora os chamados "factores de forma" que permitem saber a fracção de radiação que proveniente de uma superfície  $j$  atinge a superfície horizontal. No cálculo dos factores de forma não se entraram

em linha de conta com as contribuições provenientes das reflexões múltiplas ou simples que ocorrem no interior. O cálculo dos factores de forma aplicada à radiação directa transmitida para o interior de cada uma das superfícies dependeu do valor da irradiação em cada superfície e da fracção da área iluminada, projectada no plano horizontal, ou seja, função da posição relativa do Sol, da superfície da cobertura e da superfície horizontal:

$$I'_{B,horiz} = F_1(i,\theta) F_2(\gamma,\theta) I'_{B,sol} \dots \quad (4.5)$$

em que  $F_1(i,\theta) I'_{B,sol}$  representou a projecção da radiação directa proveniente de uma superfície, no plano horizontal e  $F_2(\gamma,\theta)$  a fracção da área iluminada da superfície, projectada na horizontal dentro da estufa.  $\theta$  representou o ângulo de incidência dos raios solares na superfície horizontal, ou seja, altura do Sol;  $\gamma$  o azimute da superfície e  $i$  teve o mesmo significado anterior. O cálculo dos factores de forma aplicados à radiação difusa proveniente de cada uma das superfícies dependeu apenas, na hipótese de isotropia, da posição relativa de cada uma das superfícies em relação à horizontal. Estes factores de forma ( $F_{j \rightarrow h}$ ) representaram a fracção da radiação difusa emitida por uma superfície  $j$  que foi recebida na superfície horizontal e poderam ser calculados com base em vários métodos, um dos quais vinha descrito em Howell e Siegel, 1972 (pg. 783-786), por se considerarem as

superfícies perfeitamente difusoras e a radiação difusa isotrópica.

A radiação difusa proveniente de uma superfície e que foi recebida na superfície horizontal foi então dada por:

$$I'_{d,horiz} = F_{j \rightarrow h} I'_{d,\alpha_j} \quad \dots \quad (4.6)$$

A radiação directa e difusa horárias, proveniente de todas as faces da superfície envolvente, que foi recebida na superfície horizontal dentro da estufa foi formalmente dada pelas seguintes expressões:

$$I'_{btot,horiz} = \sum_j F_j(1,\psi,\theta) I'_{b,\alpha_j} \quad \dots \quad (4.7a)$$

$$I'_{dtot,horiz} = \sum_j F_{j \rightarrow h} I'_{d,\alpha_j} \quad \dots \quad (4.7b)$$

e a radiação global horária por:

$$I'_{gtot,horiz} = I'_{btot,horiz} + I'_{dtot,horiz} \quad \dots \quad (4.8)$$

#### 4.1.2 - Resultados obtidos

As curvas correspondentes aos resultados obtidos com as relações (4.7a), (4.7b) e (4.8) referidas à unidade de área de solo coberto da estufa 4.1a, bem como a curvas relativas aos valores da radiação global exterior horária incidente na unidade de área da superfície horizontal, foram representadas na figura 4.3 e 4.4 para os meses de Dezembro e Março respectivamente. Nas figuras 4.5 e 4.6 apresentaram-se as curvas representativas das mesmas grandezas mas referentes à estufa 4.1b.

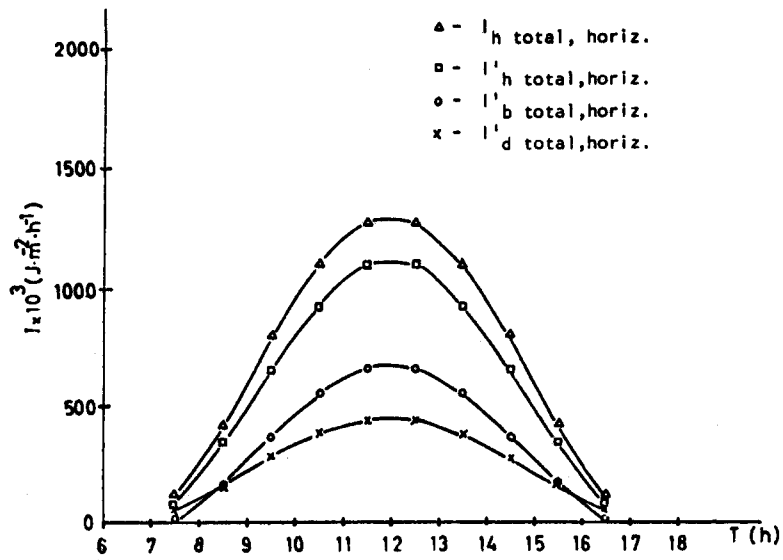


Figura 4,3 - Valores horários da densidade de radiação global exterior observados na superfície horizontal ( $I_{h,horiz}$ ) e valores horários da densidade de radiação global ( $I'_{h,horiz}$ ), directa ( $I'_{b,horiz}$ ) e difusa ( $I'_{d,horiz}$ ) calculados na superfície horizontal dentro da estufa 4,1a - dia médio do mês de Dezembro -.

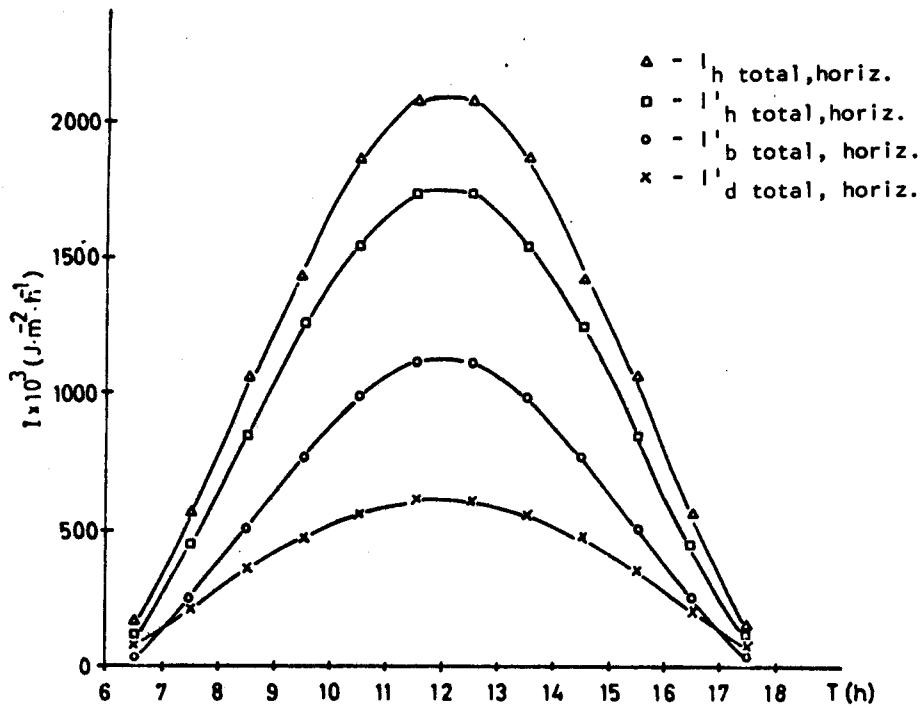


Figura 4,4 -Valores horários da densidade de radiação global exterior observados na superfície horizontal ( $I_{h,horiz}$ ) e valores horários da densidade da radiação global ( $I'_{h,horiz}$ ), directa ( $I'_{b,horiz}$ ) e difusa ( $I'_{d,horiz}$ ) calculados na superfície horizontal dentro da estufa 4,1a - dia médio do mês de Março -.



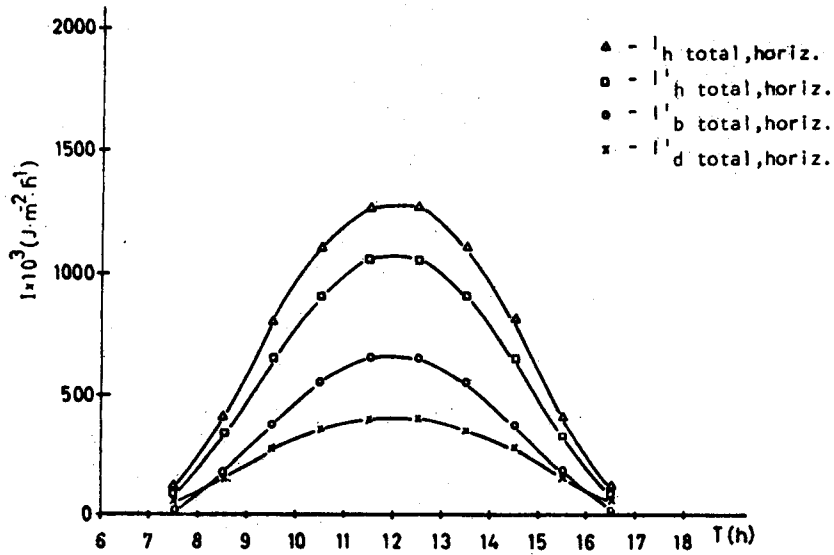


Figura 4,5 - Valores horários da densidade de radiação global exterior observados na superfície horizontal ( $I_{h,horiz}$ ) e valores horários da densidade de radiação global ( $I'_{h,horiz}$ ), directa ( $I'_{b,horiz}$ ) e difusa ( $I'_{d,horiz}$ ) calculados na superfície horizontal dentro da estufa 4,1b-dia médio do mês de Dezembro -.

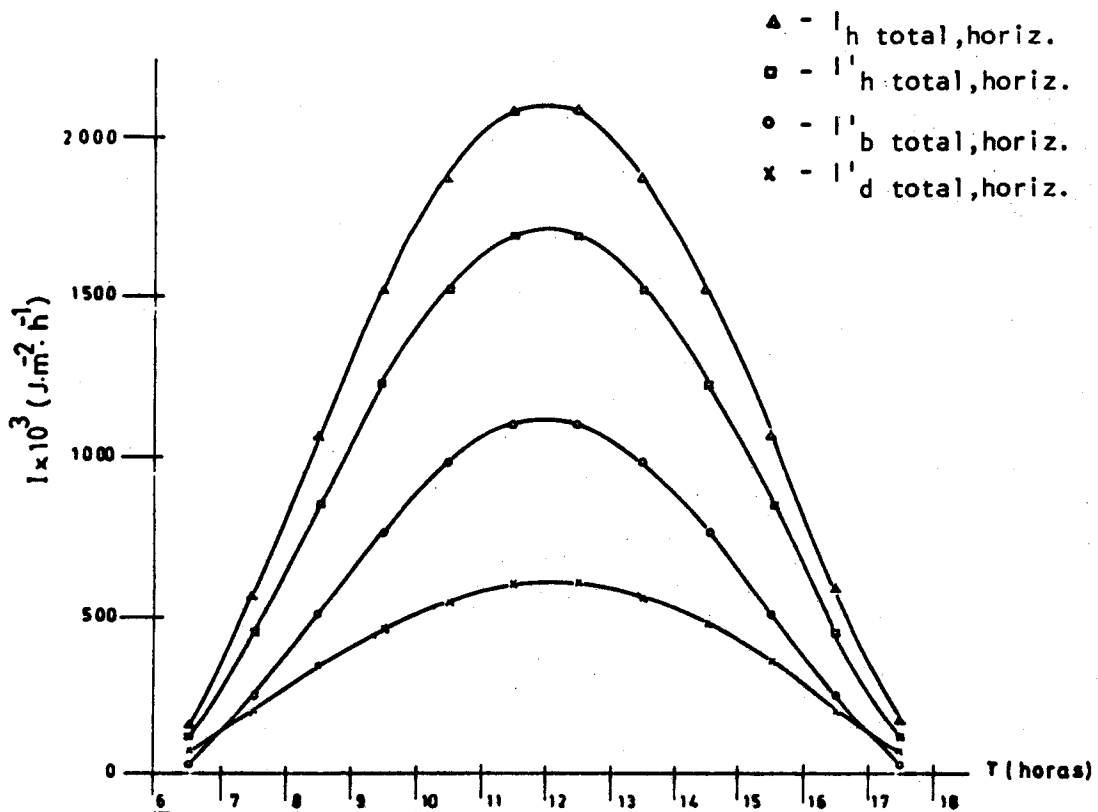


Figura 4,6 - Valores horários da densidade de radiação global exterior observados na superfície horizontal ( $I_{h,horiz}$ ) e valores horários da densidade de radiação global ( $I'_{h,horiz}$ ), directa ( $I'_{b,horiz}$ ) e difusa ( $I'_{d,horiz}$ ) calculados na superfície horizontal dentro da estufa 4,1b - dia médio do mês de Março -.

Da análise destas figuras poderam inferir-se as seguintes conclusões:

A densidade de radiação global horária no interior de qualquer das duas estufas era praticamente proporcional à densidade de radiação global horária exterior, ao longo de um dia "médio" de um mês de inverno, podendo-se inferir um valor médio diário da transmitância de envolvente  $\langle \tau_{g, h} \rangle$  para a radiação solar global. Para a estufa 4.1a este valor valeu 0.83 e para a estufa 4.1b valeu 0.81. Para os outros meses do semestre de inverno, foram estimados valores de transmitância diária da envolvente muito semelhante a este. A consistência destes valores ao longo do ano é aliás confirmada pelas observações realizadas por Edwards e Lake (1965) e pelos cálculos efectuados por Kingham e Smith (1971) obtidos em estufas geometricamente semelhantes às nossas e com a mesma orientação. Pelo nosso lado, foram feitas observações simultâneas da densidade de fluxo da radiação solar global no exterior e no interior (ponto central) de uma estufa idêntica e com a mesma orientação da estufa b da figura 4.1, durante um mês do semestre de inverno. A envolvente desta estufa era igualmente em polietileno, mas de espessura ligeiramente superior e menos transparente à radiação de grande comprimento de onda. A partir dos valores de densidade do fluxo da radiação solar global observados com dois piranómetros colocados no interior e exterior da estufa, calcularam-se as respectivas somas horárias  $I'_{h, horiz}$  e  $I_{h, horiz}$ . Na figura 4.7 pôde observar-se a representação gráfica de  $I'_{h, horiz}$  em função de

$I_{n,horiz}$ . Como se pôde ver, o melhor ajuste desses valores foi uma recta, obtida pela regressão linear efectuada entre as duas séries de observações ( $n = 142$ ), e que também veio representada na figura. O resultado veio expresso pela seguinte relação:

$$I'_{n,horiz} = 0.76 I_{n,horiz} - 32 \quad W.m^{-2} \quad \dots \quad (4.9)$$

em que ambas as grandezas ( $I'_{n,horiz}$  e  $I_{n,horiz}$ ) vieram expressas em  $W.m^{-2}$ .

O coeficiente de correlação foi muito elevado  $r = 0.99$  e o ajuste foi altamente significativo pois  $F_{obs} (1, 140) = 9257$ . Pôde verificar-se que a transmitância média obtida a partir do ajuste feito sobre as observações das somas horárias da radiação global exterior e interior, foi 0.76. Este valor foi um pouco inferior ao obtido através do modelo anterior para a estufa 4.1b e que foi  $\langle T_{h,h} \rangle = 0.81$ . Esta diferença pôde ser atribuída ao ensombramento produzido pela estrutura da estufa e orografia em seu redor e à presença de poeira na cobertura, efeitos estes que não foram contemplados no modelo anterior.

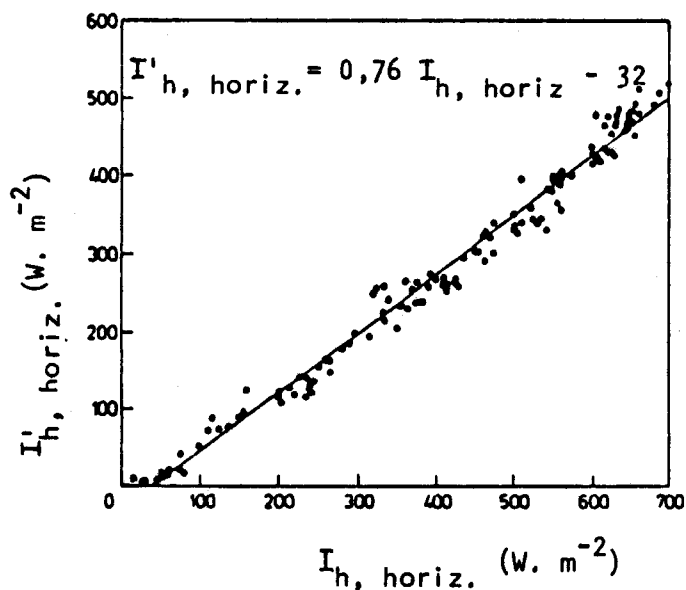


Figura 4,7 - Valores das somas horárias da densidade de fluxo de radiação global observadas no solo interior ( $I'_{h, \text{horiz}}$ ) e exterior ( $I_{h, \text{horiz}}$ ) da estufa 4,1b e correspondente regressão linear.

#### 4.2 - RADIAÇÃO DE GRANDE COMPRIMENTO DE ONDA (RADIAÇÃO TÉRMICA)

##### 4.2.0 - Introdução

As trocas de energia radiante total (grande comprimento de onda) entre as superfícies de dois corpos opacos podem ser calculadas (para radiação perfeitamente difusa) aplicando a equação de Stefan-Boltzman afectada de um factor de forma geométrico que dê conta da posição relativa das duas superfícies e de factores que traduzam as propriedades radiométricas das superfícies, isto é, a emitância, reflectância e transmitância das mesmas. No interior da estufa as trocas de

energia radiante processam-se entre todos os corpos mais ou menos opacos, designadamente o solo, as plantas e a cobertura plástica. No exterior, aquelas processam-se entre a cobertura plástica, solo exterior e atmosfera. No caso particular da cobertura ser em plástico, há que ter também em conta as trocas radiativas directas ente o interior e o exterior.

Concentrou-se a atenção nas trocas de energia radiante entre o solo interior da estufa e a sua cobertura plástica tendo em conta as contribuições dos fluxos radiativos provenientes do exterior (atmosférico e terrestre). Na primeira parte deste parágrafo, apresentou-se um modelo simples em que se relacionou a radiação líquida observada durante a noite ao nível do solo no interior da estufa, com as propriedades radiométricas e temperatura das superfícies que constituem a envolvente da estufa e com os fluxos de radiação atmosférica e terrestre. Neste caso, o balanço radiativo nocturno baseou-se num modelo aproximado que só se mantém válido quando o material que constitui apresenta uma emitância hemisférica muito elevada.

Na segunda parte, estabeleceu-se um modelo radiativo mais rigoroso, onde se consideraram as reflexões múltiplas na superfície da cobertura plástica, em princípio aplicável a uma estufa simples, com qualquer configuração e com cobertura plástica com quaisquer propriedades radiométricas. Este modelo permitiu conhecer com rigor a radiação líquida observada ao nível do solo no interior de uma estufa, ou seja, a taxa de arrefecimento radiativo nocturno em função das temperaturas da

cobertura, do solo interior e exterior da estufa e do fluxo radiativo atmosférico exterior. Para ambos os modelos, admitiu-se que a cobertura plástica se comportou como uma superfície cinzenta, perfeitamente difusora, isto é, absorvendo uma determinada fracção da radiação incidente de qualquer direcção e comprimento de onda e emitindo em todas as direcções e comprimento de onda uma determinada fracção da radiação que seria emitida por um corpo negro a essa temperatura. Como consequência desta definição, a absortância e emitância hemisféricas da cobertura eram iguais e dependiam quando muito da temperatura absoluta da superfície, isto é,  $\epsilon_1(T) = \alpha_1(T) = 1 - \rho_1(T) - \tau_1(T)$ .  $\epsilon_1$ ,  $\alpha_1$ ,  $\rho_1$ ,  $\tau_1$  representaram respectivamente a emitância, absortância, reflectância e transmitância hemisféricas da superfície para a radiação de grande comprimento de onda (radiação térmica). No nosso trabalho ainda se admitiu que estas propriedades eram independentes da temperatura das superfícies e por comodidade omitiu-se o índice 1.

Assinale-se que, ainda recentemente, vários autores apresentaram modelos descrevendo o clima radiativo térmico no interior de uma estufa, em função das propriedades radiométricas da cobertura plástica (Kindelan (1980), Garzoli e Blackwell (1981), Chandra (1982), Cooper e Fuller (1983), Nijskens (1985)). No entanto nenhum deles apresentou um modelo real exacto para determinar a taxa de arrefecimento radiativo ao nível do solo no interior da estufa.

tuada pelo método dos mínimos quadrados, sobre uma série de observações das densidades de fluxo da radiação líquida no interior da estufa ( $R_{\text{liq}, \text{int}}$ ) e da radiação atmosférica no exterior da estufa ( $R_{\text{at}}$ ) e das temperaturas da superfície do solo ( $T_{\text{sol}}$ ) e da cobertura plástica ( $T_c$ ).

A partir dos coeficientes de regressão calculados, obtiveram-se os seguintes valores para as propriedades radiométricas da cobertura plástica e solo:

$$\begin{aligned} \epsilon_c &= 0.72 & \tau_c &= 0.09 & \rho_c &= 0.19 \\ \epsilon_{\text{sol}} &= 0.95 & \rho_{\text{sol}} &= 0.05 \end{aligned}$$

A densidade média do fluxo radiativo terrestre  $R_{\text{ext}}$  estimada pela regressão, valeu cerca de  $305 \text{ W.m}^{-2}$ , valor este que correspondeu a uma temperatura da superfície do solo exterior um pouco acima de  $0^\circ\text{C}$ . Os parâmetros estatísticos avaliadores da forma da regressão e da significância global dos coeficientes deram para o teste  $F(3; 97) = 650$  e para o coeficiente de correlação global  $r(4.97) = 0.98$ . A fracção da variância da radiação líquida observada que foi explicada pela regressão foi cerca de 95%. Estes valores atestaram a elevada significância estatística da regressão e os coeficientes estimados pareceram aceitáveis.

Se se quiser referir-se à radiação líquida observada ao nível do solo, em vez da radiação líquida observada ao nível do pirradiómetro, pode estabelecer-se uma equação idêntica à equação (4.10), continuando a admitir as mesmas hipóteses.

$$R_{liq,so} = \phi_{so\downarrow} - \phi_{so\uparrow} \quad \dots \quad (4.13a)$$

$$\begin{aligned} \phi_{so\downarrow} = & F_{so\rightarrow c} (1 + F_{c\rightarrow c} \rho_c) \epsilon_c \sigma T_c^4 + \\ & + F_{so\rightarrow c} T_c (F_{c\rightarrow s} R_{s\downarrow} + F_{c\rightarrow so\text{ext}} R_{so\text{ext}\uparrow}) + \\ & + F_{so\rightarrow c} F_{c\rightarrow so} \rho_c \epsilon_{so} \sigma T_{so}^4 \quad \dots \quad (4.13b) \end{aligned}$$

$$\phi_{so\uparrow} = \epsilon_{so} \sigma T_{so}^4 \quad \dots \quad (4.13c)$$

em que  $F_{so\rightarrow c} = 1$

Tendo introduzido os parâmetros radiométricos obtidos anteriormente, os novos factores de forma e os valores das variáveis observáveis  $T_c$ ,  $T_{so}$ ,  $R_{s\downarrow}$  e  $R_{so\text{ext}\uparrow}$  em (4.13), pôde estimar-se a radiação líquida total que se observava ao nível do solo no interior da estufa. Estes valores foram então correlacionados com a radiação líquida observada pelo pirradiómetro. O resultado desta correlação apareceu na figura 4.8 bem como a equação da recta que melhor se ajustou a estes pontos, isto é:

$$R_{liq,so} = 0.98 R_{liq,p} - 0.8 \quad (\text{W.m}^{-2}) \quad \dots \quad (4.14)$$

com  $r = 0.98$ , que para um número de observações elevado ( $n = 101$ ), se pôde considerar muito significativo.

Pode concluir-se que com a aplicação de um modelo radiativo simples foi possível estimar as propriedades radiométricas da cobertura plástica ou, se se preferir, a radiação líquida ao nível do solo, conhecidas as propriedades radiométricas da cobertura plástica, a sua temperatura e a do solo, e os fluxos da radiação atmosférica e terrestre exteriores.



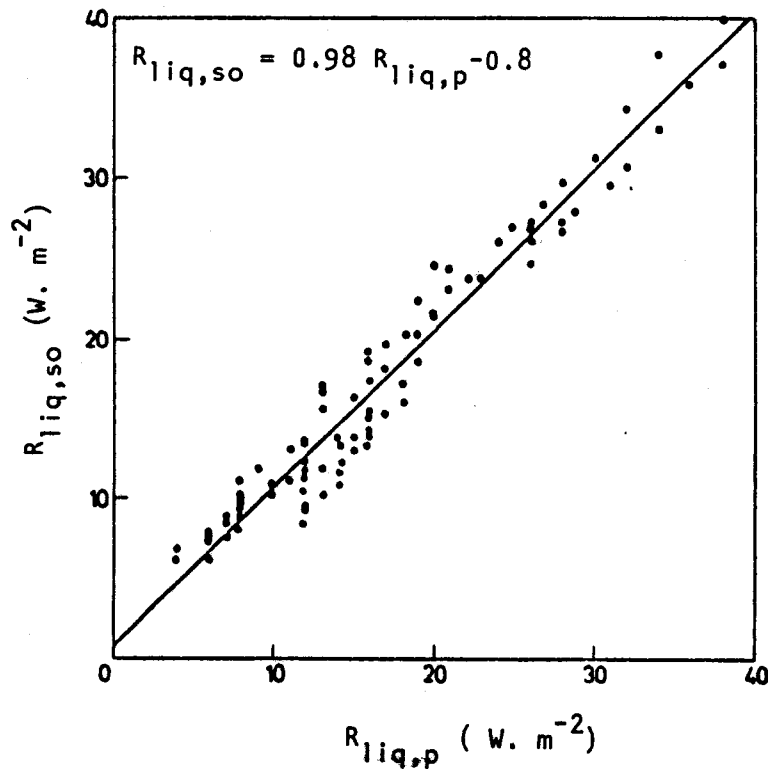


Figura 4.8 - Valores da densidade de fluxo da radiação líquida estimada ao nível do solo ( $R_{liq,so}$ ), em função dos valores observados da densidade do fluxo da radiação líquida ao nível do pirradiômetro ( $R_{liq,p}$ ) e correspondente regressão linear.

#### 4.2.2 - Estimativa da taxa de arrefecimento radiativo nocturno no solo interior da estufa.

Considere-se uma estufa idêntica à do modelo anterior, mas em que a superfície do solo se caracteriza por uma emissividade hemisférica unitária e uma reflectividade hemisférica nula. A cobertura plástica pode apresentar-se com quaisquer propriedades radiométricas, desde que satisfaçam a relação  $\rho_e + \epsilon_e + \tau_e = 1$ .

Nestas condições, a densidade do fluxo radiativo que atinge a superfície do solo no interior da estufa e que foi emitida pela cobertura plástica (quer directamente, quer após um número arbitrário de reflexões na superfície da envolvente) é dada por ;

$$\begin{aligned} \phi_{c,so} &= \epsilon_c \sigma T_c^4 F_{so \rightarrow c} (1 + \rho_c F_{c \rightarrow c} + \rho_c^2 F_{c \rightarrow c}^2 + \dots) \\ &= F_{so \rightarrow c} \epsilon_c \sigma T_c^4 / (1 - \rho_c F_{c \rightarrow c}) \quad \dots \quad (4.15) \end{aligned}$$

Análogamente, pode determinar-se a densidade de fluxo radiativo que atinge a superfície do solo no interior da estufa e que tinha sido emitida por ela, sofrendo várias reflexões na cobertura plástica:

$$\phi_{so,so} = F_{so \rightarrow c} F_{c \rightarrow so} \rho_c \sigma T_{so}^4 / (1 - \rho_c F_{c \rightarrow c}) \dots \quad (4.16)$$

Do mesmo modo, podem definir-se as densidades do fluxo radiativo que atingem a superfície do solo no interior da estufa e que provêm da radiação atmosférica e terrestre exteriores:

$$\phi_{a,so} = F_{so \rightarrow c} F_{c \rightarrow a} T_c R_{a \downarrow} / (1 - \rho_c F_{c \rightarrow c}) \quad \dots \quad (4.17)$$

$$\begin{aligned} \phi_{so,ext,so} &= F_{so \rightarrow c} F_{c \rightarrow so,ext} T_c R_{so,ext \uparrow} / (1 - \rho_c F_{c \rightarrow c}) \\ &\dots \quad (4.18) \end{aligned}$$

A densidade de fluxo da radiação líquida à superfície do solo é então dada por:

$$R_{liq,so} = \beta_{c,so} + \beta_{so,so} + \beta_{a,so} + \beta_{soext,so} - \sigma T_{so}^4 \quad \dots \quad (4.19)$$

Tendo em conta as relações anteriores e notando que  $F_{so \rightarrow c} = 1$ , pode finalmente obter-se a densidade do fluxo de radiação líquida recebida na superfície do solo interior da estufa:

$$\begin{aligned} (R_{liq,so} + \sigma T_{so}^4) = & (\epsilon_c \sigma T_c^4 + F_{c \rightarrow so} \rho_c \sigma T_{so}^4 + F_{c \rightarrow a} \tau_c R_{a \downarrow} + \\ & + F_{c \rightarrow soext} \tau_c R_{soext \uparrow}) / (1 - \rho_c F_{c \rightarrow c}) \quad \dots \quad (4.20) \end{aligned}$$

Pode agora aplicar-se este modelo para prever a taxa de arrefecimento radiativo que ocorre na superfície do solo interior da estufa, desde que se conheçam as temperaturas da superfície do solo, da cobertura plástica e as densidades do fluxo radiativo atmosférico e terrestre exteriores.

#### 4.2.2.1 - Exemplo de aplicação.

##### Resultados Obtidos

A título de exemplo, aplicou-se este modelo a uma situação extrema, não necessariamente real, mas que pôde ser tomada como situação de referência para prever o comportamento

de uma estufa sujeita a condições climáticas perto do ponto de congelação. Considerou-se então, que as temperaturas da superfície do solo interior e exterior, da cobertura de plástico e do ar exterior valiam 0°C; o céu estava limpo e que a sua emissividade valia 0.72 (Heitor e Rui Rosa, 1984) e que a emissividade do solo exterior valia 1. Nestas condições:

$$\sigma T_{so}^4 = \sigma T_c^4 = R_{so \rightarrow ext \uparrow} = 316 \text{ W.m}^{-2} \quad \dots \quad (4.21a)$$

$$R_{m \downarrow} = \epsilon_m \sigma T_{so}^4 = 228 \text{ W.m}^{-2} \quad \dots \quad (4.21b)$$

a equação (4.20) pôde ser então resolvida, determinando-se assim a taxa de arrefecimento radiativo  $R_{rad,so}$  em função das propriedades radiométricas ( $\epsilon_c$ ,  $\rho_c$ ,  $\tau_c$ ) da cobertura plástica.

Os resultados foram representados na figura 4.9; as curvas representaram a taxa de arrefecimento radiativo ( $R_{rad}$ ) em função da transmitância ( $\tau$ ), emitância ( $\epsilon$ ) e reflectância ( $\rho$ ) da cobertura plástica. Um ponto representativo de um dado material plástico pode ser determinado a partir de duas das três propriedades radiométricas do material, tendo em conta que a terceira devia obedecer à relação  $\epsilon_c + \tau_c + \rho_c = 1$ .

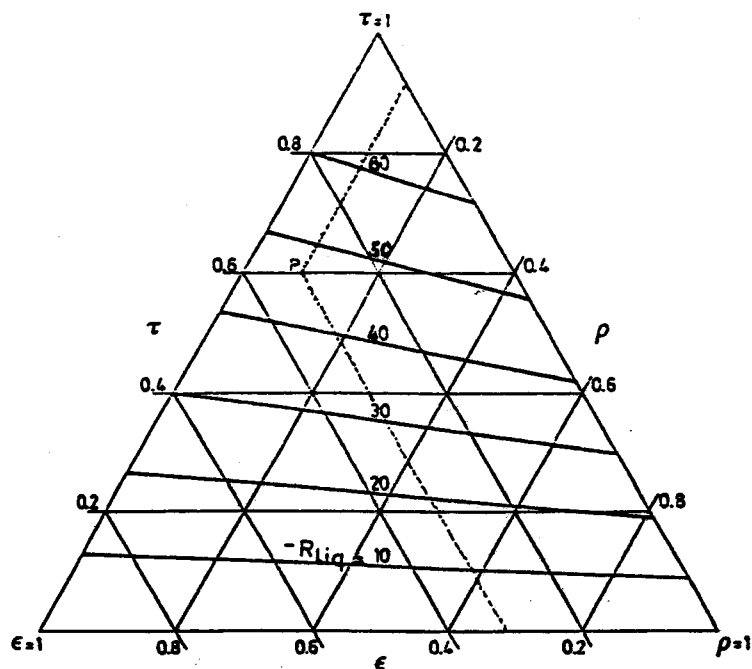


Figura 4.9 - Taxa de arrefecimento radiativo à superfície do solo interior da estufa -  $R_{liq}(W.m^{-2})$ , em função da emitância ( $\epsilon$ ), transmitância  $\tau$  e reflectância  $\rho$  da cobertura plástica para temperatura do solo interior e exterior, ar exterior e cobertura plástica nulas. O ponto representativo de uma cobertura plástica com  $\tau = 0.6$ ,  $\epsilon = 0.3$  e  $\rho = 0.1$  corresponde aproximadamente a uma taxa de arrefecimento radiativo de  $- 46 W.m^{-2}$ .

Neste diagrama, cada coordenada varia linearmente com a distância medida sobre a perpendicular a um dos lados do triângulo (onde vale 0) ao vértice oposto (onde vale 1). Da análise deste diagrama, pôde concluir-se que a taxa de arrefecimento radiativo era principalmente determinada pela transmitância da cobertura, sendo a sua emitância e reflectância praticamente irrelevantes na determinação de  $R_{liq}$ . Quando a transmitância era muito elevada ( $\tau = 1$ ) a taxa de arrefecimento estava fortemente correlacionada com a temperatura aparente da atmosfera (temperatura de um corpo

negro emitindo a mesma densidade de fluxo radiativo que a atmosfera) e que no nosso exemplo valia  $-21^{\circ}\text{C}$  em contraste com  $0^{\circ}\text{C}$ . É de salientar que todos estes resultados foram obtidos supondo que a temperatura era uniforme sobre toda a cobertura plástica, o que na realidade constitui uma aproximação: o ângulo de visão do solo e da atmosfera exterior varia rapidamente ao longo da superfície circular da envolvente plástica. Por outro lado, as propriedades radiométricas da cobertura podem variar ao longo do tempo, devido à acção de vários agentes exteriores tais como o pó, radiação u.v. ou condensação. Neste último caso, esta modifica radicalmente as propriedades radiométricas da cobertura: um polietileno praticamente transparente à radiação de grande comprimento de onda tornar-se-á praticamente opaco à mesma radiação se nele se formar um filme de água de condensação; as trocas directas de energia radiante entre o solo interior e o espaço exterior cessa nestas condições (Nijskens, 1985).

Procurou determinar-se em seguida qual era a temperatura observada à superfície do solo interior,  $T_{s,i}^*$ , para que a taxa de arrefecimento radiativo se anulasse, ou seja,  $R_{rad} = 0$ . Este valor corresponderia à temperatura de equilíbrio do solo que seria atingida se não interviessem outros fluxos de calor (por exemplo o fluxo de calor no solo) e se a situação meteorológica persistisse. Os resultados deste cálculo foram ilustrados na figura 4.10 onde se pôde ver que a superfície do solo gelava excepto se a transmitância fosse nula. Para  $\tau = 1$  o solo atingia a temperatura aparente da atmos-

fera ( $-21^{\circ}\text{C}$ , no nosso caso) e para  $\rho = 1$  a temperatura era indeterminada devido ao facto de que a radiação recebida pelo solo interior era exactamente igual à radiação que ele emitia, ( $R_{\text{net}} = 0$ ), qualquer que fosse a sua temperatura.

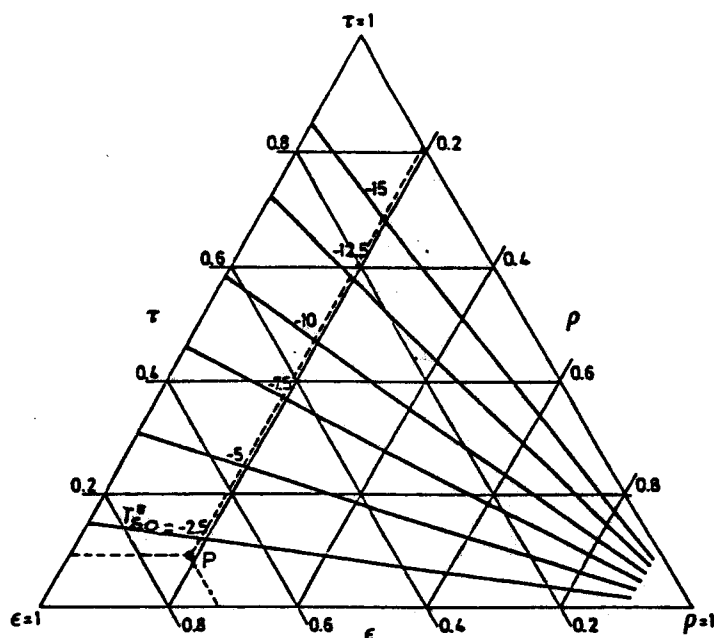


Figura 4.10 - Temperatura de equilíbrio do solo interior da estufa  $T^*$  (°C) em função da emitância  $\epsilon$ , transmitância  $\tau$  e reflectância  $\rho$  da cobertura plástica, Temperatura do ar exterior, do solo exterior e da cobertura nulas e céu limpo. O ponto representativo de uma cobertura plástica com  $\tau = 0,09$ ,  $\epsilon = 0,72$  e  $\rho = 0,19$  corresponde a uma temperatura de equilíbrio do solo de  $-1,5^{\circ}\text{C}$ .

Finalmente, a partir dos resultados expressos nas figuras 4.9 e 4.10 pôde calcular-se o parâmetro  $h = -dR_{\text{net}}/dT$  que pode ser identificado como um coeficiente de transferência de calor por radiação à superfície do solo. O seu valor foi ilustrado na figura 4.11. Para uma pequena variação

da temperatura em relação à temperatura de equilíbrio,  $T^*_{\infty}$ , a taxa de arrefecimento radiativo foi dada por:

$$- R_{liq} = h (T - T^*_{\infty}) \quad \dots \quad (4.22)$$

em que  $(T - T^*_{\infty})$  representou o desvio em relação à temperatura de equilíbrio  $T^*_{\infty}$ . Note-se que para  $\rho = 1$  o coeficiente de transferência de calor por radiação era nulo, o que significa que para uma cobertura plástica perfeitamente reflectora a radiação líquida era nula.

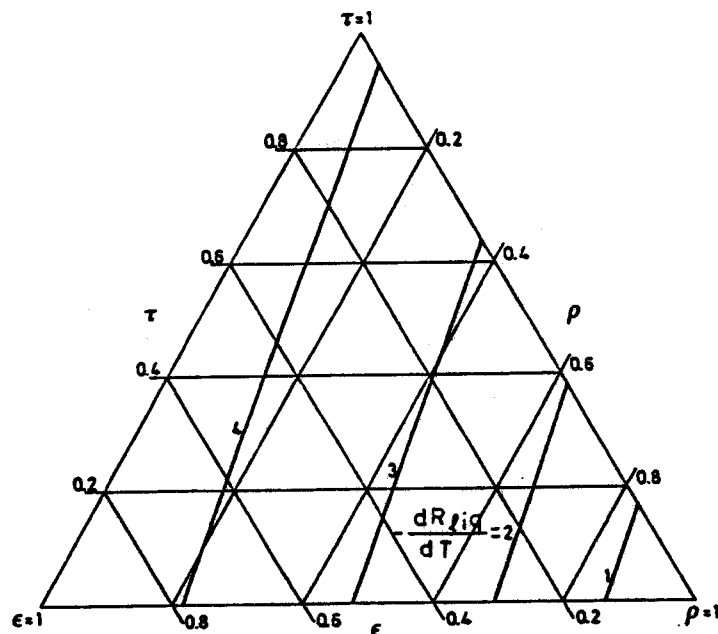


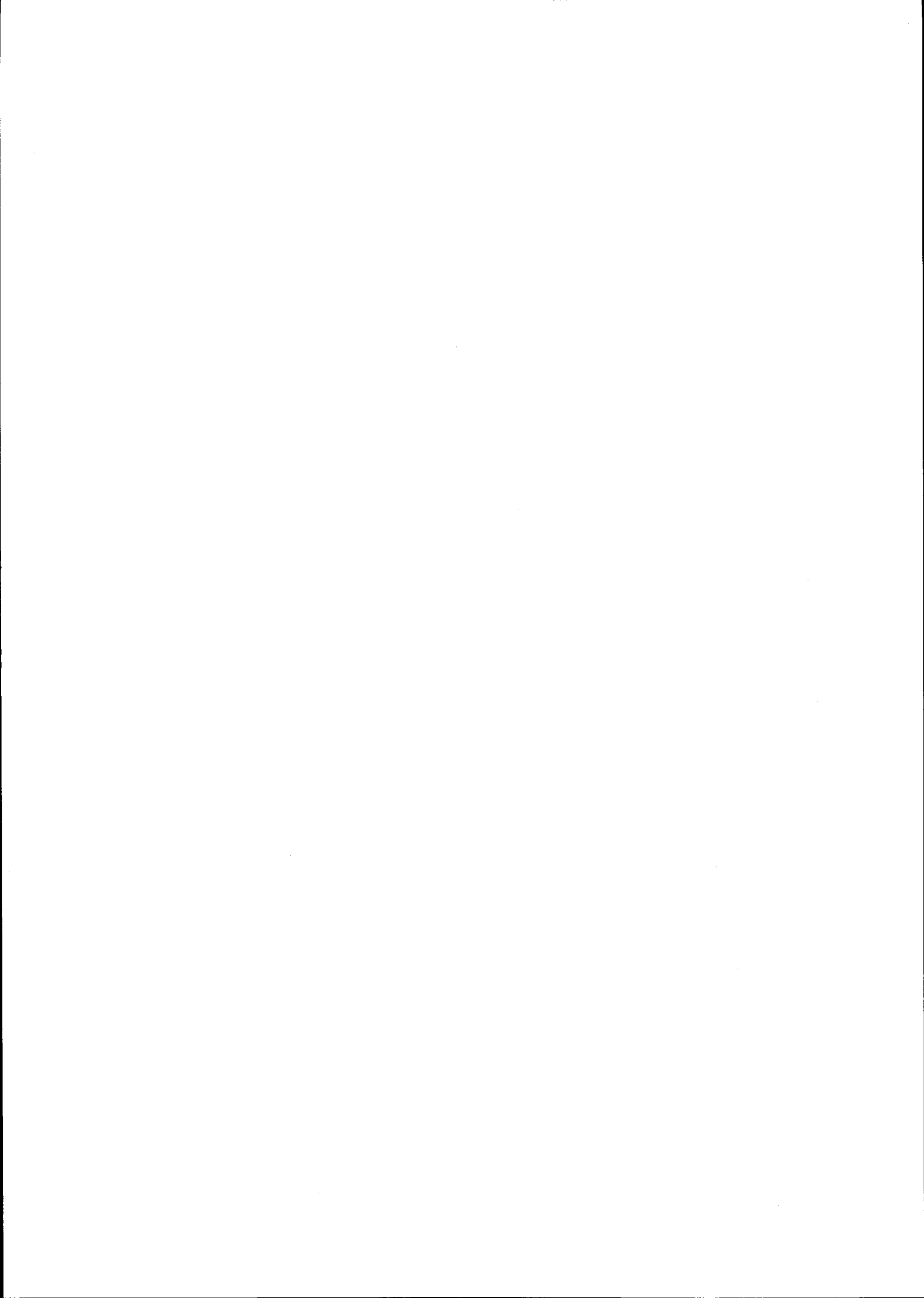
Figura 4.11 - Coeficiente de transferência de calor por radiação à superfície do solo interior da estufa  $h$  ( $W.m^{-2}.K^{-1}$ ) em função da emitância  $\epsilon$ , transmitância  $\tau$  e reflectância  $\rho$  da cobertura plástica.

Um modelo semelhante a este pôde igualmente ser estabelecido para uma estufa multicapelar. Acrescente-se ainda a título informativo, que os resultados obtidos com este tipo de estufa mostraram que a configuração da estufa não parece



ser muito importante na determinação da taxa de arrefecimento radiativo e que esta era também determinada fundamentalmente pela transmitância da cobertura plástica.

Em resumo pode dizer-se que a ocorrência de geada no solo interior de uma estufa individual em plástico sujeita a uma situação meteorológica extrema, pode ser prevista através de um diagrama semelhante ao exposto na figura 4.10 desde que se construam as curvas correspondentes à situação meteorológica real (a partir da equação 4.20) e se conheçam duas das três propriedades radiométricas da cobertura. No nosso caso, a manter-se a situação meteorológica definida em 4.2.2.1, não intervindo outros fluxos de calor (por exemplo o fluxo de calor no solo) e tendo em conta as propriedades radiométricas estimadas no parágrafo 4.21 ( $\epsilon_c = 0.72$ ,  $\tau_c = 0.09$  e  $\rho_c = 0.19$ ), pode ocorrer geada na superfície do solo interior da estufa pois a temperatura de equilíbrio do solo vale cerca de  $-1.5^\circ\text{C}$  (ver figura 4.10).



## 5 - TRANSPORTE DE CALOR NO SOLO

### 5.0 - INTRODUÇÃO

No capítulo anterior verificou-se que, a manter-se uma situação meteorológica nocturna extrema ( $T_{\text{máx. do ar}} = T_{\text{mín. do ar}} = T_c = 273 \text{ K}$ , céu limpo) e não intervindo outros fluxos de calor a não ser o de origem radiante no interior de um estufa em polietileno, considerado como praticamente opaco à radiação compreendida entre 7 e 14  $\mu\text{m}$ , era possível ocorrer geada no seu interior, uma vez que a temperatura de equilíbrio do solo valia cerca de  $-1.5^\circ\text{C}$ . Contudo a situação real não é esta, pelo facto de intervirem outros fluxos de calor, designadamente do solo.

O solo constitui assim um dos subsistemas mais importantes de uma estufa no que respeita à sua interacção com o clima da estufa:

- Podendo considerar o solo como um meio poroso húmido onde coexistem a componente sólida, líquida e gasosa estabelece-se um regime de transferência de calor e massa que condiciona o clima no sistema radicular da planta afectando portanto o seu crescimento e desenvolvimento.
- Convertendo a energia radiante absorvida em calor e vapor de água, que troca com o meio atmosférico em contacto através da sua superfície, influi direc-

tamente nas condições climáticas ambientais que condicionam o desenvolvimento da planta.

- Pela sua elevada capacidade calorífica armazena parte da energia recebida durante o dia, transferindo uma fracção importante durante a noite, quer sob a forma de calor sensível, latente ou radiante, compensando parcialmente durante o período nocturno o arrefecimento verificado no ar interior da estufa, produzido pelas perdas radiativas e convectivas que se dão através da envolvente. É aliás tirando partido destas características térmicas do solo que se utiliza o aquecimento do solo, recorrendo a redes de tubos onde circula água quente proveniente de diversas fontes de energia (solar, geotérmica, bomba de calor) em projectos de desenvolvimento agrícola designadamente em culturas em estufas.

Por todas estas razões, a difusão do calor no solo tem merecido a atenção de muitos investigadores. Muitos trabalhos foram já realizados sobre a condução de calor no solo sujeito a diversas condições fronteiras, com modelos mais ou menos elaborados (poucos contemplam a difusão simultânea de calor e água no seu interior) onde na maior parte dos casos são extraídos os parâmetros térmicos características do solo ou os perfis de temperaturas que mais se ajustam aos valores reais. Podem destacar-se os trabalhos realizados por Wierenga e Wit (1970), Horton e Wierenga (1983), Van Wijk e De Vries (1963), Kendrick e Havens (1973), Boulard, T (1982). Estes últimos

autores estudaram a difusão de calor num solo sujeito a aquecimento produzido por uma rede subterrânea de tubos, onde circula água aquecida em regime estacionário. Dado que o nosso dispositivo experimental incluía numa das estufas uma rede de tubos colocada a 60 cm de profundidade onde era feito circular água quente, a condução de calor no solo mereceu, no nosso trabalho, particular atenção tanto em regime estacionário como transitório. Por limitações de ordem experimental não foi possível, como se desejava, estudar o transporte simultâneo de calor e água, pelo que se considera ser um tema que deverá merecer a nossa atenção num futuro próximo.

#### 5.1 - APLICAÇÃO DE VÁRIOS MODELOS CLÁSSICOS DE CONDUÇÃO DE CALOR EM SÓLIDOS: DETERMINAÇÃO DE PARÂMETROS TÉRMICOS CARACTERÍSTICOS DO SOLO.

Se se admitir que o solo se comporta como um meio homogéneo e isotrópico onde apenas se considera o transporte de calor por condução, podem aplicar-se certos modelos clássicos de condução de calor em sólidos para descrever o campo de temperaturas num solo sujeito a determinadas condições aos limites.

A aplicação de certos modelos clássicos de condução de calor em sólidos ao estudo da condução de calor no solo (condução unidirecional ou bidirecional em regime estacionário ou transitório) permitiu, em confronto com as observações experimentais, determinar os parâmetros térmicos caracte-

rísticas do solo, isto é, a condutividade térmica, a difusividade térmica e o coeficiente de transferência de calor à sua superfície, supondo-o homogêneo e isotrópico. Alguns destes parâmetros foram comparados com medidas directas efectuadas sobre as propriedades do solo, recorrendo quer a uma placa de fluxo de calor, quer a uma sonda de cobre, que foi para o efeito construída, e a determinações laboratoriais da capacidade calorífica volúmica de amostras recolhidas desse solo.

#### 5.1.0 - Equações de condução de calor no solo

Suponha-se um meio homogêneo e isotrópico em que, num determinado ponto genérico  $P(x, y, z)$  do interior do meio, a temperatura  $\theta(x, y, z)$  é uma função contínua do espaço e do tempo e que existem fontes internas que libertam uma taxa de calor  $A$  por unidade de volume que pode ser função do espaço e do tempo.  $S$  é um ponto genérico da superfície fronteira. Não são consideradas fontes internas de produção de calor associadas à mudança de fase que eventualmente ocorram no seio do solo.

Nestas condições, as equações que governam a transferência de calor sensível num elemento de volume fixo no espaço e supondo constantes os parâmetros térmicos do meio ( $K, \rho c, k$ ) são as seguintes:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \kappa \nabla^2 \theta + \frac{A(x, y, z, t)}{\rho c} \quad \dots \quad (5.1)$$

$$\vec{q} = -k \nabla \theta \quad \dots \quad (5.2)$$

em que  $\kappa$  é a difusividade térmica do meio,  $\rho c$  é a capacidade calorífica volúmica do meio e  $k = \kappa \rho c$  a condutividade térmica do meio.

### 5.1.1 - Condução unidimensional de calor transportado pela onda térmica descendente (1º Modelo)

Considere-se que o solo se comporta como um sólido semi-infinito em que a temperatura à superfície é uma função periódica e harmónica do tempo de período  $T = 2\pi/\omega$  consequência da irradiação solar à sua superfície, também esta função periódica e harmónica de período  $T$ . Considerem-se apenas oscilações diárias de período  $T = 24$  h em que a oscilação à superfície gera uma onda térmica propagando-se para o interior do solo com atenuação. A partir de certa profundidade a atenuação da amplitude da onda é quase total e deixa de fazer sentir-se a sua influência (pelo menos à escala das oscilações diárias). Considere-se apenas a propagação segundo o eixo dos  $z$ , isto é, normal à superfície do solo sem fontes internas de calor.

A equação da condução de calor vem neste caso dada por:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \quad \dots \quad (5.3)$$

As condições aos limites são:

a) Temperatura à superfície  $\theta(S, t)$  é uma função periódica de período  $T = 2\pi/\omega$  podendo representar-se para um ponto  $S$  da fronteira como o desenvolvimento em série de Fourier:

$$\theta(S, t) = \theta_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \theta_n \cos(n\omega t - \epsilon_n) \quad \dots \quad (5.4a)$$

b) A temperatura inicial para qualquer ponto do meio  $\theta(P, 0)$  é constante:

$$\theta(P, 0) = \theta_0 \quad \dots \quad (5.4b)$$

O facto de se exprimir a temperatura à superfície como desenvolvimento em série de Fourier, reduz os erros que se cometem quando se considera a temperatura como uma onda sinusoidal perfeita e a minimização desses erros é tanto maior quantas mais harmónicas se consideravam na série de Fourier (Lettau, 1954; Carson, 1963; Van Wijk, 1963).

A solução geral da equação (5.3) é dada segundo Carslaw e Jaeger (1959), por:

$$\theta(z, t) = \theta_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \theta_n e^{-z \sqrt{\frac{n\omega}{2k}}} \cos(n\omega t - z \sqrt{\frac{n\omega}{2k}} - \epsilon_n) - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2\theta_n}{\pi^{1/2}} \int_0^{z/2\sqrt{kt}} \cos(n\omega(t - \frac{z^2}{4k\mu^2}) - \epsilon_n) e^{-\mu} d\mu \quad \dots \quad (5.5a)$$

Se se considerarem tempos suficientemente longos após o início da excitação superficial, isto é se  $z/2\sqrt{kt} \rightarrow 0$ , a solução (5.5a) fica apenas reduzida ao termo correspondente à oscilação estacionária desprezando-se portanto o termo



correspondente à perturbação transitória originada pelo início das oscilações da temperatura à superfície.

Nestas condições a solução (5.5a) fica com o seguinte aspecto:

$$\theta(z, t) = \theta_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \theta_n e^{-z \sqrt{n\omega/2\kappa}} \cos(n\omega t - z \sqrt{\frac{n\omega}{2\kappa}} - \epsilon_n) \dots \quad (5.5b)$$

em que:

$\theta_0$  - temperatura média inicial em qualquer ponto do meio incluindo a fronteira

$\theta_n$  - coeficiente de série de Fourier

$\omega$  - frequência angular da onda térmica

$\kappa$  - difusividade térmica do meio

$n$  - números de harmónicas da série

$\epsilon_n$  - diferença de fase entre as várias harmónicas

Pode observar-se que a amplitude da onda térmica que foi gerada pela oscilação harmónica da temperatura à superfície diminui, para cada uma das harmónicas, com  $e^{-z \sqrt{n\omega/2\kappa}}$ . Para as harmónicas de frequência mais elevada a amplitude da onda atenua-se mais rapidamente que para aquelas com frequência mais baixa. Apenas a harmónica de maior período (harmónica fundamental,  $n = 1$ ) consegue penetrar até uma profundidade maior, como facilmente se pode calcular: para  $z = \lambda$  em que  $\lambda = 2\pi/(\omega/2\kappa)^{1/2}$  é o comprimento de onda da oscilação, a amplitude já é reduzida de um factor de 0.0019. Nestas condições considera-se a solução da equação de difusão

de calor com a harmónica fundamental correspondente à oscilação de maior período:

$$\theta(z, t) = \theta_0 + \theta_1 e^{-z/D} \cos(\omega t - z/D - \epsilon) \quad \dots \quad (5.6)$$

em que  $\theta_1$  passa a ser a amplitude da onda térmica à superfície e  $D = (2\kappa/\omega)^{1/2}$  a profundidade para o qual a amplitude da onda é  $e^{-1}$  da amplitude da onda na fronteira.

A partir dos valores das amplitudes e das diferenças de fase medidas a várias profundidades podem, a partir da equação (5.6), obter-se as equações de amplitude e de fase e de qualquer de uma destas equações extrair a difusividade térmica  $\kappa$ .

Definindo  $A_1 = \theta_1 e^{-z_1/D}$  e  $A_2 = \theta_1 e^{-z_2/D}$  como sendo as amplitudes da onda térmica em  $z = z_1$  e  $z = z_2$ , a difusividade térmica vem dada por:

$$\kappa = \frac{\omega}{2} \left( \frac{z_2 - z_1}{\ln(A_1/A_2)} \right)^2 \quad \dots \quad (5.7)$$

Definindo  $\epsilon_1 = \epsilon t_1$  e  $\epsilon_2 = \epsilon t_2$  como as diferenças de fase da onda térmica em  $z = z_1$  e  $z = z_2$ , a difusividade térmica vem dada por:

$$\kappa = \frac{1}{2\omega} \left( \frac{z_2 - z_1}{t_2 - t_1} \right) \quad \dots \quad (5.8)$$

em que  $t_2 - t_1$  é o intervalo de tempo entre dois máximos de temperatura ocorrida a essas profundidades.

A utilização das equações de amplitude e de fase para o estudo da onda térmica descendente revelam-se muito úteis na estimativa de  $K$ , porque necessitam de poucos dados e permitem estimar de uma forma expedita um valor aproximado da difusividade térmica do solo. Tem contudo a desvantagem de considerar o solo como um meio homogéneo e isotrópico onde a temperatura superficial é uma função harmónica pura de período  $T$ , hipóteses estas distantes da realidade.

#### 5.1.1.1 - Descrição das condições experimentais. Resultados obtidos

Num solo sem coberto vegetal foram colocados termopares a diversas profundidades (0, 5, 10, 15, 20, 40, 60 e 100 cm) no ponto médio do solo de uma estufa. As temperaturas foram registadas hora a hora durante um período de 10 dias.

Na figura 5.1 pode observar-se a representação gráfica das oscilações da temperatura às profundidades de 0, 5, 10, 15 e 20 cm ao longo de dois dias típicos de céu limpo. Na figura 5.2 pode observar-se a representação gráfica das oscilações da temperatura em função da profundidade a várias horas do dia.

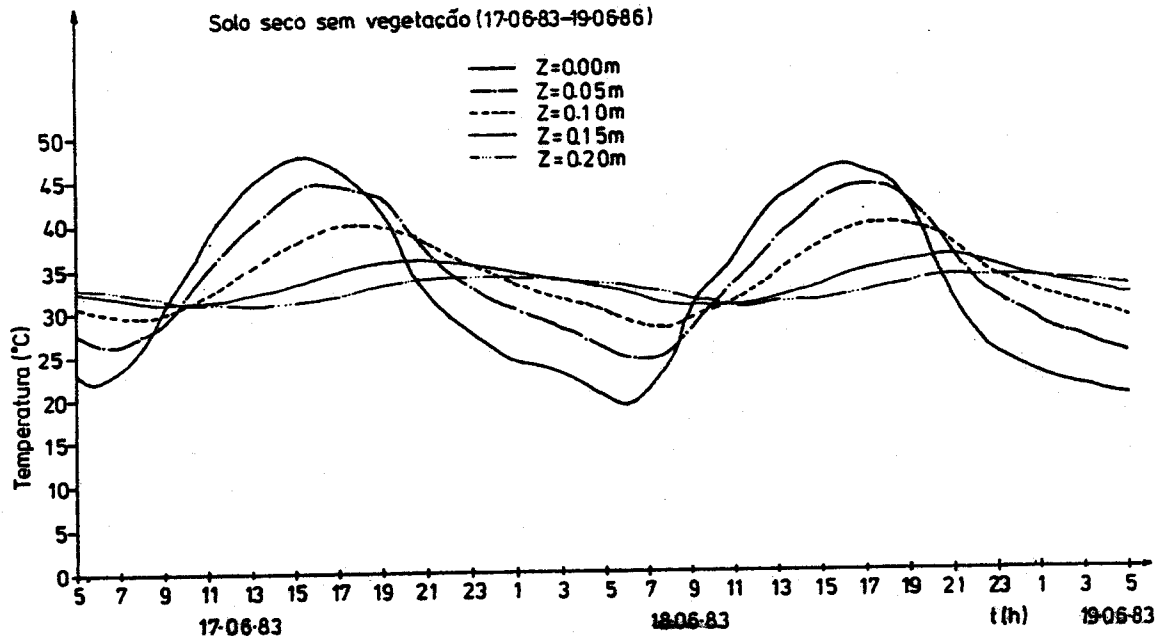


Figura 5.1 - Temperatura do solo observada às profundidades de 0, 5, 10, 15 e 20 cm, em função do tempo.

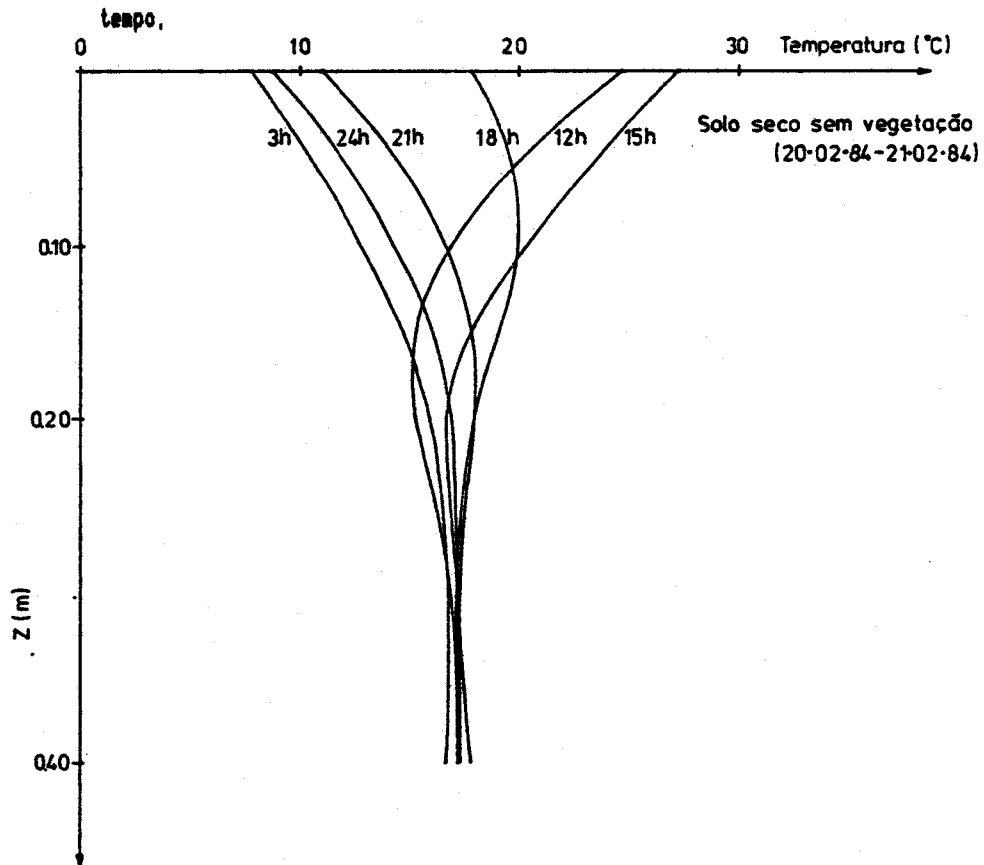


Figura 5.2 - Temperatura do solo observada, a várias horas do dia, em função da profundidade.

Para obter a difusividade térmica a partir das equações (5.7) e (5.8) extraíram-se da figura 5.1 os valores das temperaturas máxima e mínima registadas em cada uma das profundidades e que permitiram determinar as amplitudes da onda em cada um desses níveis. A partir das diferenças temporais entre cada dois máximos de temperatura correspondentes a duas profundidades consecutivas determinaram-se as diferenças de fase.

As equações (5.7) e (5.8) foram aplicadas entre os níveis (0-5cm); (5-10cm); (10-15cm) e (15-20cm). Os valores médios de  $\kappa$  obtidos através das relações (5.7) e (5.8) entre a superfície do solo e a profundidade de 20 cm foram respectivamente  $\langle \kappa \rangle = 0.36 \times 10^{-6} \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  e  $\langle \kappa \rangle = 0.57 \times 10^{-6} \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ .

Por outro lado pela análise da figura 5.2 pôde retirar-se o valor da profundidade D para a qual a amplitude da onda térmica se reduziu a  $e^{-1}$  da amplitude da onda à superfície continuando a supôr que as oscilações representadas na figura 5.2 eram harmónicas puras no tempo. No nosso caso  $D = 12.7$  cm o que se verificou quando  $z/D = \pi/4$  e  $z \approx 10$  cm. Como  $\kappa = D^2 \omega / 2$  então  $\kappa = 0.58 \times 10^{-6} \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$

Como se pôde facilmente constatar da análise das oscilações de temperatura representadas na figura 5.1 e 5.2, elas não eram harmónicas puras. O facto de se ter considerado apenas a harmónica fundamental na solução (5.5b) para dela extrair a difusividade térmica, parece ter sido uma hipótese demasiado optimista. No entanto os valores de  $\kappa$  obtidos a partir das equações (5.7) e (5.8) concordaram bastante bem com

os valores relativos a solos tipicamente arenosos com 40% de porosidade apresentados por Van Wijk e De Vries (1963):  $0.24 \times 10^{-6} < \kappa < 0.85 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  ou Horton (1983):  $0.41 \times 10^{-6} < \kappa < 0.95 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ . Uma discussão mais detalhada da aplicabilidade deste modelo e dos resultados obtidos foi feita no parágrafo (5.2.2) juntamente com a discussão dos resultados obtidos com a aplicação de outros modelos que a seguir se apresentam.

### 5.1.2 - Condução de calor transportado pela onda térmica ascendente em regime transitório num solo aquecido (29 e 39 modelos).

#### 5.1.2.0 - Introdução

Kendrick e Havens (1973) desenvolveram um modelo matemático para descrever a difusão de calor num solo em regime estacionário utilizando uma rede de tubos subterrânea num solo homogêneo em que a temperatura à superfície era constante. Por outro lado Boulard (1982), introduzindo uma nova condição fronteira (presença de um manto freático abaixo da rede de tubos) estudou a difusão de calor em regime transitório provocada pela oscilação da temperatura à superfície.

No nosso caso aplicaram-se dois modelos clássicos de condução de calor num sólido em regime transitório (modelo bidimensional e unidimensional) ao estudo do campo de tempe-

raturas num solo, inicialmente à temperatura uniforme, onde foi dissipado calor proveniente de uma rede subterrânea de tubos paralelos à superfície (fronteira) onde foi feito circular água quente em regime contínuo. O estudo do campo de temperaturas permitiu determinar a condutividade e difusividade térmicas do solo bem como o coeficiente de transferência de calor entre o solo e o ar em contacto, no interior de uma estufa.

Considerou-se no nosso caso o solo como um meio semi infinito, limitado por um plano (a superfície do solo) e contendo uma rede de fontes de calor lineares paralelas e equidistantes num plano paralelo à fronteira.

Adoptou-se aqui também o sistema de coordenadas cartesianas com o eixo dos  $z$  perpendicular à fronteira; o eixo dos  $x$  paralelo às fontes lineares e o eixo dos  $y$  perpendicular às mesmas.  $P(x, y, z)$  continuou a ser um ponto genérico do interior do meio e  $S$  um ponto genérico da fronteira. Veja-se figura 5.3.

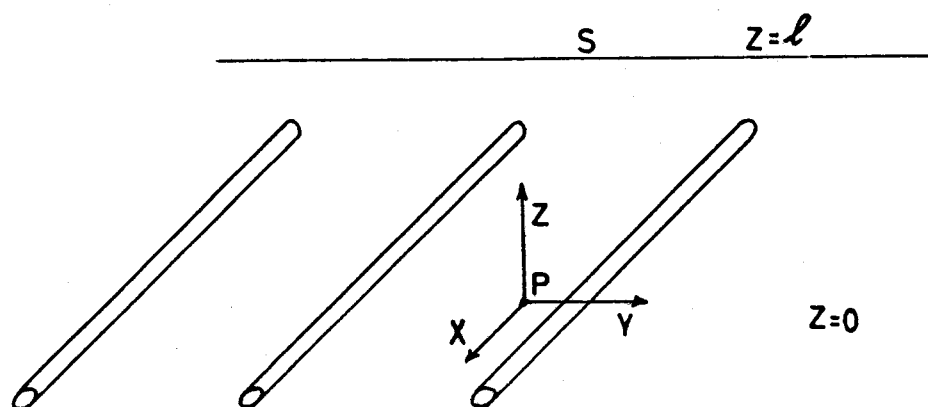


Figura 5.3 - Esquema da rede de tubos e sua orientação face ao sistema de coordenadas cartesianas adoptado.

Nestas condições, a equação que governou o transporte de calor num meio com fontes internas de calor A veio dada por:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \kappa \left( \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \right) + \frac{A(x, y, z, t)}{\rho c} \quad \dots (5.9)$$

#### 5.1.2.A - Condução bidimensional de calor

##### (2º Modelo)

Este modelo assenta na hipótese de que uma rede de tubos onde circula continuamente água quente se comporta como uma rede de fontes lineares de calor libertando continuamente uma potência calorífica constante por unidade de comprimento de cada fonte linear,  $q$ , num ponto  $P(x', y', z')$  dum meio infinito.

Se no instante em que se inicia a libertação de calor ( $t=0$ ) a temperatura do sólido é constante em qualquer ponto  $P(x, y, z)$  exterior às fontes do calor,  $\theta(P, 0) = \theta_0$  e se na fronteira paralela ao plano que contém a rede de fontes lineares a temperatura também é constante,  $\theta(S, t) = \theta_0$ , pode determinar-se a solução da equação (5.9) recorrendo à solução clássica estabelecida para uma única fonte linear num meio infinito, adaptando-a a um meio semi-infinito pela aplicação do método das imagens e sobrepondo as contribuições de todas as fontes lineares e suas imagens para satisfazer a condição fronteira.



Considere-se então uma única fonte linear de calor de intensidade constante num meio infinito. A solução da equação (5.9) é dada, segundo Carslaw e Jaeger, por:

$$\theta(P,t) - \theta_0 = - \frac{q}{4\pi k} \operatorname{Ei} \left( - \frac{r^2}{4\kappa t} \right) \quad \dots \quad (5.10)$$

em que  $r$  é a distância do ponto de observação  $P$  à fonte linear e  $\operatorname{Ei}$  é a exponencial integral definida do seguinte modo:

$$\operatorname{Ei}(-X) = - \int_X^\infty \frac{e^{-u}}{u} du \quad \dots \quad (5.11a)$$

que goza da propriedade:

$$\lim_{X \rightarrow 0} \operatorname{Ei}(-X) \approx \ln X \quad \dots \quad (5.11b)$$

#### NOTA

A equação (5.10), válida para descrever temporalmente o campo de temperaturas gerado por uma fonte linear num sólido infinito, pode ser adaptada a um sólido semi-infinito aplicando o método das imagens. Este método consiste em supor um sólido um meio infinitamente prolongável em que um tubo é representado por uma fonte linear situada no centro do tubo e com a mesma intensidade  $q$ . Um plano à temperatura constante  $\theta_0$  e situado à distância  $l$  da fonte linear é simulado pela sobreposição do efeito de uma fonte linear de intensidade  $-q$  reflectida simetricamente em relação ao plano isotérmico. O sistema passa a ser um sólido sem fronteira com uma fonte e um sumidouro de calor e um plano isotérmico que representa a superfície do sólido. O efeito da sobreposição do sumidouro de

calor à fonte de calor anula qualquer variação de temperatura no plano  $z = l$  e que resulta de contribuição dada pela fonte.

Para o nosso caso em que se possui uma rede de fontes lineares equidistantes e um meio semi-infinito a solução é então dada pela sobreposição dos campos de temperaturas de todas as fontes lineares e das suas imagens de modo a satisfazer a condição fronteira:

$$\theta(P, t) - \theta_0 = - \frac{q}{4\pi k} \sum_{-\infty}^{+\infty} \left[ \text{Ei} \left( - \frac{r_n^2}{4\kappa t} \right) - \text{Ei} \left( - \frac{s_n^2}{4\kappa t} \right) \right] \dots \quad (5.12)$$

$r_n$ ,  $s_n$  são as distâncias do ponto de observação P às sucessivas linhas da rede e correspondentes imagens.

Quando  $t \rightarrow \infty$  e tendo em atenção a relação (5.11b), a solução anterior (5.12) tende para a solução estacionária:

$$\theta(P) - \theta_0 = - \frac{q}{2\pi k} \ln \prod_{-\infty}^{+\infty} (r_n/s_n) \dots \quad (5.13)$$

que coincide com a solução obtida por Kendrick e Havens (1973) válida para um campo de temperaturas produzido por um sistema de tubos paralelos igualmente espaçados e enterrados a uma mesma profundidade abaixo da superfície de um solo homogêneo.

A solução transiente dada pela equação (5.12) pode ser particularizada para uma determinada situação geométrica em que a variável  $4\pi k (\theta - \theta_0) / q$  é apenas uma certa função da variável  $\kappa t$  e onde  $4\pi k (\theta - \theta_0) / q$  e  $t$  são variáveis observáveis. Nestas condições, a curva teórica correspondente a uma determinada situação geométrica, pode ser ajustada aos pontos representativos das variáveis observáveis mediante a

escolha adequada dos outros parâmetros que figuram na equação (5.12), designadamente  $k$ ,  $\kappa$ , resultando deste ajuste certos valores experimentais da condutividade e difusividade térmicas do solo em estudo.

#### 5.1.2.A.1 - Descrição das condições experimentais

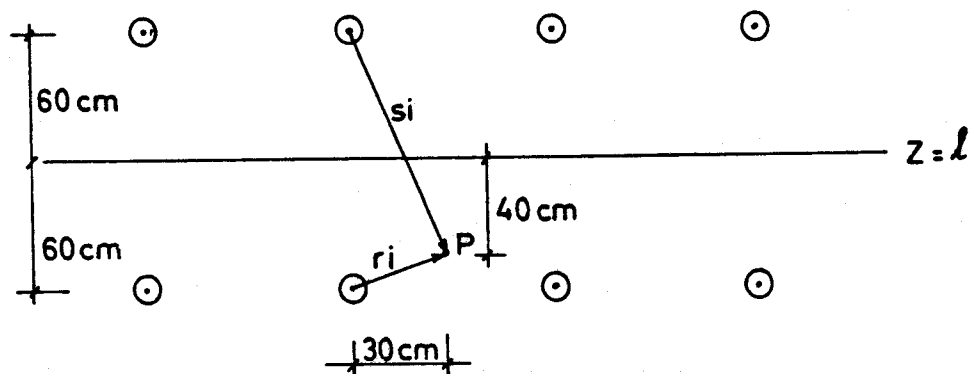
Numa estufa com cerca de 100 m<sup>2</sup> de área coberta foi instalada uma rede subterrânea de tubos ocupando uma área de 85 m<sup>2</sup> e onde foi feita circular água quente em regime contínuo. A rede era constituída por tubos lineares de 0.05 m de diâmetro, paralelos e igualmente espaçados de 0.60 m e situados num plano à profundidade de 0.60 m abaixo da superfície do solo. A água circulava a uma temperatura de cerca de 40°C e provinha de um depósito de armazenamento com cerca de 5 m<sup>3</sup> de capacidade cuja água era aquecida por uma bomba de calor.

As experiências decorreram em situação de solo seco sem vegetação e solo húmido cultivado correspondendo a teores mássicos de água entre 5% e 15% medidos laboratorialmente a partir de amostras de solo recolhidas in situ. A temperatura do solo foi medida com termopares colocados no solo a diversas profundidades e os valores registados hora e hora num Data Logger. A potência fornecida pela bomba de calor foi contabilizada com o auxílio de um contador de calorías tendo em

atenção as perdas de calor do depósito e a sua capacidade térmica.

Partiu-se de uma distribuição quase uniforme da temperatura do solo e iniciou-se a experiência fazendo circular água quente na rede, indo detectando as variações de temperatura a diversas profundidades, durante um período de dez dias, até se atingir a situação quase estacionária.

O ponto de observação que serviu para teste estava a 0.40 m abaixo da superfície do solo e equidistante de dois tubos adjacentes da rede, conforme figura anexa.



Consideraram-se apenas as quatro fontes mais próximas do ponto P e as respectivas imagens, o que significou que a equação (5.12) teve o seguinte desenvolvimento:

$$\begin{aligned}
 \theta(P, t) - \theta_0 = & \frac{2q}{4\pi k} \left\{ E_1 \left( \frac{0.0325}{kt} \right) + E_1 \left( \frac{0.2125}{kt} \right) + \right. \\
 & + E_1 \left( \frac{0.5725}{kt} \right) + E_1 \left( \frac{1.1125}{kt} \right) - E_1 \left( \frac{0.2725}{kt} \right) - \\
 & \left. - E_1 \left( \frac{0.4525}{kt} \right) - E_1 \left( \frac{0.8125}{kt} \right) - E_1 \left( \frac{1.3525}{kt} \right) \right\} \\
 & \dots \quad (5.14)
 \end{aligned}$$

que representou um caso particular da solução geral transiente dada pela equação (5.12).

A aplicação do modelo atrás descrito enfrentou no entanto algumas dificuldades, decorrentes das circunstâncias reais em que decorreu a experiência em causa. A primeira, esteve relacionada com o facto da temperatura à superfície do solo não ser constante, mas oscilar devido à irradiação solar. Para tornejar esta dificuldade tiveram que restringir-se as observações das temperaturas a uma profundidade onde não se fizesse sentir a onda térmica descendente. A segunda dificuldade esteve relacionada com o facto da potência dissipada pelas fontes não ser na realidade constante no tempo; após a ligação da circulação da água quente, a potência dissipada começou por decrescer rapidamente seguindo-se um decréscimo mais lento até se atingir um valor quase estacionário (veja-se figura 5.4). Nestas circunstâncias desprezaram-se as observações correspondentes às primeiras 24 h e quando a potência fornecida já variou lentamente, atribuiu-se a  $q$  o valor real que foi sendo fornecido.

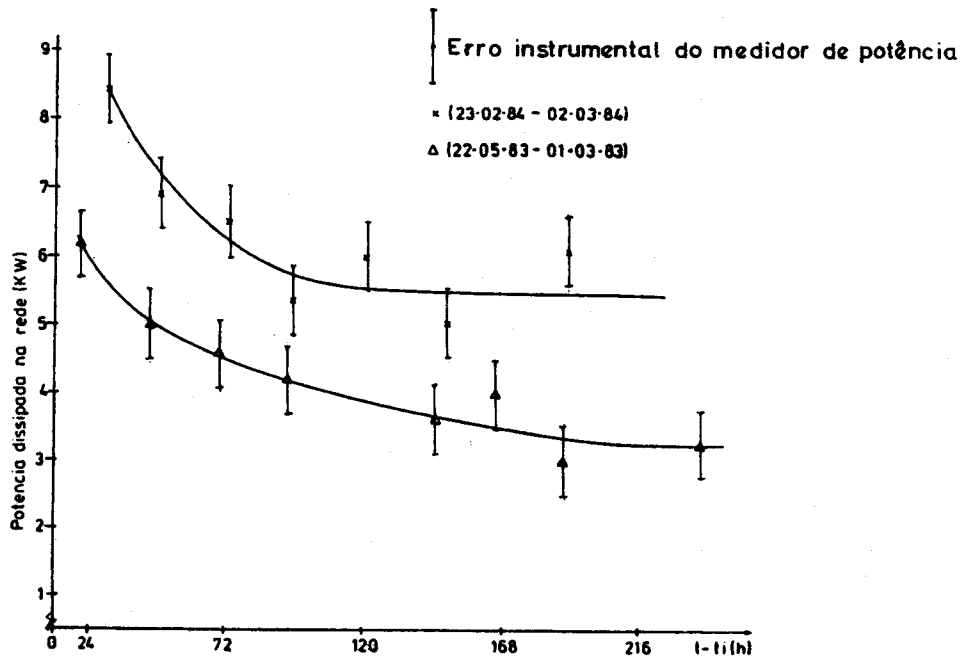


Figura 5.4 - Variação da potência dissipada na rede em função do tempo contado desde o início da circulação de água quente.

#### 5.1.2.A.2 - Resultados obtidos

Os valores experimentais de  $4\pi(\theta - \theta_0)/q$  e  $t$ , correspondentes a duas situações (solo seco sem vegetação e solo húmido com vegetação), foram representados na figura 5.5 bem como a curva teórica ajustada aos pontos experimentais. Este ajuste foi feito de acordo com o explicado no parágrafo 5.1.2.A mas utilizando a equação (5.14). Os valores de  $k$  e  $\kappa$  resultantes desse ajuste foram para solo seco sem vegetação:

$$k = 0.64 \text{ W m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1} \quad \text{e} \quad \kappa = 0.33 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$$

e para o solo húmido com vegetação:

$$k = 0.96 \text{ W m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1} \quad \text{e} \quad \kappa = 0.37 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$$

Para testar a validade deste modelo traçou-se nova curva teórica com diferentes valores de  $k$  e  $\kappa$  obtidos experimentalmente para a situação de solo seco e sem vegetação. Para o valor da condutividade térmica, utilizou-se o valor obtido a partir da razão entre a densidade de fluxo de calor, obtido com uma placa de fluxo de calor, e o gradiente de temperatura medida com o auxílio de dois termopares colocados à superfície do solo e a 0.05 m de que resultou  $k = 0.60 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ . A difusividade térmica foi determinada a partir da razão entre a condutividade térmica medida, e o valor da capacidade calorífica volúmica medida a partir de amostras de solo ( $\rho c = 1.49 \times 10^6 \text{ J.m}^{-3}.\text{K}^{-1}$ ) tendo resultado para a difusividade o valor  $\kappa = 0.40 \times 10^{-6} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ .

A nova curva teórica foi representada na figura 5.6 bem como os valores experimentais do aquecimento (expresso na variável  $\theta - \theta_0$ ). Verificou-se um certo desajuste entre as duas curvas que foi comentado no parágrafo (5.2.2).

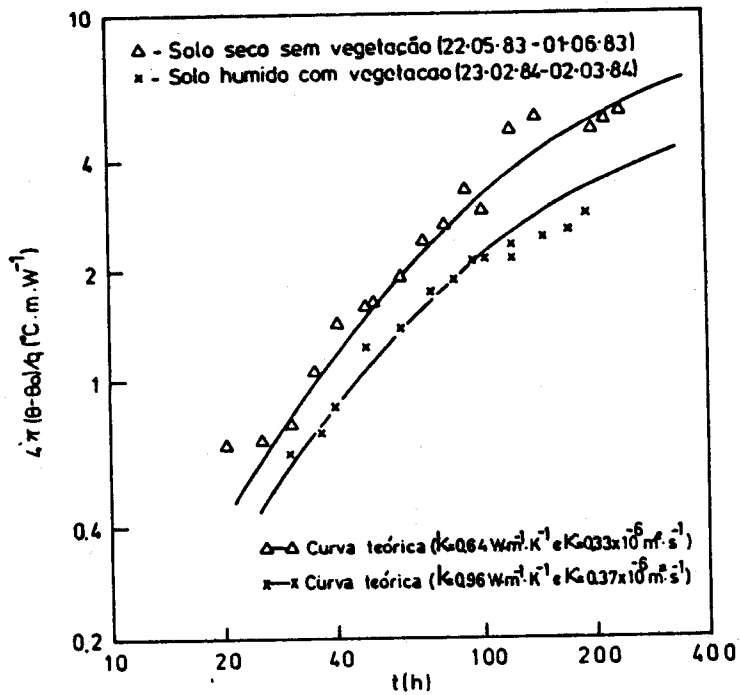


Figura 5.5 - Curva de aquecimento do solo à profundidade de 0,40 m, expressa em termos da variável  $4\pi(\theta-\theta_0)/q$  ( $^{\circ}\text{C.m.W}^{-1}$ ). Pontos experimentais ( $\Delta$ ,  $\times$ ) e curvas teóricas ajustadas aos pontos experimentais para determinados valores de  $K$  e  $k$ . Por se tratar de medidas indirectas instantâneas, os pontos experimentais foram apenas afectados do erro que resultou da propagação dos erros instrumentais das grandezas directas ( $\theta$ ,  $q$ ) na expressão que figura em ordenada. Esse erro valeu  $0,2^{\circ}\text{C.m.W}^{-1}$



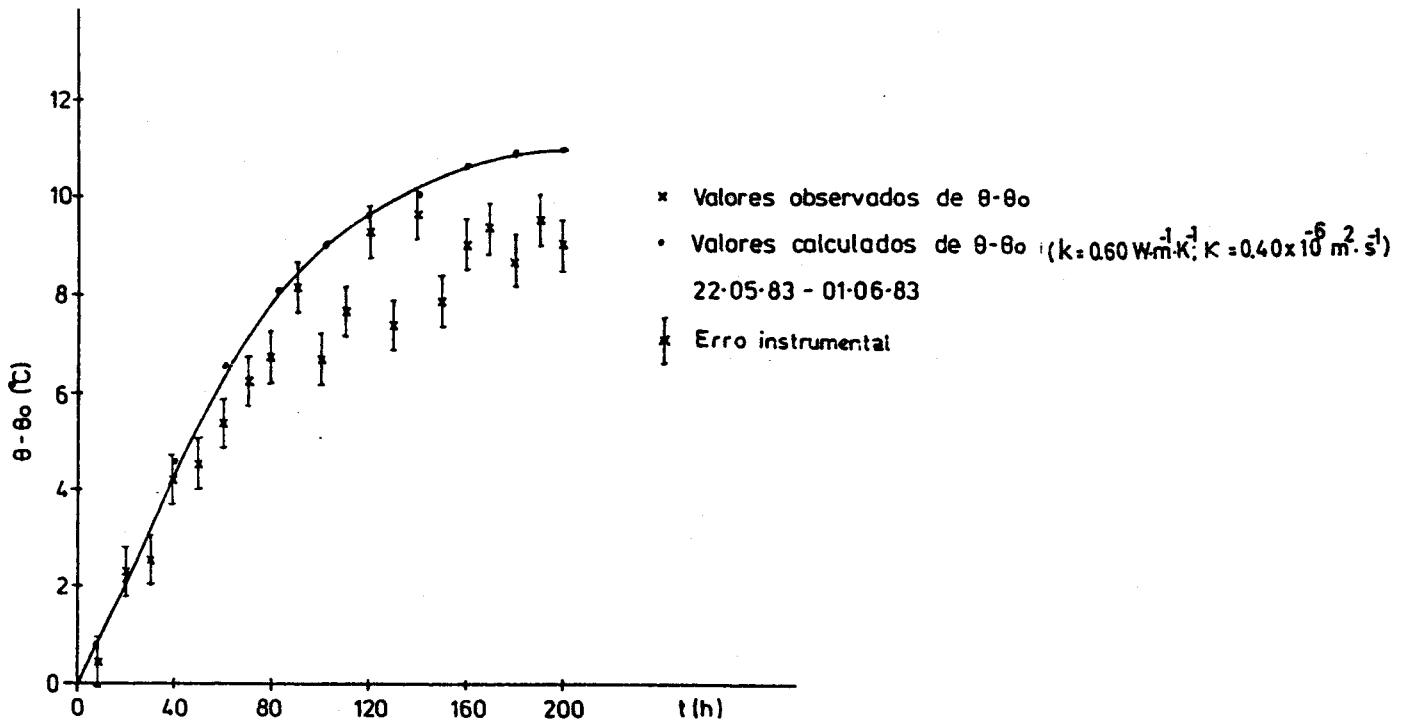


Figura 5.6 - Curva de aquecimento do solo à profundidade de 0,40 m, expressa em termos da variável  $\theta - \theta_0$ . Pontos experimentais (x) e curva teórica ajustada aos pontos experimentais para valores de  $k = 0,60 \text{ W.m}^{-1}\text{.K}^{-1}$  e  $\kappa = 0,40 \times 10^{-6} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ . Os pontos experimentais foram apenas afectados do erro instrumental ( $0,5^\circ\text{C}$ ), por se tratar de medidas instantâneas.

### 5.1.2.B - Condução unidimensional

#### (3º Modelo)

Neste segundo modelo parte-se da condução de calor unidirecional numa camada plana de um sólido delimitado por duas fronteiras contidas em planos paralelos em que uma das fronteiras é mantida a uma temperatura constante  $\theta_2$  e a outra,

a superfície do sólido, radia calor para um meio a temperatura constante  $\theta_1$ ,

$$\theta = \theta_2 \quad z = 0 \quad \dots \quad (5.15a)$$

$$k \left( \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) + h(\theta - \theta_1) = 0 \quad z = l \quad \dots \quad (5.15b)$$

A distribuição inicial da temperatura é uniforme

$$\theta(P, 0) = \theta_0 = \text{constante} \quad \dots \quad (5.15c)$$

em que  $h$  é o coeficiente de transferência de calor entre a superfície e o ar em contacto e  $l$  é a profundidade onde se impõe a temperatura constante no plano que contém a rede de fontes lineares.

A solução da equação (5.9) sujeita às condições (5.15) vem, segundo Carslaw e Jaeger, dada por:

$$\frac{(\theta - \theta_0)}{\theta_2} = \frac{1 + L - L(1 - \theta_1/\theta_2)z/l}{L + 1} - \sum_{n=1}^{\infty} b_n e^{-\lambda_n^2 t} \text{sen } \lambda_n z \quad \dots \quad (5.16)$$

onde  $L = hl/k$  e  $\lambda_n = \beta_n/l$ ;  $\beta_n$  são as raízes positivas da equação:

$$\beta \cotg \beta + L = 0 \quad \dots \quad (5.17)$$

Os coeficientes  $b_n$  da série são determinados a partir da distribuição inicial da temperatura.

O primeiro termo da equação (5.16) representa a solução assintótica da distribuição de temperaturas quando esta atinge o regime estacionário e o segundo termo da mesma equação representa a perturbação transitória da distribuição de temperaturas.

O interesse da aplicação deste modelo ao estudo da condução de calor num solo, reside no facto de que a partir do conhecimento das constantes de decaimento  $T_n$  correspondentes ao regime transitório, poder obter-se informação útil sobre as propriedades térmicas do meio. Com efeito, dado que:

$$T_n = 1 / \kappa \lambda_n^2 = l^2 / \kappa \beta_n^2 \quad \dots \quad (5.18)$$

pode inferir-se o intervalo em que está definido  $\kappa$ , uma vez conhecido  $l$  e  $T_1$ . Inversamente se já se conhecerem  $\kappa$  e  $k$ , por exemplo através do modelo anterior, então  $L$  pode ser determinado a partir de  $\beta$  utilizando a equação (5.17) e em seguida pode calcular-se o coeficiente de transferência de calor  $h$  dado pela relação  $h = k L/l$ .

Se se observar uma única constante de decaimento  $T_1$  a equação (5.16), assume um novo aspecto. Considerando:

$$\theta_{\infty} = \theta_2 \frac{1 + L - L(1 - \theta_1/\theta_2) z/l}{1 + L} \quad \dots \quad (5.19)$$

a solução (5.16) reduz-se a:

$$\theta_{\infty} - \theta = \theta_2 b_1 \text{ sen } \lambda_1 z e^{-t/T_1} \quad \dots \quad (5.20a)$$

Tomando o logaritmo desta equação tem-se finalmente:

$$\ln (\theta_{\infty} - \theta) = \ln (\theta_2 b_1 \text{ sen } \lambda_1 z) - t / T_1 \quad \dots \quad (5.20b)$$

cuja representação gráfica em papel semilogaritmico de  $\theta_{\infty} - \theta$  em função do tempo  $t$  permite extrair  $T_1$ . A partir deste valor pode determinar-se o intervalo em que  $\kappa$  está definida, recor-

rendo à equação (5.18) e sabendo que  $\beta_1$  deve estar compreendido entre  $(\pi/2, \pi)$ .

A aplicação deste modelo está limitado a um determinado intervalo de  $z$ . Com efeito para um ponto demasiado perto das fontes de calor a condução deixa de ser unidirecional: conhecendo o campo de temperaturas produzido pela difusão bidirecional de calor em regime estacionário e para geometria do nosso problema, pode dizer-se que o campo de temperaturas é praticamente unidirecional a profundidade inferior a 0.40 m. Por outro lado para um ponto perto da superfície do solo o campo de temperaturas fica praticamente determinado pela onda térmica descendente produzida pela irradiação solar (veja-se figura 5.2): a partir de  $z \approx 13$  cm a amplitude da onda térmica descendente foi atenuada de  $e^{-1}$  em relação à amplitude da onda térmica à superfície. Nestas condições as nossas observações ficam limitadas à camada de solo à profundidade entre 0.20 m e 0.40 m. Estas mesmas limitações não permitem que se observe espacialmente a onda térmica ascendente, o que permitiria determinar os comprimentos de onda  $\lambda_n$  e daí as propriedades térmicas do solo.

#### 5.1.2.B.1 - Resultados obtidos

A aplicação deste modelo exigiu que se medisse a temperatura à profundidade  $z = 0.40$  m e se calculasse a diferença  $(\theta_{\infty} - \theta)$  em que  $\theta_{\infty}$  foi a temperatura estacionária atingida assimpticamente: ao fim de dez dias de circulação

contínua de água quente a temperatura do solo à profundidade  $z = 0.40$  m quase estabilizou. Tomou-se então para  $\theta_w$ , o valor médio da temperatura registada a  $z = 0.40$  m nas últimas 24 h do período de aquecimento.

Representou-se graficamente a diferença  $\theta_w - \theta$  em função do tempo a partir do instante em que se accionou a circulação de água quente. Os resultados foram ilustrados na figura 5.7 para as duas situações experimentais já descritas no parágrafo anterior: solo seco e sem cobertura vegetal e solo húmido com cobertura vegetal. Em ambos os casos observou-se um decaimento exponencial com apenas uma única constante de tempo  $T_1$ , cujo valor, aplicando a equação (5.20b), foi  $T_1 = (2.05 \pm 0.31) \times 10^5$  s para os dois casos. As outras constantes de decaimento não foram observadas pelas razões seguintes: os modos de ordem mais elevada tinham amplitudes menores; alguns deles (em particular  $T_2$ ) apresentaram um nodo perto da profundidade de observação (ao contrário de  $T_1$ , que apresentou aí um máximo); modos de ordem mais elevada exigiram uma amostragem temporal da variação de temperatura ( $\theta_w - \theta$ ) mais refinada do que a utilizada (e não valores horários como o utilizado).

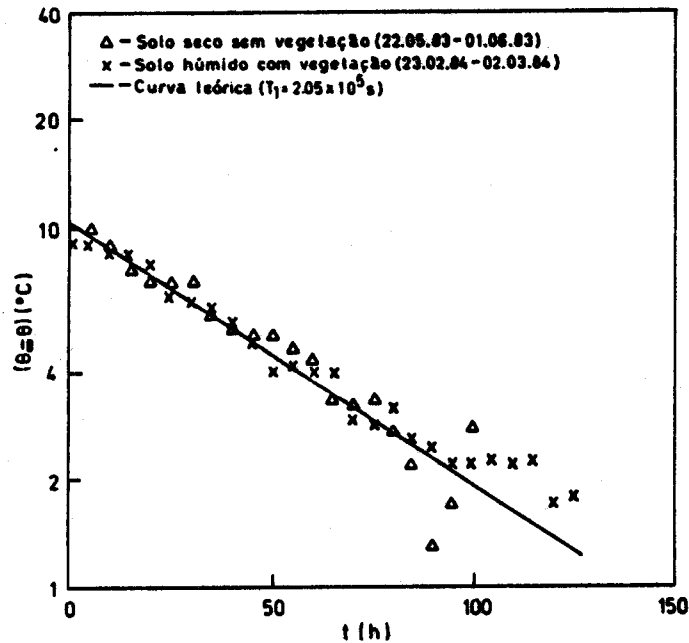


Figura 5.7 - Curva de aquecimento do solo à profundidade de 0,40 m expressa em termos da variável  $(\theta - \theta_0)$ , Pontos experimentais ( $\Delta$ , x) e curva teórica de decaimento exponencial ajustada para a constante de tempo  $T_1 = 2,05 \times 10^5$  s. Os pontos experimentais foram apenas afectados do erro instrumental ( $0,5^\circ\text{C}$ ), por se tratar de medidas instantâneas.

Tendo recorrido à equação (5.18) e sabendo que  $\beta_1$  devia estar compreendido no intervalo  $(\pi/2, \pi)$ , determinou-se o intervalo em que a difusividade térmica estava definida e que foi:

$$0.18 \times 10^{-6} \leq \kappa \leq 0.71 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$$

Note-se que este intervalo incluiu os valores da difusividade térmica obtidos quer pelo estudo da onda térmica descendente quer pela aplicação do modelo de condução de calor descrito no parágrafo anterior.

Tendo considerado os valores de  $\kappa$  e  $k$  determinados no

modelo do parágrafo anterior obtiveram-se os seguintes valores para o coeficiente de transferência de calor na superfície do solo dado pela relação  $h = k L/l$ :

$$h = 2.30 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1} \quad \text{para solo seco sem cobertura vegetal}$$

$$h = 2.46 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1} \quad \text{para solo húmido com cobertura vegetal}$$

Posteriormente, foi de novo medida a temperatura num solo aquecido à profundidade de 0.40 m e calculada a diferença  $(\theta_m - \theta)$  que foi representada graficamente em função do tempo. Os resultados foram ilustrados na figura 5.8 para a situação de solo seco com cobertura vegetal e mais uma vez se observou uma constante de decaimento  $T_1$ , cujo valor foi  $T_1 = (2.08 \pm 0.31) \times 10^5 \text{ s}$ .

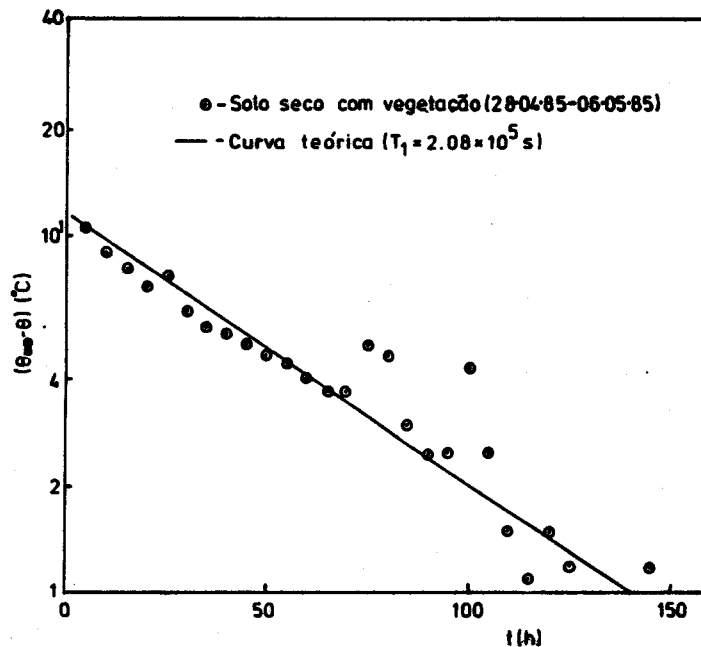


Figura 5.8 - Curva de aquecimento do solo à profundidade de 0,40 m expressa em termos da variável  $(\theta_m - \theta)$ . Pontos experimentais (⊙) e curva teórica de decaimento exponencial ajustada para a constante de tempo  $T_1 = 2,08 \times 10^5 \text{ s}$ . Os pontos experimentais foram apenas afectados do erro instrumental (0,5°C), por se tratar de medidas instantâneas.

Novos valores de  $k$  e  $K$  foram depois obtidos por via experimental independente (para a situação do solo seco com vegetação) com o objectivo de determinar novo coeficiente de transferência de calor. Assim,  $k$  foi determinado experimentalmente recorrendo a uma sonda de cobre aquecida, construída para o efeito. O valor encontrado foi  $k = 0.54 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ . O calor específico volúmico  $\rho c$  foi determinado a partir de medições laboratoriais da densidade de amostras de solo e do calor específico fornecido na literatura (Kohnke, 1968) para aquele tipo de solo, de que resultou um valor de difusividade  $K = 0.26 \times 10^{-5} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ , tendo em conta que  $K = k/\rho c$ . Com estes novos valores de  $K$  e  $k$ , determinou-se novo valor para o coeficiente de transferência de calor  $h = 3.70 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ , tendo em conta que  $h = kL/l$ .

A aplicabilidade deste modelo e os resultados obtidos foram, como no modelo anterior, comentados no parágrafo 5.2.2.

Em apêndice A1, foi descrito o fundamento teórico, construção, descrição da experiência e resultados obtidos com a sonda de cobre destinada a determinar a condutividade térmica.

### 5.1.3 - Condução bidimensional de calor em regime estacionário (4º Modelo)

#### 5.1.3.0 - Introdução

Aplicou-se um modelo de condução de calor num sólido, delimitado por duas fronteiras contidas em planos paralelos,



ao estudo do campo estacionário de temperaturas num solo, em que se supôs que a temperatura numa das fronteiras foi mantida a uma temperatura constante e na outra foi dissipado calor proveniente de uma rede de tubos equidistantes, onde a temperatura das fontes se manteve constante.

Recorreu-se à analogia entre o campo estacionário de temperaturas produzido por uma rede de fontes lineares contidas num plano paralelo a outro em que a temperatura era uniforme e nula, e o potencial eléctrico produzido por uma rede de linhas de carga eléctrica dispostas periodicamente num plano paralelo a outro onde o potencial era nulo. Ao campo estacionário de temperaturas resultante do aquecimento em que a temperatura à superfície era uniformemente nula, foi necessário sobrepôr um outro campo de temperaturas que variasse linearmente com a profundidade, para que a temperatura à superfície do solo fosse uniforme mas não nula.

A equação de condução de calor em regime estacionário teve então o seguinte aspecto:

$$\nabla^2 \theta = \frac{-A(x, y, z)}{k} \quad \dots \quad (5.21)$$

em que  $A(x, y, z)$  foi a potência de calor libertada por unidade de volume do meio isotrópico e homogéneo. Continuou a admitir-se o sistema de coordenadas cartesianas com o eixo dos  $z$  perpendicular à fronteira e o ponto  $P$  um ponto genérico do interior do meio.

A solução geral da equação (5.21) teve a seguinte forma:

$$\theta(P) = \theta_1(x, z) + \theta_2(z) \quad \dots \quad (5.22)$$

em que  $\theta_1(x, z)$  era a solução estacionária produzida pela rede de fontes lineares, atingida após um longo período de aquecimento quando a superfície se mantinha a uma temperatura uniforme nula, e  $\theta_2(z)$  a solução estacionária correspondente ao campo de temperaturas inicial supondo que a temperatura variava linearmente com a profundidade, isto é,  $\theta_2(z) = \gamma z + B$  onde  $\gamma = \partial\theta_2/\partial z$  e  $B = \theta_2(0) = \theta_0$ .

A solução (5.22) resultou pois de se ter aplicado a um meio infinito o método das imagens para assegurar que a temperatura se mantivesse nula sobre a fronteira, e o princípio da sobreposição de soluções elementares.

Para determinar a solução  $\theta_1(x, z)$  recorrendo à analogia com o campo eléctrico, utilizou-se o método da representação conforme, uma vez que ele permitiu a determinação da solução analítica do nosso problema de acordo com a geometria dada.

#### 5.1.3.1 - Determinação de $\theta_1(x, z)$

Considere-se então uma série de linhas de carga eléctrica contidas num plano e distanciadas entre si de  $a$ , criando um campo eléctrico caracterizado pela seguinte distribuição de linhas equipotenciais:

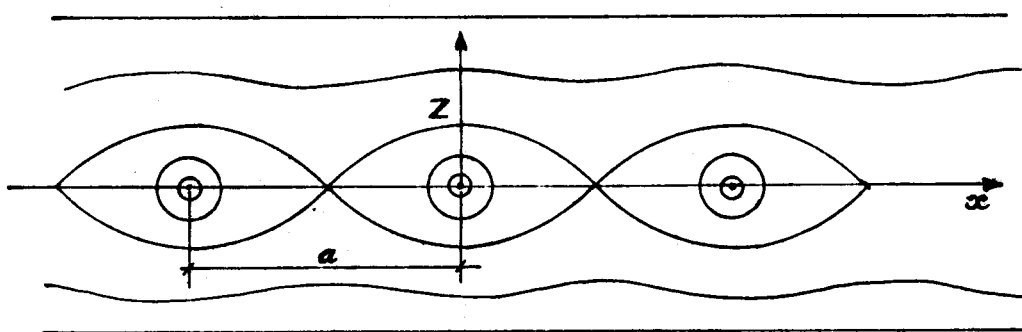


Figura 5.9 - Linhas de carga eléctrica e distribuição das linhas equipotenciais.

A distribuição das linhas equipotenciais e de força do campo eléctrico, para cada linha de carga eléctrica é caracterizada por apresentar o laplaciano do potencial nulo e o gradiente do potencial paralelo à fronteira, isto é, normal às linhas de força do campo eléctrico. Nestas condições, a solução que satisfaz estas condições e que resultou da aplicação do método da representação conforme é da forma:

$$V = \alpha \operatorname{Re} \log(\operatorname{sen} x \cosh z + i \operatorname{cos} x \operatorname{sen} h z) + \beta \dots \quad (5.23)$$

depois de se terem invertido para o plano inicial  $(x, z)$  as transformações geométricas que foram aplicadas pela transformação conforme.

Admita-se agora que as linhas de carga eléctrica representam fontes lineares de calor paralelas entre si e contidas num plano paralelo à fronteira simulando a rede subterrânea de tubos; as equipotenciais são substituídas por isotérmicas em que a fronteira  $(z=b)$  se caracteriza por uma isotérmica nula:  $\theta_1(x, b) = 0$ . Para se verificar esta condição fronteira é necessário considerar as imagens dessas fontes (sumidouros), tal como está representado na figura 5.10.

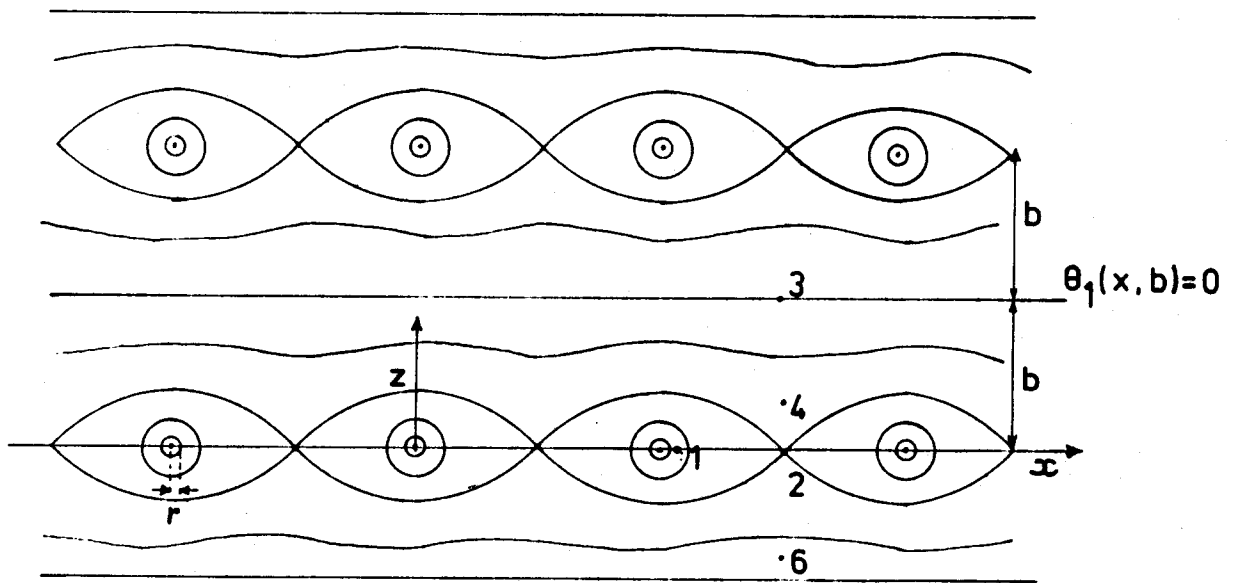


Figura 5.10 - Fontes lineares de calor e correspondentes imagens e distribuição das isotérmicas. Os pontos 1, 2, 3, 4, 5, 6 representam os pontos de observação da temperatura que serviram para teste.

A solução deste problema resulta da sobreposição de soluções elementares em meio infinito - equação (5.23) - aplicando o método das imagens, isto é, sobrepondo as contribuições de todas as fontes de calor e suas imagens de modo a satisfazer à condição fronteira.

Particularizando a solução (5.23) para  $x = 0$ ,  $x = a/2$  e  $z = 0$  tem-se:

$$x=0 \Rightarrow \theta_1(0, z) = C(\log \sinh (\pi z/a) - \pi/a(2b-z) + \log 2) \quad \dots \quad (5.24a)$$

$$x=a/2 \Rightarrow \theta_1(a/2, z) = C(\log \cosh (\pi z/a) - \pi/a(2b-z) + \log 2) \quad \dots \quad (5.24b)$$

$$z=0 \Rightarrow \theta_1(x,0) = C(\log \operatorname{sen}(\pi x/a) - 2\pi b/a + \log 2) \quad \dots \quad (5.24c)$$

tendo em conta que:

$$\log \operatorname{senh} z = z - \log 2 - e^{-2z} \approx z - \log 2 \quad \text{quando } z \gg 1$$

$$e \quad \dots \quad (5.25)$$

$\log \cosh z = |z| - \log 2 + e^{-2|z|} \approx |z| - \log 2$  quando  $z \gg 1$   
 e tendo em atenção que:  $z \rightarrow \pi z/a$ ;  $x \rightarrow \pi x/a$  e  $r \rightarrow \pi r/a$ . A solução expressa nas equações (5.24a-c) pode ainda ser particularizada para os pontos indicados na figura anterior. Assim:

$$\theta_1(r,0) = \theta_1(1) = C(\log \operatorname{sen}(\pi r/a) - 2\pi b/a + \log 2) \quad \dots \quad (5.26a)$$

$$\theta_1(a/2,0) = \theta_1(2) = C(-2\pi b/a + \log 2) \quad \dots \quad (5.26b)$$

$$\theta_1(a/2,b) = \theta_1(3) = 0 \quad \dots \quad (5.26c)$$

$$\theta_1(a/2,z) = \theta_1(4) = 2\pi C/a (z-b) + C e^{-2\pi z/a} \quad \dots \quad (5.26d)$$

$$\theta_1(a/2,-z) = \theta_1(6) = -2\pi Cb/a + C e^{2\pi z/a} \quad \dots \quad (5.26e)$$

em que  $r$  é o raio das fontes de calor.

Como  $a = b = 0.6\text{m}$  e  $r = 0.025\text{m}$  então a solução anterior vem dada por:

$$\theta_1(1) = -8.62C \quad z = 0.0 \text{ m} \quad \dots \quad (5.27a)$$

$$\theta_1(2) = -5.98C \quad z = 0.0 \text{ m} \quad \dots \quad (5.27b)$$

$$\theta_1(3) = 0 \quad z = 0.60 \text{ m} \quad \dots \quad (5.27c)$$

$$\theta_1(4) = -4.06C \quad z = 0.20 \text{ m} \quad \dots \quad (5.27d)$$

$$\theta_1(6) = -6.27C \quad z = -0.40 \text{ m} \quad \dots \quad (5.27e)$$

A constante  $C$  pode ser determinada a partir do fluxo de calor que atravessa a unidade de área da superfície do solo.

Com efeito:

$$G = -k \frac{\partial \theta_1}{\partial z} \Big|_{z=b} = -\frac{k2\pi C}{a} \quad \text{W.m}^{-2}$$

$$C = -\frac{Ga}{2\pi k} = -\frac{q}{2\pi k} \quad \dots \quad (5.28)$$

em que  $q$  é a quantidade de calor libertado por unidade de tempo e por unidade de comprimento de fonte linear.

### 5.1.3.2 - Determinação da solução geral e $\theta(P)$

Para se obter a solução geral do nosso problema é necessário sobrepor à solução anterior  $\theta_1(x,z)$ , a solução correspondente ao campo estacionário de temperaturas existentes antes do aquecimento,  $\theta_2(z)$ , conforme o estabelecido na equação (5.22):

$$\theta(P) = \theta_1(x,z) + \theta_2(z); \quad \theta_2(z) = \gamma z + B \quad \dots \quad (5.29)$$

Particularizando para os mesmos pontos anteriores, a solução geral é então dada pelo seguinte conjunto de equações:

$$\theta(1) = 8.62 \frac{q}{2\pi k} + B \quad \dots \quad (5.30a)$$

$$\theta(2) = 5.98 \frac{q}{2\pi k} + B \quad \dots \quad (5.30b)$$

$$\theta(3) = 0.60 \gamma + B \quad \dots \quad (5.30c)$$

$$\theta(4) = 4.06 \frac{q}{2\pi k} + 0.20 \gamma + B \quad \dots \quad (5.30d)$$

$$\theta(6) = 6.27 \frac{q}{2\pi k} - 0.40 \gamma + B \quad \dots \quad (5.30e)$$

em que  $\theta(1)$ ,  $\theta(2)$ ,  $\theta(3)$ ,  $\theta(4)$  e  $\theta(6)$  representam as temperaturas observadas nas últimas 24 h do período de aquecimento (situação em que o campo de temperaturas era praticamente estacionário) e correspondem respectivamente á superfície dos tubos, ao ponto médio entre dois tubos no plano que os contém, á superfície do solo, às profundidades  $z=0.40$  m e  $z = 1$  m (todas estas contidas no plano médio entre dois tubos).

#### 5.1.3.3 - Resultados obtidos

Pôde representar-se o sistema anterior de equações lineares sob a forma:

$$\theta_i = \beta X_i + \gamma Z_i + B \quad \dots \quad (5.31)$$

em que  $\beta = q / 2\pi k$

Estimaram-se os coeficientes ( $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $B$ ) recorrendo a uma regressão linear múltipla sobre uma amostra, de 5 conjuntos de pontos ( $\theta_i$ ,  $X_i$ ,  $Z_i$ ) utilizando o método dos mínimos quadrados. Uma vez estimado o coeficiente  $\beta$  e conhecida a potência calorífica libertada por unidade de comprimento de cada fonte linear ( $q$ ) pôde determinar-se a condutividade térmica  $k$ . Os valores de  $k$  obtidos para as situações já referidos (solo seco sem cobertura vegetal e solo húmido com cobertura vegetal) foram :

$$k = 1.44 \text{ W.m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1} \text{ e } k = 1.67 \text{ W.m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$$

Os valores dos gradientes térmicos  $\gamma$  estimados para as mesmas situações anteriores foram  $\gamma = 15.3^{\circ}\text{C}/\text{m}$  e  $\gamma = 14.7^{\circ}\text{C}/\text{m}$ , respectivamente para o solo seco sem cobertura vegetal e solo húmido com cobertura vegetal.

Os coeficientes de correlação múltipla encontrados foram respectivamente  $r = 0.98$  e  $r = 0.90$ .

Como pôde observar-se, os valores de  $k$  ultrapassaram em muito (praticamente o dobro) os valores estimados por qualquer dos modelos utilizados anteriormente, mas ainda se situaram no intervalo apresentado por Van Wijk e De Vries para solos tipicamente arenosos, com 40% de porosidade e variando o seu teor de água de 0 a 40%:

$$0.30 < k < 2.20 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}.$$

A discrepância encontrada entre os valores de condutividade estimados e os que foram obtidos quer com os modelos anteriores quer com medidas directas efectuadas com a placa de fluxo de calor ou a sonda de cobre pôde ser devida às circunstâncias reais em que decorreu a experiência. Tal como nos modelos anteriores, remeteu-se para o parágrafo 5.2.2 os comentários sobre os resultados obtidos.

## 5.2 - APRESENTAÇÃO DOS RESULTADOS. DISCUSSÃO DOS MODELOS

### 5.2.1 - Resumo dos resultados obtidos.

#### Comentários gerais

No quadro 5.1, figura um resumo dos valores dos parâme-



tros térmicos que foram obtidos para o solo franco-arenoso com uma porosidade de 40%, em situação de solo seco com e sem vegetação e solo húmido com vegetação, quer pela aplicação de vários modelos de condução de calor quer por medidas experimentais directas.

QUADRO 5.1

Modelos	Situação	$k$ $W, m, K^{-1}$	$K$ $10^{-6} m^2, s^{-1}$	$pc$ $10^6 J, m^{-3}, K^{-1}$	$h$ $W, m^{-2}, K^{-1}$
12	Equação amplitude solo seco sem vegetação	0,54***	0,36*	1,49**	
22	Equação fase solo seco sem vegetação	0,85***	0,57*	1,49**	
22	solo seco sem vegetação	0,64*	0,33*	1,96***	
22	solo húmido com vegetação	0,96*	0,37*	2,61***	
32	solo seco sem vegetação				2,30*
32	solo húmido com vegetação				2,46*
32	solo seco com vegetação	0,54****	0,26***	2,07**	3,69*
42	solo seco sem vegetação	1,44*		1,49**	
42	solo húmido com vegetação	1,67*		1,81**	

\* - Estimado directamente pela aplicação do modelo

\*\* - Calculado a partir das seguintes relações:

$$\rho c = \rho_m X_m C_{pm} + \rho_{\text{água}} X_{\text{água}} C_{\text{água}} + \rho_{\text{m01}} X_{\text{m01}} C_{\text{m01}}$$

$$1 = X_m + X_{\text{água}} + X_{\text{m01}}$$

em que as fracções volúmicas ( $X_m$ ,  $X_{\text{água}}$  e  $X_{\text{m01}}$ ) e a massa volúmica da componente sólida ( $\rho_{\text{m01}}$ ) das amostras de solo recolhidas, foram medidas laboratorialmente e o calor específico da componente sólida,  $C_{\text{m01}}$ , foi fornecido por Kohnke para solos com composição idêntica ao nosso.

\*\*\* - Calculado a partir de dois dos três parâmetros térmicos ( $k$ ,  $\kappa$ ,  $\rho c$ )

\*\*\*\* - Medida com a sonda de cobre.

Pela análise global do quadro 5.1, pôde verificar-se uma certa variabilidade dos parâmetros térmicos estimados directamente pela aplicação dos modelos clássicos de condução de calor em sólidos. Para alguns destes modelos verificou-se mesmo uma certa inconsistência entre os parâmetros térmicos obtidos para solos em idênticas situações. No entanto, apesar da dispersão dos valores, todos eles ( $k$ ,  $\kappa$ ,  $\rho c$ ) se enquadraram nos que foram apresentados por alguns autores, designadamente Van Wijk e De Vries (1963), para solos tipicamente arenosos, com porosidade semelhante ao nosso solo e abrangendo uma gama de teor de água no solo que varia de 0% a 40%:

$$0.30 < k < 2.20 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}; 0.24.10^{-6} < \kappa < 0.85.10^{-6} \text{ m}^2.\text{s}^{-1};$$

$$1.28.10^6 < \rho c < 2.96.10^6 \text{ J.m}^{-3}.\text{K}^{-1}$$

Bot apresentou para a condutividade térmica do solo o valor  $k$  de  $0.6 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ , medido experimentalmente para a camada superficial com 5 cm de espessura, e para o coeficiente de transferência de calor à superfície do solo, valores que oscilaram entre 2 e  $4 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ .

A variabilidade dos valores apresentados no quadro 5.1 justificou uma apreciação de ordem geral sobre a aplicabilidade dos vários modelos clássicos de condução de calor em sólidos ao estudo da condução de calor em solos e comentários específicos referentes a cada um desses modelos.

Em todos os modelos de condução de calor em sólidos, aplicados ao estudo do campo estacionário ou transiente de temperaturas do solo quando sujeito à irradiação solar ou ao aquecimento proveniente de uma rede de tubos onde circulava água quente, admitiu-se que o meio era isotrópico e homogêneo e os parâmetros térmicos  $\rho c$ ,  $k$ ,  $K$  eram invariantes no espaço. Com efeito todos os solos são meios estratificados onde a sua composição, compactação e teor de humidade variam em profundidade. Sendo assim deve considerar-se que todos os parâmetros térmicos estimados foram valores médios espaciais representativos do seu valor real.

Uma outra limitação comum a todos os modelos foi a de ter considerado apenas a transferência de calor sensível (esquecendo que o solo é meio poroso húmido) onde, mesmo na ausência de gradientes de humidade, ambos os processos (transporte de calor e/ou massa) ocorrem simultaneamente (Nashchokin, 1979). Os parâmetros térmicos ( $k$ ,  $K$ ,  $\rho c$ ) são pois

na realidade funções da temperatura e do teor de água (seja na fase líquida ou vapor), cujas expressões podem ser vistas na referência anterior. Com efeito, é sabido que a condutividade térmica de um solo seco aumenta bruscamente quando se adiciona uma pequena quantidade de água (De Vries, 1963), uma vez que uma quantidade apreciável de calor é difundida no meio por mudança de fase (condensação ou destilação) nos poros. À medida que se vai aumentando a quantidade de água no solo a variação da condutividade térmica com o teor de água já não é tão grande, pois a quantidade de calor transportada por difusão de vapor nos poros diminui, uma vez que estão praticamente preenchidos com água. Vários autores apresentaram resultados sobre a variação da condutividade térmica com o teor de água confirmando o que atrás foi dito (De Vries (1963), Wierenga (1969), Westcot (1972)). A título de exemplo, ilustra-se na figura 5.11 o comportamento típico da condutividade térmica em função da fracção volúmica de água num solo arenoso (Westcot, 1972).

Por outro lado sabe-se que o calor específico volúmico do solo aumenta, aproximadamente de uma forma linear, com o teor de água no solo. De Vries sugere até a relação  $\rho c = (1.28 + 4.2x_{\text{água}}) \times 10^6 \text{ J} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{K}^{-1}$  em que  $x_{\text{água}}$  é a fracção volúmica de água no solo. Nestas condições a difusividade térmica  $\kappa = k/\rho c$  apresenta um máximo no ponto em que um pequeno acréscimo de teor de água produz incrementos relativos iguais de  $k$  e  $\rho c$ .

Em consequência da anisotropia e heterogeneidade do meio e do transporte simultâneo de calor e massa no solo, deve considerar-se que todos os parâmetros térmicos estimados foram valores médios espaço-temporais típicos dos valores reais desses parâmetros.

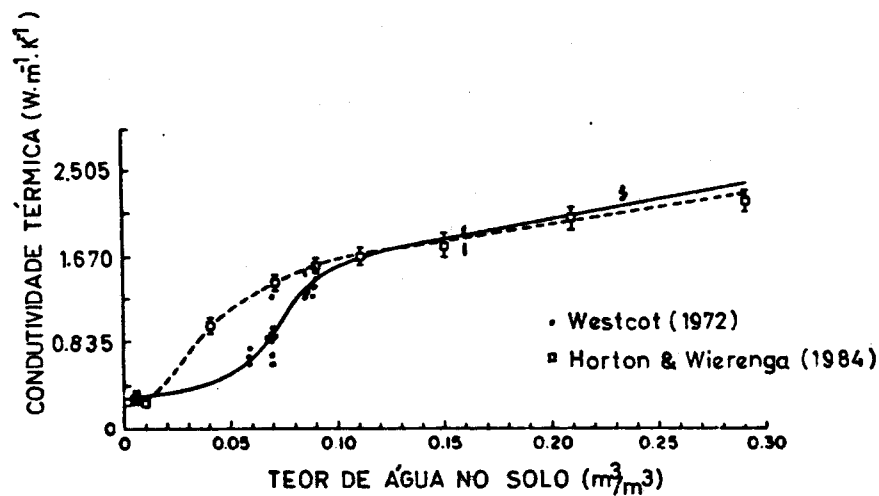


Figura 5.11 - Variação da condutividade térmica em função do teor de água num solo arenoso

### 5.2.2 - Discussão sobre a aplicabilidade de cada um dos modelos

No que diz respeito a cada um dos modelos clássicos, achou-se necessário fazer alguns comentários, em particular no que se referiu ao confronto entre as condições fronteira reais e as adoptadas em cada um dos modelos.

#### 1º Modelo

O estudo da onda térmica descendente, originada pela oscilação harmónica da temperatura à superfície de um solo homogéneo e isotrópico foi objecto da atenção de vários

autores. Diversas expressões mais ou menos exactas para reproduzir a temperatura real à superfície do solo foram ensaiadas e introduzidas como condição fronteira na equação de condução unidirecional de calor no solo. Alguns desses métodos e respectivas soluções foram apresentadas em Horton e Wierenga (1983) para a camada superficial de solos com 10 cm de espessura e com diversas composições. De todos esses modelos optou-se, no nosso trabalho, pelo que conduziu às equações de amplitude e fase, correspondente à condição fronteira mais simples, pois ele exigia poucos dados e pouco tempo de cálculo. Apesar de ser um método expedito e cómodo, foi de todos os métodos o que forneceu resultados mais grosseiros e com maior dispersão, já que a estimativa das amplitudes e fases a partir dos registos da temperatura às várias profundidades ficava condicionada pelas condições de nebulosidade tais como céu total ou parcialmente encoberto. Nesta última situação poderam mesmo ocorrer ao longo de um mesmo dia vários máximos ou mínimos relativos na oscilação da temperatura à superfície, dificultando ou mesmo impossibilitando a estimativa correcta das amplitudes ou fases da onda térmica. Todavia para situação de céu limpo verificou-se que para solos com uma composição idêntica à nossa (franco-arenoso), os valores de  $\kappa$  obtidos por Horton a partir das equações de amplitude e fase aplicadas à camada superficial de 10 cm de solo, foram respectivamente  $\kappa = 0.41 \times 10^{-6} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  e  $\kappa = 0.95 \times 10^{-6} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  enquanto que na nossa experiência foram  $\kappa = 0.36 \times 10^{-6} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  e  $\kappa = 0.57 \times 10^{-6} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$

## 2º Modelo e 3º Modelo

Como na situação anterior, a aplicabilidade dos dois modelos utilizados para o estudo do campo transiente de temperaturas num solo aquecido, teve a ver com a complexidade das condições fronteira reais quando confrontados com as adoptadas pelos modelos teóricos.

No primeiro destes dois modelos supôs-se um meio onde numa das fronteiras se admitiu um "input" constante de calor nas fontes e na outra fronteira (superfície do solo) uma temperatura constante. A situação real foi bem diferente como se assinalou no parágrafo 5.1.2.A: por um lado, a taxa de variação do campo de temperaturas foi mais rápida que a taxa de variação do "input" de calor, e por outro, mais lenta que a taxa de oscilação da temperatura à superfície do solo. Uma vez que as escalas temporais de cada um dos processos foi distinta pareceu razoável admitir que o campo de temperaturas foi produzido por uma fonte de calor de intensidade constante (em cada instante em equilíbrio com o valor real da potência calorífica fornecida) e que, em valor médio, a temperatura à superfície do solo se manteve constante. Todavia, esta hipótese simplificadora pôde estar na origem de algumas dificuldades surgidas no ajuste da curva teórica aos pontos experimentais ilustrado nas figuras 5.5 e 5.6.

Apesar de todos os condicionalismos impostos pela situação concreta em que decorreu a experiência, pôde observar-se que os valores da difusividade e condutividade térmica por nós obtidos e apresentados no quadro anterior,

tanto para a situação de solo seco sem vegetação como húmido com vegetação, se enquadraram nos valores apresentados por De Vries.

No segundo destes dois modelos admitiu-se uma das fronteiras como sendo um plano a temperatura constante e a outra radiando calor para o meio a temperatura constante. A situação real foi ligeiramente diferente pois: uma das fronteiras não era um plano mas uma rede onde a temperatura foi quase constante e por outro lado o meio em contacto com a outra fronteira caracterizou-se por uma temperatura que oscilou. No entanto admite-se que para um ponto de observação à distância de cerca de  $1/3$  do espaçamento dos tubos da rede e pelo menos para o regime estacionário, o campo de temperaturas produzido por uma rede é semelhante ao campo de temperaturas produzido pelo plano. No nosso caso admitiu-se que para o regime transiente esta hipótese se mantinha igualmente válida. Quanto ao facto da temperatura do meio ter oscilado com um período bastante mais pequeno que a constante de tempo da variação do campo de temperaturas do solo, permitiu que se admitisse que a temperatura do meio pudesse ser considerada constante e igual ao seu valor médio, hipótese que foi confirmada pela verificação da condição fronteira (5.15b), ou seja, da equação  $k \frac{\partial \theta}{\partial z} + h(\theta - \theta_1) = 0$  em  $z = 1$ . Com efeito, verificou-se se o fluxo de calor através da superfície do solo ( $G = -k \frac{\partial \theta}{\partial z}$ ) era proporcional à diferença de temperatura entre a superfície do solo  $\theta$  e do meio em contacto  $\theta_1$ , caracterizado por uma temperatura constante. A partir dos



valores horários de fluxo de calor medidos com uma placa de fluxo de calor na camada superficial de solo de 5 cm de espessura, e das temperaturas da superfície do solo observadas às mesmas horas ao longo do período de aquecimento, estabeleceu-se uma regressão linear da forma:

$$y = mx + b$$

em que  $y$  e  $x$  foram identificados respectivamente com o fluxo de calor através da superfície do solo e temperatura da superfície do solo.

A partir dos coeficientes de regressão ( $m, b$ ) estimados pelo método dos mínimos quadrados, determinou-se o coeficiente de transferência de calor  $h$  à superfície e a temperatura do meio em contacto  $\theta_1$ , de que resultou:  $h = 5.54 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  e  $\theta_1 = 18.6 \text{ }^\circ\text{C}$ . O coeficiente de correlação foi de  $r = 0.94$ . O valor de  $\theta_1$  estimado, pôde ser comparado com o valor médio da temperatura real medida no mesmo período de tempo e que foi de  $17.4 \text{ }^\circ\text{C}$ . O valor do coeficiente de transferência  $h$  estimado nesta regressão, foi comparado com o valor de  $h$  estimado pela aplicação deste modelo neste mesmo período e que foi de  $3.7 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ . Parece pois concluir-se que a condição fronteira imposta na superfície do solo radiando calor para um meio a temperatura constante era válida.

Deve ainda referir-se, que o facto da constante de decaimento  $T_1$  se ter mantido igual a 57 h para as três experiências de aquecimento correspondentes a situações diferentes, foi um indicador positivo sobre a aplicabilidade deste modelo. Os valores dos coeficientes de transferência de

calor obtidos neste modelo, para as diversas situações de solo e que figuraram no quadro anterior podem aceitar-se como satisfatórios quando comparados com os obtidos por Bot (1983) segundo o qual  $2 < h < 4 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ .

#### 4º Modelo

A semelhança dos modelos anteriores, a aplicabilidade deste modelo para o estudo do campo estacionário de temperaturas num solo aquecido, enfrentou a complexidade das condições fronteira reais.

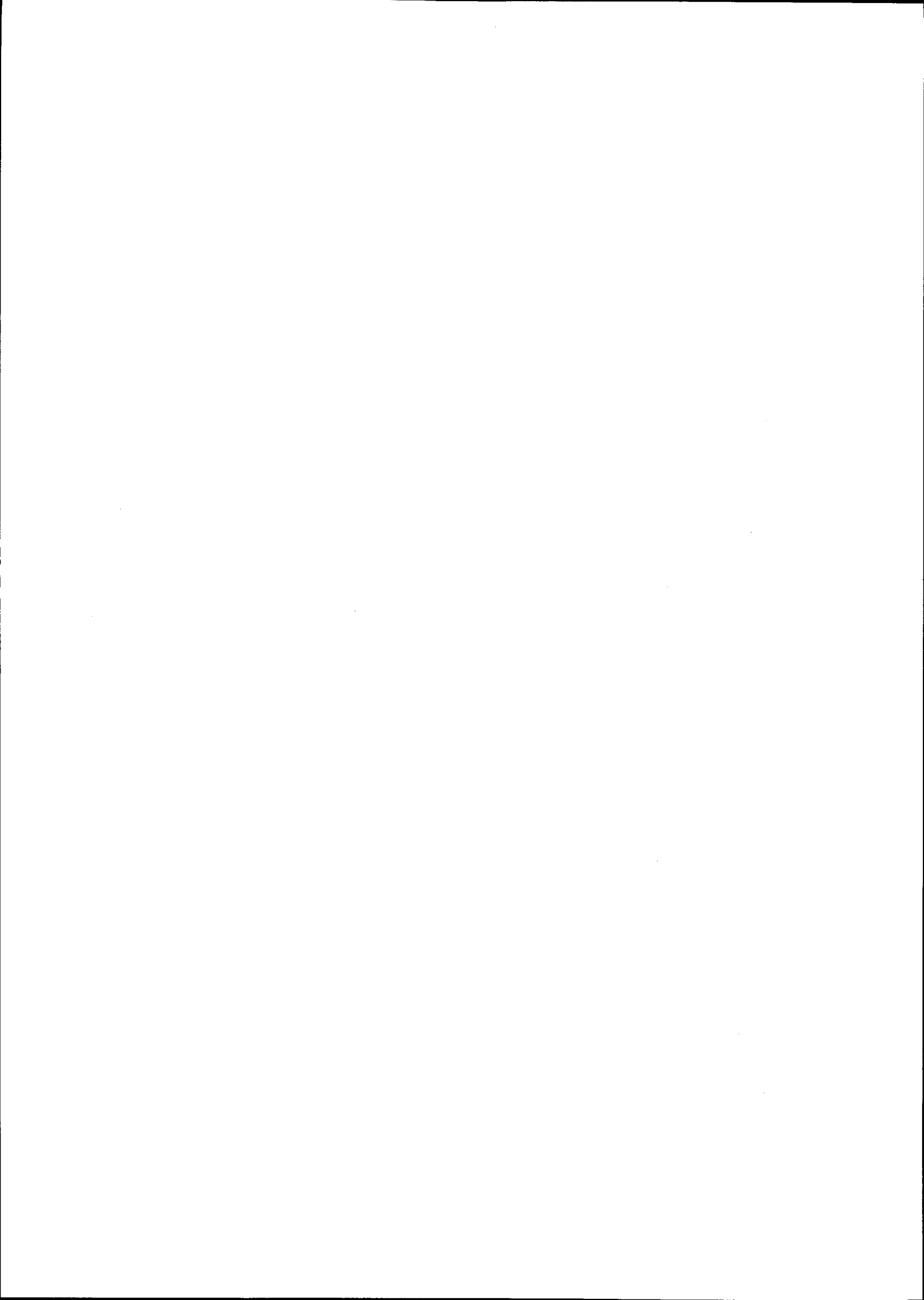
Neste modelo, supôs-se um meio limitado entre duas fronteiras onde numa delas existia uma rede, libertando calor de fontes a temperatura constante para um meio a temperatura constante e na outra fronteira (superfície do solo) a temperatura era mantida uniforme.

A situação real foi bem diferente: por um lado a temperatura nas fontes não foi constante, mesmo no último período de aquecimento, devido a oscilações na potência calorífica fornecida pela rede; na superfície do solo a temperatura oscilou devido à irradiação solar. A onda térmica descendente gerada pela oscilação temporal da temperatura à superfície, propagou-se com atenuação exponencial (c.f. parágrafo 5.1.1) e o campo de temperatura não variou linearmente com a profundidade. Estas duas razões fizeram com que o campo de temperaturas não fosse estacionário, pelo menos para todos os pontos de observações considerados. A solução geral da equação de condução de calor, e que foi expressa na

relação (5.29) não resultava pois da sobreposição de dois campos estacionários de temperatura como se admitiu no modelo. Por último, deve dizer-se, que uma amostra constituída apenas por 5 séries de valores foi extremamente reduzida para estabelecer uma equação de regressão linear múltipla. Estas considerações poderam explicar a razão porque os valores da condutividade térmica aqui estimados ( $k = 1.44$  e  $k = 1.67 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ), foram de longe os mais anómalos em relação aos que seriam de esperar para as situações de solo existentes no decorrer das experiências e que correspondem a teores de água de 5% e 15%. Eles apresentaram-se também demasiados elevados, quando foram comparados com as medidas experimentais directas por nós obtidas em situação de solo seco e com vegetação e que foram:

$k = 0.60 \text{ W.m}^{-1}.\text{°C}^{-1}$  placa de fluxo de calor

$k = 0.54 \text{ W.m}^{-1}.\text{°C}^{-1}$  sonda de cobre



## 6 - PROCESSOS CONVECTIVOS DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR E MASSA

### 6.0 - INTRODUÇÃO

A transferência de calor através de uma camada de ar pode ser feita quer por condução quer por convecção. A condução é um processo de troca de energia consequência da vibração molecular, sempre presente na camada de ar aderente a uma superfície sólida; a convecção (térmica) ocorre sempre que porções de ar são fisicamente deslocadas para regiões com temperaturas diferentes. Mesmo para velocidades do ar muito baixas, típicas do ar interior de uma estufa considera-se que a convecção é um mecanismo de transporte mais eficiente (em várias ordens de grandeza) que a condução e é neste sentido que ele foi o processo de transporte de calor e massa aqui desenvolvido.

Neste capítulo foram caracterizados alguns dos processos de transferência convectiva de calor e vapor de água e em alguns casos, estimados os coeficientes de transferência de calor e vapor de água (ou resistência à transferência de calor e vapor de água), ao nível de algumas superfícies da estufa, recorrendo-se nuns casos a alguns dos critérios e relações semi-empíricas definidos nos parágrafos 6.1 e 6.2. Com efeito, foram analisadas as trocas de calor e vapor de água (com condensação simultânea) entre o ar interior e a face

interna da envolvente plástica da estufa; trocas de calor entre o ar exterior e a face externa dessa envolvente, trocas de calor entre a superfície do solo e o ar interior da estufa ou entre a superfície do solo e a envolvente; trocas de calor e vapor de água entre a vegetação e o ar interior da estufa (transpiração e evapotranspiração). Todos estes processos de transporte das grandezas entre as diferentes superfícies e o meio em contacto, podem ser caracterizados, como processos de transferência convectiva, uma vez que associados à transferência de calor ou vapor de água há movimentos do ar adjacente à superfície; todavia a transpiração ou evapotranspiração devem, mais correctamente, ser considerados como uma combinação de dois processos de transporte: difusão de vapor de água até à superfície através de estomas, cutícula e/ou poros do solo, e convecção entre a superfície das folhas e/ou solo e o meio envolvente.

Uma das dificuldades que se deparou, quando se pretendeu quantificar a transferência convectiva de calor ou massa, ao nível de uma superfície recorrendo a equações semi-empíricas, foi a caracterização dos modos e regimes de escoamento predominantes na camada limite da superfície.

Nos processos naturais de transporte dessas grandezas, as configurações e mecanismos envolvidos no escoamento do fluido em contacto com as superfícies são muito complexos, dadas as formas geométricas complexas e dimensões finitas das superfícies e porque na maior parte dos casos, vários mecanismos operam simultaneamente. Nestas situações, os

métodos de resolução numérica ou analítica das equações que descrevem o transporte das grandezas, mesmo quando simplificadas, passam a ser dificilmente aplicáveis, dando lugar a correlações entre parâmetros adimensionais obtidas com base em dados experimentais. Opta-se, nestes casos, por uma estimativa aproximada das taxas de transferência de calor ou massa - coeficientes de transferência de calor ou massa - mediante o estabelecimento de relações semi-empíricas, expressas em função de números adimensionais adequados, aplicadas a superfícies com geometrias simples e sujeitas a escoamentos com várias configurações.

#### 6.1 - RELAÇÕES SEMI-EMPÍRICAS UTILIZADAS NA TRANSFERÊNCIA CONVECTIVA DE CALOR E MASSA.

A análise das equações que descrevem o transporte de calor e massa, permite concluir que há uma analogia nos dois processos, desde que no caso de um meio binário como o ar húmido, a concentração do vapor de água e a sua taxa de transferência sejam pequenos. No caso da mistura ser o ar húmido, pode admitir-se, em consequência da analogia dos dois processos, que tanto o calor como o vapor de água se comportam como elementos passivos da mistura, isto é, não influenciando as suas propriedades dinâmicas. Esta analogia permite que todas as equações semi-empíricas que se estabelecerem para a transferência de calor, se apliquem à transferência de vapor

de água e vice-versa, salvaguardando as diferenças e alterações adequadas.

A taxa de transferência convectiva de calor é normalmente expressa em termos do nº de Nusselt médio ( $\bar{Nu}$ ), função do nº de Grashof médio ( $\bar{Gr}$ ), nº de Reynolds médio ( $\bar{Re}$ ) e do nº de Prandtl ( $Pr$ ).

A taxa de transferência convectiva de massa, é usualmente expressa pela nº de Sherwood médio ( $\bar{Sh}$ ) (em substituição do nº de Nusselt) função do nº de Grashof mássico médio ( $\bar{Gr}^*$ ), nº de Reynolds e nº de Schmidt ( $Sc$ ) (em substituição do nº de Prandtl).

Essas relações têm habitualmente o seguinte aspecto:

a) Transferência de calor

$$\bar{Nu} = A \bar{Re}^a Pr^b \quad - \text{ para a convecção forçada} \quad \dots \quad (6.1a)$$

$$\bar{Nu} = B \bar{Gr}^c Pr^d \quad - \text{ para a convecção natural} \quad \dots \quad (6.1b)$$

b) Transferência de massa

$$\bar{Sh} = A \bar{Re}^a Sc^b \quad - \text{ para a convecção forçada} \quad \dots \quad (6.1c)$$

$$\bar{Sh} = B \bar{Gr}^{*c} Sc^d \quad - \text{ para a convecção natural} \quad \dots \quad (6.1d)$$

em que A, B, a, b, c, d dependem da geometria da superfície e dos regimes predominantes na camada limite.

O número de Nusselt médio e o nº de Sherwood médio podem ser relacionados com os coeficientes de transferência convectiva de calor ( $h$ ) e de massa ( $K_m$ ) pelas relações:

$$\bar{Nu} = \bar{h}L / \bar{k} \quad \dots \quad (6.2a)$$

$$\bar{Sh} = \bar{K}_m L / \bar{D} \quad \dots \quad (6.2b)$$



em que  $L$  é a dimensão característica da superfície;  $k$  a condutividade térmica do meio e  $D$  a difusividade mássica molecular de uma componente da mistura.

Os coeficientes de transferência convectiva de calor  $h$  e massa  $K_m$  são definidos respectivamente a partir das densidades dos fluxos unidireccionais de calor  $C$  e de difusão do componente da mistura  $J$  calculado à superfície, segundo a direcção normal à mesma.

Para conhecer a ordem de grandeza dos números adimensionais que figuram nas relações semi-empíricas há necessidade de conhecer a dimensão característica do corpo. A dimensão característica  $L$ , está relacionada com a dimensão da superfície segundo a qual ocorre o escoamento do fluido adjacente. O valor desta dimensão é relativamente fácil de definir quando se trata de superfícies com geometrias simples, perfeitamente lisas e com orientações conhecidas em relação à direcção do movimento do fluido. Há autores (Monteith e Jalúria) que sugerem vários critérios para determinar a dimensão característica de tais superfícies inseridas em escoamentos de que se conhecem as características aerodinâmicas. Jalúria sugere ainda critérios para determinar a dimensão característica de algumas dessas superfícies mas quando elas limitam um espaço fechado e estão a temperatura diferentes. No entanto para superfícies de pequenas dimensões e geometrias diversas (caso das folhas) a dimensão característica pode ser difícil de definir. Parkurst e Duncan (1968), ao apresentarem um método para estimarem coeficientes

de transferência convectiva de calor em superfícies horizontais perfeitamente lisas baseado nas relações semi-empíricas, estabeleceram a seguinte relação para definir a dimensão característica de L de uma superfície qualquer:

$$L = \frac{\int_0^{L_{max}} h(x) w(x) dx}{\int_0^{L_{max}} h(x) dx} \dots (6.3)$$

em que  $h(x)$  é o coeficiente local de transferência convectiva de calor,  $w(x)$  é o comprimento de uma secção  $x$  da superfície segundo o movimento do ar e  $L_{max}$  é a dimensão máxima da superfície medida na perpendicular à direcção do movimento do ar. Esta expressão representa uma média pesada, relativa à convecção que ocorreria numa superfície rectangular, cujo comprimento fosse ponderado. Esta dimensão ponderada segundo a direcção do movimento, é calculada para superfícies com formas e orientações arbitrárias, desde que se mantenham paralelas ao movimento do ar. Foi baseado nesta relação, que se determinou, no nosso caso, a dimensão característica das folhas de tomateiro.

## 6.2 - CRITÉRIOS PARA DISTINGUIR OS MODOS DE CONVECÇÃO E REGIMES PREDOMINANTES NA CAMADA LIMITE

Para caracterizar os modos de transferência por convecção e os regimes predominantes na camada limite das

superfícies, podem encontrar-se na literatura critérios que se baseiam em certas combinações dos parâmetros adimensionais. As combinações estabelecidas, quer por via teórica quer por via experimental, permitem pois distinguir, para superfícies com determinadas geometrias, dimensões e orientações em relação ao escoamento do fluido, os diferentes modos de convecção (natural, forçada ou mista) e os regimes predominantes na camada limite (laminar ou turbulento). Foi justamente recorrendo a alguns desses critérios e equações semi-empíricas, que se caracterizaram e quantificaram as taxas de transferência convectiva de calor e massa ao nível das diferentes superfícies da estufa designadamente a superfície do solo, folhas e envolvente plástica. Deve porém chamar-se à atenção que a utilização de critérios e relações semi-empíricas para caracterizar e quantificar as resistências oferecidas pela camada limite de superfícies expostas a condições ambientais naturais, enferma de muita arbitrariedade. A comprová-la tem-se por um lado a grande variabilidade de critérios e relações semi-empíricas sugeridos na literatura e por outro a comparação de resultados teóricos com os experimentais que foram por nós obtidos com folhas artificiais inseridas num coberto vegetal (parágrafos 6.5.A.2 e 6.5.A.3). A falibilidade dessas relações aumenta, quando se pretendem aplicá-las a superfícies de folhas reais imersas num meio com um escoamento tão peculiar como é aquele que existe no seio de um coberto vegetal em estufa.

Os critérios que se encontram na literatura, expressos em função dos números dimensionais, para distinguir os diferentes modos de convecção, baseiam-se em várias combinações do número de Reynolds e do número de Grashof e apresentam valores diferentes dependendo da geometria da superfície. Os critérios estabelecidos para distinguir os diferentes regimes que ocorrem na camada limite, baseiam-se nos valores desses mesmos números dimensionais. Assim, em diversos estudos teóricos realizados em superfícies lisas horizontais, Hieber (1973), Chen et al., (1977), Ramachandran et al., (1983), sugerem que a convecção natural pura predomina quando  $Gr/Re^{5/2} > 10$ . No entanto Wang (1982), apresenta um resultado um pouco diferente, que obteve experimentalmente,  $Gr/Re^{5/2} > 50$  e Morgan (1975) num trabalho de revisão, citando vários autores, apresenta a relação  $Gr/Re^{3/2} > 3000$ . Este último valor, resultou de se equacionarem as relações (6.1a) e (6.1b), de modo a obter-se um número de Reynolds equivalente para a convecção natural. Outros autores apresentam ainda a relação  $Re^{2.4}/Gr > 700$  para caracterizar a convecção forçada pura, quando o regime é turbulento e Wang (1982) sugere o critério  $Re^{2.2}/Gr > 15$  para as mesmas condições. A convecção mista surgiria ainda segundo este mesmo autor, quando  $0.07Re^{2.2} < Gr < Re^{5.2}$ . Monteith (1973) apresenta ainda um critério, que classifica de aproximado, em que para  $Gr/Re^2 > 16$  a convecção é natural e para  $Gr/Re^2 < 0.1$  a convecção é forçada. Entre estes dois valores, a convecção é mista. Jalúria (1980) apresenta este mesmo critério para a convecção mista, mas só

quando há sobreposição do movimento ascensional do ar, verificado em convecção natural, com o movimento exterior do ar induzido no mesmo sentido; se na sobreposição dos dois movimentos houvesse uma inibição da transferência de calor, pelo facto dos movimentos se processarem em sentidos opostos, então a convecção mista ocorreria quando  $Gr/Re^2 > 0.3$ .

Todos os critérios estabelecidos são válidos para superfícies horizontais, semi-infinitas e perfeitamente lisas. Diz ainda Monteith que, para os valores intermédios das combinações que distinguem a convecção forçada da natural, o número de Nusselt deve ser calculado para ambos os modos e escolhido o maior valor a partir do qual se possa estimar o coeficiente de transferência de calor ou a resistência à transferência de calor.

No que respeita ao critério para distinguir o regime laminar do regime turbulento, tanto no modo de convecção forçada como no modo de convecção natural, várias relações foram estabelecidas. Assim, se a convecção for natural e as superfícies semi-infinitas, horizontais e perfeitamente lisas, então o produto do número de Prandtl pelo número de Grashof deve estar entre  $10^4$  e  $10^9$ , para que o regime seja considerado laminar. Este regime é caracterizado por linhas de corrente paralelas à superfície em que o transporte do momento linear através da camada limite é afectada pela transferência do momento linear entre as diversas moléculas. Como a espessura da camada limite não pode aumentar indefinidamente uma vez que ela se torna instável, dá-se origem a um movimento caótico e

irregular com flutuações cada vez mais frequentes da velocidade, temperatura e pressão, designado por regime turbulento. Uma nova camada laminar pode começar a formar-se dentro da camada turbulenta, e em ambos os casos, a velocidade aumenta sempre com a distância à superfície mas não de uma forma linear. Se a convecção for forçada, podem distinguir-se duas situações: ou as superfícies estão inseridas num meio sem turbulência e a transição do regime laminar para o turbulento verifica quando  $Re > 10^5$  ou, de contrário, a transição dá-se para valores do número de Reynolds mais baixos, que dependem da amplitude das flutuações da velocidade e da sua frequência no escoamento exterior. Deve salientar-se no entanto, que a transição de uma regime para outro, tem sido objecto da atenção de vários investigadores Cheesewright\* (1968), Arpacı\* (1968), Godeuax & Gebhart\* (1974) e Jalúria & Gebhart\* (1974). Estes autores, têm tentado definir com a maior exactidão possível, os limites de transição entre o regime laminar e turbulento, para superfícies com geometria simples e em convecção natural. Muitos deles são de opinião que essas fronteiras não se podem exprimir unicamente em função do número de Grashof, observação aliás semelhante para a convecção forçada. Todos os critérios acima referidos, devem manter-se válidos quando se trate de transferência de massa a partir de superfícies com as mesmas características, desde que a taxa de transferência de massa e a concentração do componente menor da mistura sejam baixos.

\* citados em Jalúria, 1980

### 6.3 - TROCAS CONVECTIVAS DE CALOR E VAPOR DE ÁGUA AO NÍVEL DA COBERTURA PLÁSTICA

#### 6.3.0 - Introdução

A caracterização dos regimes e modos que regeram as trocas convectivas de calor e vapor de água (com condensação ou evaporação simultâneas) entre ambas as faces da cobertura plástica e o ar interior ou exterior, foi feita recorrendo aos critérios estabelecidos em função dos números adimensionais adequados e já apresentados no parágrafo 6.2. No entanto, a estimativa dos coeficientes de transferência convectiva de calor e vapor de água nas faces da cobertura foi feita, no nosso caso, recorrendo à equação de balanço de energia estabelecida em regime estacionário para a cobertura. Para tal admitiu-se que esta superfície era horizontal, lisa, semi-infinita com temperatura uniforme em que ambas as faces estavam sujeitas a condições ambientais distintas. Nesta equação, os termos correspondentes à densidade de fluxo convectivo de calor ou vapor de água, onde intervinham os respectivos coeficientes de transferência, foram explicitados em função das relações semi-empíricas que definiram o número de Nusselt ou de Sherwood, e que se julgaram mais características do tipo de escoamento existente na camada limite da superfície. Admitiu-se ainda no que respeitou ao transporte de vapor de água de ou para as faces da cobertura,

que ele foi sempre acompanhado de mudança simultânea de fase nessas faces. Para que as superfícies pudessem ser consideradas saturadas de vapor à sua temperatura e o calor latente associado à mudança de fase fosse o de vaporização ou condensação e não o de adsorção, foi necessário que o efeito da condensação se apresentasse sob a forma de pequenas gotículas macroscópicas constituindo uma película.

Para caracterizar os modos e regimes de convecção na face interna da cobertura, considerou-se que esta se encontrou em uma de duas situações diferentes: ou se comportou como uma superfície horizontal, trocando calor sensível ou latente (associado à mudança de fase que ocorra na superfície) com um meio infinito (ar em contacto); ou se comportou como uma superfície horizontal, semi-infinita, delimitando um espaço fechado, trocando directamente calor sensível ou latente com outra superfície horizontal paralela a ela e que, no nosso caso, foi a superfície do solo, sem vegetação, a uma temperatura e tensão de vapor diferentes da superfície superior. Na prática, a cobertura da estufa não era uma superfície plana, horizontal semi-infinita com temperatura uniforme, mas hemisférica de dimensão finita e com uma variação arbitrária da temperatura em toda a sua extensão. No entanto, dado que a curvatura da superfície era pequena, pareceu razoável considerá-la como plana e horizontal e em primeira aproximação com temperatura uniforme. Dada a dimensão finita da cobertura e da superfície do solo, dever-se-ia ter contemplado o efeito das paredes laterais sobre o escoamento do



ar interior entre as superfícies. Todavia a razão entre a largura das mesmas e a sua distância era suficientemente grande para que fosse razoável desprezar esses efeitos e considerar que a transferência de calor se processava entre superfícies infinitas (Jalúria, 1980).

Durante o dia, a temperatura típica da cobertura plástica foi normalmente próxima ou ligeiramente inferior à do ar interior, comportando-se assim como uma superfície horizontal de face fria voltada para baixo; durante a noite, a temperatura da cobertura foi nitidamente inferior à do ar interior e a face interna da cobertura comportou-se como uma superfície fria voltada para baixo. Em qualquer das situações (diurna e nocturna), a temperatura da cobertura foi sempre inferior à temperatura do solo, sempre que este se encontrou despido de vegetação e o céu esteve limpo. Em relação às trocas convectivas entre a face exterior da cobertura e o ar exterior, ela comportou-se tipicamente durante o dia como uma superfície horizontal quente voltada para cima e durante a noite como uma superfície fria voltada para cima.

#### 6.3.1 - Estimativa dos números de Grashof e de Reynolds médios na face interna da cobertura

a) Trocas convectivas entre a superfície e o ar interior da estufa

Considerou-se neste caso que a dimensão característica

L de superfície valeu 3.9 m e coincidiu com a semilargura da mesma (na prática o raio da superfície hemecilíndrica).

As velocidades médias típicas do ar interior oscilaram entre 0.10 e 0.30 m.s<sup>-1</sup> e as diferenças típicas de temperatura entre a face interna da cobertura e o ar interior oscilaram entre 0.5°C e 5°C correspondentes, respectivamente, ao período diurno e nocturno. As diferenças típicas de tensão de vapor entre a superfície e o ar, variaram entre 50 e 100 N.m<sup>-2</sup>. Tendo tomado para viscosidade cinemática do ar o valor  $\nu = 0.15 \times 10^{-4} \text{m}^2.\text{s}^{-1}$ ; para  $\beta = 1 / 293 \text{K}^{-1}$  e para  $\beta^* = 0.52 \text{m}^3.\text{Kg}^{-1}$ , os valores do número de Grashof médio (Gr) situaram-se entre  $5 \times 10^9$  e  $5 \times 10^{10}$  e do número de Grashof mássico médio (Gr\*) entre  $0.5 \times 10^9$  e  $10^9$ . O número de Reynolds médio situou-se entre  $2.6 \times 10^4$  e  $8 \times 10^4$ . Os valores dos números de Grashof indicaram que, em situação de convecção natural, o regime que predominava na camada limite da face interna da cobertura plástica era o turbulento, enquanto que os valores do número de Reynolds faziam suspeitar que, em situação de convecção forçada, o regime era laminar. No entanto, se o meio em contacto com a cobertura fosse já por si turbulento, a transição do regime laminar para turbulento devia dar-se para valores do número de Reynolds inferiores a  $10^5$ .

Tendo-se calculado algumas combinações dos números de Grashof e Reynolds médios atrás estimados e tendo-se adoptado alguns critérios estabelecidos em 6.2, para classificar os modos de convecção, obtiveram-se os seguintes resultados:

QUADRO 6.1

## - Convecção natural

$(\bar{Gr}, \bar{Re})$	$Gr/Re^{5/2} > 10$	$Gr/Re^{5/2} > 50$	$Gr/Re^2 > 16$
$(5 \times 10^3, 8 \times 10^4)$	0.002	33	0.78
$(5 \times 10^{10}, 2.6 \times 10^4)$	0.46	2190	73.9

## - Convecção forçada

$(\bar{Gr}, \bar{Re})$	$Re^{2.4}/Gr > 700$	$Re^{2.2}/Gr > 15$	$Gr/Re^2 < 0.3$
$(5 \times 10^3, 8 \times 10^4)$	117	12.24	0.78
$(5 \times 10^{10}, 2.6 \times 10^4)$	0.79	0.10	74

A análise deste quadro permitiu concluir que para algumas das combinações dos números adimensionais aí expressos, a convecção de calor era natural pura e, para outras; a convecção processou-se na zona de transição entre a convecção natural e forçada. Em qualquer dos casos pareceu prevalecer o regime turbulento, dado que o número de Rayleigh médio  $(Gr \times Pr)$  foi sempre superior a  $10^9$ . Esta mesma conclusão pôde ser tirada para a transferência de vapor de água que

ocorra entre a superfície e o meio, quando se admitiu que a convecção de vapor junto da superfície foi induzida exclusivamente por um gradiente de concentração e se admitiu a analogia entre os dois processos de transferência. As relações empíricas que se admitiram teoricamente para os números de Nusselt e Sherwood médios (Jalúria, 1980; Monteith, 1973), quando a convecção era natural e o regime turbulento, foram as seguintes:

Face quente para baixo

$$\bar{Nu}_n = 0.58 (\bar{GrPr})^{1/4} \quad \bar{Sh}_n = 0.58 (\bar{Gr}^*Sc)^{1/4} \quad \dots \quad (6.4a)$$

Face fria voltada para baixo

$$\bar{Nu}_n = 0.14 (\bar{GrPr})^{1/3} \quad \bar{Sh}_n = 0.14 (\bar{Gr}^*Sc)^{1/3} \quad \dots \quad (6.4b)$$

b) Trocas convectivas entre duas superfícies  
horizontais paralelas

Nesta situação considerou-se que a distância entre as duas superfícies ( $d = 3.5 \text{ m}$ ) foi a dimensão característica das células convectivas que teoricamente se formavam entre as duas superfícies, se estas fossem planas, horizontais, semi-infinitas e paralelas, com a face interna da cobertura a uma temperatura inferior à da superfície do solo e o espaço entre elas preenchido por um fluido cuja densidade decrescesse com a temperatura. Teoricamente estas células formam-se se o número de Rayleigh fôr superior a 1700; o regime passa de laminar a turbulento para valores do número de Rayleigh superior a cerca

de  $10^5$  (O'Toole e Silveston\*, 1961). Tendo considerado os mesmos valores para  $U$ ,  $\beta$ ,  $\beta^*$  e tendo admitido que só houve transporte de vapor de água entre as duas superfícies quando elas estiveram saturadas de vapor às suas temperaturas, obtiveram-se valores do número de Grashof que se situaram no intervalo  $3 \times 10^{10}$  a  $6 \times 10^{10}$ , quando a diferença de temperatura entre as duas superfícies oscilou entre  $5^\circ\text{C}$  e  $10^\circ\text{C}$ , e valores do número de Grashof mássico que se situaram no intervalo  $3.5 \times 10^9$  e  $7 \times 10^9$ , quando a diferença de tensão de vapor entre as duas superfícies oscilou entre 500 e 1000  $\text{N/m}^2$ . O número de Reynolds médio esteve situado sensivelmente no mesmo intervalo que o determinado anteriormente ( $2.6 \times 10^4$  -  $8 \times 10^4$ ), e neste sentido as trocas de vapor de água entre as duas superfícies processaram-se igualmente em convecção natural e regime turbulento. No entanto, as relações empíricas teóricas que se admitiram para o número de Nusselt e Sherwood foram neste caso, segundo O'Toole e Silveston\* (1961), as seguintes:

$$\bar{Nu} = 0.104 (\bar{Gr})^{0.30} Pr^{0.064} \quad \dots \quad (6.5a)$$

$$\bar{Sh} = 0.104 (\bar{Gr}^*)^{0.30} Sc^{0.064} \quad \dots \quad (6.5b)$$

Uma estimativa grosseira dos coeficientes médios de transferência convectiva de calor ( $h = kNu/L$ ), em que o número de Nusselt ( $Nu$ ) foi calculado quer pela relação (6.4b) quer pela relação (6.5a), revelou diferenças entre os dois valores. O coeficiente médio de transferência convectiva de calor entre a face interna e o ar foi superior ao que foi obtido quando a transferência se deu directamente entre as duas superfícies.

Esta diferença foi atribuída quer ao facto do escoamento no ar interior da estufa não ser perfeitamente turbulento e ocorrer estratificação no seu seio, quer às simplificações geométricas adoptadas em 6.3.0 (superfícies lisas, horizontais e semi-infinitas), com consequências particularmente significativas no que respeitou às trocas directas de calor entre a cobertura e a superfície do solo. Neste sentido, optou-se pelas relações semi-empíricas 6.4a e 6.4b para estimar os coeficientes médios de transferência convectiva de calor e vapor de água entre a face interna da cobertura e o ar interior da estufa

-----

\* citados em Jalúria, 1980

### 6.3.2 - Estimativa dos números de Grashof e de Reynolds médios na face externa da cobertura

As condições ambientais a que esteve sujeita a face externa da cobertura, foram substancialmente diferentes das que existiram no interior da estufa, em particular no que respeitou à temperatura e velocidade do ar. Apesar de nesta região, não se ter observado uma direcção privilegiada do vento em relação à face exterior da cobertura, a sua intensidade foi normalmente superior à verificada no interior. As velocidades do ar, mais frequentemente observadas nesta região e no período de inverno, raramente atingiram os  $3 \text{ m.s}^{-1}$ , situando-se normalmente em valor médio entre  $1 - 2 \text{ m.s}^{-1}$ .

Durante a recolha de dados, os valores oscilaram no nosso caso entre  $0.3$  e  $1.5 \text{ m.s}^{-1}$  com maior frequência de ocorrência em torno de  $1 \text{ m.s}^{-1}$  e  $0.4 \text{ m.s}^{-1}$  correspondentes respectivamente ao período diurno e nocturno. Os valores do número de Reynolds médio situaram-se então no intervalo  $8 \times 10^4$  a  $4 \times 10^5$ . Estes valores fizeram suspeitar que mesmo em situação de convecção forçada o regime esteve ou na zona de transição entre o laminar e o turbulento ou mesmo na zona turbulenta, pois o ar exterior à estufa em contacto com a cobertura devia já por si apresentar um escoamento tipicamente turbulento (Monteith, 1973).

As diferenças de temperatura diurna entre a cobertura e o ar exterior foram também bastante superiores às observadas entre a cobertura e o ar interior ( $15^\circ\text{C} - 20^\circ\text{C}$ ) para um dia de céu limpo e naquele período do ano. Durante a noite, as diferenças de temperatura mais típicas situaram-se entre  $0.5^\circ\text{C}$  e  $1^\circ\text{C}$ . Aos valores extremos das diferenças de temperaturas detectadas no período nocturno e diurno, corresponderam números de Grashof médios de  $5 \times 10^9$  e  $2 \times 10^{11}$ . Tal como na face interna da cobertura, também a face externa comportou-se tipicamente durante o dia como uma superfície quente voltada para cima e durante a noite, como uma superfície fria voltada para cima. O transporte de vapor de água entre a face exterior e o ar, só foi considerado quando ocorreu orvalho sobre ela, isto é, quando a tensão de saturação à superfície foi inferior à tensão de vapor no ar. As diferenças de tensão de vapor observadas entre a cobertura e o ar exterior variaram de 50 a

100 N.m<sup>-2</sup>, a que corresponderam valores do número de Grashof mássico médio de  $0.5 \times 10^9$  e  $10^9$ . Os valores obtidos para os números de Grashof (Gr e Gr\*) indicaram que, mesmo em convecção natural, o regime da camada limite na face externa da cobertura era turbulento, de acordo com os critérios adoptados anteriormente. No quadro 6.2 foram apresentadas algumas das combinações entre os números adimensionais, à semelhança do que foi para a situação anterior.

QUADRO 6.2

## - Convecção natural

$(\bar{Gr}, \bar{Re})$	$Gr/Re^{5/2} > 10$	$Gr/Re^{5/3} > 50$	$Gr/Re^2 > 16$
$(5 \times 10^9, 4 \times 10^5)$	$5 \times 10^{-6}$	2.30	0.03
$(1 \times 10^{10}, 1 \times 10^5)^*$	$3 \times 10^{-3}$	46.4	1.00
$(2 \times 10^{11}, 2.6 \times 10^5)^{**}$	$6 \times 10^{-3}$	188	2.95
$(2 \times 10^{11}, 8 \times 10^4)$	0.11	1346	31.25

## - Convecção forçada

$(\bar{Gr}, \bar{Re})$	$Re^{2.4}/Gr > 700$	$Re^{2.2}/Gr > 15$	$Gr/Re^2 < 0.3$
$(5 \times 10^9, 4 \times 10^5)$	5571	422	0.03
$(10^{10}, 10^5)^*$	99	8.18	1
$(2 \times 10^{11}, 2.6 \times 10^5)^{**}$	49.5	4.09	2.95
$(2 \times 10^{11}, 8 \times 10^4)$	2.92	3.26	31.25



\* - correspondem aos valores de  $\Delta T$  e  $v$  com maior frequência de ocorrência durante o período noturno.

\*\* - correspondem aos valores de  $\Delta T$  e  $v$  com maior frequência de ocorrência durante o período diurno.

Exceptuando as combinações dos números adimensionais correspondentes aos extremos dos intervalos desses números, onde a convecção pareceu processar-se ou em convecção natural pura ou em convecção forçada pura para quase todos os critérios aí expressos, todas as outras combinações, em particular as mais frequentes de ocorrerem durante a nossa experiência, pareceram indicar que a convecção era mista, ou em alguns casos natural. Em qualquer dos casos, supôs-se que o regime era turbulento, pelas mesmas razões apresentados em 6.3.1.

Nestas condições, as relações empíricas que teoricamente se admitiram (Wang, Kittas e Jalúria) para o número de Nusselt ou de Sherwood médio, supondo que a face exterior era uma superfície horizontal semi-infinita, onde na camada limite o transporte de calor ou vapor de água se processou em convecção natural ou mista, foram as seguintes:

i - convecção natural (calor)

$$\bar{Nu}_m = 0.58 (\bar{Gr} Pr)^{1/4} \text{ ou } \bar{Nu}_m = 0.14 (\bar{Gr} Pr)^{1/3} \dots \quad (6.6a)$$

ii - convecção mista

$$\bar{Nu}_m = 3.02 Pr^{1/3} \left( \frac{\bar{Gr}}{\bar{Re}^{2.2}} \right)^{1/3} (3 + 0.0253 \bar{Re}^{0.8}) \quad (\text{Wang})$$

ou ... (6.6b)

$$\bar{Nu}_m = \sqrt{b^2 |(\bar{Gr} Pr)^{1/3}|^2 + c^2 (\bar{Re}^{0.8} Pr^{1/3})^2} \quad (\text{Kittas})$$

i - convecção natural (vapor de água)

$$\bar{Sh}_m = 0.58 (\bar{Gr}^* Sc)^{1/4} \text{ ou } \bar{Sh}_m = 0.14 (\bar{Gr}^* Sc)^{1/3} \quad \dots \quad (6.7a)$$

ii - Convecção mista

$$\bar{Sh}_m = 3.02 Sc^{1/3} \left( \frac{\bar{Gr}^*}{\bar{Re}^{2.2}} \right)^{1/3} (3 + 0.0253 \bar{Re}^{0.8})$$

ou ... (6.7b)

$$\bar{Sh}_m = \sqrt{b^2 |(\bar{Gr}^* Sc)^{1/3}|^2 + c^2 (\bar{Re}^{0.8} Sc^{1/3})^2}$$

**6.3.3 - Análise dos termos referentes às densidades de fluxo convectivo de calor e vapor de água entre a cobertura plástica e o ar interior e exterior da estufa**

Tendo em conta as relações empíricas atrás formuladas para representar os parâmetros adimensionais mais relevantes

(Nu, Sh) que caracterizam o modo como a convecção se processou nas camadas limites de ambas as faces da cobertura plástica e dos quais os coeficientes de transferência convectiva dependem (ver equações 6.2a e 6.2b), poderam em seguida explicitar-se os termos correspondentes à densidade de fluxo convectivo de calor ou vapor de água que intervieram na equação de balanço de energia da cobertura, apresentada em apêndice A2 (equação 15).

a) - Face interna da cobertura

A densidade média de fluxo convectivo de calor entre a face interna da cobertura e o ar interior foi dada por:

$$C = \bar{h}_{c1} (\theta_c - \theta_{m1}) \text{ W.m}^{-2} \quad \dots \quad (6.8)$$

Tendo combinado a equação (6.2a) com as equações (6.4a) e (6.4b), onde nestas se explicitou o nº de Grashof em função de  $\Delta\theta$ , resultou:

$$\bar{h}_{c1} = A(\theta_c - \theta_{m1})^{1/5} \quad \text{ou} \quad \bar{h}_{c1} = B(\theta_c - \theta_{m1})^{1/3} \text{ W.m}^{-2} \cdot ^\circ\text{C}^{-1} \quad \dots \quad (6.9)$$

conforme a face interna esteve a uma temperatura superior ou inferior à do ar interior.

A densidade média do fluxo convectivo de vapor de água entre a face interna e o ar interior, foi dada por:

$$J_v = \bar{K}_{m1} (\rho_{v,c} - \rho_{v,m1}) \quad \text{kg.m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \quad \dots \quad (6.10)$$

em que  $\rho_{v,c}$  era a concentração de vapor de água na superfície ( $\text{kg.m}^{-3}$ ) que foi identificada com a concentração de vapor na superfície que estava saturada de vapor à sua temperatura,

isto é,  $\rho_{v,c} = \rho_{v,c}(\theta_c)$ . Tendo combinado a equação (6.2b) com (6.4a) ou (6.4b), onde nestas se explicitou o número de Grashof mássico em função de  $\Delta\rho_v$ , resultou:

$$\bar{K}_{m1} = A(\rho_{v,c}(\theta_c) - \rho_{v,m1})^{1/5} \quad \text{ou} \quad \bar{K}_{m1} = B(\rho_{v,c}(\theta_c) - \rho_{v,m1})^{1/3} \text{ m.s}^{-1} \quad \dots \quad (6.11)$$

conforme o transporte de água foi acompanhado de evaporação ou condensação na superfície.

A concentração de vapor  $\rho_v$  ( $\text{kg.m}^{-3}$ ) foi expressa em função da tensão de água  $e$  ( $\text{N.m}^{-2}$ ), em consequência de se ter admitido que ao vapor de água se pôde aplicar a lei dos gases ideais e a relação (6.10) apresentou-se com a seguinte forma:

$$J_v = \frac{\rho e}{p} \bar{K}_{m1} (e_c(\theta_c) - e_{m1}) \quad \dots \quad (6.12)$$

em que  $e$  era a razão entre as massas moleculares da água e do ar e  $p$  a pressão total do ar muito superior à pressão parcial do vapor  $e_m$ .

Associado ao transporte de vapor de água do ar interior para a cobertura correspondeu um fluxo de calor latente (pelo facto de ter havido mudança de fase na cobertura), expresso pela seguinte relação:

$$\lambda J_v = \frac{\rho \lambda e \zeta_1}{p} \bar{K}_{m1} (e_c(\theta_c) - e_{m1}) \text{ W.m}^{-2} \quad \dots \quad (6.13)$$

em que  $\zeta_1$  representou a fracção de vapor de água que condensou ou se evaporou na cobertura e  $\lambda$  o calor latente de vaporização ou de condensação da água.

## b) Face externa da cobertura

A densidade média do fluxo convectivo de calor entre a face externa da cobertura e o ar exterior foi dado por:

$$C = \bar{h}_{c,ext} (\theta_c - \theta_{a,ext}) \quad \text{W.m}^{-2} \quad \dots \quad (6.14)$$

em que o coeficiente médio de transferência convectiva de calor entre a cobertura e o ar exterior ( $\bar{h}_{c,ext}$ ), veio neste caso expresso pelas seguintes relações:

## i - Convecção natural

$$\bar{h}_{c,ext} = C(\theta_c - \theta_{a,ext})^{1/5} \quad \text{ou} \quad \bar{h}_{c,ext} = D(\theta_c - \theta_{a,ext})^{1/3} \quad \text{W.m}^{-2} \cdot \text{C}^{-1} \quad \dots \quad (6.15a)$$

conforme a cobertura esteve a uma temperatura inferior ou superior à do ar exterior.

## ii - Convecção mista

$$\bar{h}_{c,ext} = C \left( \frac{\theta_c - \theta_{a,ext}}{\bar{v}_{a,ext}^{2.2}} \right)^{1/3} (A + B\bar{v}_{a,ext}^{0.8}) \quad (\text{Wang})$$

$$\text{ou} \quad \dots \quad (6.15b)$$

$$\bar{h}_{c,ext} = \sqrt{A^2 |\theta_c - \theta_{a,ext}|^{1/3} + B^2 (\bar{v}_{a,ext}^{0.8})^2} \quad (\text{Kittas})$$

em que  $\bar{v}_{a,ext}$  foi a velocidade média do ar exterior junto da cobertura.

A densidade média do fluxo convectivo de vapor de água entre a face externa da cobertura e o ar exterior, foi dada por:

$$J_v = \bar{K}_{mext}(\rho_{v,c} - \rho_{v,ext}) \quad \text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1} \quad \dots \quad (6.16)$$

em que o coeficiente médio de transferência convectiva de vapor de água veio, para o nosso caso, explicitado nas seguintes formas:

#### i - Convecção natural

$$\bar{K}_{mext} = A(\rho_{v,c} - \rho_{v,ext})^{1/5} \quad \text{ou} \quad \bar{K}_{mext} = B(\rho_{v,c} - \rho_{v,ext})^{1/3} \quad \text{m.s}^{-1} \quad \dots \quad (6.17a)$$

#### ii - Convecção mista

$$\bar{K}_{mext} = C \left( \frac{\rho_{v,c} - \rho_{v,ext}}{\bar{v}_{aext}^{2.2}} \right)^{1/3} (A + B \bar{v}_{aext}^{0.8}) \quad (\text{Wang})$$

$$\text{ou} \quad \dots \quad (6.17b)$$

$$\bar{K}_{mext} = \sqrt{A^2 |(\rho_{v,c} - \rho_{v,ext})^{1/3}|^2 + B^2 (\bar{v}_{aext}^{0.8})^2} \quad (\text{Kittas})$$

Pelas mesmas razões atrás apresentadas, pôde substituir-se na relação (6.16) a concentração de vapor pela tensão de vapor, tendo aplicado a lei dos gases ideais ao vapor de água e tendo admitido que a face externa da cobertura estava saturada de vapor à sua temperatura, isto é,  $\rho_{v,c} = \rho_{v,s}(\theta_c)$ . Nestas

condições, a densidade de fluxo de vapor de água da cobertura para o ar exterior vai dado por:

$$J_v = \frac{\rho \epsilon}{P} \bar{K}_{m \rightarrow t} (e_s(\theta_c) - e_{a \rightarrow t}) \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1} \quad \dots \quad (6.18)$$

Associado a este fluxo de vapor de água e pelo facto de haver mudança de fase na superfície exterior da cobertura (formação de orvalho ou evaporação), resultou um fluxo de calor latente, formalmente expresso pela seguinte relação:

$$\lambda J_v = \frac{\zeta_2 \lambda \rho \epsilon}{P} \bar{K}_{m \rightarrow t} (e_s(\theta_c) - e_{a \rightarrow t}) \text{ W.m}^{-2} \quad \dots \quad (6.19)$$

em que também aqui,  $\zeta_2$  representou a fracção de vapor de água que se transformou em orvalho ou se evaporou da face exterior da cobertura.

#### 6.3.4 - Determinação experimental dos coeficientes médios de transferência convectiva de calor e vapor de água ao nível da cobertura.

A equação de balanço energético da cobertura que serviu de base à determinação dos coeficientes médios de transferência convectiva de calor e vapor de água, foi deduzida e resolvida em apêndice A2 (ver equações 16a-d) para os diversos modos de convecção que se julgaram predominantes em ambas as faces da cobertura. A resolução desta equação enfrentou no entanto algumas dificuldades que foram aí explicadas e não

permitiu de uma forma cabal e em tempo útil determinar esses coeficientes. Todavia, tendo-se recorrido à equação de conservação da energia térmica do ar interior com a camada superficial de solo em situação de estufa fechada (equação 9), estabelecida no mesmo apêndice para determinar a taxa de ventilação através das fendas, foi possível determinar o coeficiente médio de transferência convectiva de calor na face interna da cobertura e que valeu  $\bar{h}_{c1} = 1.5 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ . Este valor pôde considerar-se aceitável quando foi comparado com o obtido por Bot ( $\bar{h}_{c1} = 2 - 4 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ ) mas não concordou com o que foi obtido por Kittas ( $\bar{h}_{c1} = 3.69 \Delta\theta^{0.25}$ ).

#### 6.4 - TROCAS CONVECTIVAS DE CALOR AO NÍVEL DO SOLO

##### 6.4.0 - Introdução

Considerou-se que o solo no interior da estufa não possuía coberto vegetal e que as trocas convectivas de calor entre a sua superfície e o ar em contacto podiam ser descritas como as trocas entre uma superfície horizontal lisa, semi-infinita, e um meio infinito em contacto. À semelhança do que se fez para a cobertura plástica, também aqui se podia considerar a situação em que a superfície do solo trocava calor directamente com uma superfície horizontal paralela a ela, delimitando um espaço fechado. No entanto, pelas razões



já apresentadas em 6.3.1-b, consideraram-se apenas as trocas entre a superfície do solo e o meio em contacto.

A caracterização dos regimes e modos de convecção na cobertura plástica baseada em combinações dos números dimensionais adequados, foi igualmente aplicada à superfície do solo. Dado que se admitiu para esta, a mesma geometria que a adoptada para a cobertura plástica, poderam facilmente determinar-se os números de Reynolds e Grashof médios característicos da superfície do solo uma vez que se conheciam as velocidades médias típicas do ar e as diferenças típicas de temperatura entre a superfície do solo e o ar. Neste caso o coeficiente médio de transferência convectiva de calor entre a superfície do solo e o ar foi igualmente determinado recorrendo à equação de balanço de calor estabelecida para uma fina camada de solo homogéneo de espessura uniforme  $d=0.025$  m onde se admitiu armazenamento de calor. Nesta equação, o termo correspondente à densidade do fluxo convectivo de calor onde intervinha o coeficiente de transferência de calor entre a superfície do solo e o ar foi explicitado em função da relação semi-empírica que definiu o número de Nusselt mais característico do tipo de escoamento existente na camada limite do solo. Ao contrário do que aconteceu com a cobertura plástica, a superfície do solo comportou-se aqui como uma superfície de face quente voltada para cima tanto no período nocturno como no período diurno.

#### 6.4.1 - Estimativa dos números de Grashof e Reynolds médios, na superfície do solo

Tendo-se admitido para dimensão característica da superfície do solo a semi-largura da mesma ( $L = 3.9 \text{ m}$ ), e sabendo que as velocidades médias do ar, junto da superfície do solo, estavam situadas na mesma gama de valores apresentada para a face interna da cobertura ( $0.10 - 0.30 \text{ m.s}^{-1}$ ), o número de Reynolds médio ficou situado entre  $2.6 \times 10^4$  e  $8 \times 10^4$  e o número de Grashof médio situou-se entre  $5 \times 10^{10}$  e  $8 \times 10^{10}$  quando as diferenças de temperatura entre a superfície do solo e ar estavam compreendidas no intervalo ( $5^\circ\text{C} - 8^\circ\text{C}$ ). Os valores de número de Reynolds fizeram suspeitar que em convecção forçada o regime era laminar, a menos que o meio em contacto com a superfície, fosse já por si só, turbulento. Os valores do número de Grashof, fizeram suspeitar que em convecção natural o regime era turbulento. Tendo calculado as diversas combinações com os novos valores dos números adimensionais, construiu-se também neste caso um quadro análogo aos anteriores:

QUADRO 6.3

## Convecção natural

$(\bar{Gr}, \bar{Re})$	$Gr/Re^{5/2} > 10$	$Gr/Re^{5/3} > 50$	$Gr/Re^2 > 16$
$(5 \times 10^{10}, 8 \times 10^4)$	0.027	336	7.8
$(8 \times 10^{10}, 2.6 \times 10^4)$	0.73	3506	118.3

## Convecção forçada

$(\bar{Gr}, \bar{Re})$	$Re^{2.4}/Gr > 700$	$Re^{2.2}/Gr > 15$	$Gr/Re^2 < 0.3$
$(5 \times 10^{10}, 8 \times 10^4)$	11.70	1.22	7.8
$(8 \times 10^{10}, 2.6 \times 10^4)$	0.49	0.06	118

Estes valores permitiram concluir que para certas combinações dos números adimensionais, a transferência de calor pôde dar-se em convecção natural e nas restantes em convecção mista. Em qualquer dos casos o regime devia ser turbulento. Tendo admitido que a transferência de calor, se processou em convecção natural e regime turbulento, a relação

empírica que se admitiu teoricamente para o número de Nusselt foi a seguinte:

$$\bar{Nu}_m = 0.14 (\overline{Gr Pr})^{1/2} \quad \dots \quad (6.20)$$

A densidade de fluxo convectivo de calor ao nível do solo, foi a seguinte:

$$C = \bar{h}_{so} (\theta_{so} - \theta_{at}) \quad V.M^{-2} \quad \dots \quad (6.21)$$

admitindo que a superfície do solo, era caracterizada por uma temperatura uniforme  $\theta_{so}$ . Tendo combinado a equação (6.2a) com (6.20), onde nesta se explicitou o número de Grashof em função de  $\Delta\theta$ , resultou:

$$\bar{h}_{so} = A (\theta_{so} - \theta_{at})^{1/2} \quad V.M^{-2} \cdot ^\circ C^{-1} \quad \dots \quad (6.22)$$

#### 6.4.2 - Determinação experimental do coeficiente médio de transferência convectiva de calor

A equação de balanço de energia térmica da camada superficial de solo, que serviu de base à determinação de alguns parâmetros térmicos do solo, entre os quais o coeficiente médio de transferência convectiva de calor, foi deduzida e resolvida em apêndice A2 (ver equação 3). O valor médio do coeficiente de que resultou dessa equação foi

$\bar{h}_{m0} = 10(\theta_{m0} - \theta_{m1})^{1/3} \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ , considerado um pouco elevado em relação a quaisquer dos valores anteriormente obtidos por nós, pela aplicação de modelos de condução de calor em sólidos ao estudo da condução de calor em solos. Estes valores situaram-se entre 2.30 e 3.69  $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ . Também se considerou que o coeficiente aqui estimado foi um pouco elevado em relação a valores apresentados por outros autores, entre os quais Kittas ( $\bar{h}_{m0} = 7(\theta_{m0} - \theta_{m1})^{1/4}$ ).

#### 6.5 - TROCAS DE CALOR E VAPOR DE ÁGUA COM A VEGETAÇÃO

A necessidade de conhecer as resistências interna e externa da planta e do coberto vegetal é justificada por diversos motivos dos quais se destacam os seguintes:

- estes parâmetros controlam a taxa de produção de vapor das plantas (transpiração ou evapotranspiração e consequentemente o seu consumo de água, que como se sabe está directamente relacionado com o desenvolvimento e produtividade da cultura, (Van Keulen e Van Laar, 1986);
- controlando aqueles parâmetros a taxa de produção de vapor das plantas como resposta a factores ambientais e/ou fisiológicos, condicionam por sua vez o "clima" no interior da estufa.

Na primeira parte deste parágrafo foram caracterizadas e medidas as resistências à transferência de calor e vapor de água através da camada limite das folhas, bem como a resistência interna (estomática + cutícula) da folha de tomateiro, à difusão de vapor de água. A aplicação das relações semi-empíricas e dos critérios atrás estabelecidos, para caracterizar e quantificar estes coeficientes de transferência, serviu apenas de comparação com os valores obtidos pela via experimental directa.

Numa segunda parte, foram estimadas a resistência à transferência de calor ou vapor de água entre uma superfície evaporante situada no interior duma cultura de ananás e um nível de referência situado na camada limite acima da cultura (resistência aerodinâmica), bem como a resistência equivalente oferecida pela superfície do solo e plantas da mesma cultura, à difusão de vapor de água (resistência do coberto vegetal). A estimativa destas resistências, fez-se recorrendo a certos modelos clássicos e medição directa da evapotranspiração, e não às relações semi-empíricas, cuja aplicação era complexa e laboriosa, devido às características morfológicas da superfície (coberto vegetal). O recurso aos modelos de evapotranspiração para estimar as resistências do coberto vegetal, veio simultaneamente fornecer informação sobre a aplicabilidade desses modelos na estimativa da evapotranspiração a culturas em estufa.

6.5.A - Resistências externa e interna à transferência de calor e vapor de água em folhas de tomateiro

6.5.A.1 - Caracterização dos regimes e modos de convecção em folhas de tomateiro.

Adoptando a expressão (6.3) para definir a dimensão característica das folhas de tomateiro e supondo que o movimento do ar era paralelo à folha no sentido da sua maior dimensão real ( $L_{max} = 8 \text{ cm}$ ), determinou-se para a dimensão característica  $L$ , o valor  $5 \text{ cm}$ . Este resultado pressupõe também que não se entrou em linha de conta com as flutuações das posições das folhas causadas pela agitação do ar. Tendo tomado para viscosidade cinemática do ar o valor  $\nu = 0.15 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  e para  $\beta = (1 / 293) \text{ K}^{-1}$ , o número de Grashof médio ( $\overline{Gr}$ ) tomou valores que oscilaram entre  $10^4$  e  $10^5$  quando a diferença de temperatura entre a folha e o ar se situou entre  $0.5$  e  $4^\circ\text{C}$ . Estes valores fizeram suspeitar, que em situação de convecção natural, o regime que predominou na camada limite da folha, era laminar. Os valores encontrados para o número de Reynolds médio ( $\overline{Re}$ ), oscilaram entre  $3 \times 10^2$  e  $10^3$  quando as velocidades típicas do ar estiveram compreendidas entre  $0.10$  e  $0.30 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ . Estes valores, fizeram suspeitar que mesmo em situação de convecção forçada, o regime que predominou na camada limite devia ser igualmente laminar.

Apesar dos valores encontrados para Gr e Re, terem apontado para uma situação de regime laminar, tanto em convecção forçada como natural, nunca foi demonstrado que, na camada limite de uma folha inserida na vegetação, o regime fosse laminar ou turbulento. De facto, a presença de outras folhas pode induzir a formação de pequenos turbilhões, podendo passar-se de um movimento ordenado, laminar, para um movimento caótico, irregular, que é designado de regime turbulento. Também já foi referido em 6.2 que a presença de folhas, num meio já por si, turbulento, faz com que a transição do regime laminar para turbulento se dê, para valores do número de Reynolds inferiores a  $10^5$ . Tendo em conta, os valores dos números de Grashof e Reynolds estimados, caracterizou-se o modo predominante em que se processou a convecção de calor, adoptando algumas das expressões correspondentes aos critérios estabelecidos em 6.2.

QUADRO 6.4

Convecção natural			
$(\bar{Gr}, \bar{Re})$	$Gr/Re^{5/2} > 10$	$Gr/Re^{5/3} > 50$	$Gr/Re^2 > 16$
$(10^4, 10^3)$	$3 \times 10^{-4}$	$10^{-1}$	$10^{-2}$
$(10^5, 300)$	$6.4 \times 10^{-2}$	7.4	1.11
Convecção forçada			
$(\bar{Gr}, \bar{Re})$	$Re^{2.4}/Gr > 700$	$Re^{2.2}/Gr > 15$	$Gr/Re^2 < 0.1$
$(10^4, 10^3)$	$1.6 \times 10^3$	$3.98 \times 10^2$	$10^{-2}$
$(10^5, 300)$	8.8	2.8	1.1



Pela análise do quadro e tendo em conta os critérios anteriormente estabelecidos para caracterizar os modos de convecção apontou-se para que a convecção de calor na camada limite das folhas de tomateiro se fizesse na zona de transição entre convecção forçada e natural, pelo menos para algumas das combinações do número de Grashof e do número de Reynolds que aí foram expressas. Para outras combinações, a transferência de calor, pareceu processar-se em convecção forçada pura. Em qualquer dos casos, pareceu prevalecer o regime laminar, na camada limite da folha, apesar de poder ocorrer turbulência para algumas das combinações aqui apresentadas e estabelecidos em convecção forçada. Tendo-se optado pela convecção forçada de calor em regime laminar, como solução possível para descrever a transferência de calor através da camada limite de folhas de tomateiro, pôde finalmente estimar-se o coeficiente de transferência de calor ou a resistência à transferência de calor na camada limite da folha em função do número de Nusselt médio. Supôs-se neste cálculo que as folhas eram consideradas superfícies rectangulares, horizontais, perfeitamente lisas, com temperatura uniforme e de dimensão característica  $L=5$  cm.

Nestas condições, a relação empírica que se admitiu teoricamente, para o número de Nusselt foi:

$$Nu = 0.668 Re^{1/2} Pr^{1/3} \quad \dots \quad (6.23)$$

Como  $Nu = hL/k$  e  $h = \rho c_p / r_h$  ... (6.24a)

então  $r_h = L / k Nu$  ... (6.24b)

Combinando as relações anteriores obteve-se para  $r_m$  a seguinte expressão:

$$r_m = \frac{1.497}{v_m} Re^{1/2} Pr^{2/3} \approx \frac{1.50}{v_m} Re^{1/2} Pr^{2/3} \dots \quad (6.25)$$

em que  $v_m$  era a velocidade do ar junto das folhas.

No que respeita à estimativa da resistência à transferência de vapor, na camada limite da folha, e em consequência de se ter admitido a analogia entre este processo e o de transferência de calor, a relação semi-empírica que a determinou, foi em tudo idêntica à anterior (equação 6.25), salvaguardadas as diferenças adequadas. A relação semi-empírica que permitiu calcular a resistência à transferência convectiva de vapor através da camada limite das folhas, foi então:

$$Sh = 0.668 Re^{1/2} Sc^{1/3} \dots \quad (6.26)$$

em que se admitiu que a concentração de vapor na superfície era uniforme e mantinha um valor constante.

Como

$$Sh = \frac{K_m L}{D} \quad e \quad r_v = \frac{1}{K_m} = \frac{L}{D Sh} \dots \quad (6.27)$$

então

$$r_v = \frac{1.50}{v_m} Re^{1/2} Sc^{2/3} \dots \quad (6.28)$$

A relação teórica que se previa entre as resistências à transferência de vapor de água e de calor, vinha então dada por:

$$\frac{r_v}{r_h} = \left( \frac{K}{D} \right)^{2/3} = Le^{2/3} \approx 0.93 \quad \dots \quad (6.29)$$

sempre que a transferência de calor se fizesse em convecção forçada pura e a camada limite junto à superfície, fosse laminar.

Não se pode deixar de assinalar que estas expressões só se mantinham válidas quando se considerava que a transferência de vapor de água ocorria apenas porque existia um gradiente de tensão de vapor entre a superfície e o ar vizinho, não se consideravam os efeitos de Soret e Dufour nem a transferência simultânea de calor e vapor de água.

#### 6.5.A.2 - Medição da resistência à transferência de calor através da camada limite de folhas artificiais.

A não existência de uma única equação para prever a resistência à transferência de calor ou vapor de água, através da camada limite de folhas expostas a velocidades do ar muito baixas, inseridas num meio com um escoamento já por si turbulento e com diferenças de temperatura ou gradientes de tensão de vapor muito baixas, foi o que pareceu concluir-se das observações experimentais disponíveis na literatura e

cujos principais autores vêm citados em Stanghellini (1987). Neste sentido vários são os autores que desenvolveram várias técnicas, para estimar, não só, as resistências à transferência de calor e vapor de água através da camada limite das folhas, mas a resistência interna à difusão de vapor de água, recorrendo quer a folhas artificiais quer a folhas reais, com revestimento especial: Iqbal e Stoffers (1975), Cannon e outros (1979), Parkhurst e outros (1968), Vogel (1970), Morisson e Barfield (1981), Thom (1968), K. T. Paw e Daughtry (1984) e Stanghellini (1987). As metodologias utilizadas recorreram normalmente ao balanço de energia das folhas tanto em regime estacionário como transitório. No nosso caso, recorreu-se ao balanço de energia em regime estacionário de folhas artificiais, com e sem aquecimento para estimar a resistência à transferência de calor na camada limite de folhas.

#### A - Equações utilizadas

Combinando a equação de balanço de energia térmica em regime estacionário ( $R_{11a} = C$ ), com a equação de transferência de calor  $C = (\rho C_p / r_h) (\theta_{sup} - \theta_a)$ , para as folhas aquecida e não aquecida e supondo a perda de calor por condução através do suporte das folhas desprezável, obteve-se:

##### 1) Folha aquecida

$$R_{abs} + \dot{Q} = \frac{\rho C_p}{r_{h2}} (\theta_2 - \theta_a) + \epsilon \sigma T_2^4 \quad \dots \quad (6.30a)$$

ii) Folha não aquecida

$$R_{abs} = \frac{\rho C_p}{r_{n1}} (\theta_1 - \theta_m) + \epsilon \sigma T_1^4 \quad \dots \quad (6.30b)$$

em que  $\dot{Q}$  foi a potência eléctrica fornecida por unidade de área da folha,  $T = (\theta + 273)K$  e  $R_{11a} = R_{abs} - \epsilon \sigma T_{sup}^4$ . Os índices 1 e 2 referiram-se às superfícies das folhas não aquecida e aquecida respectivamente.

Nestas equações, pareceu razoável admitir-se que a radiação absorvida por unidade de área foliar ( $R_{abs}$ ) foi a mesma nas duas folhas, em consequência da idêntica exposição de ambas as folhas. Para resolver estas equações consideraram-se duas hipóteses:

### 1ª Hipótese

A resistência à transferência de calor  $r_n$  era independente da temperatura, o que era rigorosamente válido se a convecção de calor fosse forçada pura (ver equação 6.25). Subtraindo as duas equações, obteve-se:

$$\dot{Q} = \frac{\rho C_p}{\langle r_n \rangle} (\theta_2 - \theta_1) + \epsilon \sigma (T_2^4 - T_1^4) \quad \dots \quad (6.31)$$

donde se pôde determinar  $\langle r_n \rangle$ , a partir da medição das temperaturas  $\theta_2$  e  $\theta_1$  e da potência de aquecimento  $\dot{Q}$ .

### 2ª hipótese

O regime era misto (previsto no quadro 6.4), em que a resistência externa da folha era a combinação em paralelo de duas resistências (uma oferecida em regime de convecção

forçada e a outra oferecida em regime de convecção natural).

Em vez de (6.31) obteve-se então a seguinte relação:

$$\dot{Q} = \frac{\rho C_P}{r_{m2}} (\theta_2 - \theta_m) - \frac{\rho C_P}{r_{m1}} (\theta_1 - \theta_m) + \epsilon \sigma (T_2^4 - T_1^4) \quad \dots \quad (6.32)$$

em que

$$\frac{1}{r_h} = \frac{1}{r_{hf}} + \frac{1}{r_{hn}} = a + b (\theta_{sup} - \theta_m)^c \quad \dots \quad (6.33)$$

Em regime laminar considera-se, em alguns casos,  $c = 1/4$ ;  $a$  e  $b$  são coeficientes cujo valor teórico do primeiro pode ser determinado pela equação (6.25) e o valor teórico de  $b$  pela equação (6.24b), admitindo  $Nu = 0.40 (GrPr)^{1/4}$ , (que corresponde à média aritmética das equações para as faces superior e inferior onde os coeficientes são respectivamente 0.54 e 0.27; o cálculo da média aritmética equivale na prática a admitir que as duas faces da folha têm a mesma temperatura). Resultam então os seguintes valores:  $a = 0.00649 \text{ m.s}^{-1}$  e  $b = 0.001818 \text{ m.s}^{-1} \cdot K^{1/4}$ , admitindo uma velocidade do ar  $v = 0.20 \text{ m.s}^{-1}$  e uma dimensão característica  $L = 0.05 \text{ m}$ . A resistência à transferência de calor em convecção forçada pura  $r_{hf}$ , valia neste caso  $154 \text{ s.m}^{-1}$  e era válida para uma superfície horizontal rectangular, horizontal, perfeitamente lisa e com temperatura uniforme.

Tendo combinado as equações (6.32) e (6.33) poderam determinar-se  $a$  e  $b$  a partir das medidas de temperatura  $\theta_2$  e  $\theta_1$  e obter em seguida a resistência total à transferência convectiva de calor através da camada limite das folhas  $r_m$ , em função da diferença de temperatura de folha e do ar.

#### B - Montagem experimental

Foram por nós construídos três tipos de folhas artificiais com superfícies exteriores em: alumínio polido, alumínio pintado com tinta preta - Parson da Eppley - e tecido preto. Todas elas geometricamente idênticas tinham formas e dimensões semelhantes às folhas reais "típicas" e foram colocadas com uma disposição idêntica no meio destas, para que estivessem sujeitas às mesmas condições ambientais (aerodinâmicas e radiativas). As folhas dispunham no seu interior de uma resistência de constantan, de espessura 0.1 mm onde se fazia circular uma corrente eléctrica. Esta resistência foi colocada sobre uma película fina de plástico e depois encapsulada em duas folhas de plástico fino, por sua vez encapsuladas entre duas folhas de alumínio. A algumas destas folhas foi aplicada uma pintura com tinta negra de emissividade praticamente unitária. Outras folhas foram revestidas com tecido preto. No interior, entre a película de plástico e de alumínio, foi colocado um termopar de cobre constantan de espessura 0.1 mm para detectar a temperatura da superfície da folha. Admitiu-se que a temperatura era uniforme

e que não sofria quedas entre as várias películas que constituíram as folhas artificiais. Admitiu-se ainda que a potência eléctrica fornecida era constante durante os ensaios. A espessura das folhas, em particular as de tecido, era ligeiramente superior à das folhas reais. Todavia, não se considerou que isto fosse relevante, admitindo que o regime em que decorria a experiência era estacionário pelo que seria desprezável o armazenamento de calor nas folhas. Na figura 6.1 pode ver-se um esquema das folhas artificiais utilizadas.

A emissividade das folhas artificiais foi determinada através da medida de emitância de uma folha aquecida, em função da sua temperatura; utilizou-se para o efeito um radiómetro cujo elemento sensível era uma termopilha de alta sensibilidade e os valores de emitância média encontrados foram: 0.93, 0.07, 0.85 respectivamente para as folhas de tecido, alumínio polido e alumínio pintado de negro. A potência eléctrica fornecida foi determinada a partir dos registos da tensão aplicada na resistência de constantan, cujo valor foi medido antes e após a passagem da corrente. A temperatura das folhas foi registada num Datta-Logger, a intervalos de meia hora.

Foram feitos dois ensaios com as folhas de tecido, um com as folhas de alumínio polido e outro com as de alumínio enegrecido. Os resultados obtidos com as folhas de tecido não foram considerados aqui dado que a potência eléctrica  $Q'$  não foi constante durante os ensaios, pondo em dúvida a aplicabilidade das equações (6.31) e (6.32). Nos ensaios com



as folhas de alumínio polido e enegrecido já foi possível ter acesso a uma fonte de tensão estável e considerou-se para efeitos de cálculo da potência eléctrica fornecida o valor da resistência eléctrica correspondente à última hora dos ensaios. As potências eléctricas fornecidas foram respectivamente  $53 \text{ W.m}^{-2}$  e  $124 \text{ W.m}^{-2}$ .

#### FOLHA ARTIFICIAL (Perfil longitudinal)

- 1 e 7 - fios de cobre e resistência de aquecimento
- 2 e 6 - películas de plástico, coladas nos bordos <sup>em constantan</sup>
- 3 - termopar cobre-constantan
- 4 - película de plástico sobre termopar
- 5 e 8 - película de alumínio

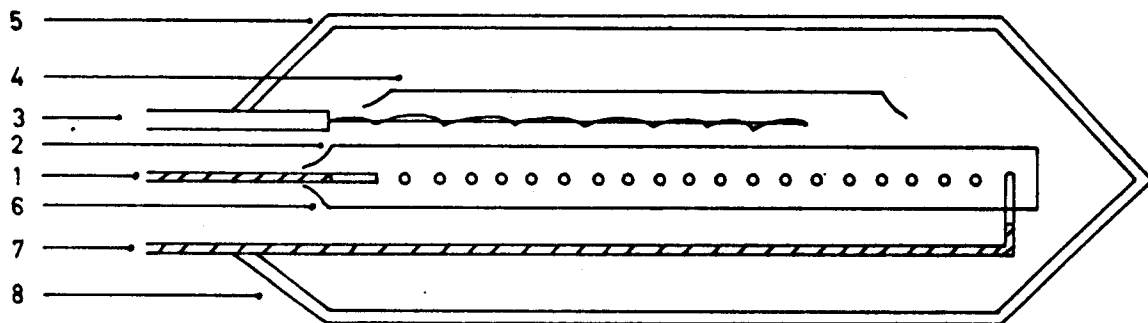


Figura 6,1 - Folha artificial (perfil longitudinal).

C - Apresentação e discussão dos resultados

Com a aplicação da equação (6.31), determinou-se  $\langle r_h \rangle$  para as folhas artificiais de alumínio polido e enegrecido e nos dois períodos do dia. Os valores figuram no quadro 6.5.

QUADRO 6.5

Período	$\dot{Q}$ W.m <sup>-2</sup>	Alumínio polido $\langle r_h \rangle$ s.m <sup>-1</sup>	alumínio enegrecido $\langle r_h \rangle$ s.m <sup>-1</sup>
11.00-19 h		133	
	53		
19.30-08 h		181	
8.30-15 h			179
	124		
19.30-8 h			213

Os valores de  $\langle r_h \rangle$  representados neste quadro são, à exceção de um, inferiores ao valor de  $r_{hr}$  que seria obtido se a convecção fosse forçada pura e o regime laminar. Na realidade, o valor de  $\langle r_h \rangle$  que se obteve da equação (6.31) não era a resistência oferecida pela camada limite à transferência de calor se a convecção que nela dominasse fosse forçada pura.

Era antes um valor médio da resistência mista tal como foi definida em (6.33), isto é:

$$\langle r_h \rangle = \left\langle \frac{1}{a + b \Delta\theta^{1/4}} \right\rangle$$

em que ... (6.34)

$$\langle r_h \rangle < \frac{1}{a} = r_{hr}$$

Para se determinar  $r_{hr}$ , teve que recorrer-se à equação (6.32), onde a resistência à transferência de calor  $r_h$ , teve que ser explicitada nas duas componentes ( $r_{hr}$ ,  $r_{hr}$ ). Uma via foi a de admitir o valor teórico de  $b/a = 0.28$ ; a equação (6.32) apresentar-se-ia com a seguinte forma:

$$Q = \left[ \frac{\rho c_p}{r_{hr}} (1 + 5/4 \times 0.28 (\theta_1 - \theta_m)^{1/4}) + 4 \sigma \epsilon T_1^3 \right] (\theta_2 - \theta_1) \dots (6.35)$$

desde que fossem linearizadas os termos convectivo e radiativo dessa equação. Outra via, só adoptada para as folhas de alumínio enegrecido (explicado mais adiante), foi ter feito o ajuste dos dois coeficientes  $a$  e  $b$  que figuravam na equação (6.32) combinada com (6.33), efectuando uma regressão linear simples pelo método dos mínimos quadrados, cuja forma foi a seguinte:

$$Z_i = a + b X_i \dots (6.36)$$

$$\text{em que } Z_i = \frac{Q - 4\sigma\epsilon T_1^3 (\theta_2 - \theta_1)}{\rho c_p (\theta_2 - \theta_1)} \text{ e } X_i = \frac{[(\theta_2 - \theta_m)^{5/4} - (\theta_1 - \theta_m)^{5/4}]}{(\theta_2 - \theta_1)}$$

A regressão foi efectuada com os valores das variáveis observadas nos dois períodos do dia ( $n = 37$ ). O coeficiente de correlação  $r$  (1.35) e o teste de Fisher-Snedcor  $F$ (1.35) foram respectivamente 37% e 5.43, portanto superiores aos respectivos valores tabelados ao nível de 5% de confiança. Os resultados obtidos com a equação (6.35) e (6.36) foram apresentados no quadro 6.6:

QUADRO 6.6

Período	$\dot{Q}$ ( $W \cdot m^{-2}$ )	$\langle \theta_1 - \theta_a \rangle$ ( $^{\circ}C$ )	$b/a = 0.28$		
			alumínio polido $r_{hr}$ ( $s \cdot m^{-1}$ )	alumínio enegrecido $r_{hr}$ ( $s \cdot m^{-1}$ )	alumínio enegrecido $r_{hr} ; b$ ( $s \cdot m^{-1} ; m \cdot s^{-1} \cdot ^{\circ}C^{1/4}$ )
11.00-19 h	53	-0.72	177		
19.30-08 h		-1.73	256		
08.30-15 h	124	6.63		274	333 ; 0.00099
19.30-08 h		-0.79		288	

$b/a = 0.33$

Tal como já se previa, os valores de  $r_{hr}$  apresentados foram superiores aos do quadro anterior, pois corresponderam apenas à "componente" da resistência total que seria oferecida pela camada limite se nela dominasse a convecção forçada pura. Todavia, foram bastante superiores (em particular o que foi obtido pela segunda via ( $r_{hr} = 333 \text{ s.m}^{-1}$ ) ao valor de  $r_{hr}$  calculado teoricamente ( $r_{hr} = 154 \text{ s.m}^{-1}$ ) para uma placa rectangular, horizontal, lisa e a temperatura uniforme. Esta diferença pôde ser atribuída às hipóteses formuladas (e não comprovadas) para deduzir as equações (6.35) ou (6.36) e que foram as seguintes: as duas folhas artificiais eram idênticas e absorviam idêntica radiação; a diferente resistência à transferência de calor que ocorria nas duas folhas artificiais, traduziu-se pela introdução da equação (6.33), isto é, por uma combinação em paralelo de duas resistências. Por outro lado, os resultados expostos no quadro 6.6, referiram-se a uma superfície de características geométricas e aerodinâmicas diferentes das adoptadas no modelo teórico em que a folha artificial não aquecida se podia assemelhar a uma placa de temperatura uniforme enquanto que a outra experimentava um fluxo de calor uniforme.

Assinale-se ainda que a razão experimental  $b/a = 0.33$ , obtida para as folhas artificiais de alumínio enegrecido a partir do ajuste de  $a$  e  $b$ , diferiu ligeiramente da razão calculada por via teórica e que foi de 0.28. Para testar a validade das hipóteses que se formularam sobre a resistência  $r_h$  adoptada na equação (6.32) combinada com (6.33), fez-se o

estudo da distribuição dos resíduos para cada uma das hipóteses, resíduo que se identificou com a diferença de fluxo de radiação absorvido por ambas as folhas, ou seja:

$$\Delta_i = -\dot{Q}_i + 4\sigma\epsilon T_{s1}^3 (\theta_{z1} - \theta_{11}) + \frac{\rho C_F}{\Gamma_{h21}} (\theta_{z1} - \theta_{a1}) - \frac{\rho C_F}{\Gamma_{h11}} (\theta_{11} - \theta_{a1}) \quad \dots \quad (6.37)$$

designando por  $i$  o índice representativo de uma série de variáveis observáveis registadas simultaneamente. Note-se que se a radiação absorvida em ambas as folhas fosse rigorosamente igual, como admitido na dedução da equação (6.32), se o modelo que se adoptou para a resistência fosse correcto e se não houvesse erros experimentais, os resíduos deveriam ser teoricamente nulos.

Escolheram-se as folhas de alumínio enegrecido para fazer o estudo da distribuição dos resíduos (bem como anteriormente o ajuste dos coeficientes  $a$  e  $b$ ) pois foi com elas que se obtiveram valores de  $r_{hr}$  praticamente constantes ao longo do dia, isto é, independentes da diferença entre a temperatura da folha e do ar como se previa se a convecção fosse forçada pura. O estudo da distribuição dos resíduos foi feito para as seguintes hipóteses:

i) convecção forçada pura (equação 6.35)

$$1/r_h = a = 0.00356 \text{ m.s}^{-1}$$

ii) convecção mista ( $a$  e  $b$ , experimentais - equação 6.36)

$$1/r_h = 0.00300 + 0.00099 \Delta\theta^{1/4} \text{ m.s}^{-1}$$

iii) convecção mista (a e b, teóricos)

$$1/r_h = 0.00649 + 0.001818 (\Delta\theta)^{1/4} \text{ m.s}^{-1}$$

e os resíduos agrupados por classes de igual amplitude.

Os resultados foram os seguintes:

QUADRO 6.7

(i)		(ii)		(iii)	
$\Delta_1$ (W.m <sup>-2</sup> )	frequência	$\Delta_1$ (W.m <sup>-2</sup> )	frequência	$\Delta_1$ (W.m <sup>-2</sup> )	frequência
[- 35 - - 29]	3	[- 7.5 - - 1.5]	4	[46 - 52]	3
[- 29 - - 23]	9	[- 1.5 - 4.5]	7	[52 - 58]	4
[- 23 - - 17]	6	[ 4.5 - 10.5]	10	[58 - 64]	4
[- 17 - - 11]	10	[ 10.5 - 16.5]	8	[64 - 70]	6
[- 11 - - 5]	9	[ 16.5 - 22.5]	6	[70 - 76]	6
		[ 22.5 - 28.5]	2	[76 - 82]	5
				[82 - 88]	5
				[88 - 95]	4
$\Delta_1 = -18 \text{ W.m}^{-2}$		$\Delta_1 = 9.2 \text{ W.m}^{-2}$		$\Delta_1 = 71.3 \text{ W.m}^{-2}$	
$\sigma(\Delta_1) \approx 15$		$\sigma(\Delta_1) \approx 10$		$\sigma(\Delta_1) \approx 25$	

O estudo da distribuição dos resíduos pareceu indicar que, no nosso caso, a utilização da resistência mista com os valores de a e b determinados experimentalmente, (ii), tornava o histograma mais centrado e estreito. Este facto foi conside-

rado um indício de que o modelo de resistência mista adotado pareceu adequado às circunstâncias reais, mas contrariou o modelo previsto teoricamente que sugeria a convecção forçada pura (parágrafo 6.5.A.1).

### 6.5.A.3 - Medição da resistência à transferência de vapor na camada limite de folhas artificiais.

#### A - Equações utilizadas

Tal como em 6.5.A.2 recorreu-se ao balanço de energia em regime estacionário, estabelecido em folhas artificiais, mas humedecidas, para estimar a resistência à transferência de vapor através da camada limite.

Combinando a equação de balanço de energia em regime estacionário ( $R_{11a} = C + \lambda E$ ) com as equações de transferência de calor e vapor de água ( $C = (\rho c_p / r_h) (\theta_{sup} - \theta_m)$ ;  $E = (\rho c_p / \lambda \gamma r_v) (e_{sup} - e_m)$ ) para as folhas aquecida e não aquecida, sem tomar em conta os efeitos sinérgicos produzidos pela transferência simultânea das duas grandezas, obteve-se:

#### 1) Folha aquecida

$$R_{abs} + \dot{Q} = \frac{\rho c_p}{r_{h2}} (\theta_2 - \theta_m) + \frac{\rho c_p}{\gamma r_{v2}} (e_2 - e_m) + \epsilon \sigma T_2^4 \dots \quad (6.38a)$$



ii) Folha não aquecida

$$R_{mbm} = \frac{\rho C_p}{r_{h1}} (\theta_1 - \theta_m) + \frac{\rho C_p}{\gamma r_{v1}} (e_1 - e_m) + \epsilon \sigma T_1^4 \dots \quad (6.38b)$$

em que  $e_2$  e  $e_1$  foram respectivamente a tensão de vapor na superfície das folhas aquecida e não aquecida, que se identificaram com a tensão de saturação de vapor à temperatura das folhas  $e_s(\theta)$ ;  $e_m$  a tensão de vapor no ar fora da camada limite;  $\gamma$  a constante psicrométrica do ar que tomou o valor  $66 \text{ N.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ ;  $r_v$  a resistência à transferência de vapor através da camada limite. As restantes grandezas tiveram o significado já dado anteriormente. Tal como no (parágrafo 6.5.A.2) admitiu-se aqui que a radiação absorvida por unidade de área de folha  $R_{mbm}$  foi idêntica em ambas as folhas artificiais, em consequência da exposição idêntica a que ambas as folhas estiveram sujeitas.

Subtraindo as duas equações resultou:

$$\begin{aligned} \dot{Q} = & \frac{\rho C_p}{r_{h2}} (\theta_2 - \theta_m) - \frac{\rho C_p}{r_{h1}} (\theta_1 - \theta_m) + \frac{\rho C_p}{\gamma r_{v2}} (e_m(\theta_2) - e_m) - \\ & - \frac{\rho C_p}{\gamma r_{v1}} (e_m(\theta_1) - e_m) + \epsilon \sigma (T_2^4 - T_1^4) \dots \quad (6.39) \end{aligned}$$

em que:

$$\frac{1}{r_h} = \frac{1}{r_{hf}} + \frac{1}{r_{hn}} = a + b(\Delta\theta)^c \dots \quad (6.40a)$$

e

$$\frac{1}{r_v} = \frac{1}{r_{vf}} + \frac{1}{r_{vn}} = a' + b'(\Delta e)^c \dots \quad (6.40b)$$

tendo admitido convecção mista na camada limite das folhas e as resistências exteriores à transferência de calor e vapor de água como sendo combinações em paralelo de duas resistências: uma oferecida em convecção forçada pura e outra oferecida em convecção natural. Em regime laminar  $c$  vale  $1/4$ ;  $a$  e  $b$  são coeficientes já determinados no parágrafo anterior;  $a'$  e  $b'$  são coeficientes cujo valor teórico do primeiro é determinado pela relação (6.29), ( $r_{vf} / r_{nr} = a / a' = 0.93$ ), e o valor teórico de  $b'$  através da relação:

$$\frac{r_{vn}}{r_{nn}} = \frac{K Gr^{1/4} Pr^{1/4}}{D Gr^{*1/4} Sc^{1/4}} = \frac{b}{b'} \left( \frac{\Delta\theta}{\Delta e} \right)^{1/4}, \text{ válida para uma super}$$

fície plana, rectangular, horizontal e perfeitamente lisa onde a convecção de calor e vapor de água se processam em convecção natural e regime laminar. Se a diferença de tensão de vapor  $\Delta e$ , vier expressa em  $N.m^{-2}$ , então  $b/b' = 5.0$ .

Da combinação da equação (6.39) com as relações (6.40), poderam determinar-se  $a'$  e  $b'$  a partir das medidas das temperaturas  $\theta_2, \theta_1, \theta_m$ , das tensões de vapor  $e_2, e_1, e_m$ , da potência calorífica  $\dot{Q}$  e da substituição de  $a$  e  $b$  nessa equação ou pelos valores teóricos ou pelos valores experimentais obtidos para as folhas de alumínio enegrecido.

É fácil de ver, que na hipótese das resistências à transferência de calor e vapor de água ( $r'_{nr}$  e  $r'_{vf}$ ) virem definidas como sendo os inversos dos valores médios de  $1/r_{nr}$  e  $1/r_{vf}$ , isto é:

$$r'_{\text{h}} = \frac{1}{\langle \frac{1}{r_{\text{h}}} \rangle} = a + b \langle \Delta\theta^{1/4} \rangle \quad \dots \quad (6.41a)$$

$$r'_{\text{v}} = \frac{1}{\langle \frac{1}{r_{\text{v}}} \rangle} = a' + b' \langle \Delta e^{1/4} \rangle \quad \dots \quad (6.41b)$$

a equação (6.39) vinha então dada por:

$$\dot{Q} = \frac{\rho C_{\text{p}}}{r'_{\text{h}}} (\theta_2 - \theta_1) + \frac{\rho C_{\text{p}}}{r'_{\text{v}}} (e_{\text{m}}(\theta_2) - e_{\text{m}}(\theta_1)) + \epsilon \sigma (T_2^4 - T_1^4) \quad \dots \quad (6.42)$$

A razão entre as resistências  $r'_{\text{v}}$  e  $r'_{\text{h}}$  vinha dada por:

$$\frac{r'_{\text{v}}}{r'_{\text{h}}} = \frac{a + b \langle \Delta\theta^{1/4} \rangle}{a' + b' \langle \Delta e^{1/4} \rangle} \quad \dots \quad (6.43a)$$

e se  $b a' \langle \Delta\theta^{1/4} \rangle > a b' \langle \Delta e^{1/4} \rangle$ , então:

$$\frac{r'_{\text{v}}}{r'_{\text{h}}} > \frac{r_{\text{v}\text{r}}}{r_{\text{h}\text{r}}} = \frac{a}{a'} = 0.93 \quad \dots \quad (6.43b)$$

ou seja, a razão entre as resistências à transferência de vapor e de calor que se obtinham da equação (6.42), devia ser superior à razão teórica entre essas mesmas resistências, se a convecção fosse forçada pura e a camada limite laminar (ver equação 6.29).

## B - Montagem experimental

As folhas artificiais utilizadas na medição da resistência à transferência de vapor de água na camada limite foram as folhas de tecido já descritas anteriormente mas em que o tecido foi continuamente humedecido, para que simulasse uma folha real molhada em que a sua resistência interna e da superfície à difusão de vapor de água fosse nula. Houve o cuidado de não fornecer água em excesso às folhas para que não houvesse escoamento de água, pois a verificar-se esta situação, ter-se-ia que ter introduzido um termo na equação de balanço das folhas correspondentes ao calor que era dissipado com o escoamento da água e não utilizado na evaporação. Como anteriormente, possuíam-se duas folhas em tecido, sujeitas às mesmas condições ambientais que as reais, em que uma delas foi aquecida. A emissividade média encontrada para as folhas de tecido humedecido foi de 0.97.

## C - Apresentação e discussão dos resultados

Dos três ensaios realizados com as folhas de tecido humedecidas, apenas foi retido o último em que a potência calorífica se manteve constante e igual a  $317 \text{ W.m}^{-2}$ .

A partir das observações da potência calorífica  $\dot{Q}$ , das temperaturas das folhas aquecida, não aquecida e do ar  $\theta_2$ ,  $\theta_1$ ,  $\theta_m$ , das tensões de vapor na superfície de ambas as folhas e do ar  $e_m(\theta_2)$ ,  $e_m(\theta_1)$  e  $e_m$ , introduzindo na equação (6.39) as

relações (6.40a) e (6.40b) em que  $a$  e  $b$  foram substituídos pelos valores experimentais estimados no parágrafo anterior ( $a = 0.00300$ ;  $b = 0.00099$ ), efectuou-se uma regressão linear simples pelo método dos mínimos quadrados, para tentar o ajuste dos coeficientes  $a'$  e  $b'$  e obter assim uma estimativa da resistência à transferência de vapor através da camada limite as folhas. A regressão foi efectuada sobre todos os valores observados durante um dia completo (períodos diurno e nocturno), mas os coeficientes estimados não pareceram aceitáveis, dado que o coeficiente  $b'$  apareceu com um sinal negativo, o que significava que a condutância oferecida pela camada limite em convecção forçada pura se subtraía à condutância oferecida em convecção natural. Esta situação não pareceu compatível com o sentido relativo observado dos transportes de massa induzidos pela convecção forçada e natural: no primeiro modo convectivo, o movimento do ar exterior foi paralelo às folhas horizontais no sentido longitudinal e da sua maior dimensão; no segundo modo, as diferenças de concentração de vapor observados entre a superfície das folhas e ar geraram movimentos ascensionais do ar.

A introdução de um factor correctivo nas componentes  $r_{m,n}$  e  $r_{v,n}$  das resistências definidas em (6.40), que desse conta do efeito combinado da transferência simultânea do calor e vapor de água (Pera e Gebhart, 1971) não pareceu também corrigir os valores anómalos de  $a'$  e  $b'$  estimados anteriormente. Com efeito, Pera & Gebhart apresentaram para

superfícies verticais e horizontais semi-infinitas, sujeitas a convecção natural e regime laminar, curvas que representavam o efeito que um dos mecanismos de indução da convecção (gradiente térmico ou de concentração) tinha sobre o outro, nas taxas locais de transferência de calor e de vapor de água, expressas aí pelos parâmetros de transferência de calor  $Nu_x / \sqrt[5]{Gr_x}$  e de transferência de massa  $Sh_x / \sqrt[5]{Gr_x} \cdot 1$ . O valor relativo dos mecanismos de convecção foi aí designado

por  $N = \frac{\beta^* (\rho_{v, sup} - \rho_{v, m})}{\beta (\theta_{sup} - \theta_m)}$  que era negativo quando os meca-

nismos se opunham e nulo na ausência de difusão de massa ou seja em convecção térmica pura. Nas figuras 6.2 e 6.3 representaram-se as curvas que Pera & Gebhart obtiveram para superfícies horizontais e das quais se retiraram os valores dos factores correctivos  $X(N)$  e  $Y(N)$  que deviam afectar  $r_{vh}$  e  $r_{vm}$  quando os dois processos ocorriam em simultâneo. As relações (6.40) foram então escritas do seguinte modo:

$$\frac{1}{r_h} = \frac{1}{r_{hr}} + \frac{1}{r_{hm}(1 + X(N))} = a + \frac{b (\Delta\theta)^{1/4}}{1 + X(N)} \dots \quad (6.44a)$$

$$\frac{1}{r_v} = \frac{1}{r_{vr}} + \frac{1}{r_{vm}(1 + Y(N))} = a' + \frac{b' (\Delta e)^{1/4}}{1 + Y(N)} \dots \quad (6.44b)$$

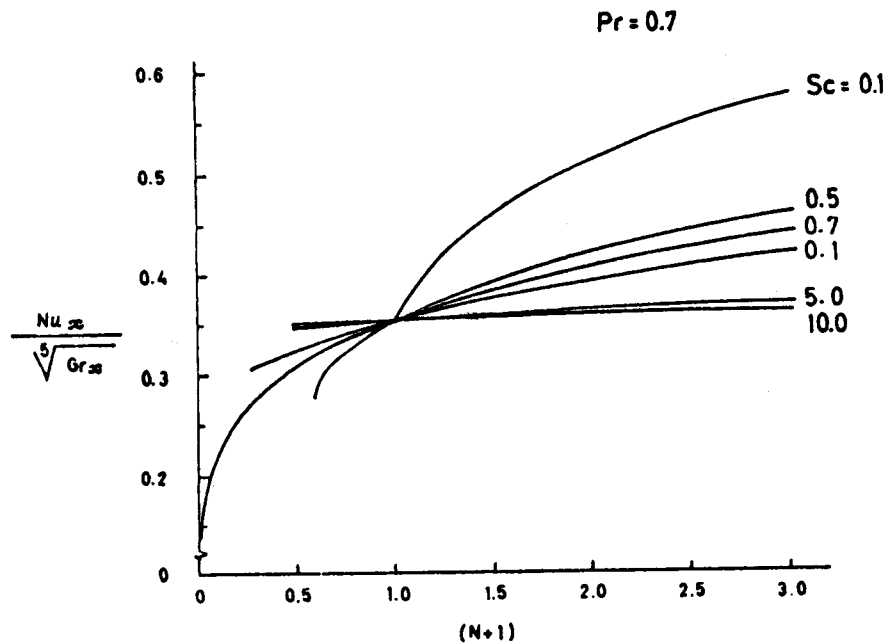


Figura 6.2 - Taxa local de transferência de calor expressa pelo parâmetro  $Nu_x / \sqrt[5]{Gr_x}$ , em função do valor relativo dos dois mecanismos de convecção ( $N$ ), para vários valores do número de Schmidt e para o número de Prandtl do ar.

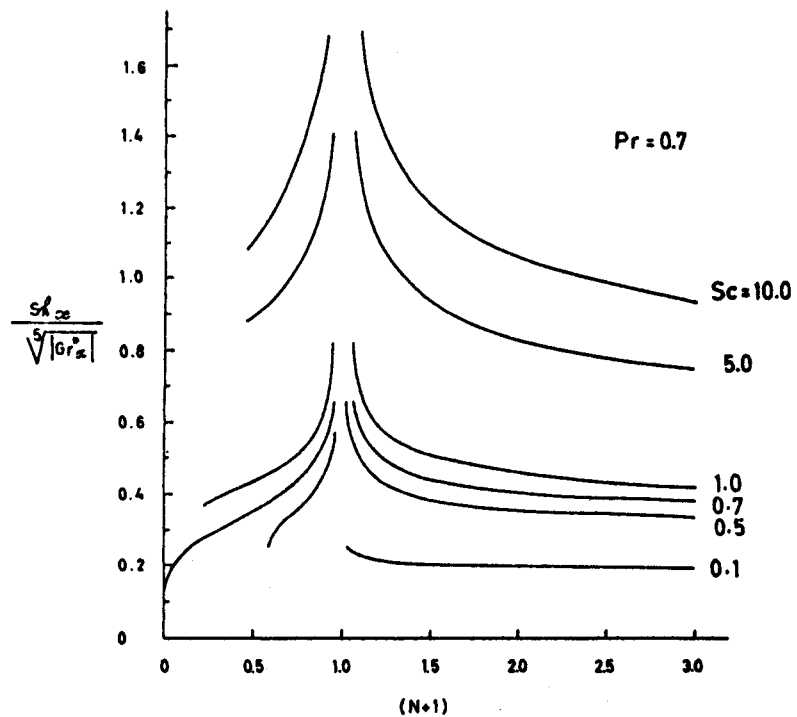


Figura 6.3 - Taxa local de transferência de massa expressa pelo parâmetro  $Sh_x / \sqrt[5]{|Gr_x^*|}$ , em função do valor relativo dos dois mecanismos de convecção ( $N$ ), para vários valores do número de Schmidt e para o número de Prandtl do ar.

Pelas dificuldades surgidas na obtenção dos coeficientes  $a'$  e  $b'$  a partir da equação (6.39), resolveu-se estimar  $r'_{h_1}$  e  $r'_{v_1}$  a partir da equação (6.42), efectuando uma regressão linear simples, pelo método dos mínimos quadrados, cuja forma foi a seguinte:

$$Z_i = A X_i + B \quad \dots \quad (6.45)$$

$$\text{em que } Z_i = \frac{\dot{Q} - \epsilon \sigma (T_{2i}^4 - T_{1i}^4)}{\rho C_p \gamma (e_{m1}(\theta_2) - e_{m1}(\theta_1))} \quad \text{e} \quad X_i = \frac{\gamma (\theta_{2i} - \theta_{1i})}{e_{m1}(\theta_2) - e_{m1}(\theta_1)}$$

e  $i$  o índice representativo de uma série de variáveis observáveis registadas simultaneamente.  $A = 1/r'_{h_1}$  e  $B = 1/r'_{v_1}$  foram identificados com os coeficientes da regressão que foi efectuada com os valores das variáveis observadas nos dois períodos do dia ( $n = 32$ ). O coeficiente de correlação  $r(1,30)$  foi de 54% e o teste de Fisher-Snedecor  $F(1,30)$  foi de 9.9, ambos superiores aos valores tabelados ao nível de 1% de significância. Os resultados foram os seguintes:

QUADRO 6.8

Período	$\dot{Q}$ W.m <sup>-2</sup>	$r'_{h_1}$ s.m <sup>-1</sup>	$r'_{v_1}$ s.m <sup>-1</sup>	$r'_{v_1}$ (-----)
				$r'_{h_1}$ experimental
11.00 - 06 h	317.5	158	290	1.84



Recorrendo à relação (6.43a), substituí-se a, b, a' e b' pelos valores teóricos (a = 0.00649; b = 0.001818; a' = 0.0070; b' = 0.00036), introduziram-se valores médios típicos de  $\Delta\theta$  e  $\Delta e$  por nós observados nas folhas não aquecidas tanto no período diurno como noturno, tendo resultado para a razão  $r'_v / r'_h$ , o seguinte:

QUADRO 6.9

Período	$\langle (\theta_1 - \theta_m)^{1/4} \rangle$ (K <sup>1/4</sup> )	$\langle (e_m(\theta_1) - e_m)^{1/4} \rangle$ (N.m <sup>-2</sup> ) <sup>1/4</sup>	$r'_v$ (-----) $r'_h$ teórico
11.00 - 19 h	1.62	4.94	1.07
10.30 - 06 h	1.47	3.68	1.09

A discrepância entre o valor da razão experimental  $r'_v/r'_h = 1.84$  e o valor da razão teórica  $r'_v / r'_h = 1.08$  foi grande, embora ambos os valores obedecessem a relação (6.43b) isto é,  $r'_v/r'_h > r_{vt}/r_{ht} = 0.93$  em que o termo do lado direito representava a razão das resistências à transferência de vapor de água e calor prevista teoricamente para superfícies planas, horizontais, lisas, sujeitas a

convecção forçada pura e regime laminar, sem interferência mútua dos dois processos de transporte.

Apesar dos resultados obtidos com a relação entre as duas resistências não terem sido conclusivos quanto ao modo e regime convectivo dominante na camada limite das folhas artificiais, não foram incompatíveis com valores obtidos por outros autores, designadamente Slatyer e Bierhuizen (1964), que em medidas de  $r_n$  e  $r_v$  efectuadas em folhas reais expostas

a condições ambientais naturais, encontraram para  $\frac{r_v}{r_n}$  o valor

de cerca de 2.5. Comparando apenas o valor de  $r_v$  por nós obtido pela equação 6.45 ( $r_v = 290 \text{ s.m}^{-1}$ ) com os apresentados por outros autores, verificou-se existir concordância entre eles. Cannon e outros (1979), Morrisson e Barfield (1981) apresentaram para  $r_v$ , valores que oscilaram entre 200 - 400  $\text{s.m}^{-1}$ , obtidos em folhas artificiais, enquanto Bot (1983) apresentou o valor de 340  $\text{s.m}^{-1}$  obtido para folhas de tomateiro em estufa, com dimensões características e sujeitas a condições ambientais idênticas às nossas.

#### 6.5.A.4 - Estimativa da resistência interna da folha de tomateiro, à difusão de vapor de água

A resistência interna da folha influencia directa ou indirectamente a fotossíntese e muitos outros processos fisiológicos da planta. A sua medida é contudo complexa, pois

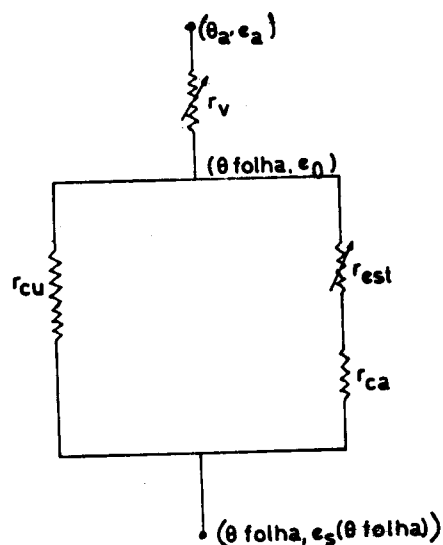
os instrumentos utilizados para esse fim (porómetros) são de utilização difícil (Norman e outros, 1981) e requerem uma calibração frequente (Bailey, Davies, 1981) e morosa.

Os erros associados à medição com porómetros de funcionamento estacionário chegam a atingir 20% enquanto que os de funcionamento transiente atingem frequentemente 50% ou mais, de acordo com as observações de certos autores. Existem no entanto diversos trabalhos onde se descrevem técnicas ou métodos para estimar as resistências internas das folhas e que foram utilizadas por Impens, 1966; Linacre, 1964 e 1972; Monteith, 1970 e 1973; Morrow Slatyer, 1971; Bot, 1983; K. T. Paw, 1984; Stanghellini, 1987. Bot e Stanghellini merecem especial atenção, pois apresentam estimativas de resistências internas, oferecidas por folhas de tomateiro, em estufa.

Neste parágrafo, estimou-se a resistência interna das folhas de tomateiro à difusão de vapor de água, a partir dos valores de transpiração medidos com uma balança electrónica de precisão e dos valores da resistência na camada limite, estimados no parágrafo anterior. Simultaneamente com as observações de transpiração, foram medidas outras grandezas físicas que caracterizavam o ambiente onde a planta estava inserida. Algumas destas grandezas foram relacionadas com a transpiração e com a resistência interna, à semelhança do que foi feito por outros autores, dos quais se destacam Penning de Vries (1972) e Stanghellini (1987).

Considera-se que a resistência interna da folha, inclui as resistências da cavidade interna, cutícula e estomática em

paralelo com a cutícula. Como se disse anteriormente, a transpiração engloba a combinação de dois processos de transporte de vapor de água desde o interior da folha até ao meio ambiente: difusão de vapor das cavidades internas até à superfície através dos estomas e cutícula e convecção na camada limite da folha. O transporte da água do interior da folha para a superfície, está relacionado com a morfologia e fisiologia da folha e da planta, enquanto que o transporte da superfície da folha para o meio ambiente é regulado pelas características aerodinâmicas da superfície e do escoamento na camada limite. A água evapora-se nas cavidades internas, à tensão de saturação correspondente à temperatura da folha (algures no seu interior) e esse fluxo de vapor terá que vencer a resistência oferecida pela cavidade, cutícula, estomas e camada limite, até penetrar no meio ambiente. A descrição deste percurso pode fazer-se utilizando a analogia com um circuito eléctrico, onde a corrente é identificada com o fluxo de vapor difundido por unidade de área foliar, é induzida por uma diferença de potencial, que se identifica com a diferença entre a tensão de saturação do vapor à temperatura da folha e a tensão de vapor no ambiente, e sofre a oposição de uma resistência que é a resistência interna da folha em série com a resistência da camada limite. Um esquema possível é o indicado na figura anexa.



Quando  $e_0$  é a tensão de vapor à superfície da folha e  $e_a$  a tensão de vapor no nível de referência arbitrário fora da camada limite, a taxa de transpiração é proporcional a  $(e_0 - e_a) / r_v$  em que  $e_0 - e_a$ , por analogia com a lei de Ohm, é a diferença de potencial que mantém a corrente ou fluxo de vapor através da resistência externa à folha ( $r_v$ ) para a atmosfera livre. Do mesmo modo, pode definir-se a taxa de difusão de vapor dentro da folha, como sendo proporcional a  $(e_s(\theta_{folha}) - e_0) / r_{int}$  em que  $r_{int}$  é a resistência interna da folha e  $e_s(\theta_{folha})$  é a tensão de saturação de vapor à temperatura da folha, normalmente superior à tensão de vapor à superfície da folha  $e_0$  quando a superfície está seca e a folha transpira.

A resistência interna pode ser explicitada em função das resistências da cavidade interna  $r_{ca}$ , da cutícula  $r_{cu}$  e da resistência estomática  $r_{est}$ , representando-se formalmente pela seguinte expressão:

$$r_{int} = \frac{r_{cu} (r_{est} + r_{ca})}{r_{est} + r_{cu} + r_{ca}} \quad \text{s. m}^{-1} \quad \dots \quad (6.46a)$$

Em condições normais, isto é, numa folha turgida com ampla disponibilidade de água para a transpiração,  $r_{ca} \ll r_{est}$  «  $r_{ca}$  e a resistência interna fica praticamente dependente da resistência estomática (Stigter, 1972 e Monteith, 1973) ou seja  $r_{int} \approx r_{est}$ . Nestas condições a expressão que define a resistência interna da folha vem dada por:

$$E = \frac{\rho C_p}{\gamma \lambda} \frac{e_s(\theta_{folha}) - e_o}{r_{est}} \text{ Kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1} \quad \dots \quad (6.46b)$$

em que E representa a densidade de fluxo de vapor difundido dentro da folha.

Se a densidade de fluxo de vapor difundido dentro da folha iguala a que se observa através da sua camada limite então:

$$E = \frac{\rho C_p}{\gamma \lambda} \frac{e_s(\theta_{folha}) - e_o}{r_{est}} = \frac{\rho C_p}{\gamma \lambda} \left( \frac{e_o - e_a}{r_v} \right) \quad \dots \quad (6.46c)$$

Dado que a resistência à transferência de vapor na camada limite ( $r_v$ ) se encontra em série com a resistência interna da folha, pode finalmente apresentar-se a relação que define a resistência total à transferência de vapor no seu percurso desde as cavidades internas até ao ar livre fora da camada limite da folha.

$$E = \frac{\rho C_p}{\gamma \lambda} \frac{e_s(\theta_{folha}) - e_a}{r_v + r_{est}} \quad \dots \quad (6.47)$$

Admite-se que a água se evapora nas cavidades internas à tensão de saturação correspondente à temperatura da folha

que se considera uniforme. As únicas resistências variáveis são a resistência estomática e da camada limite. A primeira está relacionada com a geometria, dimensões, número e distribuição dos estomas na folha (que se situam na face inferior desta para a maior parte das plantas em estufa) e varia essencialmente com a intensidade da radiação de pequeno comprimento de onda (Kuiper 1961, Kanemasu e Tanner, 1969), com o potencial de água e potencial de turgidez na folha (Turner, 1974), com a temperatura da folha (Wuenschel e Kozlowski, 1971 e Hall e Kaufmann, 1975) e com o déficit de tensão de vapor entre a superfície da folha e o ar em contacto (Hall e Kaufmann, 1975 e Schulze, 1972).

Uma vez conhecidas a taxa de transpiração  $E$ , a tensão de vapor no nível de referência fora da camada limite da folha  $e_a$ , a resistência à transferência de vapor oferecida pela camada limite  $r_v$ , que se admite constante pelas razões anteriormente apresentadas, a temperatura da folha  $\theta_{folha}$ , que se admite uniforme, pode estimar-se a resistência estomática de folhas de tomateiro. Admite-se que as folhas de tomateiro apresentam estomas apenas na face inferior da folha e que todas elas apresentam uma distribuição idêntica de estomas com as mesmas dimensões.

#### A - Montagem experimental

A planta foi colocada sobre um lisímetro, tendo revestido com plástico o vaso e a superfície do solo onde se

encontrava a planta, de modo a que a perda de água se desse exclusivamente pela planta, em particular pelas folhas. Este conjunto foi colocado nas proximidades de plantas idênticas e medidas a temperatura das folhas, do ar (seca e molhada) e a radiação solar global incidente a partir da radiação solar global exterior. Os registos da transpiração (diferença de peso em dois instantes consecutivos) foi feita num Datta Logger, a partir dos sinais eléctricos provenientes dum conversor digital-analógico acoplado à saída da balança. Este conversor, permitia seleccionar o número de dígitos dos registos de acordo com a sensibilidade desejada, limitada apenas pelas características da balança: capacidade máxima 60 kg e resolução de 1 g. Os valores da transpiração foram depois divididos pela área total foliar da planta.

Todas as grandezas observadas foram registadas a intervalos de tempo de meia hora. Para os valores da resistência à transferência de vapor de água através da camada limite, considerou-se o valor de  $r_v \approx 300 \text{ s.m}^{-1}$  (ver Quadro 6.8).

#### B - Apresentação e discussão dos resultados

Na figura 6.4 pode observar-se o registo obtido ao longo de um dia, dos valores das temperaturas do ar  $\theta_a$  e das folhas  $\theta_{f, \text{folha}}$ , irradiação solar recebida ao nível onde estava situada a planta  $I_n$ , calor latente interveniente no processo de transpiração ( $\lambda E$ ) e resistência estomática estimada a partir da equação (6.47).



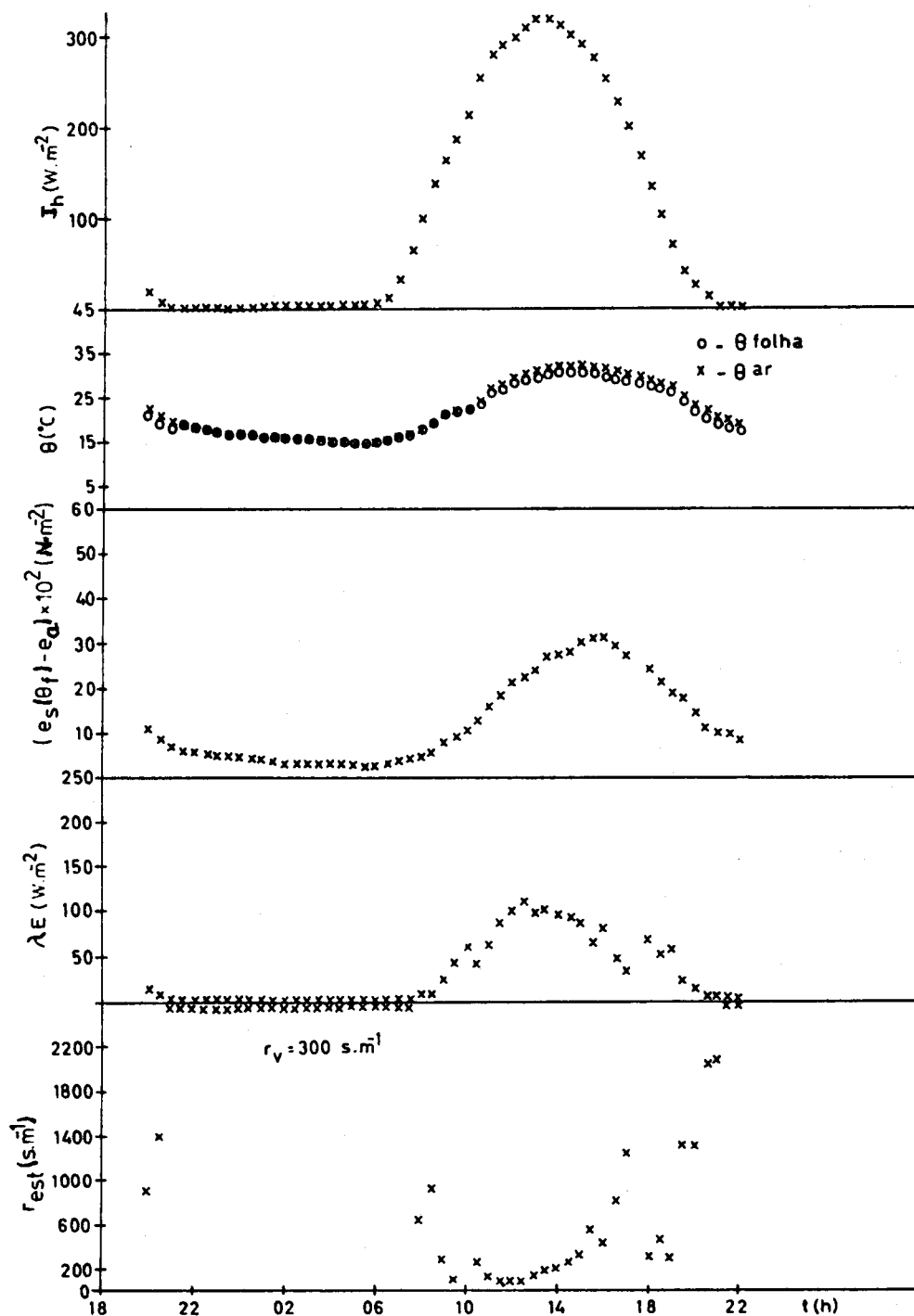


Figura 6.4 - Irradiância solar ( $I_h$ ), temperatura do ar ( $\theta_a$ ), temperatura das folhas ( $\theta_{\text{folha}}$ ), densidade de fluxo de calor associado à transpiração ( $\lambda E$ ) observadas ao longo de um dia, Resistência estomática ( $r_{\text{es}}$ ) calculada ao longo do mesmo dia, através da equação (6.47).

A curva representativa da transpiração ( $\lambda E$ ) ao longo do dia, apresentou um máximo nas horas de maior irradiação solar sendo mínima e mesmo nula durante a noite, em que o peso se manteve estacionário, pelo menos tendo em conta os limites de resolução da balança. Mesmo durante o período nocturno, na ausência de radiação solar, não ficou provado que os estomas fechassem completamente, impedindo a saída de água do interior da folha para o meio. Detectou-se durante o período nocturno um gradiente de concentração de vapor entre a superfície da folha e o ar, que podia ser responsável por ter mantido um certo fluxo de vapor. No entanto os gradientes de concentração detectados, revelaram-se muito pequenos e poderam ter resultado de um conjunto de imprecisões cometidas quer nas medidas psicrométricas no ar quer na medição da temperatura das folhas.

A irradiação solar pareceu não ser o único factor responsável pela transpiração, como se pôde observar pela figura 6.5 onde foi representada a taxa de transpiração em função da irradiação solar. Verificou-se que a valores quase idênticos da irradiação solar corresponderam valores de transpiração mais elevados durante a tarde do que durante a manhã. Este fenómeno de histerese, pôde não ser devido necessariamente à diferente resposta dos estomas à intensidade da irradiação solar existente nos dois períodos do dia, mas a outros factores climáticos. Se se representar a transpiração em função da diferença de tensão de vapor entre a folha e o ar, e do período do dia (figura 6.6), pôde observar-se uma

dependência entre a transpiração e a diferença de tensão de vapor entre a superfície da folha e o ar. Apesar de se ter observado uma certa dispersão nos valores a que não foram alheios as imprecisões associadas às medidas, verificou-se que de um modo geral aos valores mais pequenos da diferença de tensão de vapor corresponderam valores de transpiração mais pequenos que ocorreram pela manhã, quando o ar interior da estufa se encontrava com uma tensão de vapor mais elevada. Durante o princípio da tarde, a tensão de vapor do ar decresceu, aumentando pois a diferença de tensão de vapor entre a folha e o ar e conseqüentemente a transpiração. A dispersão que se observou pode igualmente ser atribuída à influência de outros factores climáticos, como por exemplo a temperatura do ar: um aumento do seu valor afecta a temperatura das folhas e possibilita uma maior quantidade de energia disponível na superfície das folhas que pode ser utilizada para a transpiração ou transferida por radiação ou ambos.

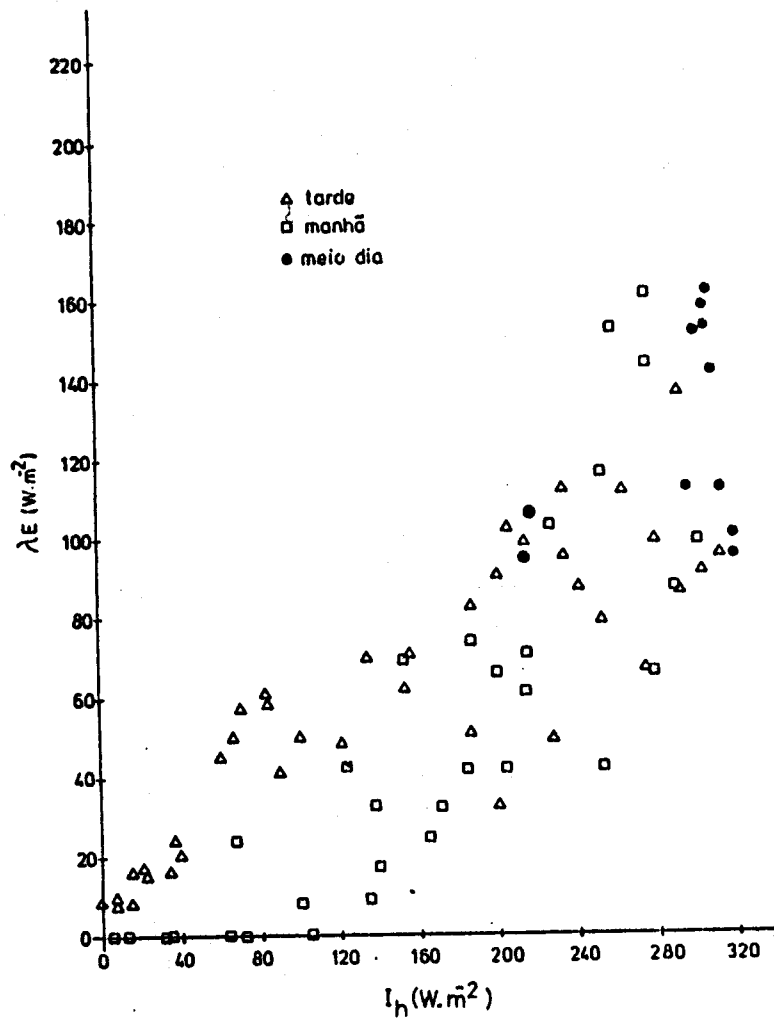


Figura 6.5 - Valores observados da taxa de transpiração expressa em termos de fluxo de calor latente  $\lambda E$  em função da irradiância solar recebida  $I_h$ , e em vários períodos do dia. Os pontos experimentais foram apenas afectados do erro instrumental do lisímetro ( $8 W.m^{-2}$ ), por se tratar de medidas instantâneas.

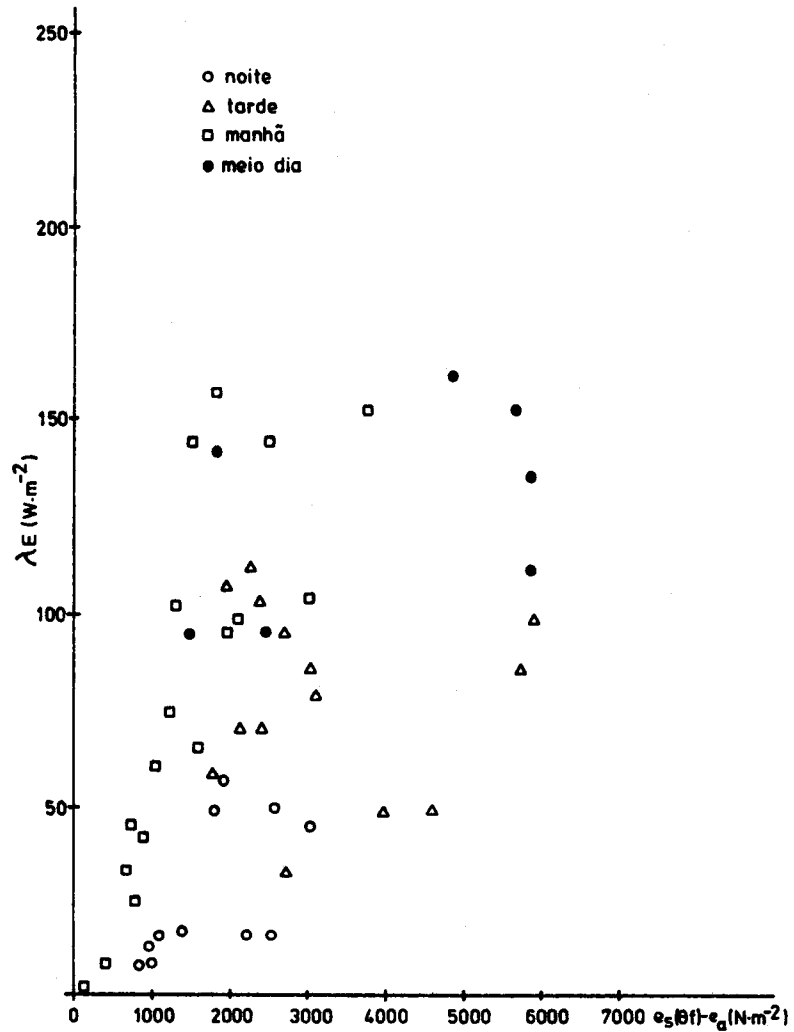


Figura 6.6 - Valores observados da taxa de transpiração expressa em termos de fluxo de calor latente  $\lambda E$  em função da diferença de tensão de vapor entre a superfície da folha e o ar ( $e_s(\theta_{folha}) - e_a$ ), e em vários períodos do dia. Os pontos experimentais foram apenas afectados do erro instrumental do lisímetro ( $8 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ ), por se tratar de medidas instantâneas.

Tendo observado a variação ao longo do dia, da resistência estomática estimada a partir da relação (6.47), (figura 6.4), verificou-se que ela atingiu os valores mais baixos durante a manhã e perto do meio-dia, oscilando entre 100 - 200  $s.m^{-1}$ . Aumentaram em seguida regularmente ao longo da tarde e atingiram valores da ordem de 3000  $s.m^{-1}$  no princípio da noite. Durante o período nocturno os valores foram ainda mais elevados, mas mantiveram-se mais estáveis.

Na figura 6.7 pôde observar-se a dependência da resistência estomática com a radiação solar incidente no cobeto vegetal e com a hora do dia. Verificou-se o mesmo fenómeno de histerese que foi observado para a transpiração em que, para valores idênticos de irradiação solar, corresponderam valores mais baixos da resistência estomática de manhã e mais elevados durante a tarde. Perto do meio dia e no princípio da tarde, denotou-se um ligeiro acréscimo nos valores de resistência estomática em relação aos da manhã, sintoma de que os estomas fecharam. Este fenómeno é conhecido na literatura como sendo a "depressão do meio dia" (Slavik, 1974) e é descrito como sendo causado por "stress" de água produzido por uma taxa de transpiração excessiva e muito rápida. Apesar de na nossa situação a planta ter sido suficientemente alimentada de água não evidenciando qualquer sintoma de falta de turgidez nas folhas, denotou-se um ligeiro aumento da resistência estomática no período de maior irradiação solar, à semelhança do que foi descrito por Behboudian e Challa para culturas de tomate e pepino em estufa

e com abastecimento suficiente de água. Tendo representado na figura 6.8 a variação da resistência estomática com a diferença entre a tensão de vapor da superfície da folha (suposta saturada à sua temperatura) e a do ar e com a hora do dia, observou-se no nosso caso um fenómeno idêntico: a resistência estomática foi aumentando, à medida que a secura do ar aumentava e à medida que se aproximava o período de maior irradiação; para valores idênticos da diferença de tensão de vapor entre a folha e o ar, corresponderam valores da resistência estomática no início da tarde mais elevados que no fim da manhã, para depois atingir valores muito elevados quando a noite se aproximou e o gradiente de tensão de vapor já era muito baixo. É curioso assinalar que um aumento da diferença de tensão do vapor entre a folha e o ar produziu efeitos opostos sobre a taxa de transpiração e na resistência estomática (ver figuras 6.6 e 6.8).

Este fenómeno de feedback, observado já por Hall, Kaufmann e Schulze para algumas espécies, é de enorme importância para o equilíbrio de água nas plantas. A vantagem é a seguinte: com um decréscimo acentuado da humidade do ar, a perda de água pela planta é restringida por um aumento da resistência estomática antes que os potenciais de água nos tecidos das folhas sejam afectados. Assim sendo, parecem não ser os factores climáticos externos os únicos responsáveis pelo aumento da resistência estomática a horas de maior irradiação solar. Como resultado deste fenómeno pode compreender-se o postulado formulado por Choudhury e Monteith (1986)

e de certo modo confirmada por Stanghellini (1987) de que a transpiração pode até decrescer para valores de diferença de tensão de vapor entre a folha e o ar que excedam um dado valor que maximize a transpiração. A compreensão de todos estes fenômenos exige todavia um conhecimento mais aprofundado dos complexos mecanismos que regulam a abertura dos estomas em particular no que respeita à influência que o potencial de água nas raízes, potenciais químicos e turgidez nas folhas e assimilação de  $\text{CO}_2$  têm sobre a resistência da folha à difusão do vapor de água. No entanto, este estudo está para já, fora do âmbito deste trabalho, mas pensa-se englobá-lo em trabalho futuro.



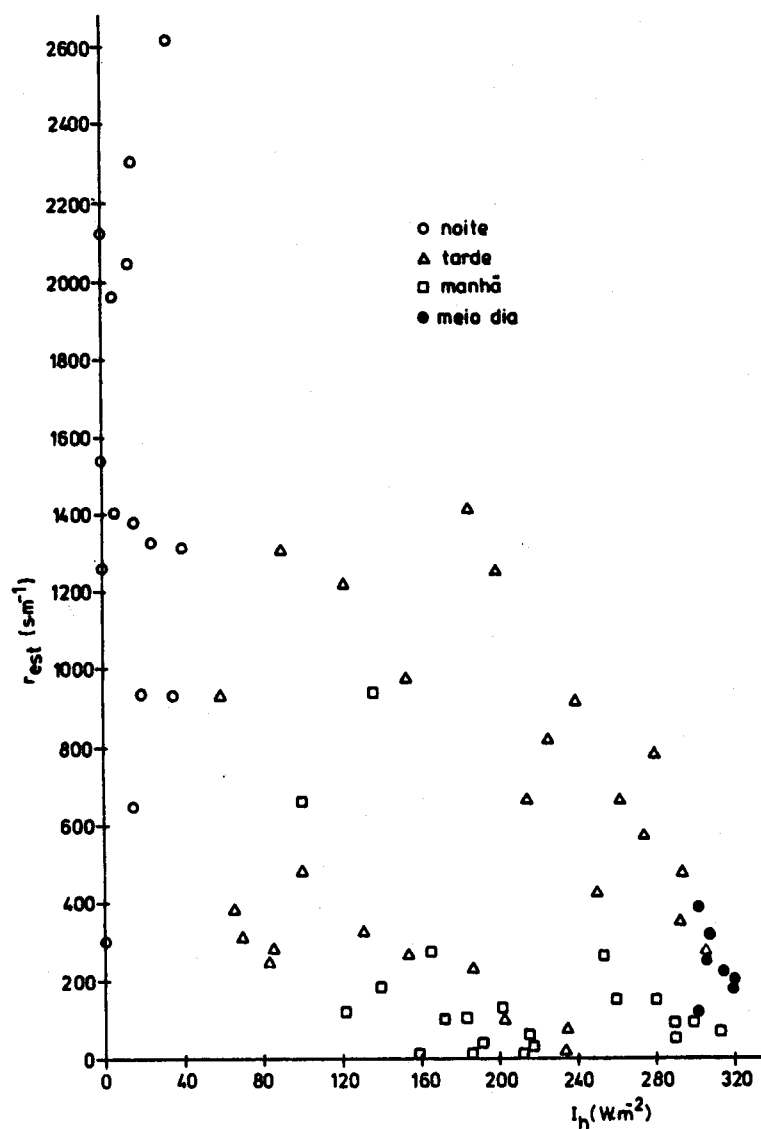


Figura 6.7 - Valores da resistência estomática  $r_{est}$  obtidos a partir da equação (6.47), em função da irradiância solar recebida  $I_h$  e do período do dia. Os pontos experimentais foram afectados do erro que resultou da propagação dos erros instrumentais das grandezas observadas ( $E$ ,  $e$ ) que figuraram nessa equação. Esse erro foi cerca de 10% do valor médio estimado.

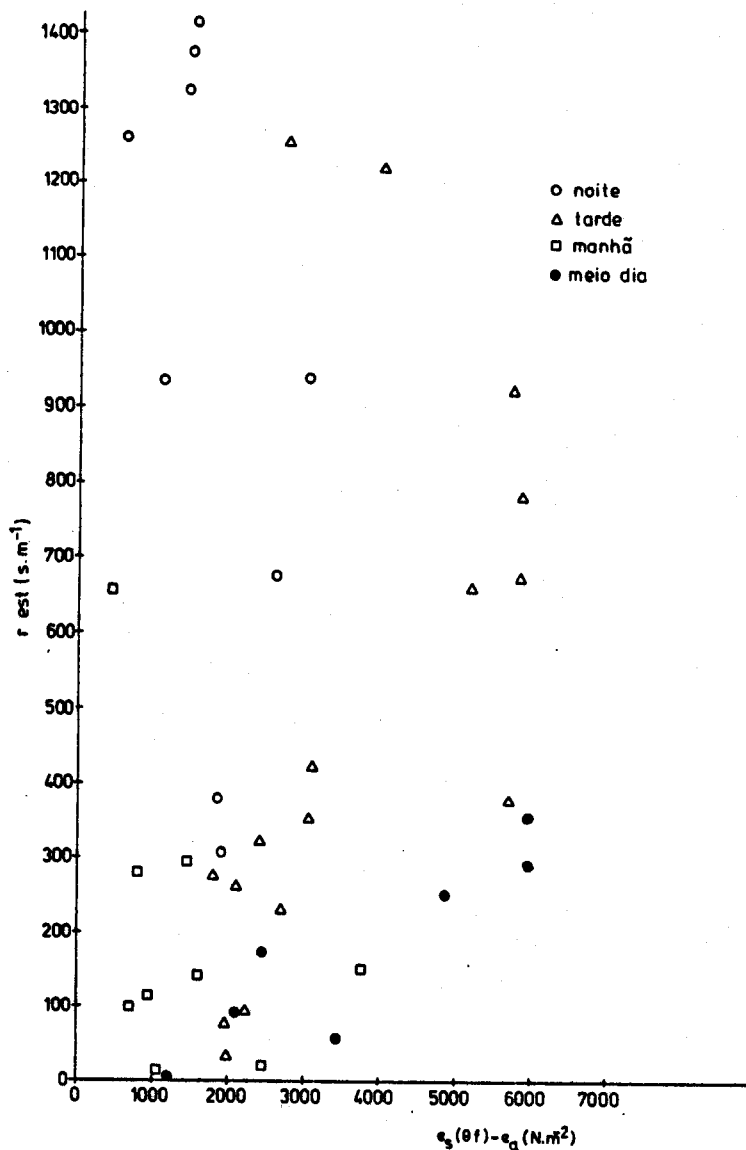


Figura 6.8 - Valores da resistência estomática  $r_{est}$  obtidos a partir da equação (6.47) em função da diferença de tensão de vapor entre a superfície da folha e o ar ( $e_s(\theta_{folha}) - e_a$ ) em vários períodos do dia. Os pontos experimentais foram afectados do erro que resultou da propagação dos erros instrumentais das grandezas observadas ( $E$ ,  $e$ ) que figuraram nessa equação. Esse erro foi cerca de 10% do valor médio estimado.

6.5.B - Resistências aerodinâmica e do coberto vegetal numa cultura de ananás, a partir da aplicação de modelos clássicos de evapotranspiração

Introduziu-se a evapotranspiração (evaporação nas superfícies do solo e folhas mais transpiração a partir do interior das folhas) no capítulo da transferência convectiva de massa, apesar de rigorosamente ela ser uma combinação de dois processos físicos de transporte: difusão do vapor através dos estomas, cutícula e poros do solo e convecção a partir das superfícies do solo e das folhas, para o ar.

Como já disse no parágrafo 6.5, recorreram-se a dois modelos clássicos de estimativa da evapotranspiração em cobertos vegetais naturais, para determinar as resistências externa e interna de um coberto vegetal em estufa. Os métodos utilizados foram o método da razão de Bowen e o método combinado de Penman - Monteith que, como é sabido, foram concebidos para estimar em regime estacionário a evapotranspiração ou transpiração proveniente de superfícies com características aerodinâmicas particulares, isto é, cobertos vegetais extenso e uniformemente distribuídos, acima dos quais se admite uma camada limite turbulenta onde os fluxos verticais do momento linear, calor, vapor de água e  $CO_2$  são constantes com a altura. Quando estes métodos são aplicados a cobertos vegetais com disponibilidade ilimitada de água ao nível do solo e das folhas, então eles estimam a taxa de evapotranspiração potencial do coberto vegetal, isto é, a taxa



máxima a que o coberto perde água. Confrontando-se a taxa de evapotranspiração real medida com a taxa de evapotranspiração potencial obtida a partir da aplicação dos modelos clássicos, pode extrair-se a resistência oferecida pelo coberto vegetal à difusão de vapor de água, designada por resistência do coberto vegetal  $r_c$ . No caso da evaporação do solo ser desprezável (coberto vegetal denso),  $r_c$  é um parâmetro da planta relacionado com as variações diurnas e sazonais da resistência estomática. Caso contrário (cultura do ananás, por exemplo) esse parâmetro representa uma combinação da resistência da planta em paralelo com a resistência capilar à difusão de vapor de água nos poros do solo. Mesmo nas condições reais da nossa cultura (coberto vegetal pouco denso, não extenso nem uniformemente distribuído), onde acima dela não se estabelece uma camada limite com as características aerodinâmicas atrás descritas, os métodos apontados podem apresentar vantagens em relação às relações semi-empíricas, de aplicação demasiado complexa e laboriosa para a nossa cultura.

#### 6.5.B.1 - Características comuns a ambos os modelos clássicos

Ambos os métodos, baseiam-se na determinação dos fluxos verticais de calor (C) e vapor de água (E) numa camada limite turbulenta, que se desenvolve acima dum coberto vegetal extenso e regularmente distribuído, a partir de medidas dos respectivos potenciais (temperatura  $\theta$  e concentração de vapor

$\rho_v$ ) efectuadas entre o topo do coberto vegetal de altura  $h$  e o topo dessa camada a uma altura  $z$ . Os limites desta camada podem ser determinados recorrendo aos perfis da velocidade  $u$ , da temperatura  $\theta$  e da concentração de vapor  $\rho_v$  do ar, e verificando os níveis a partir dos quais os potenciais deixam de estar linearmente relacionados entre si. A relação linear entre a temperatura ou concentração de vapor e a velocidade do ar (Robinson & Rider\*, 1951\*; Rider, 1954) resulta de se admitir que os fluxos verticais de momento linear, calor e vapor de água são constantes ao longo dessa camada e que os coeficientes de difusão turbulenta destas grandezas  $K_M$ ,  $K_H$  e  $K_V$  são iguais (Priestley\*, 1959). A igualdade dos três coeficientes resulta de se admitir que em condições de equilíbrio neutrais, isto é, quando os gradientes de temperatura ou concentração de vapor são muito pequenos e inferiores a um valor crítico, a camada limite turbulenta é gerada exclusivamente por forças mecânicas de fricção na superfície do coberto quando da passagem do ar sobre ela. Se as condições de equilíbrio neutrais são violadas, desenvolvem-se correntes ascensionais de ar (convecção) que reforçarão ou inibirão a turbulência mecânica gerada exclusivamente por forças mecânicas de fricção. Nestas condições, quando o escoamento do ar se torna instável (temperatura ou concentração de vapor decrescem rapidamente em altura)  $K_H$  ou  $K_V$  devem ser superiores a  $K_M$  devido a um transporte preferencialmente ascendente de calor ou vapor em porções de ar quente ou mais concentrado de vapor; quando o ar se torna

estável,  $K_H$  ou  $K_V$  devem ser inferiores a  $K_M$ , dado que as forças de impulsão se opõem ao deslocamento original do ar. São estas duas últimas situações que mais frequentemente se nos deparam na prática, pois as diferenças de temperatura ou concentração de vapor observadas entre a superfície do coberto vegetal e o nível de referência na camada limite são muito superiores ao valor crítico conhecido por "dry adiabatic lapse rate", em particular para culturas em estufa. É frequente obter, durante o período diurno um aumento de temperatura com altura de cerca de  $2^\circ \text{ C/m}$  e no período nocturno um aumento de  $0.5^\circ \text{ C/m}$  ou um decréscimo da mesma ordem de grandeza. Uma outra característica comum aos dois modelos, é que ambos os modelos são estacionários, não incluindo os termos correspondentes ao armazenamento de energia no solo e nas plantas na equação de balanço de energia estabelecida para o coberto vegetal, a que ambos recorrem. Dado que os termos correspondentes à energia absorvida pela planta para realizar a fotossíntese e a respiração são igualmente desprezados, a equação de balanço de energia na superfície do coberto vem formalmente expressa pela seguinte relação:

$$R_{\text{liq}} - G = \lambda E + C \quad \dots \quad (6.48)$$

em que  $R_{\text{liq}}$  é a energia total líquida ganha sob a forma de radiação pela superfície do coberto;  $G$  é o fluxo de calor conduzido para o interior do coberto (plantas + solo);  $\lambda E$  e  $C$  os fluxos de vapor (em termos de calor latente) e de calor transferidos pela superfície do coberto vegetal.

\* citados em Monteith, 1965.

## 6.5.B.2 - Modelo da razão de Bowen

O método da razão de Bowen recorre à equação de balanço de energia estabelecida para a superfície do coberto vegetal (equação 6.48) e aos perfis verticais de temperatura e tensão de vapor determinados a partir de observações feitas a vários níveis da camada limite acima do coberto vegetal, para estimar a taxa de evapotranspiração proveniente desse coberto. A equação (6.48) vem então escrita da seguinte forma:

$$\lambda E = \frac{R_{n+q} - G}{1 + \beta} \quad \dots \quad (6.49a)$$

em que  $\beta = C/\lambda E$  é a razão de Bowen. Se os coeficientes de transferência de calor e vapor de água são iguais, a razão de Bowen toma o seguinte aspecto:

$$\beta = \gamma \partial\theta/\partial e \quad \dots \quad (6.49b)$$

em que

$\frac{\partial\theta}{\partial e} \approx \frac{\Delta\theta}{\Delta e}$  é determinado a partir da representação gráfica

da temperatura em função da tensão de vapor, observadas nos mesmos níveis da camada limite acima do coberto vegetal. O seu valor é tanto mais correcto, quanto maior for o número de observações dos potenciais e quando se utilizarem médias destes sobre intervalos de meia ou uma hora, em vez dos seus valores instantâneos, para atenuar as frequentes flutuações dos mesmos (Monteith, 1973). A equação (6.49a) baseia-se

exclusivamente em observações das grandezas meteorológicas "exteriores" à planta, isto é, não engloba nenhum parâmetro ou conjunto de parâmetros relacionados com o controle fisiológico da planta quando transpira.

#### 6.5.B.3 - Método combinado de Penmann-Monteith

Este método combina a equação de balanço de energia (6.48) com as equações dos fluxos verticais de calor latente e sensível expressas em função das resistências aerodinâmica e do coberto vegetal, para estimar a taxa de evapotranspiração real. Este modelo admite que as fontes ou sumidouros aparentes de calor sensível e latente se situam no mesmo nível que o do sumidouro aparente de momento linear no interior do coberto vegetal. Esta condição equivale a admitir que o transporte unidirecional de calor sensível e latente, entre um coberto vegetal extenso e uniformemente distribuído e a camada limite acima dele, se processa entre uma superfície evaporante situada em  $z = d + z_0$  à temperatura  $\theta(0)$  e saturada a essa temperatura, isto é,  $e_s(\theta(0))$ , e um nível de referência  $z$  nessa camada limite à temperatura  $\theta(z)$  e tensão de vapor  $e(z)$ . Os perfis de temperatura, tensão de vapor e velocidade do ar apresentam nessa camada a mesma configuração, as divergências verticais dos fluxos, entre a superfície evaporante e o nível de referência, são desprezáveis e as trocas de calor e vapor de água processam-se em condições de equilíbrio neutrais.



Nestas condições, as equações que estabelecem os fluxos verticais de calor sensível e latente em função das resistências oferecidas ao transporte dessas grandezas, desde a superfície evaporante situada em  $z = d + z_0$  da camada limite são as seguintes:

$$C = \rho c_p \frac{\theta(0) - \theta(z)}{r_a} \quad \dots \quad (6.50a)$$

$$E = \frac{\rho c_p}{\lambda \gamma} \frac{e_s(\theta(0)) - e(z)}{r_a + r_c} \quad \dots \quad (6.50b)$$

em que  $r_a$  e  $r_c$  designam respectivamente as resistências aerodinâmica e do coberto vegetal (definidas mais adiante). A equação (6.50b) pode ser encarada como descrevendo formalmente a difusão de vapor entre os espaços intercelulares das folhas e o nível  $z$  da atmosfera.

Combinando estas equações com a equação (6.48) e tendo em atenção que em condições neutrais  $e_s(\theta(0)) = e_s(\theta(z)) + \Delta(\theta(0) - \theta(z))$ , onde  $\Delta$  representa o declive da curva de tensão de saturação, função monotónica da temperatura do ar  $T$ , obtem-se a equação de Penman Monteith de estimativa da taxa real de evapotranspiração, proveniente de um coberto extenso e uniformemente distribuído, expressa em termos do fluxo de calor latente  $\lambda E$ , associado à produção de vapor:

$$\lambda E = \frac{\Delta(R_{\text{net}} - G)}{\Delta + \gamma(1 + r_c/r_a)} + \frac{\rho c_p}{r_a} \frac{e_s(\theta(z)) - e(z)}{\Delta + \gamma(1 + r_c/r_a)} \quad \dots \quad (6.51)$$

Os termos do lado direito da equação (6.51) são usualmente designados por termo radiativo e aerodinâmico. Como

se pode ver pela análise desta equação foi eliminada a temperatura da superfície evaporante (pelo menos explicitamente) quer a superfície esteja situada no interior do coberto ou à superfície, dando lugar à temperatura do nível de referência na camada limite  $\theta(z)$ . Este modelo tem pois a vantagem de eliminar a temperatura da superfície, que é sempre uma grandeza extremamente difícil de definir e medir, em particular na nossa cultura, caracterizada por uma área foliar muito baixa e com folhas muito espessas. No entanto deve aqui ficar claro que  $R_{11a}$  é uma função da temperatura da superfície do coberto o que faz com que a equação (6.51) não seja invertível e não possa ser utilizada com o objectivo de fazer previsões sobre a influência do microclima na taxa de transpiração.

Se o coberto vegetal tiver disponibilidade ilimitada de água ao nível das raízes e se a superfície do solo e das folhas se apresentarem molhadas, pode admitir-se que, sob certas condições atmosféricas, a superfície do coberto se comporta como uma superfície livre de água, em que o fluxo de vapor difundido dependerá exclusivamente da resistência aerodinâmica oferecida pela camada limite. Nestas circunstâncias, a perda de água faz-se a uma taxa máxima designada por taxa de evapotranspiração potencial, e a equação (6.51) toma a seguinte forma:

$$\lambda E_p = \frac{\Delta(R_{11a} - G)}{\Delta + \gamma} + \frac{\rho c_p}{r_a} \frac{e_s(\theta(z)) - e(z)}{\Delta + \gamma} \dots \quad (6.52)$$

Esta expressão coincide com a que foi obtida por Penman (1948) para superfícies livres da água ou para uma superfície de relva ou turfa bem irrigada ( $r_a = 0$ ) em zonas de climas não áridos. No entanto, esta expressão pode ser aplicada para qualquer outra situação desde que expressa em função de variáveis meteorológicas, propriedades radiativas e aerodinâmicas adequadas. Van Bavel (1966) é o primeiro autor a apontar como condição fundamental de ocorrência de evapotranspiração potencial que a tensão de vapor na superfície evaporante seja determinada pela sua temperatura, isto é, que a superfície esteja saturada de vapor à sua temperatura. Não é esta necessariamente a situação real. Em culturas bem irrigadas, mas em que a superfície das folhas não esteja molhada, Van Bavel e Ehrlér (1968) prevêm, que nestas condições, a resistência do coberto vegetal não seja nula, mas apresente um valor que pode ser designado como a resistência do coberto vegetal em evapotranspiração potencial ( $r_{cp}$ ). Este valor que depende da cultura e da variedade em cada uma, pode ser explicado pelo facto da tensão de vapor nas superfícies de folhas secas do coberto ser inferior à tensão de saturação correspondentes à sua temperatura e o ar em contacto com elas nunca estar saturado. A expressão que permite calcular a taxa de evapotranspiração potencial de um coberto vegetal bem irrigado mas com as folhas secas é então a seguinte:

$$\lambda E_p = \frac{\Delta(R_{1+a} - G)}{\Delta + \gamma^*} + \frac{\rho c_p}{r_a} \frac{e_s(\theta(z)) - e(z)}{\Delta + \gamma^*} \dots \quad (6.53a)$$

$$\text{em que } \gamma^* = \gamma(1 + r_{cp}/r_a) \dots \quad (6.53b)$$

6.5.B.4 - Introdução do termo correspondente à taxa de armazenamento no coberto vegetal

Introduziu-se na equação de balanço de energia da superfície do nosso coberto vegetal (plantas mais solo) o termo correspondente ao armazenamento de calor no solo A, desprezando o armazenamento de calor na planta por este ser cerca de uma ordem de grandeza inferior ao do solo. A introdução do termo de armazenamento de calor no solo justifica-se pelo facto da nossa cultura apresentar um índice de área foliar muito baixo, o que implica que a fracção do fluxo da radiação directamente absorvida pelo solo é grande em comparação com o interceptado pelas plantas, e pelo facto de se estar interessado em estimar taxas de evapotranspiração em intervalos de tempos curtos. Se se pretendessem estimar valores diários de evapotranspiração, os valores totais do fluxo e armazenamento de calor no solo integrados ao longo de 24 horas, tornar-se-iam irrelevantes.

A taxa de armazenamento de calor por unidade de área do solo e numa camada de espessura  $\Delta z$  é dada por  $A = \rho c_{p\text{ solo}} \Delta z (dT_{\text{solo}}/dt)$  e a radiação líquida disponível na unidade de área do coberto vegetal, que se considera agora repartida entre o calor sensível C e o calor latente  $\lambda E$ , vem dada por  $R_{\text{liq}} - G - A$ . Nestas condições a equação (6.48) escreve-se com a seguinte forma.

$$R_{\text{liq}} - G - A = C + \lambda E \quad \dots \quad (6.54)$$

e as novas expressões que se utilizam para estimar a taxa de evapotranspiração são:

- Método da razão de Bowen:

$$\lambda E = \frac{R_{11q} - G - A}{1 + \beta} \quad \dots \quad (6.55)$$

- Método combinado de Penman-Monteith:

$$\lambda E_p (r_c=0) = \frac{\Delta(R_{11q} - G - A)}{\Delta + \gamma} + \frac{\rho C_p}{r_a} \frac{e_s(\theta(z)) - e(z)}{\Delta + \gamma} \quad \dots \quad (6.56a)$$

ou

$$\lambda E_p (r_c=r_{cp}) = \frac{\Delta(R_{11q} - G - A)}{\Delta + \gamma^*} + \frac{\rho C_p}{r_a} \frac{e_s(\theta(z)) - e(z)}{\Delta + \gamma^*} \quad \dots \quad (6.56b)$$

Note-se que a equação (6.54) representa de facto a equação de balanço de energia média no coberto vegetal, em que todos os termos que aí figuram ( $R_{11q}$ ,  $A$ ,  $C$ ,  $\lambda E$ ,  $G$ ) representam densidades médias de fluxos unidireccionais das várias grandezas.

#### 6.5.B.5 - Resistência aerodinâmica - $r_a$

Em consequência de se ter admitido no parágrafo 6.5.B.1 que a turbulência mecânica era o mecanismo responsável pela difusão unidireccional do momento linear, calor e vapor de água entre a superfície do coberto vegetal e um nível de referência  $z$  na camada limite em equilíbrio neutral, as resistências à

difusão de momento linear, calor e vapor de água são idênticas. Assim sendo e admitindo que a velocidade média do ar  $\bar{u}(z)$  varia logaritmicamente com  $z - d$ ; a temperatura e concentração de vapor (ou tensão de vapor) do ar estão linearmente relacionadas com a velocidade  $u$  e quando extrapoladas para uma superfície fictícia situada em  $z = d+z_0$ , onde se admite a velocidade do ar nula, assumem os valores  $\theta(0)$  e  $e(0)$ ;  $\rho$  e  $c_p$  são independentes da altura, pode definir-se a resistência aerodinâmica  $r_a$  como sendo:

$$r_a = \frac{\rho \bar{u}(z)}{\tau} \ln \left( \frac{z-d}{z_0} \right) / K^2 \bar{u}(z) = \frac{\rho c_p}{\gamma \lambda} \frac{e(0)-e(z)}{E} =$$

$$= \frac{\theta(0)-\theta(z)}{C} \quad \dots \quad (6.57)$$

em que  $\tau$  é o fluxo vertical de momento linear tangencial;  $z_0$  é a dimensão de rugosidade relacionado com a altura  $h$  do coberto e a velocidade do ar;  $d$  o nível de deslocação nula relacionado com a altura  $h$ , espaçamento das plantas e razão de área acumulada de cada planta por unidade de área de superfície subjacente;  $K$  a constante de Von Karman que assume o valor 0.41;  $u$  é a velocidade média do vento medida no nível de referência  $z$ . Para fins práticos admite-se que  $d = 0.63 h$  e  $z_0 = 0.13 h$  (Monteith, 1973). A resistência aerodinâmica tal como foi definida por (6.57) representa a resistência oferecida ou ao transporte vertical de momento linear, ou de vapor de água ou de calor, por uma camada de ar limitada inferiormente por uma superfície fictícia situada ao nível

$z = d + z_0$ , onde se situa o sumidouro aparente do momento linear coincidente com as fontes aparentes de vapor de água e calor, e superiormente por uma superfície situada num nível  $z$  situado na camada limite acima do topo do coberto vegetal onde são medidas  $u(z)$ ,  $e(z)$  e  $\theta(z)$ .

Assinale-se no entanto, que quando é grande a diferença de temperatura ou concentração de vapor entre a superfície do coberto vegetal e o nível de referência, e a velocidade do ar é muito baixa, a taxa de mistura do ar por convecção é comparável com a realizada por turbulência mecânica e o valor de uma resistência única definida pela relação anterior não é mais válida pois difere do valor real da resistência à transferência de vapor e da resistência à transferência de calor.

#### 6.5.B.6 - Estimativa de $r_c$ e $r_{cp}$

A resistência do coberto vegetal pode ser determinada quer directamente dos perfis de temperatura, humidade e velocidade do ar, que apresentem a mesma configuração na camada limite acima do coberto, através das equações (6.50b) e (6.57), quer indirectamente através da equação (6.51), uma vez que se conheça  $\lambda E$  (medido ou estimado por outro método) e os outros parâmetros climatológicos relevantes que nesta equação aparecem. A estimativa de  $r_c$  a partir dos perfis de temperatura, humidade e velocidade do ar, foi altamente

criticada por Philip (1966) e Tanner (1963), com base no argumento de que a localização das fontes e sumidouros de calor e vapor de água não é a mesma no interior do coberto, e que  $r_c$  não é um parâmetro fisiológico puro, pois inclui uma resistência externa correspondente à resistência entre as folhas e o ar que circula no interior do coberto. Todavia, segundo Monteith, estas críticas são irrelevantes: por um lado tanto  $\theta(0)$  como  $e(0)$  são extrapolações puramente formais deduzidas dos perfis de temperatura e tensão de vapor medidas acima do coberto; por outro não são geralmente detectados os efeitos do vento na componente externa da resistência do coberto. Para obviar estas dificuldades e as que advêm da existência da divergência dos fluxos das grandezas ou a fenómenos de convecção, recorre-se com frequência à taxa relativa de evapotranspiração  $\lambda E/\lambda E_p$ , para estimar a resistência  $r_c$  do coberto. Alguns autores recorrem à equação (6.52) para estimar a evapotranspiração potencial num coberto bem irrigado e molhado com chuva ou orvalho ( $r_c = 0$ ); outros recorrem à equação (6.53a) em que  $\lambda E_p$  foi determinado para  $r_c = r_{cp}$ .  $\lambda E$  é medido com lisímetro, imediatamente após as folhas secarem, para que estes valores correspondam às mesmas condições meteorológicas em que  $\lambda E_p$  foi estimado.

Combinando as equações (6.51) e (6.53a), retira-se a relação que exprime  $r_c$  em função da taxa relativa de evapotranspiração e que é a seguinte:

$$r_c = \frac{r_a [\lambda E_p (\Delta + \gamma^*) - \lambda E (\Delta + \gamma)]}{\gamma \lambda E} \dots \quad (6.58a)$$



em que  $\gamma^* = \gamma (1 + r_{cP}/r_m)$ .

Van Bavel (1967), Szeicz e Long (1969) e Russel (1980) apresentam valores de  $r_c$  em função de  $\lambda E/\lambda E_p$  mas considerando que  $\lambda E_p$  foi determinado para um coberto molhado, ou seja  $r_c=0$ . A expressão por eles utilizada deduz-se de (6.58a) e tem o seguinte aspecto:

$$r_c = r_m (1 + \Delta/\gamma) (\lambda E_p/\lambda E - 1) \quad \dots \quad (6.58b)$$

Para extrair  $r_c$  da expressão (6.58a) é necessário conhecer a resistência do coberto vegetal em situação de evapotranspiração potencial ( $r_c = r_{cP}$ ), pelo que pode recorrer-se ao método desenvolvido por Jackson e Idso (1981) para determinar o índice de stress de água no coberto. Estes autores recorreram às mesmas equações que foram utilizadas para deduzir a equação de Penman-Monteith (equações 6.48, 6.50a e 6.50b) mas admitiram que a superfície evaporante era a superfície do coberto vegetal caracterizada pela temperatura  $\theta_c$  e tensão de vapor igual à tensão de saturação a essa temperatura, isto é,  $e_c = e_m(\theta_c)$ . Jackson e Idso deduziram a seguinte equação:

$$\theta_c - \theta(z) = \frac{r_m (R_{11q} - G)}{\rho c_p} - \frac{\gamma (1 + r_c/r_m)}{\Delta + \gamma (1 + r_c/r_m)} - \frac{e_m(\theta(z)) - e(z)}{\Delta + \gamma (1 + r_c/r_m)} \quad \dots \quad (6.59)$$

Os limites teóricos de  $\theta_c - \theta(z)$  eram determinados para duas situações extremas:  $r_c \rightarrow \infty$  e  $r_c \rightarrow 0$ . O limite superior de  $\theta_c - \theta(z)$  correspondia à situação extrema em que  $r_c \rightarrow \infty$  e a relação (6.59) tomava o seguinte aspecto:

$$\theta_c - \theta(z) = r_m (R_{11q} - G) / \rho c_p \quad \dots \quad (6.60)$$

O limite inferior correspondia à situação extrema oposta em que  $r_c \rightarrow 0$  e o coberto comportava-se como um superfície livre de água:

$$\theta_c - \theta(z) = \frac{r_m(R_{11q} - G)}{\rho C_p} - \frac{\gamma}{\Delta + \gamma} - \frac{e_m(\theta(z)) - e(z)}{\Delta + \gamma} \dots \quad (6.61)$$

Numa situação intermédia, em que o coberto se encontrava em situação de evapotranspiração potencial (solo sem limitações de água) mas em que as superfícies do solo e das folhas estavam secas ( $r_c = r_{cp}$ ) a relação (6.59) tinha o seguinte aspecto:

$$\theta_c - \theta(z) = \frac{r_m(R_{11q} - G)}{\rho C_p} - \frac{\gamma(1 + r_{cp}/r_m)}{\Delta + \gamma(1 + r_{cp}/r_m)} - \frac{e_m(\theta(z)) - e(z)}{\Delta + \gamma(1 + r_{cp}/r_m)} \dots \quad (6.62)$$

As equações (6.59) e (6.61) definem uma relação linear entre  $(\theta_c - \theta(z))$  e o déficite de saturação de vapor da atmosfera  $(e_m(\theta(z)) - e(z))$ . A equação (6.61) representa o lugar geométrico dos extremos de uma família de rectas, correspondendo cada uma a uma dada temperatura, pois  $\Delta$ , que aparece nas duas parcelas da equação, é uma função da temperatura. Para cada recta, a ordenada na origem é calculada quando  $e_m(\theta(z)) - e(z) = 0$ , isto é, quando o ar está saturado, e o outro extremo, quando  $e_m(\theta(z)) - e(z) = e_m(\theta(z))$ , isto é, para o ar completamente seco. Na prática a equação (6.61) nunca é determinada, pois o ar nunca está completamente seco e as várias grandezas meteorológicas que entram na expressão,

tais como a radiação líquida e o fluxo de calor no solo não são constantes e estão interrelacionadas. Estas mesmas considerações aplicam-se à equação (6.62), cuja solução aproximada deve ser obtida da seguinte forma: representa-se graficamente a diferença de temperatura medida entre a superfície do coberto (com um pirómetro óptico, por exemplo) e o ar, em função do déficite de saturação do vapor medido na camada limite acima do coberto; determina-se a recta horizontal,  $\theta_c - \theta(z) = A$ , que melhor represente o limite superior da diferença  $\theta_c - \theta(z)$  da cultura e calcula-se a resistência aerodinâmica através da equação (6.60), admitindo que  $R_{1+2} - G$  toma um valor constante igual ao valor médio  $\langle R_{1+2} - G \rangle$ ; introduz-se esse valor médio e a resistência aerodinâmica  $r_a$  na equação (6.62), e ajusta-se o parâmetro  $r_{cp}$  de modo a que o lugar geométrico dos extremos da família de rectas que a equação (6.62) define, represente o limite inferior mais adequado à cultura.

No caso particular de uma cultura com características semelhantes à nossa, pode substituir-se nas equações (6.60) e (6.62) a temperatura da superfície do coberto vegetal, considerada no modelo de Jackson e Idso como a superfície evaporante, pela temperatura da superfície do solo, dado que a fracção mais significativa de água perdida pelo coberto vegetal (solo mais plantas) provém do solo. Isto significa que, numa cultura em que a área de solo descoberto é superior à área ocupada pelas plantas e com valores de taxas de transpiração e de resistência estomática tais que revelem ser

mínima a contribuição das plantas na evapotranspiração total, a superfície evaporante situa-se à superfície do solo. Nesta situação  $r_{cp}$  pode ser identificado como sendo a resistência oferecida pela superfície do solo quando esta não se mantém saturada de vapor, apesar do solo imediatamente abaixo apresentar disponibilidade total de água.

#### 6.5.B.7 - Descrição da experiência. Apresentação dos resultados

A cultura era constituída por plantas com folhas de dimensões que oscilavam entre 0.30 - 0.70 m, inseridas num caule de pequeno porte e dispendo-se com orientações muito diversas em relação ao movimento do ar. Ao contrário das folhas de tomateiro, as folhas de ananás, eram espessas e filiformes e raramente perdiam turgidez.

A cultura apresentava-se disposta em fiadas longitudinais ocupando um comprimento de 10 m e distanciadas entre si de 0.55 m. Estas fiadas agrupavam-se em três conjuntos distintos, com cerca de 1.5 m de largura, separadas entre si por corredores de acesso. A área total ocupada pelo coberto era cerca de 60 m<sup>2</sup>, sendo a área foliar média de cada planta da ordem de 0.40 m<sup>2</sup> e o índice de área foliar (LAI) cerca de 1.37. A altura média de coberto era de 0.20 m e o peso médio de uma planta 0.33 kg. O valor do índice de área foliar indica que a fracção de área do solo descoberto é maior que a

subjacente às plantas, o que implica que a fracção do fluxo de radiação directamente absorvida pelo solo é grande, em comparação com a interceptada pelas plantas. Esta situação favorece o elevado aquecimento da camada mais superficial do solo e, no caso de esta apresentar a superfície molhada, contribui de uma forma importante para a evapotranspiração do coberto vegetal (solo mais plantas). No decorrer da nossa experiência, a superfície do solo manteve-se humedecida enquanto que as das folhas se apresentaram, na maior parte do tempo, secas. No seu conjunto, a cultura não constituía um coberto vegetal com as características exigidas pelos dois modelos (extenso e uniformemente distribuído) onde as fontes ou sumidouros de calor e vapor de água estavam situados num nível interior em  $z = d + z_0$ , mas eventualmente na superfície do solo. Inserido numa das fiadas de ananás, encontrava-se a planta de "referência", colocada em vaso e sobre uma balança electrónica (lisímetro), que permitia detectar a variação da sua massa correspondente à perda de água por evapotranspiração.

Num dia de céu limpo, foram medidas várias grandezas tais como: a densidade de fluxo de radiação total líquida medida com um pirradiómetro colocado a cerca de 1 m acima da superfície do coberto; a temperatura à superfície do solo e à profundidade de 0.05 m; a diferença de temperatura entre a superfície das folhas e o ar com termopares diferenciais de cobre constantan ligados em série; o fluxo de calor na camada mais superficial do solo; as temperaturas do termómetro seco e

molhado em  $z = 0.60$  m e  $z = 1.5$  m acima da superfície do solo, e a variação temporal da massa da planta de referência. Todas estas grandezas foram registadas durante 24 h, cada 10 minutos, e posteriormente determinadas as médias sobre intervalos de 1h. A taxa de armazenamento de calor no solo A, foi determinada para a camada superficial do solo com 2.5 cm de espessura (por razões práticas) admitindo um calor específico volumício típico de um solo com as mesmas características ( $\rho c_p = 1.4 \times 10^6 \text{ J.m}^{-3}.\text{K}^{-1}$ ) e calculando a derivada temporal da temperatura do solo nessa camada através da variação temporal da diferença entre duas observações sucessivas da temperatura do solo estimada à profundidade de 0.0125 m.

A densidade de fluxo de calor no solo G foi determinado por duas vias:

- a) recorrendo aos valores fornecidos pela placa de fluxo de calor colocada à profundidade  $z=0.03$  m.
- b) recorrendo aos valores de temperatura do solo medidos às profundidades de  $z = 0.0$  m e  $z=0.05$  m e admitindo que a condutividade média dessa camada não variava ao longo do dia e assumia o valor  $k = 0.8 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ . Neste caso o fluxo unidirecional de calor no solo vinha dado pelo produto do gradiente térmico vertical pela condutividade térmica média na camada de 0.05 m de espessura, isto é,  $G = -k (d\theta/dz)$ .

Os resultados obtidos foram os seguintes:

### Método da razão de Bowen

Determinou-se a razão de Bowen  $\beta$  para cada hora, a partir da média sobre uma hora das observações de temperatura e tensão de vapor efectuadas cada dez minutos em  $z = 0.60$  m e  $z = 1.50$  m. Os valores horários do fluxo de calor no solo foram calculados pelas duas vias. Os valores da razão de Bowen, juntamente com as outras grandezas, foram então introduzidas em (6.55) e as taxas horárias de evapotranspiração assim obtidas foram ilustradas na figura (6.9), juntamente com os valores medidos. Estes resultados foram comentados no parágrafo 6.5.B.8.

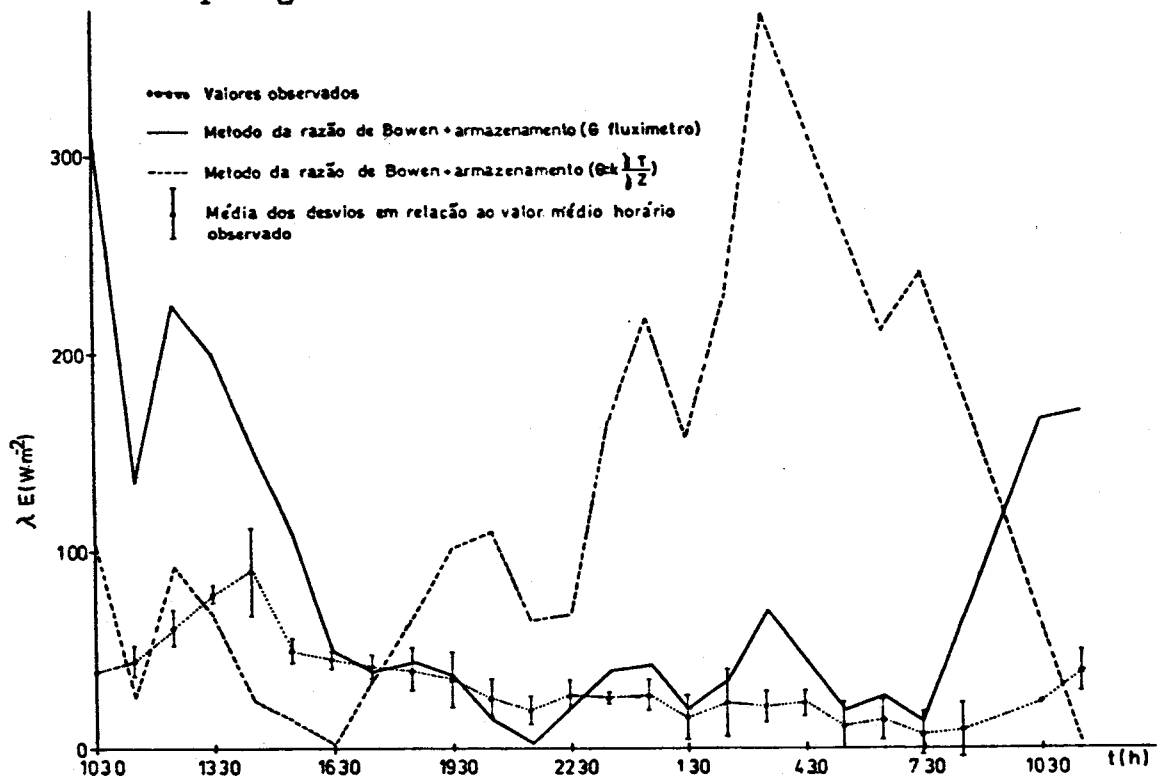


Figura 6.9 - Valores da taxa horária de evapotranspiração expressa em termos de densidade de fluxo de calor  $\lambda E$ , calculados ao longo de um dia pelo método da razão de Bowen, quando o fluxo de calor no solo foi calculado pela via a (—) e pela via b (---). Valores observados da taxa horária de evapotranspiração expressa em termos de  $\lambda E$  (...) ao longo do mesmo dia.

### Método combinado de Penman-Monteith

Este método foi aplicado apenas para estimar a taxa horária de evapotranspiração potencial necessária para introduzir nas relações (6.58a-b) que forneceram a resistência do coberto vegetal,  $r_c$ .

Numa primeira tentativa, estimou-se a taxa horária de evapotranspiração potencial  $\lambda E_p$ , através da equação (6.56a) em que  $r_c = 0$  e a resistência aerodinâmica foi determinada pela relação (6.57). Este valor foi calculado supondo que as fontes de calor sensível e vapor de água se situaram em  $z = z_0 + d$  (onde a velocidade média do ar é suposta nula) em que  $z_0 = 0.026$  m e  $d = 0.126$  m. O valor médio da velocidade do ar no nível de referência da camada limite acima do coberto vegetal ( $z = 0.60$  m) foi de  $0.30$  m.s<sup>-1</sup>. Nestas condições estimou-se para a resistência aerodinâmica o valor  $r_a = 172$  s.m<sup>-1</sup>. Numa segunda tentativa, determinou-se  $\lambda E_p$  pela mesma equação mas com novos valores da resistência aerodinâmica, determinados pela relação (6.60) quando se considerou o fluxo de calor no solo determinado pela via b). Nesta situação resultou para a resistência aerodinâmica o valor de  $r_a = 96$  s.m<sup>-1</sup>. Estas duas séries de valores das taxas horárias de evapotranspiração potencial  $\lambda E_p$  foram representadas na figura (6.10) bem como os valores observados da taxa horária da evapotranspiração real, obtidos num dia típico de verão com céu limpo. Finalmente numa última fase, estimou-se a taxa horária de evapotranspiração potencial através da equação (6.56b) em que  $r_c = r_{cp}$ . Neste caso a



resistência aerodinâmica foi calculada pela relação (6.60), com  $G$  obtido quer pela via a) quer pela via b) de que resultou  $r_a = 30$  e  $r_a = 96 \text{ s.m}^{-1}$  e a resistência do coberto vegetal em evapotranspiração potencial  $r_{cp}$  foi calculada através da equação (6.62). Estas duas séries de valores foram representadas na figura (6.11) bem como os valores medidos  $\lambda E$ . Nas figuras (6.12) e (6.13) foram representados os termos radiativo e aerodinâmico das equações (6.56a) e (6.56b) correspondentes às quatro situações consideradas. Nos termos radiativo das equações (6.56a) e (6.56b), o fluxo de calor no solo,  $G$ , foi sempre calculado pela via b) ( $G = -k (\Delta\theta/\Delta z)$ ).

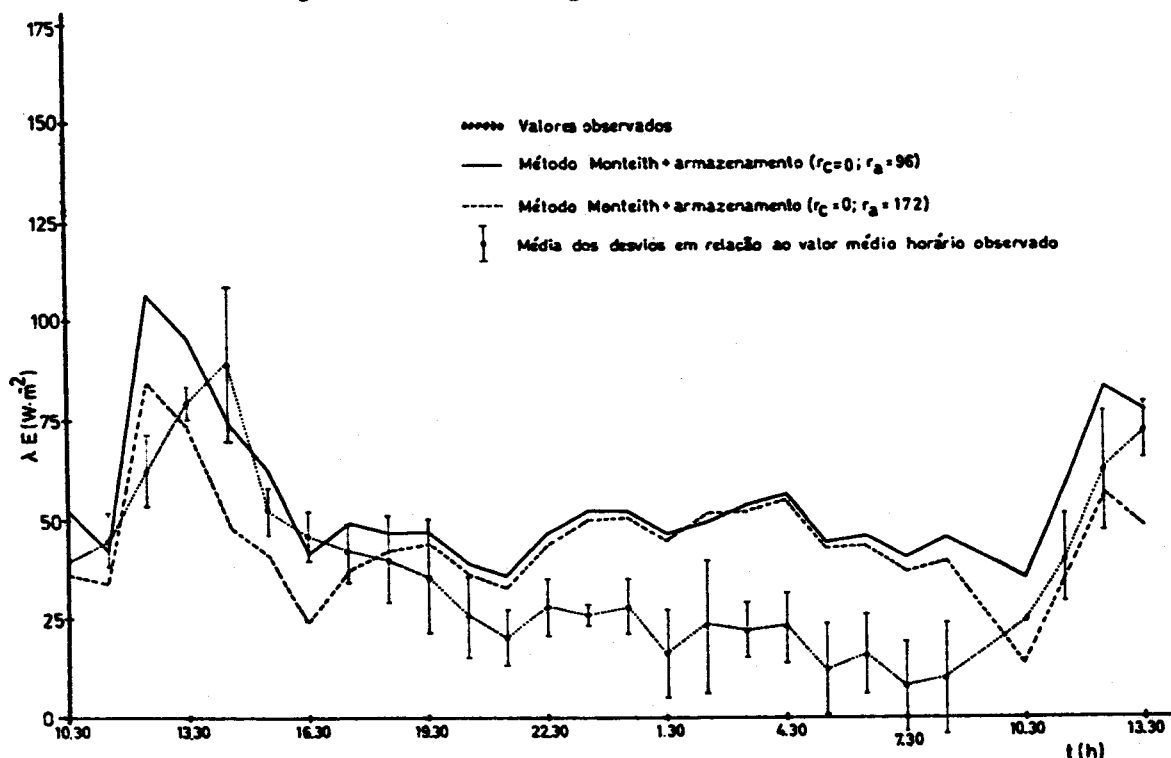


Figura 6.10 - Valores da taxa horária de evapotranspiração expressa em termos de  $\lambda E$  observados ao longo de um dia (...); valores da taxa horária de evapotranspiração potencial expressa em termos de  $\lambda E$ , calculados ao longo do mesmo dia pelo método de Monteith, para  $r_a=96 \text{ s.m}^{-1}$  (—),  $r_a = 172 \text{ s.m}^{-1}$  (---) e  $r_c = 0$ .

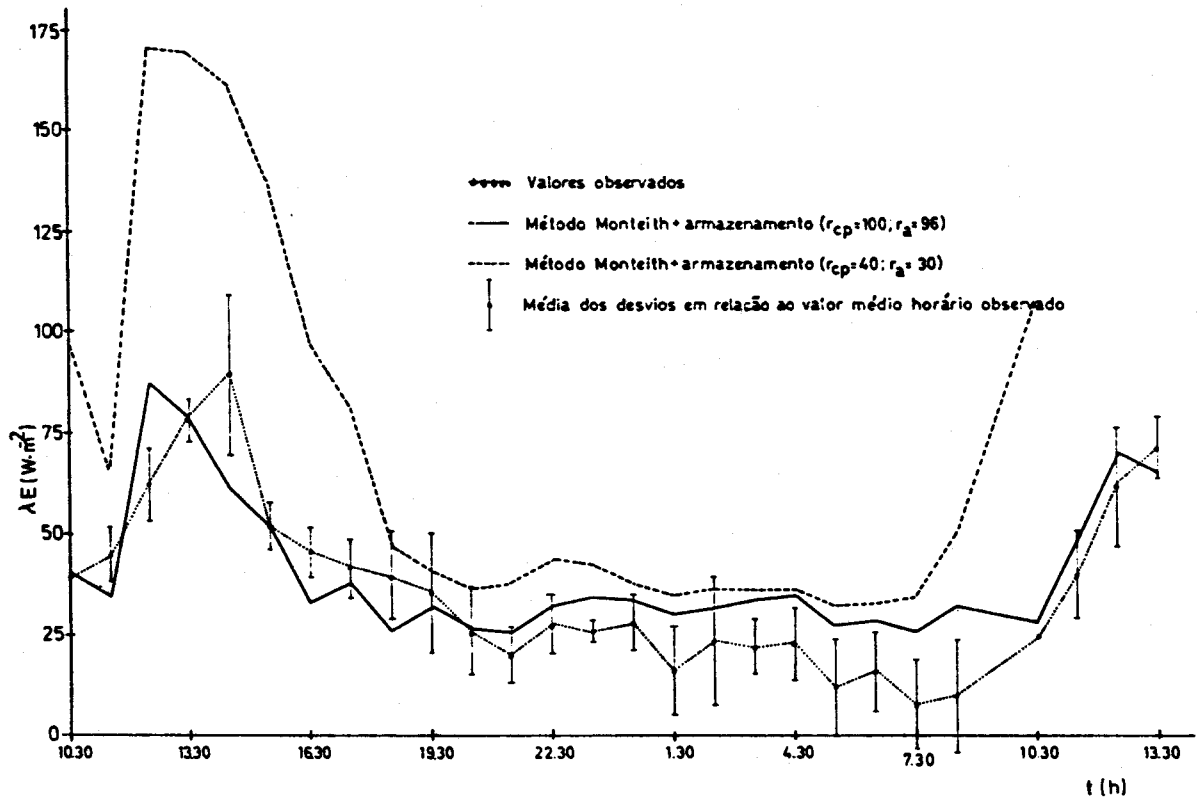


Figura 6.11 - Valores da taxa horária de evapotranspiração expressa em termos de  $\lambda E$  observados ao longo de um dia (...); valores da taxa horária de evapotranspiração potencial expressa em termos de  $\lambda E$ , calculados ao longo do mesmo dia pelo método de Monteith, para  $r_a = 96$  e  $r_{cp} = 100 \text{ s, m}^{-1}$  (—) e  $r_a = 30$  e  $r_{cp} = 40 \text{ s, m}^{-1}$  (- - -).

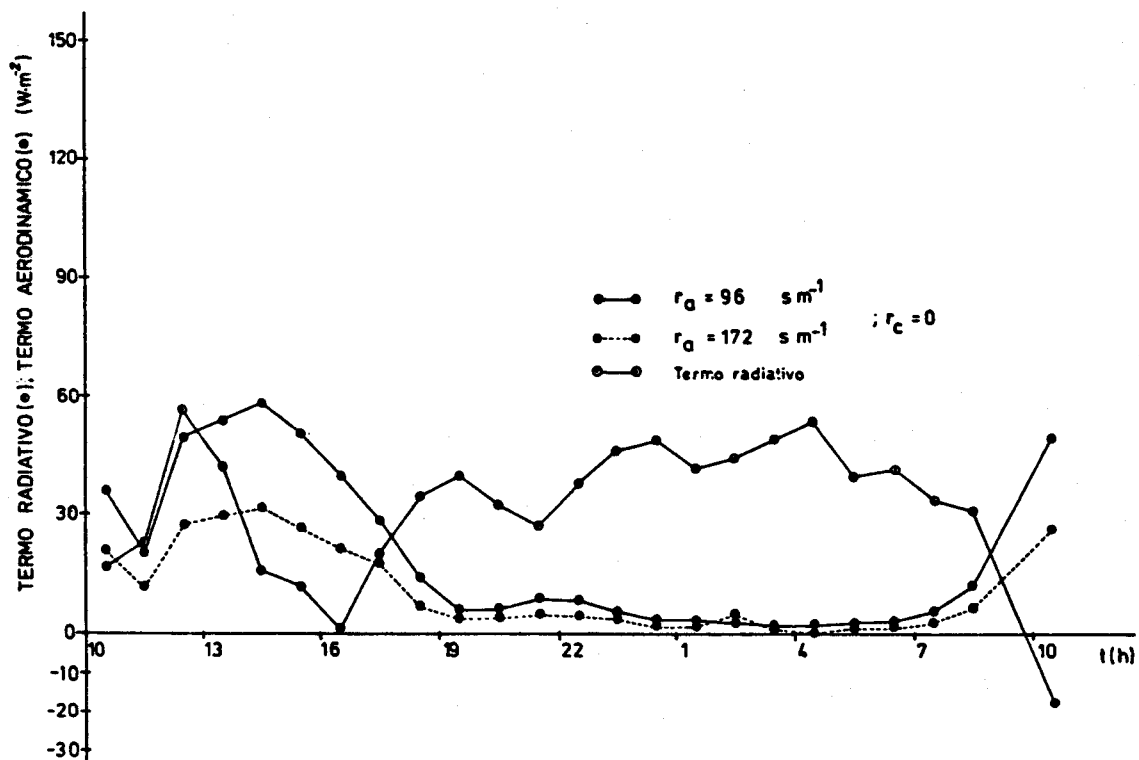


Figura 6.12 - Valores dos termos radiativo (◉—◉) e aerodinâmicos -  $r_a = 96 \text{ s, m}^{-1}$  (◉—◉) e  $r_a = 172 \text{ s, m}^{-1}$  (◉---◉) calculados a partir da taxa de evapotranspiração potencial determinada pela equação (6.56a)

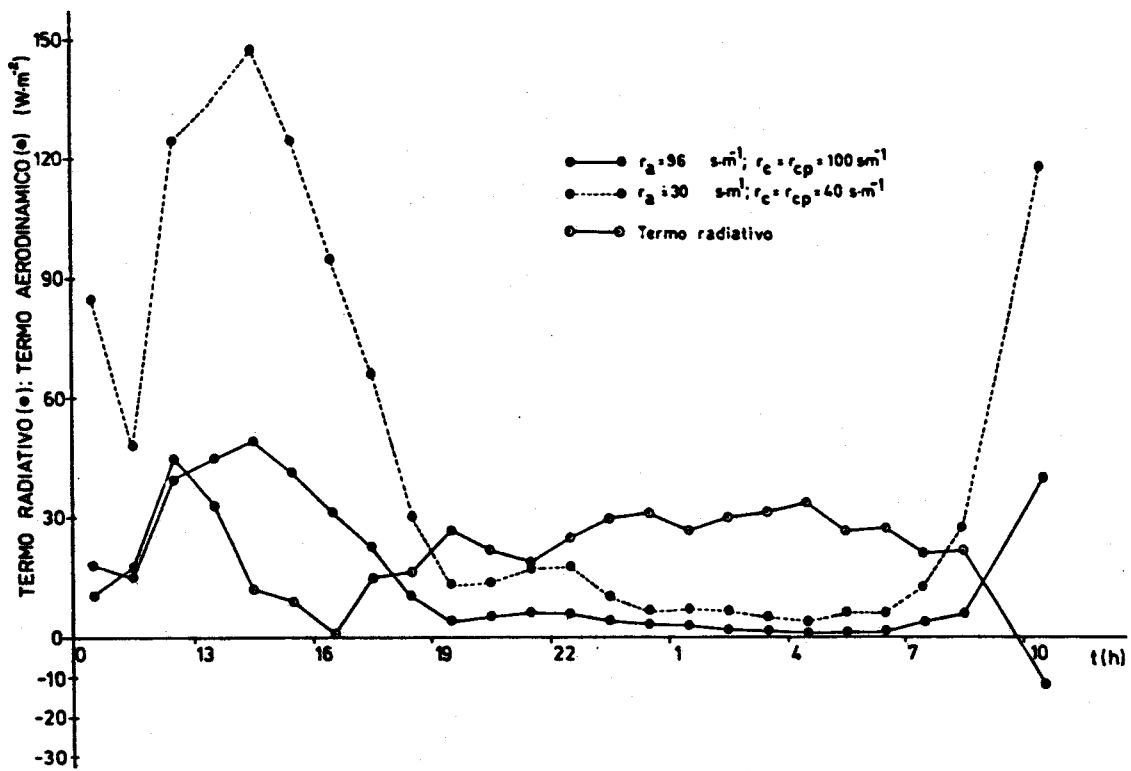


Figura 6.13 - Valores dos termos radiativo (●—●) e aerodinâmicos -  $r_a = 96 \text{ s}\cdot\text{m}^{-1}; r_{cp} = 100 \text{ s}\cdot\text{m}^{-1}$  (●—●) e  $r_a = 30 \text{ s}\cdot\text{m}^{-1}; r_{cp} = 40 \text{ s}\cdot\text{m}^{-1}$  (●---●) calculados a partir da taxa de evapotranspiração potencial determinada pela equação (6.56b)

Na figura 6.14 pôde observar-se a representação gráfica da diferença entre a temperatura da superfície do solo e do ar em função do déficit de saturação de vapor da atmosfera observados no interior da estufa, a partir da qual foram extraídos os valores de  $r_a$  e  $r_{cp}$  utilizados na estimativa da taxa de evapotranspiração potencial pela equação (6.56b).

Nela foram representados os limites superior e inferior de  $\theta_{so}-\theta(z)$  que melhor se adaptaram à cultura de ananás. Os valores da temperatura que figuraram no gráfico e para os quais as rectas a tracejado foram calculadas, são inferiores às temperaturas típicas do ar (ou do solo) observadas durante a experiência. A recta  $\theta_{so}-\theta(z) = 2.25^\circ\text{C}$  pareceu ser a que melhor representou o limite superior. Quando  $G$  foi calculado pela via a), determinou-se para a resistência aerodinâmica o valor  $r_a = 30 \text{ s.m}^{-1}$ ; quando o fluxo de calor no solo foi calculado pela via b) determinou-se para  $r_a$  o valor de  $96 \text{ s.m}^{-1}$ . O limite inferior determinou através da equação (6.62) os dois valores da resistência do coberto vegetal em evapotranspiração potencial  $r_{cp}$ , correspondentes ao fluxo de calor no solo calculado pela via a) e pela via b). Os resultados foram respectivamente  $r_{cp}=40 \text{ s.m}^{-1}$  e  $r_{cp}=100 \text{ s.m}^{-1}$ .

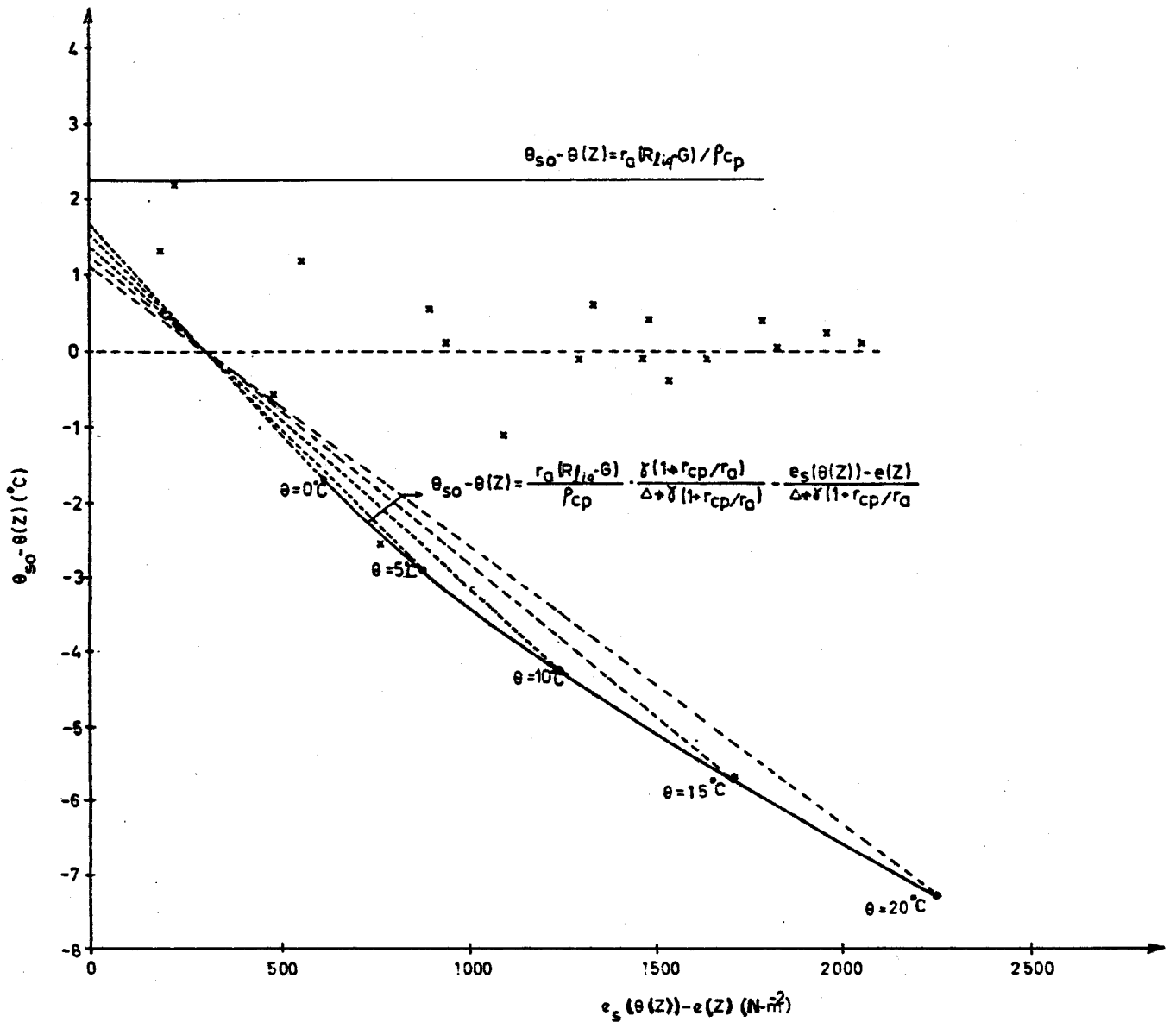


Figura 6.14 - Valores da diferença de temperatura observados entre a superfície do solo e o ar ( $\theta_{so} - \theta(z)$ ) em função do déficite de saturação do vapor ( $e_s(\theta(z)) - e(z)$ ) medido na camada de ar acima da cultura. As rectas a cheio representam os limites superior e inferior de ( $\theta_{so} - \theta(z)$ ), isto é, os limites da equação (6.59) quando  $r_c \rightarrow 0$  e  $r_c \rightarrow r_{cp}$ , respectivamente. Os números que figuram no gráfico, designam as temperaturas para as quais as rectas a tracejado foram calculadas.

A estimativa da resistência do coberto vegetal  $r_c$ , ao longo de um dia, foi feita recorrendo à equação (6.58a) ou (6.58b) (que é um caso particular de (6.58a)) mas em que, no nosso caso,  $\lambda E$  não foi apenas medido após as folhas secarem para que estes valores correspondessem às mesmas condições meteorológicas em que  $\lambda E$  foi estimado. No quadro 6.10, figuraram as quatro séries de valores de  $r_c$  por nós obtidas, referentes às taxas horárias de evapotranspiração potencial calculados para as quatro situações consideradas anteriormente:  $\lambda E_p$  calculado com  $r_a = 172 \text{ s.m}^{-1}$  e  $r_c = 0$  (1ª coluna) e  $r_a = 96 \text{ s.m}^{-1}$  e  $r_c = 0$  (2ª coluna);  $\lambda E_p$  calculado com  $r_a = 30 \text{ s.m}^{-1}$  e  $r_c = r_{cp} = 40 \text{ s.m}^{-1}$  (3ª coluna) e  $r_a = 96 \text{ s.m}^{-1}$  e  $r_c = r_{cp} = 100 \text{ s.m}^{-1}$  (4ª coluna). Os espaços em branco corresponderam a situações anómalas em que se obteve  $\lambda E_p < \lambda E$ .

## QUADRO 6.10

Valores da resistência do coberto vegetal  $r_c$ , obtidos a partir da taxa horária relativa de evapotranspiração  $\lambda E/\lambda E_p$  (eqs. 6.58a-b) determinados para a cultura de ananás. Os espaços em branco correspondem a situações impossíveis em que  $\lambda E_p < \lambda E$ .

Horas	$r_c = r_a(1 + \Delta/\gamma)(\lambda E_p - 1)$		$r_c = r_a[\lambda E_p(\Delta + \gamma(1 + r_{cp}/r_a)) - \lambda E(\Delta + \gamma)]/\gamma \lambda E$	
	$\lambda E_p(r_a = 96; r_c = 0)$ $r_c(\text{S}, \text{M}^{-1})$	$\lambda E_p(r_a = 172; r_c = 0)$ $r_c(\text{S}, \text{M}^{-1})$	$\lambda E_p(r_a = 30; r_{cp} = 40)$ $r_c(\text{S}, \text{M}^{-1})$	$\lambda E_p(r_a = 96; r_{cp} = 100)$ $r_c(\text{S}, \text{M}^{-1})$
10-11	118	-	276	110
11-12	-	-	128	-
12-13	360	-	383	341
13-14	110	-	270	100
14-15	-	-	195	-
15-16	93	-	339	90
16-17	-	-	229	-
17-18	60	-	187	-
18-19	58	22	63	-
19-20	83	111	58	-
20-21	132	185	86	100
21-22	221	302	152	197
22-23	176	251	110	152
23-24	244	357	112	214
24-01	200	336	82	171
01-02	441	746	177	396
02-03	240	482	103	215
03-04	312	537	117	274
04-05	282	494	99	246
05-06	588	1003	228	532
06-07	410	1696	162	366
07-08	920	1499	417	842
08-09	910	1354	541	914
10-11	171	-	601	182



## 6.5.B.8 - Discussão dos resultados

## A - Método da razão de Bowen

Da análise dos resultados expostos na figura (6.9), pôde verificar-se o seguinte: denotou-se uma discordância significativa entre os valores estimados e os valores medidos da evapotranspiração, em particular quando se introduziram na equação (6.55) os valores do fluxo de calor no solo calculados pela via b) ( $G = -k (\Delta\theta/\Delta z)$ ). Neste caso, a discordância foi quase total, não só no que respeitou à evolução das duas curvas ao longo do dia, mas à ordem de grandeza dos valores. Em contrapartida, quando se utilizaram os valores de G medidos com a placa de fluxo de calor, observou-se que a curva representativa da evapotranspiração estimada acompanhou com um certo desfazamento a evolução de  $\lambda E$  medida, mas com valores superiores aos medidos, em particular durante o período diurno. Os valores da taxa de evapotranspiração real decorrentes da aplicação do método da razão de Bowen revelaram-se no nosso caso, particularmente sensíveis à determinação da radiação líquida disponível no coberto vegetal ( $R_{liq} - G - A$ ). Com efeito, para um coberto vegetal pouco denso, é necessário conhecer com rigor o fluxo de calor conduzido no solo, dado o significativo valor que ele apresenta relativamente à energia líquida ganha sob a forma de radiação na superfície do coberto vegetal  $R_{liq}$ . Tanto a placa de fluxo de calor como o desconhecimento rigoroso da condutividade

térmica do solo ao longo da experiência, não permitiram ter acesso a uma medida rigorosa do fluxo de calor no solo. Por outro lado, as condições de aplicabilidade deste método, no que diz respeito às características do coberto vegetal e à camada limite acima deste coberto, foram violadas para a nossa cultura. A cultura de ananás não constituía um coberto vegetal extenso e uniformemente distribuído acima do qual se formava a camada limite bem definida onde os perfis da temperatura, humidade e velocidade do ar estavam linearmente relacionados entre si e com uma variação regular e lenta em altura. Os perfis destas grandezas, determinados a partir de diversas observações realizadas dentro e fora do coberto vegetal, apresentavam configurações muito diversas entre si variando no tempo e no espaço. Verificou-se com frequência flutuações espaço-temporais e inversões em altura nos valores da velocidade, temperatura e humidade do ar medidos a vários níveis acima do topo do coberto. Em consequência das características destes perfis, os fluxos de calor e vapor de água não eram constantes nem predominantemente verticais na camada de ar acima do coberto vegetal. Mesmo para níveis mais afastados da superfície do coberto vegetal, o transporte de calor e vapor de água não era unidirecional, pela presença de uma fronteira (envolvente plástica) demasiado próxima da superfície do coberto. Pôde pois concluir-se que, pelas características do coberto vegetal e pela existência de uma fronteira relativamente próxima do topo do coberto, não se desenvolveu uma camada limite de ar onde o transporte de calor

e vapor de água fosse predominantemente vertical e os seus fluxos fossem constantes. Por outro lado, verificaram-se gradientes importantes de temperatura e tensão de vapor entre o coberto e o ar em contacto, o que originou movimento de ar por convecção que se sobrepos à turbulência gerada apenas pqr fricção do ar nas plantas. Esta situação significou que não se tinha uma camada de ar em condições de equilíbrio neutrais, pelo que não se podia admitir que os coeficientes de transferência de calor e vapor de água fossem iguais, invalidando-se assim a definição da razão de Bowen dada pela relação (6.49b). Nestas circunstâncias pôde concluir-se que este método não devia ser aplicado para estimar taxas de evapotranspiração de culturas em estufas, pelo menos quando elas apresentassem características idênticas às nossas - pouco densas, irregularmente distribuídas e ocupando uma área limitada - e estivessem envolvidas por uma fronteira demasiado próxima do topo da cultura que não permitisse o desenvolvimento de uma camada limite onde os fluxos de calor e vapor de água fossem unidireccionais e constantes.

#### B - Método combinado de Penman Monteith

Os comentários feitos sobre a aplicabilidade do método da razão de Bowen à situação real do nosso coberto, foram extensivos a este método, no que de comum têm as condições de aplicabilidade dos dois métodos. Todavia no que respeitou às

condições específicas de aplicabilidade deste método à nossa cultura, outros comentários tiveram que ser feitos.

Tendo-se analisado as curvas representativas dos termos aerodinâmico e radiativo da equação de Penman-Monteith (figuras 6.12 e 6.13), verificou-se que o termo aerodinâmico teve um peso superior ao termo radiativo durante uma grande parte do período diurno, invertendo-se esta situação para o período noturno, onde a evapotranspiração potencial pareceu depender quase exclusivamente da radiação líquida disponível no coberto,  $R_{liq}-G-A$ . As elevadas temperaturas acompanhadas de tensões de vapor muito baixas que se fizeram sentir durante o dia no ar interior da estufa, determinaram déficits de saturação de vapor no ar muito elevados e fizeram com que a disponibilidade do ar para aceitar o vapor, proveniente de um coberto bem irrigado, fosse grande. Durante o período noturno, essa capacidade do ar foi diminuída, pois a temperatura do ar era baixa e a humidade elevada, mas a energia disponível no coberto (em particular no solo) muito elevada. Foi possível concluir-se que, para uma cultura sujeita a estas condições ambientais, a expressão de Penman-Monteith (equação 6.65a) era muito sensível ao valor da resistência aerodinâmica que aí se introduzisse. Na figura (6.10), onde se representaram os valores das taxas horárias de evapotranspiração potencial estimados com a equação (6.56a) onde se introduziram diferentes valores de  $r_a$ , foi confirmada esta ideia. Verificou-se mesmo que, para o valor da resistência aerodinâmica que foi calculado admitindo um

perfil logaritmico da velocidade do ar e condições de equilíbrio neutrais (equação 6.57), foram estimadas taxas horárias de evapotranspiração potencial diurnas impossíveis, isto é inferiores às taxas de evapotranspiração real medidas; no período nocturno, esse mesmo valor da resistência aerodinâmica conduziu a taxas de evapotranspiração potencial muito mais elevadas que os correspondentes valores medidos. Em contrapartida, para as taxas de evapotranspiração potencial estimada com valores de resistência aerodinâmica bastante inferiores determinados pela equação (6.60) verificou-se uma melhor concordância com as taxas de evapotranspiração medidas. Estes resultados permitiram concluir que para a nossa cultura, não era razoável calcular-se a resistência "externa" do coberto à transferência de vapor, através da relação (6.57). Esta conclusão está de acordo com os comentários já feitos para o método anterior: num coberto vegetal pouco denso, ocupando área limitada e irregularmente distribuido, envolvido superiormente por uma fronteira plástica demasiado próxima da cultura e não se observando condições de equilíbrio neutrais, não se desenvolve acima desse coberto uma camada limite onde o perfil da velocidade do ar cresça logaritmicamente com a altura e apresente a mesma configuração que os perfis de temperatura e tensão de vapor do ar.

Por outro lado, a utilização na equação (6.56a) de uma resistência aerodinâmica definida pela relação (6.60), onde a temperatura do coberto vegetal foi substituída pela temperatura da superfície do solo, teve em contrapartida

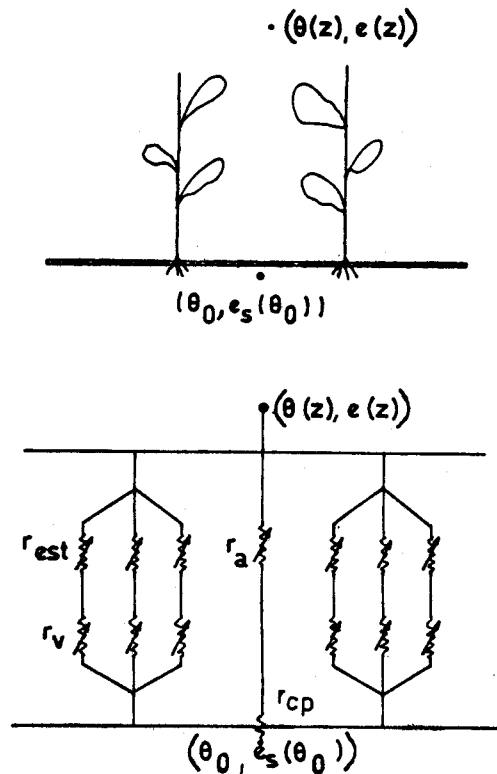
outras implicações: a resistência aerodinâmica assim definida admitiu que a superfície evaporante estava situada ao nível do solo ( $z = 0$ ) e não num nível interior do coberto vegetal em  $z=d+z_0$  onde se situavam as fontes ou sumidouros de calor e vapor de água coincidentes com o sumidouro aparente de momento linear; a taxa de evapotranspiração potencial ficou dependente da temperatura da superfície evaporante (sempre difícil de definir e medir) e de  $(R_{11a} - G)$  onde, no nosso caso,  $G$  tinha um peso significativo (parágrafo 6.5.B.7) e era extremamente difícil de obter correctamente como já foi referido no capítulo 5. Com efeito verificou-se que se determinasse o fluxo de calor no solo com a placa de fluxo de calor (via a) o valor da resistência aerodinâmica era cerca de um terço do valor que era obtido se se determinasse o fluxo de calor no solo pela via b). Isto significou que o método de Jackson e Idso revelou-se pouco adaptado às nossas condições e apenas permitiu determinar dois valores possíveis da resistência aerodinâmica ( $r_a = 30$  e  $r_a = 96 \text{ s.m}^{-1}$ ), que conduziram a taxas de evapotranspiração potenciais possíveis mas não necessariamente reais.

No que respeitou à estimativa da evapotranspiração potencial pela relação (6.56b), em que a resistência do coberto vegetal em evapotranspiração potencial não foi considerada nula ( $r_c = r_{cp}$ ), pareceu não apresentar vantagens em relação à estimativa feita recorrendo à equação (6.56a), onde o coberto vegetal em evapotranspiração potencial não oferecia qualquer resistência à difusão de vapor de água, ou

seja  $r_a = 0$ . Este facto resultou da dificuldade que houve em ajustar o parâmetro  $r_{cp}$  na equação (6.62) que permitisse determinar o limite inferior de  $\theta_{so} - \theta(z)$  mais adequado à nossa cultura, face à escassez de dados disponíveis. Também neste caso, o modelo de Jackson e Ideo revelou-se pouco adaptado às nossas condições e permitiu determinar dois valores possíveis de  $r_{cp}$  ( $r_{cp} = 40$  e  $r_{cp} = 100$  s.m<sup>-1</sup>), mas não necessariamente reais.

Com o objectivo de interpretar estes resultados, identificou-se o parâmetro  $r_{cp}$  como sendo a resistência oferecida pela superfície do solo quando esta não se mantinha saturada de vapor durante a experiência, apesar do solo imediatamente abaixo apresentar disponibilidade total de água. Com efeito tendo identificado a resistência  $r_{cp}$  com a resistência oferecida pela superfície do solo;  $r_a$  calculada pela relação (6.60), com a resistência oferecida pela camada de ar no interior do coberto em contacto com o solo; atribuindo um valor à resistência oferecida pela camada limite das folhas de ananás igual ao que foi determinado para as folhas de tomateiro no parágrafo 6.4.A.C ( $r_v = 300$  s.m<sup>-1</sup>); medindo a resistência estomática de folhas de ananás com o auxílio de um porómetro, efectuou-se uma estimativa da resistência total oferecida pelo coberto vegetal. Este valor foi comparado com o valor que era obtido pela equação de definição de resistência do coberto vegetal (6.50b) se a superfície evaporante estivesse situada imediatamente abaixo da superfície do solo ( $z = 0$ ), à temperatura  $\theta_0$  e saturada de

vapor a essa temperatura  $e_0 = e_s(\theta_0)$ . A resistência oferecida pelo coberto vegetal à difusão de vapor de água, referida à unidade de área de solo, foi então calculada como sendo a resistência equivalente oferecida por um conjunto de resistências (superfície do solo, camada de ar em contacto com o solo, plantas) dispostas em paralelo num circuito com o seguinte esquema:



Este circuito simulava uma situação em que havia duas plantas por  $m^2$  de solo e o vapor de água difundia-se da camada de solo imediatamente abaixo da superfície do solo para o nível de referência acima da cultura, quer através das folhas e suas camadas limites quer através da superfície do solo e da camada de ar imediatamente em contacto com o solo.



Para a cultura de ananás com as características já descritas em 6.5.B.7 e tendo em conta os valores das resistências:  $\langle r_{\text{est}} \rangle = 10000 \text{ s.m}^{-1}$  (por  $\text{m}^2$  área foliar);  $\langle r_v \rangle = 300 \text{ s.m}^{-1}$  (por  $\text{m}^2$  área foliar);  $r_{\text{a,solo}} = r_{\text{cp}} = 100 \text{ s.m}^{-1}$  (por  $\text{m}^2$  de área de solo) e  $r_{\text{a}} = 100 \text{ s.m}^{-1}$  (por  $\text{m}^2$  de área de solo), obteve-se:

$$r_{\text{planta}/\text{m}^2 \text{ solo}} = \frac{\langle r_{\text{est}} \rangle + \langle r_v \rangle}{\text{LAI}} = 7518 \text{ s.m}^{-1} \dots \quad (6.63a)$$

$$\frac{1}{r_c/\text{m}^2 \text{ solo}} = \frac{1}{r_{\text{planta}/\text{m}^2 \text{ solo}}} + \frac{1}{(r_{\text{a}} + r_{\text{cp}})/\text{m}^2 \text{ solo}} \dots \quad (6.63b)$$

Substituindo pelos valores das resistências, obteve-se finalmente:

$$r_c/\text{m}^2 \text{ solo} = \frac{r_{\text{planta}/\text{m}^2 \text{ solo}} \times (r_{\text{a}} + r_{\text{cp}})}{r_{\text{planta}} + r_{\text{a}} + r_{\text{cp}}} = 200 \text{ s.m}^{-1} \dots \quad (6.63c)$$

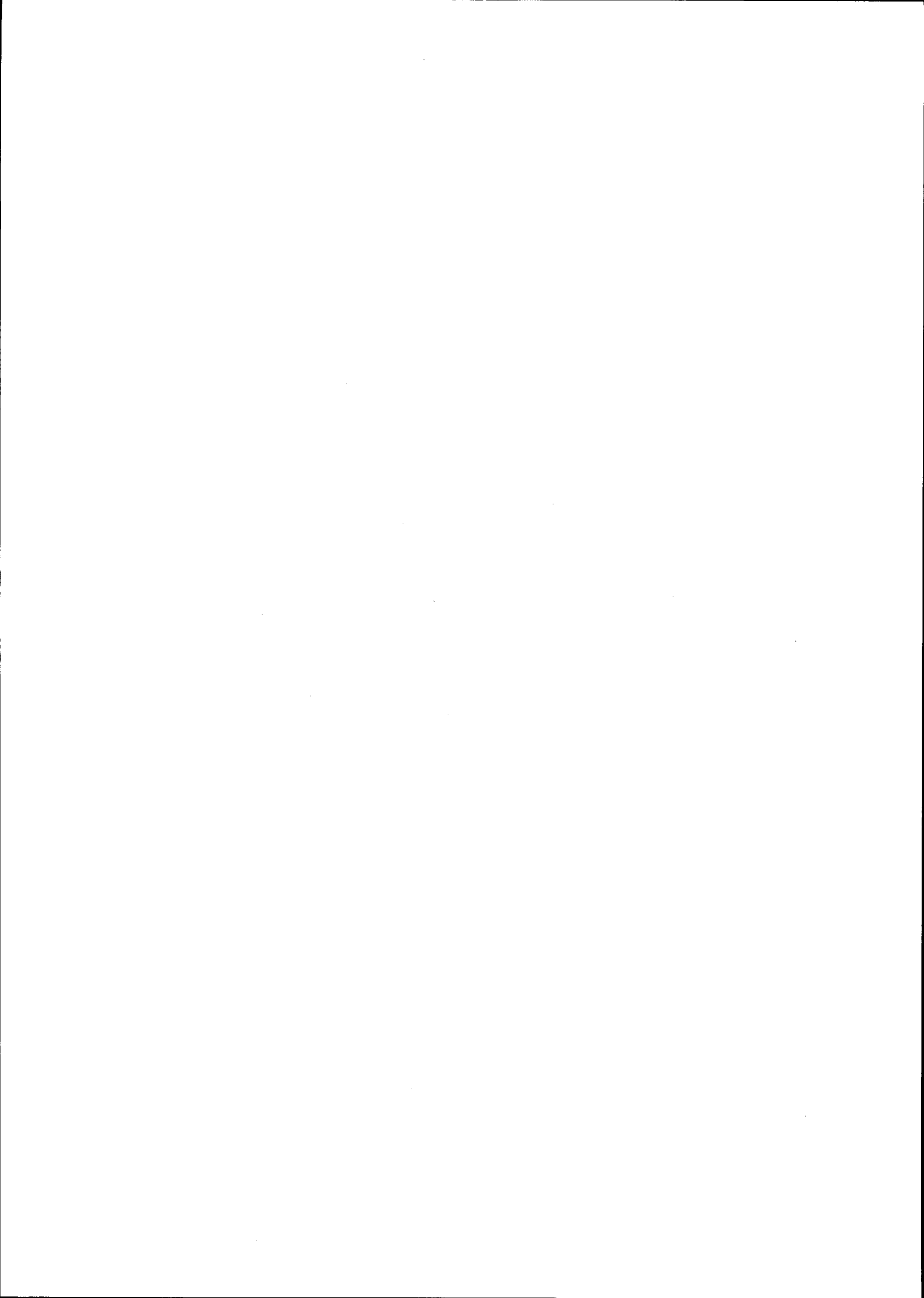
O erro associado a este valor e que resultou da propagação dos erros que afectaram as grandezas intervenientes em (6.63c) foi cerca de  $\pm 20 \text{ s.m}^{-1}$ .

Utilizando agora a equação de definição da resistência do coberto vegetal (equação 6.50b), onde se substituí  $\lambda E = 80 \text{ W.m}^{-2}$  e  $e_{\text{a}}(\theta_0) - e(z) = 1500 \text{ N.m}^{-2}$ , que foram valores médios típicos observados durante o dia, obteve-se para  $r_c$  o valor de  $244 \text{ s.m}^{-1}$ . Este valor diferiu em cerca de 20% do valor obtido pela relação (6.63c) ( $r_c = 200 \text{ s.m}^{-1}$ ) o que pôde ser atribuído

ou às imprecisões relacionadas com as medições das grandezas intervenientes nas relações (em particular  $e_s(\theta_0)$ , ou ao significado atribuído a  $r_{cp}$ . Por último tendo-se analisado o quadro 6.10 onde figuraram os valores da resistência do coberto vegetal ao longo de um dia obtidos das relações (6.58a) e (6.58b), verificou-se que os valores que apresentaram uma variação mais regular foram os que corresponderam sempre aos valores mais pequenos da resistência aerodinâmica introduzida na estimativa da taxa de evapotranspiração potencial (1ª e 3ª colunas). No entanto estes resultados devem ser considerados apenas como "indicadores" da ordem de grandeza da resistência deste coberto vegetal à transferência de vapor e não permitem ser conclusivos quanto às vantagens de se introduzir no cálculo da taxa de evapotranspiração potencial uma resistência diferente de zero, pelo menos quando esta fôr calculada pelo método de Jackson e Idso aqui aplicado.

Em resumo, pode admitir-se que na impossibilidade de se ter acesso a meios directos de medida da evapotranspiração potencial, pode recorrer-se ao método de Penman Monteith para estimar taxas horárias de evapotranspiração potencial de uma cultura em estufa, sujeita às nossas condições climáticas e com as características atrás descritas, desde que se introduza no termo radiativo da relação que determina a taxa de evapotranspiração potencial a taxa de armazenamento de calor no interior do coberto, se utilize um valor de resistência aerodinâmica adequado e se conheça com rigor a radiação

líquida disponível no coberto, em particular o termo referente ao fluxo de calor no solo. Se se tivesse utilizado este método para estimar taxas instantâneas de evapotranspiração potencial, as discrepâncias entre estes valores e os medidos eram enormes, de tal modo que não era aconselhável utilizar este método numa cultura com características idênticas às nossas. Também se pôde concluir que não foram visíveis as vantagens de utilizar uma resistência do coberto vegetal em evapotranspiração potencial diferente de zero, calculada pelo método sugerido por Jackson e Idso, pelo menos para uma cultura em estufa com características idênticas às do ananás onde o solo foi a fracção do coberto vegetal que mais contribuiu para a produção de vapor, através do qual o fluxo de calor  $G$  teve um peso significativo e que mais dificultou a medida rigorosa da radiação líquida disponível.



## CONCLUSÕES

Foi proposto no início deste trabalho contribuir-se para um maior aprofundamento de alguns aspectos do "clima" das estufas menos explorados na literatura incluindo aqueles relacionados com a viabilidade de aplicação de modelos ou métodos clássicos de evolução de grandezas ambientais em condições naturais, a estufas. Por outro lado foi igualmente objectivo deste trabalho contribuir para o esclarecimento de fenómenos relacionados com o clima das estufas com carácter determinante sobre a evolução das culturas, como seja a previsão de geada nocturna em estufas de plástico. O estudo de alguns processos físicos de transferência de energia radiante, condutiva e convectiva, bem como a exploração de algumas potencialidades do sistema de condicionamento ambiente implantado na estufa, permitiram obter resultados que satisfizeram alguns dos objectivos inicialmente propostos.

Assim, estudaram-se no capítulo 4 alguns aspectos do clima radiativo da estufa cujas principais conclusões foram:

- 1) O estudo da irradiação solar recebida no solo interior de duas estufas em plástico com configurações diferentes não permitiu detectar diferenças significativas entre os valores obtidos para ambas, sugerindo que a captação de energia solar radiante fosse independente da forma da estufa, pelo menos quando os cálculos se baseavam em valores horários de radiação calculados para um dia médio de cada mês,

e a cobertura plástica se comportasse como uma superfície perfeitamente difusora. A concordância entre os valores de irradiação solar estimados para a estufa hemisférica, com os valores de irradiação solar que foram observados no interior de uma estufa idêntica conferiu garantia de validade ao modelo utilizado;

2) As trocas radiativas nocturnas entre o interior e o exterior de uma estufa em plástico mereceram particular atenção neste trabalho, já que sob certas condições meteorológicas e actinométricas nocturnas no período de inverno, podem constituir o mecanismo dominante das perdas térmicas globais de uma estufa. O modelo físico elaborado para descrever o clima radiativo nocturno no interior de uma estufa individual em plástico, permitiu observar que a taxa de arrefecimento radiativo era principalmente determinada pela transmitância da cobertura sendo a emitância e a reflectância praticamente irrelevantes. Deduziu-se igualmente deste modelo que na ausência de outros fluxos de calor e persistindo uma situação meteorológica extrema ( $T_{a,ext} = T_{so,ext} = T_c = 0^\circ\text{C}$  e céu limpo), a temperatura de equilíbrio do solo  $T^*_{so}$  (temperatura do solo para o qual a taxa de arrefecimento radiativo é nula) era nula, mesmo quando a transmitância da cobertura fosse nula. Em consequência deste resultado foi possível inferir que numa situação meteorológica propícia à ocorrência de geada nocturna ( $T_{ext} < 0^\circ\text{C}$ , céu limpo) era vantajoso o efeito da condensação na face interna

da cobertura ou da rega na face externa da mesma para prevenir a ocorrência de geada no solo interior da estufa.

O facto de intervirem outros fluxos de calor no interior da estufa, designadamente o fluxo de calor no solo e fluxos de calor sensível e latente entre o solo e o ar ou a vegetação, evita que se atinjam temperaturas ao nível do solo interior da estufa, perto do ponto de congelação. Neste sentido foi estudada com certo detalhe no capítulo 5 a transferência de calor por condução ao nível do solo e no capítulo 6 as trocas convectivas de calor e vapor de água entre a vegetação e o ar interior. No que respeita ao capítulo 5, as principais conclusões foram as seguintes:

1) A aplicação de modelos clássicos de condução de calor em sólidos a um solo aquecido, tanto em regime transitório como estacionário, permitiu em confronto com as observações experimentais estimar alguns parâmetros térmicos do solo, designadamente a condutividade e a difusividade térmicas e o coeficiente de transferência de calor à superfície do solo.

2) O confronto destes valores com os obtidos por outros autores ou por via experimental directa veio dar suporte à aplicabilidade dos modelos adoptados, em particular dos modelos transitórios, e permitiu conhecer em termos médios a ordem de grandeza dos fluxos de calor do solo que intervêm no interior de uma estufa a par dos fluxos radiativos. No capítulo 6, onde o estudo das trocas de calor e vapor e água entre a vegetação e o interior da estufa se processou a dois

níveis (ao nível planta-atmosfera e ao nível coberto vegetal-atmosfera) as principais conclusões foram:

**Ao nível da planta:**

- 1) não pareceu razoável admitir como era habitual (Monteith, Stanghellini), que as resistências à transferência de calor  $r_H$ , e de vapor de água  $r_v$  através da camada limite de folhas fossem iguais, pelo menos quando este estudo se efectuou com réplicas de folhas reais;
- 2) a transferência de calor e vapor de água através da camada limite dessas folhas pareceu processar-se em convecção mista e regime turbulento, apesar da análise dos parâmetros adimensionais e suas combinações ter sugerido outro modo de transferência;
- 3) a associação em paralelo de duas resistências (uma em convecção natural, outra em convecção forçada) pareceu ser a combinação que melhor quantificou a taxa a que se processou a transferência de vapor de água (ou calor) entre a superfície da folha e o meio;
- 4) dois dos factores ambientais que caracterizaram o meio onde se situou a planta em estudo (irradiação solar incidente e diferença entre a tensão de vapor da folha e do ar) actuaram de uma forma sinérgica sobre a resistência interna da folha de tomateiro; a radiação solar incidente pareceu ser contudo o



factor que mais directamente influenciou a abertura dos estomas de tomateiro;

- 5) um aumento da diferença de tensão de vapor entre a folha e o ar, ou seja um aumento da secura do ar interior da estufa pareceu produzir efeitos opostos sobre a taxa de transpiração e a resistência estomática das folhas de tomateiro.

Ao nível do coberto vegetal (plantas mais solo):

- 1) o modelo da razão de Bowen não pareceu adequado para estimar taxas de evapotranspiração da cultura de ananás em estufa e conseqüentemente não pôde ser utilizado para estimar a resistência oferecida pela cultura à perda de água por evapotranspiração;
- 2) o modelo de Penman-Monteith revelou-se útil na estimativa das taxas horárias de evapotranspiração potencial do ananás, desde que se introduzissem algumas alterações na equação original - introdução do termo referente à taxa de armazenamento de calor no interior do coberto -, se utilizasse um valor adequado da resistência aerodinâmica e se conhecessem com rigor o fluxo de calor e a taxa de armazenamento de calor no interior do coberto;
- 3) não foi visível a vantagem de se ter utilizado uma resistência à transferência de vapor diferente de zero para estimar a taxa de evapotranspiração potencial da cultura de ananás, em vez da resistência nula que foi adoptada na equação

original para esse efeito, pelo que se considerou que o método de Jackson e Idso se revelou inadaptado à nossa cultura e nas condições em que decorreu a experiência.

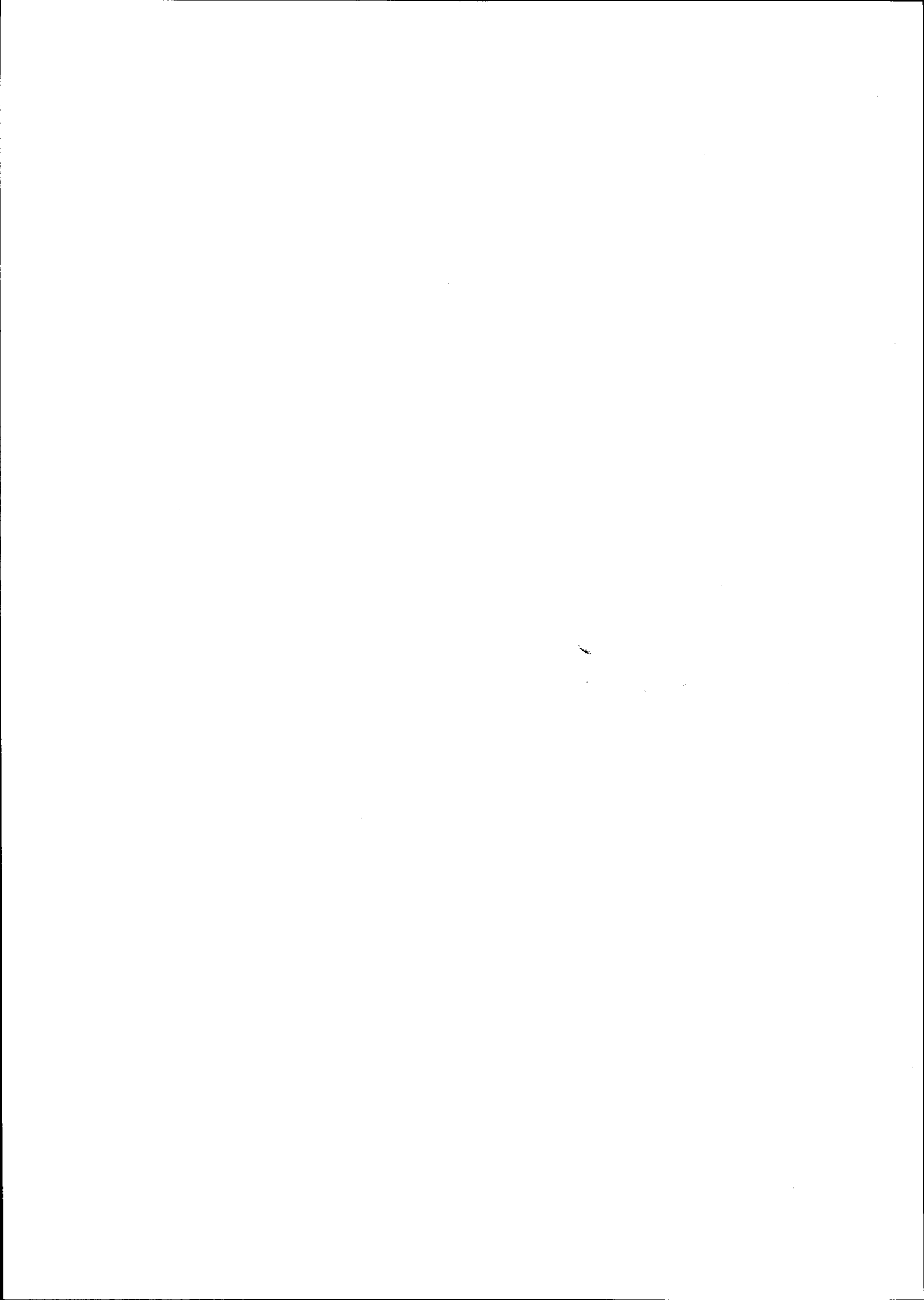
O estudo colateral realizado sobre as potencialidades dos sistemas de condicionamento ambiente, permitiu concluir o seguinte:

- 1) do ponto de vista exclusivamente do condicionamento ambiente e sem quaisquer considerações de natureza económica, pareceu vantajoso utilizar uma fonte de produção de calor não convencional e reversível.
- 2) dos dois sistemas de distribuição de calor (rede subterrânea de tubos e termoconvectores) pareceu haver vantagens do sistema de distribuição de calor no ar sobre o sistema de aquecimento do solo, no que respeita a:
  - promover a agitação do ar interior com aquecimento simultâneo, evitando a sua estratificação e as inversões de temperatura que podem ser prejudiciais às culturas;
  - evitar a ocorrência de geada nocturna, em consequência de intensificar as trocas de calor entre o ar e o solo ou entre o ar e a vegetação;
  - responder mais rapidamente às variações das grandezas climáticas exteriores e proporcionar mais rapidamente temperaturas confortáveis no interior da estufa;

- ser utilizado no modo de refrigeração, ou combinado com a humidificação ambiente, permitindo a exploração agrícola da estufa durante todo o ano.

- 3) o sistema de aquecimento do solo pode ter interesse e apresentar vantagens em relação ao aquecimento ambiente sempre que se disponha de fontes de produção de calor a baixa temperatura (solar, geotérmica) ou estações de produção de electricidade operando a vapor e se possua uma cultura que prefira o aquecimento radicular ao aéreo.

Por dificuldades de natureza prática ou por impossibilidade de aquisição, em tempo útil, de instrumentação adequada, ficaram por explorar alguns aspectos relacionados com os estudos efectuados, dos quais se destacam os seguintes: a contribuição do fluxo de calor por difusão do meio húmido que preenche os poros do solo, no fluxo total de calor no solo (capítulo 4); a influência de outras grandezas climáticas (que não apenas a radiação solar e o déficite de saturação de vapor na atmosfera) sobre a transpiração e a resistência interna das folhas (capítulo 6); a parametrização das resistências externa e interna do coberto vegetal com respeito ao microclima. Pensa-se que qualquer destes assuntos deverá ser objecto de reflexão e poderá constituir trabalho de pesquisa futuro.



## BIBLIOGRAFIA

- BAILEY, W.G., J. A. DAVIES, 1981. Bulk Stomatal resistance control on evaporation. *Boundary Layer Meteorol.*, 20: 401-415
- BEHBOUDIAN, M. H., 1977. Water relations of cucumber, tomato and sweet pepper. *Meded. Landb. Hogesch. Wageningen* 77(6): 1-85
- BASBAU, P., J. DELTOUR e A. NISEN, 1973. Effect of diffusion properties of greenhouse covers on light balance in the greenhouse. *Agric. Meteor.*, 11: 357-372
- BIRD, R. B., W. E. STEWART e E. N. LIGHTFOOT, 1960. *Transport Phenomena*. John Wiley of Sons, Inc. N. Y.: 779 p.
- BOT, G. P. A., 1983. Greenhouse climate: from physical processes to a dynamic model. Ph. D., Universidade de Wageningen, Holanda: 240 p.
- BOULARD, T., 1982. Modèle de Chauffage du Sol; avec nappe en regime permanent; en regime transitoire. Nota interna M/82/9., I.N.R.A., Avignon: 23 p.
- BUSINGER, J. A., 1956. Some remarks on Penman's equation for the evapotranspiration. *Neth. J. Agric. Sci.*, 4: 77-80

- CANNON, J. H., W. B. KRANTZ, F. KREITH e D. NAOT, 1979. A study of transpiration from porous flat plates simulating plant leaves. Int. J. Mass Transfer, 22: 469-483
- CARSLAW, H. S. e J. C. JAEGER, 1959. Conduction of heat in solids. Oxford University Press: 509 p.
- CARSON, J. B., 1963. Analysis of soil and air temperatures by Fourier techniques. J. Geophys. Res., 68: 2217-2232
- CHALLA, H., 1976. An analysis of the diurnal course of growth, carbon dioxide exchange and carbohydrate reserve content of cucumber. Agric. Res. Report 861. Pudoc, Wageningen, Holanda: 88 p.
- CHANDRA, P., 1982. Thermal radiation exchange in a greenhouse with a transmitting cover. J. Agric. Engng. Res., 27: 261-265
- CHEN, T. S., E. M. SPARROW e A. MUCOGLU, 1977. Mixed convection in boundary layer flow on a horizontal plate. ASME. J. Heat Transfer, 99: 66-71
- CHOUDHURY, B. J. e J. L. MONTEITH, 1986. Implications of stomatal response to saturation deficit for the heat balance of vegetation. Agric. For. Meteorol., 36: 215-225

- COLLARES-PEREIRA, M. e A. RABL, 1979. The average distribution of solar radiation - correlations between diffuse and hemispherical and between daily and hourly insolation values. *Solar Energy*, 22: 155-164
- COOPER, P. I., R. J. FULLER, 1983. A transient model of the interaction between crop, environment and greenhouse structure for predicting crop yield and energy consumption. *J. Agric. Engng. Res.*, 28: 401-418
- COULSON, K. L., 1975. *Solar and Terrestrial Radiation*. Academic Press, N. Y.: 322 p.
- DAGNELIB, P., 1975. *Analyse statistique à plusieurs variables*. Edições Gembloux, Bélgica: 185-190
- DAVIES, R. G., 1971. *Computer programming in quantitative biology*. Academic Press, N. Y.: 477 p.
- DELTOUR, J. e A. NISEN, 1970. Les verres diffusants en couverture des serres. *Bull. Rech. Agron. Gembloux N. S. V.*, 1: 232-255
- DUFFIE, J. A. e W. A. BECKMAN, 1974. *Solar energy thermal processes*. John Wiley & Sons, N. Y.: 386 p.
- EDWARDS, A. L., 1979. *Multiple regression and the analysis of variance and covariance*. W. H. Freeman and Company. San Francisco: 212 p.

EDWARDS, R. I. e J. V. LAKE, 1965. Transmission of solar radiation in a large span east-west greenhouse. J. Agric. Engng. Res., 10: 125-131.

GARZOLI, K. V. e J. BLACKWELL, 1981. An analysis of the nocturnal heat loss from a single skin plastic greenhouse. J. Agric. Engng. Res., 26: 203-214

GATES, D. M., 1980. Biophysical Ecology. Springer-Verlag. N.Y.: 611 p.

GODBEY, L. C., T. E. BOND e H. ZORNIG, 1979. Transmission of solar and long-wavelength energy by materials used as covers for solar collectors on greenhouses. Transaction, of the A.S.A.E., 22(5): 1137-1144

GOILLOT, M. C., 1970. Techniques d'étude des facteurs physiques de la biosphère. Publ. 70-4, I.N.R.A., Avignon.: 543 p.

GOUDRIAAN, J., 1977. Crop micrometeorology: a simulation study. Pudoc, Wageningen, Holanda: 249 p.

HALL, A. E. e M. R. KAUFMAN, 1975. Regulation of water transport in the soil plant atmosphere continuum. Perspectives of Biophysical Ecology. N. Y., Springer-Verlag, Cap. 11.



- HEITOR, A. e R. ROSA, 1984. Variação da emissividade atmosférica com a nebulosidade e obtenção das normais climatológicas. Actas da 4ª Conferência de Física. Sociedade Portuguesa de Física, Lisboa.
- HIEBER, C. A., 1973. Mixed convection above a heated horizontal surface. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 16: 769-785
- HORTON, R., P. J. WIERRENGA e D. R. NIELSEN, 1983. Evaluation of methods for determining the apparent thermal diffusivity of soil near the surface. *Soil Sci. Soc. Am. Journal*, 47 (1): 25-32
- IDSO, S. B., D. G. BAKER e B. L. BLAD, 1969. Relations of radiation fluxes over natural surfaces. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 95: 244-249.
- IMPENS, I. I., 1966. Leaf Wetness, diffusion resistances and transpiration rates of bean leaves through comparison of "wet" and "dry" leaf temperatures. *Oecol. Plant.*, 1: 327-334
- IQBAL, M. e J. A. STOFFERS, 1975. Natural convection heat transfer in covered plant canopies. *Agric. Meteorol.*, 15: 97-111
- JACKSON, R. D. e D. KIRKHAM, 1958. Method of measurement of the real thermal diffusivity of moist soil. *Soil. Sci. Soc. Am. Proc.*, 22: 479-482

JACKSON, R. D. e S. B. IDSO, 1981. Canopy temperature as a crop water stress indicator. Water. Resour. Res., 17 (4): 1133-1138

JALURIA, Y., 1980. Natural Convection. Heat and mass transfer. Pergamon Press. N. Y.: 326 p.

KANEMASU, E. T. e C. B. TANNER, 1969a, b. Stomatal diffusion resistance of snap beans.

I - Influence of leaf water potencial. Plant Physiol., 44: 1547-1552

II - Effect of light. Plant Physiol., 44: 1542-1546

KENDRICK, J. H. e J. A. HAVENS, 1973. Heat transfer models for a subsurface water pipe soil-warming system. J. Environ. Quality, 2: 188-196

KINDELAN, M., 1980. Dynamic modeling of greenhouse environment. Transactions of the A.S.A.E., 23 (5): 1232-1239

KINGHAM, H. G. e C. V. SMITH, 1971. Calculated light transmission: the effect of orientation of single glasshouses. Expl. Hort., 22: 1-8.

KITTAS, C., 1981. Contribution theorique et experimentale à l'étude du bilan d'énergie des serres; applications à l'analyse du déterminisme des températures de la paroi et de l'air intérieur de la serre. Tèse de 3<sup>e</sup> ciclo, I.N.R.A., Avignon: 161 p.

- KOHNKE, H.**, 1968. Soil Physics. Mc. Graw-Hill Book Company, N. Y.:  
224 p.
- KONDRATYEV, K. Y.**, 1969. Radiation in the atmosphere. Academic Press,  
N. Y.: 912 p.
- KOZAI, T., J. GOUDRIAAN e M. KIMURA**, 1978. Light transmission and  
photosynthesis in greenhouses. Simulation Monographs, Pudoc,  
Wageningen, Holanda: 99 p.
- KUIPER, P. J. G.**, 1961. The effects of environmental factors on the  
transpiration of leaves with special reference to stomatal  
response. Meded. Landb. Hogesch., Wageningen, 61 (7): 1-49
- LETTAU, H.**, 1954. Improved models of thermal diffusion in the soil.  
Trans. Am. Geophys. Union, 35: 121-132
- LINACRE, E. T.**, 1964. A note on a feature of leaf and air temperature.  
Agric. Meteorol., 1: 66-72
- LINACRE, E. T.**, 1972. Leaf temperature, diffusion resistances and  
transpiration. Agric. Meteorol., 10: 365-382
- LIU, B. Y. H. e R. G. JORDAN**, 1960. The interrelationship and  
characteristic distribution of direct, diffuse an total solar  
radiation. Solar Energy, 4 (3): 1-19

- MATHER, P. M., 1976. Computational methods of multivariate analysis in physical geography. John Wiley & Sons, N. Y.: 503 p.
- MONTEITH, J. L. e G. SZBICZ, 1961. The radiation balance of bare soil and vegetation. Q. J. R. Meteorol., Soc. 87: 159-170
- MONTEITH, J. L. e G. SZBICZ, 1962. Radiative temperature in the heat balance of natural surfaces. Q. J. R. Meteorol. Soc., 88: 496-507
- MONTEITH, J. L. e T. A. BULL, 1970. A diffusive resistance porometer for field use. II. J. Appl. Ecol., 7: 623-638
- MONTEITH, J. L., 1965. Evaporation and environment: The State and movement of water in living organisms. 19<sup>th</sup> Symp. Soc. Exp. Biol.: 205-234
- MONTEITH, J. L., 1973. Principles of Environmental Physics. Edward Arnold, London: 241 p.
- MORGAN, V. T., 1975. The overall convective heat transfer from smooth circular cylinders - Advances in Heat Transfer 11. Academic Press, N. Y.: 199-264
- MORRISON, J. E. e B. J. BARFIELD, 1981. Transpiring artificial leaves. Agric. Meteorol., 24: 227-236

- MORROW, P. A. e R. O. SLATYER, 1971. Leaf resistance measurements with diffusion porometers: precautions in calibration and use. Agric. Meteorol., 8: 223-233
- NASHCHOKIN, V., 1979. Engineering thermodynamics and heat transfer. MIR Publishers, Moscow: 517-535
- NIELSEN, L. B., L. P. PRAHM, R. BERKOWICZ e K. CONRADSEN, 1981. Net incoming radiation estimated from hourly global radiation and/or cloud observations. J. Climatol., 1: 255-272
- NIJSKENS, J., D. de HALLEUX, J. DELTOUR, S. COUTISSE e A. NISEN, 1985. Condensation effect on heat transfer trough greenhouse claddings: glass and polyethylene. Acta Horticultural, 174: 135-138
- NORMAN, J. M. et al., 1981. Comparison of four porometers under field conditions. Agron. Abstr., 73: 93
- OKADA, M. e T. TAKAKURA, 1973. Guide and data for greenhouse air conditioning 3: heat loss due to air infiltration of heated greenhouses. J. Agric. Met., Tokyo, 28 (4): 223-230
- OSTRACH, S., 1953. An analysis of laminar free convection flow and heat transfer abort a flat plate paralel to the direction of the generating body force. NACA TR 1111: 47 p.

**PARKHURST, D. F., P. R. DUNCAN, D. M. GATES e F. KREITH, 1968.**

Wind tunnel modelling of convection of heat between air and broad leaves of plants. *Agr. Meteorol.*, 5: 33-47

**PAV, U. K. T. e C. S. T. DAUGHTRY, 1984.** A new method for the

estimation of diffusive resistance of leaves. *Agr. For. Met.*, 33: 141-155

**PENMAN, H. L., 1948.** Natural evaporation from open water, bare soil

and grass. *Proc. Roy. Meteorol. Soc. A.*, 193: 120-145

**PENNING de VRIES, F. W. T., 1972.** A model for simulating

transpiration of leaves with special attention to stomatal functioning. *J. Appl. Ecol.*, 9: 57-77

**PERA, L. e B. GEBHART, 1971.** The nature of vertical natural

convection flows resulting from the combined buoyancy effects of thermal and mass diffusion. *J. Heat and Mass Transfer*, 14: 2025-2050

**PERA, L. e B. GEBHART, 1972.** Natural convection flows adjacent to

horizontal surfaces resulting from the combined buoyancy effects of thermal and mass diffusion. *J. Heat and Mass Transfer*, 15: 269-278

**PHILIP, J. R., 1966.** Plant water relations: some physical aspects.

*Ann. Rev. Plant. Physiol.*, 17: 245-268

- QUINN, T. J., 1983. Temperature. Academic Press, Inc., London: 416 p.
- RAMACHANDRAN, N., B. F. ARMALY e T. S. CHEN, 1983. Mixed convection over an horizontal plate. ASME J. Heat Transfer, 105: 420-423
- RUSSEL, G., 1980. Crop evaporation, surface resistance and soil water status. Agric. Meteorol., 21: 213-226
- SCHULZE, B. D. et al., 1972 - Stomatal responses to changes in humidity in plants growing in the desert. Planta, 108: 259-270
- SERMAN, J., 1974. Climate under glass. WMO Rep. nº 373. HMO, Geneva: 40 p
- SEGINER, I. e M. LEVAV, 1971. Models as tools in greenhouse climate design. Anual Rep. Tech., Haifa, Israel, 115: 80 p.
- SEGINER, I., 1984. On the night transpiration of greenhouse roses under glass or plastic cover. Agric. Meteorol., 30: 257-268
- SIEGEL, R. e J. R. HOWELL, 1972. Thermal radiation heat transfer. Mc Graw-Hill Comp., N. Y.: 814 p
- SILVA, A. M. e M. J. CARVALHO, 1983. Cálculo da radiação interior em estufas na região de Évora. Revista Electricidade, Lisboa, 185: 122-126

SILVA, A. M. e R. ROSA, 1985. Radiative environment inside a greenhouse. *Agric. For. Meteorol.*, 33: 339-346

SILVA, A. M. e R. ROSA, 1985. Means of cooling a greenhouse in a hot climate. *Acta Horticulturae*, 174: 81-86

SILVA, A. M. e R. ROSA, 1987. Radiative heat loss inside a greenhouse. *J. Agric. Engng. Res.*, 37: 155-162

SLATYER, R. O. e J. F. BIERHUIZEN, 1964. Transpiration from cotton leaves under a range of environmental conditions in relation to internal and external diffusive resistances. *Aust. J. Biol. Sci.*, 17: 115-130

SLAVIK, B., 1974. Methods of studying plant-water relations. *Ecological Studies 9*. Springer, Berlin: 449 p.

SMITH, C. V. e H. G. KINGHAM, 1971. A contribution to glasshouse design. *Agric. Meteorol.*, 8: 447-468

SPARROW, E. M. e J. L. GREGG, 1956. Laminar free convection from a vertical plate with uniform surface heat flux. *Trans. Ame. Soc. Mech. Engng.*, 78: 435-440

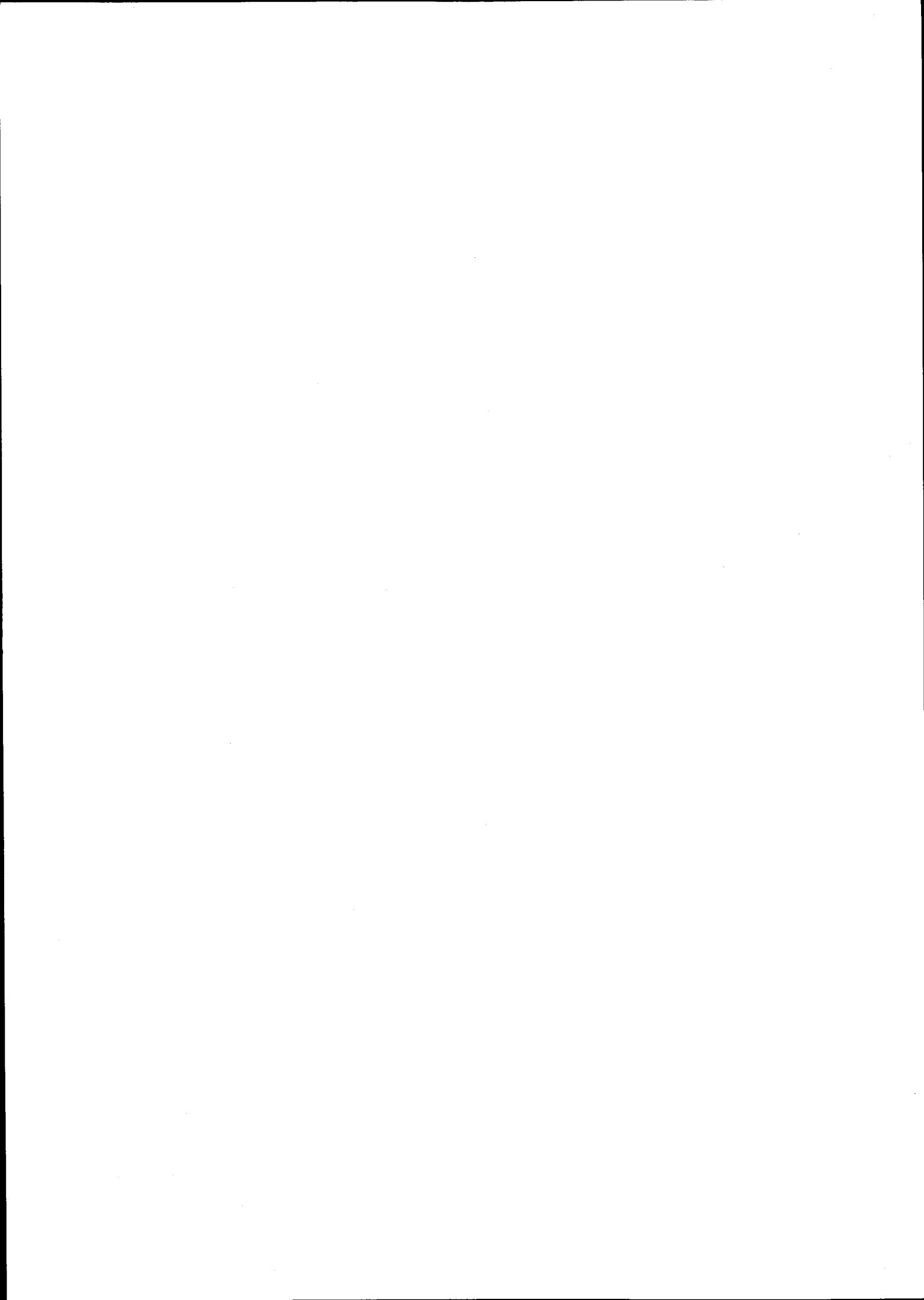
STANGHELLINI, C., 1983b. Evaporation of a greenhouse crop and its relationship to the supply of heat. *IMAG, Wageningen, Res. Rep.* 83-6: 31 p



- STANGHELLINI, C., 1985. Transpiration and temperature of greenhouse crops, in relation to internal and external resistances. *Acta Horticulturae*, 174: 87-95
- STANGHELLINI, C., 1987. Transpiration of greenhouse crops. Ph. D, Universidade de Wageningen, Holanda: 150 p
- STIGTER, C. J., 1972. Leaf diffusion resistance to water vapour and its direct measurement. I. Introduction and review concerning relevant factors and methods. *Nederl. Land.*, Wageningen, 72(3): 47 p
- SZCZICZ, G. e I. F. LONG, 1969. Surface resistances of crop canopies. *Water. Resour. Res.*, 5 (3): 622-633
- TAKAKURA, T., 1967-68. Predicting air temperatures in the greenhouse (I e II). *J. Met. Soc. Japan*, 45: 40-52 e 46: 36-43
- TANNER, C. B., 1963. Environmental control of plant growth. Academic Press, N. Y.: 141 p
- THOM, A. S., 1968. The exchange of momentum, mass and heat between an artificial leaf and the airflow in a wind tunnel. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 94: 44-45

- TURNER, N. C., 1974. Stomatal behaviour and water status of maize, sorghum and tobacco under field conditions. *Plant Physiol.*, 53: 360-365
- VAN BAVEL, C. H. M., 1966. Potential evaporation: the combination concept and its experimental verification. *Water Resources Res.*, 2 (3): 455- 467
- VAN BAVEL, C. H. M., 1967. Changes in canopy resistance to water loss from alfalfa induced by soil water depletion. *Agric. Meteorol.*, 4: 165-176
- VAN BAVEL, C. H. M. e V. L. EHRLER, 1968. Water loss from a sorghum field and stomatal control. *Agron. J.*, 60: 84-86
- VAN KULEN, H. e H. H. VAN LAAR, 1986. The relations between water use and crop production. *Modelling of Agricultural Production: weather, soils and crops*. Pudoc, Wageningen, Holanda: 117-129
- VAN WIJK, W. R. e D. A. de VRIES, 1963. Thermal properties of soils de *Physics of Plant Environment*, Amsterdão, Holanda: 210-235
- VOGEL, S., 1970. Convective cooling at low air speeds and the shapes of broad leaves. *J. Exptl. Bot.*, 21 (66): 91-101

- WANG, X. A., 1982. An experimental study of mixed forced and free convection heat transfer from a horizontal flat plate to air. J. Heat Transfer (Trans. ASME), 104: 139-144
- WESTCOT, D., 1972. Simultaneous transfer of heat and water vapour in a closed system. Ph. D., Universidade de New México, U.S.A.
- WHITTLE, R. M. e W. J. C. LAWRENCE, 1959. The climatology of glasshouses I - natural illumination. J. Agric. Engng. Res., 4: 326-340
- WHITTLE, R. M. e W. J. C. LAWRENCE, 1960. The climatology of glasshouses II - ventilation. J. Agric. Engng. Res., 5: 36-41
- WIERENGA, P. J., D. R. NIELSEN e R. M. HAGAN, 1969. Thermal properties of a soil based upon field and laboratory measurements. Soil. Sci. Soc. Am. Proceedings, 33: 354-360
- WIERENGA, P. J. e C. T. de WIT, 1970. Simulation of heat transfer in soils. Soil Sci. Soc. Am. Journal, 47 (1): 25-32
- WUENSCHER, J. E. e T. T. KOZLOWSKI, 1971. The response of transpiration resistance to leaf temperature as a desiccation resistance mechanism in tree seedlings. Plant Physiol., 24: 254-259



## APÊNDICES

### A1 - INSTRUMENTAÇÃO

#### INTRODUÇÃO

Neste apêndice foi feita a descrição, princípio de funcionamento e limitações de alguma instrumentação - sensores e aparelhos de registo -, que foi utilizada na medição de grandezas ambientais no interior e exterior da estufa, tais como radiação, temperatura, velocidade do ar, fluxos de calor no solo, entre outras. A medida que se pretende efectuar, o tipo e a colocação dos sensores e a escolha dos aparelhos de registo, têm por vezes que ser adaptados à escala de observação espaço-temporal, para que o valor da grandeza física seja o mais representativo das condições climáticas do meio e o que melhor descreve o fenómeno em estudo. Foram estes os critérios que, sempre que possível, se procurou adoptar tanto na escolha e instalação dos sensores e aparelhos de registo como no manuseamento dos registos por eles fornecidos.

#### 1 - MEDIDAS DA RADIAÇÃO

##### 1.1 - Radiação solar global

O espectro solar compreende uma gama de comprimento de onda que vai de 0.2 a 5  $\mu\text{m}$ , na prática mensurável entre os 0.3

e 3  $\mu\text{m}$  e a composição espectral da radiação recebida ao nível do solo varia consideravelmente em função da composição da atmosfera (vapor de água, ozono, aerossóis, nuvens), da altura do sol acima do horizonte e da componente medida. De toda a banda espectral solar, apenas a que está compreendida entre 0.2 a 0.7  $\mu\text{m}$  é a mais eficaz para realizar a fotossíntese e produzir biomassa.

Quer pela necessidade de se medir o mais correctamente possível o fluxo de radiação solar incidente no exterior ou no interior de uma estufa (em particular no coberto vegetal), quer pela utilização que se pretenda dar às observações do fluxo radiativo, assim os instrumentos utilizados para medir o fluxo radiativo podem agrupar-se em duas classes: aqueles cuja superfície fotossensível é altamente selectiva e a sensibilidade depende do comprimento de onda da radiação incidente ou aqueles cuja superfície fotossensível é pouco selectiva para uma banda larga de comprimento de onda da radiação incidente, mas de elevada sensibilidade. Nesta última classe estão incluídos os piranómetros que se caracterizam por serem pouco selectivos mas de sensibilidade elevada na gama de comprimento de onda de 0.3 - 3  $\mu\text{m}$ .

#### Descrição do aparelho

Os piranómetros possuem como elemento transdutor, uma termopilha. Este dispositivo é constituído por uma superfície fotossensível cujo revestimento absorve e converte a energia

radiante em calor, e por um par ou (série de pares termoelectrónicos) que detectam a temperatura ou diferença de temperatura da superfície absorvente, gerando uma força electromotriz proporcional à intensidade da radiação incidente.

A termopilha que se utilizou no nosso trabalho (pilha Eppley), é concebida de acordo com o seguinte princípio:

A superfície sensível comporta duas partes com poderes absorventes diferentes: uma parte negra (altamente absorvente) e uma parte branca, altamente reflectora da radiação global. Ambas apresentam emissividades muito próximas para a radiação de grande comprimento de onda. A diferença de temperatura entre as duas superfícies é medida com termopares associados em série, induzindo uma f.e.m. proporcional à intensidade da radiação incidente.

Teóricamente, a superfície negra deve comportar-se como um corpo negro perfeito, isto é, com uma absorptância independente do comprimento de onda e do ângulo de incidência e igual à unidade e a superfície branca como reflectora perfeita, isto é, com uma reflectância independente do comprimento de onda e do ângulo de incidência e igual à unidade. Os revestimentos utilizados nas superfícies negra e branca devem comportar-se como difusores perfeitos para que as reflexões múltiplas internas que ocorrem entre a face interior da cúpula de vidro e a superfície branca produzam um efeito que seja independente do ângulo de incidência da radiação

solar. As propriedades dos revestimentos devem manter-se constantes ou variarem muito pouco ao longo do tempo.

A selectividade dos piranómetros é determinada pelo poder absorvente dos revestimentos utilizados nas superfícies fotossensíveis das termopilhas e pelas características ópticas da cúpula transparente (normalmente em vidro) que protege a termopilha e que normalmente apresenta uma transparência quase total entre os  $0.3 \mu\text{m}$  e  $3 \mu\text{m}$ . A sensibilidade do piranómetro deve ser independente da temperatura ambiente, pelo que nos piranómetros Eppley é construído um circuito interno de compensação de temperatura.

Os piranómetros Eppley que se utilizaram, têm uma sensibilidade de cerca de  $10 \mu\text{V}/\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$  e um tempo de resposta curto (definido como sendo  $1/e$  do valor máximo depois de ocultado), da ordem dos 4 s. Nestes piranómetros, a termopilha está resguardada do ambiente exterior, por um hemisfério de vidro na parte superior e por uma câmara metálica na parte inferior contendo os termopares, circuito de compensação de temperatura e o material higroscópico que absorve a humidade do interior da câmara. A estanquicidade deverá ser garantida para um bom funcionamento da termopilha.

#### Calibração do piranómetro

A absorção da radiação, bem como a hidratação e oxidação são factores responsáveis pelas alterações das características das pinturas utilizadas nas superfícies



sensíveis, que modificam regularmente a sensibilidade do instrumento. Neste sentido, é necessário proceder-se a uma calibração regular da sensibilidade do piranómetro cujo procedimento é, em linhas gerais, o seguinte:

Simultaneamente com a observação da radiação directa  $I_{b,n}$ , detectada com um pireliómetro aferido, regista-se a radiação que é recebida no piranómetro, antes ( $I_n$ ) e após a ocultação do Sol ( $I_d$ ) com um disco circular de diâmetro reduzido ( $\approx$  duas vezes a superfície sensível do piranómetro) e colocado a cerca de 1.5 m do piranómetro. A ocultação da termopilha deve ser tal, que não esconda uma fracção significativa do hemisfério celeste. A variação da f.e.m. então observada no piranómetro, igual à diferença da f.e.m. observada imediatamente antes e durante a ocultação, corresponde ao valor da densidade de fluxo de radiação solar directa no plano horizontal  $I_{b,n} \text{ sen } h$ .

A sensibilidade do piranómetro pode então ser dada pela seguinte relação:

$$S_{\text{pir}} \times (I_n - I_d) = S_{\text{pir}} I_{b,n} \text{ sen } h = \Delta \text{ f.e.m.} \quad (1)$$

$$S_{\text{pir}} = \Delta \text{ f.e.m.} / I_{b,n} \text{ sen } h \quad \text{mV/W.m}^{-2} \quad (2)$$

em que  $S_{\text{pir}}$  é a sensibilidade do piranómetro e  $h$  é a altura angular do sol, função das coordenadas geográficas do lugar, da hora e da declinação solar.

Esta operação deve ser efectuada a várias horas do dia, em situação de céu limpo e sem obstáculo nas imediações. Foi este o procedimento que se utilizou para calibrar o nosso piranómetro.

## 1.2 - Radiação solar difusa

### Descrição do aparelho

O procedimento com o disco circular acima descrito não é prático para o registo da radiação difusa. Assim esta é medida com um piranómetro Eppley a que é adaptado uma banda circular, tão estreita quanto possível e colocada a uma distância determinada, de modo a ocultar permanentemente a componente directa da radiação solar sem no entanto esconder uma fracção demasiado extensa do hemisfério celeste. A banda, que constitui uma porção de um cilindro de revolução, cujo eixo deve ficar paralelo ao eixo da terra, pode ser ajustada de modo a que o ângulo que faz com a horizontal seja igual à latitude do lugar. O mecanismo de suporte da banda, tem ainda a possibilidade de permitir o deslocamento da mesma, tendo em conta o seu ajuste em função da declinação solar.

### Correcção a introduzir ao piranómetro de banda

Normalmente é necessário introduzir um factor de correcção sobre os valores da radiação difusa que são interceptados pela banda circular. Esta correcção resulta do bloqueio que a banda faz à radiação que vem de uma zona da abóbada celeste - determinado pela largura da banda - mas também do facto da radiação difusa não ser isotrópica, e tanto

a intensidade como a sua distribuição variam com a altural do sol, turbidez atmosférica e nebulosidade.

As abordagens teóricas e experimentais que têm sido tentadas para proceder à correcção dos valores não são inteiramente satisfatórias sendo no entanto preferível a utilização do método experimental seguinte: para situação de céu limpo, os valores da radiação difusa obtidos com a banda circular devem ser comparados com os valores de radiação difusa obtidos com um disco circular, que oculte completamente a cúpula do piranómetro. O disco deve ser colocado a uma distância tal que o ângulo sólido com que o sensor vê o disco seja aproximadamente de  $2,5^\circ$ . Para a situação de céu encoberto, os valores da radiação difusa obtidos com a banda circular devem ser comparados com os valores obtidos com um piranómetro exposto à radiação solar global e esta operação repetida diversas vezes.

### 1.3 - Radiação global no coberto vegetal

O conhecimento da radiação solar incidente no coberto vegetal e a sua distribuição no interior do mesmo é de primordial importância no estudo da fotossíntese e da transpiração. A distribuição da radiação num coberto vegetal é muito heterogénea e zonas de sombra alternam com zonas de sol, de uma forma irregular. Há pois necessidade de utilizar um instrumento cuja superfície receptora da radiação seja de sensibilidade elevada mas cuja forma e dimensões permitam

obter directamente um valor médio espacial do fluxo radiativo incidente, num determinado nível do coberto vegetal.

#### Descrição do aparelho

Ao contrário do piranómetro Eppley que apresenta uma superfície receptora da radiação de dimensões reduzidas (cerca de 3 cm de diâmetro), o piranómetro linear satisfaz aquelas exigências, pois apresenta uma superfície receptora com cerca de 25 cm de comprimento. O seu princípio de funcionamento é idêntico ao do piranómetro Eppley, onde um conjunto de termopares ligados em série medem a diferença de temperatura entre duas superfícies de poderes absorventes diferentes.

Dado que a sua cúpula de vidro não é esférica mas cilíndrica, a reflexão da radiação incidente é função da posição do piranómetro em relação ao sol. No entanto, este factor torna-se irrelevante no caso do piranómetro linear estar colocado em estufa de plástico térmico e no meio do coberto vegetal, onde a radiação incidente é predominantemente de natureza difusa.

#### 1.4 - Radiação atmosférica

A radiação atmosférica é a radiação térmica emitida por gases que compõe a atmosfera, numa gama de comprimento de onda compreendida entre 4 e 80  $\mu\text{m}$ , na prática mensurável, entre 4 e 50  $\mu\text{m}$ . Como o oxigénio e o azoto não absorvem nem emitem nesta

gama, admite-se que a radiação atmosférica é praticamente devida ao vapor de água, anidrido carbónico e ozono e certos poluentes atmosféricos em zonas altamente industrializadas. A radiação atmosférica é pois o resultado da radiação emitida por várias camadas da atmosfera com composição e temperatura diferentes e está fortemente dependente das condições atmosféricas (céu limpo, presença de nuvens de vários tipos a várias altitudes e poluição atmosférica).

A radiação atmosférica é uma das componentes intervenientes no balanço radiativo nocturno de uma estufa na medida em que funciona como condição fronteira ao clima radiativo da estufa. Nestas condições é de todo o interesse medir esta grandeza.

#### Descrição do aparelho

O instrumento utilizado para medir a radiação térmica hemisférica (seja de origem terrestre ou atmosférica, designa-se por pirgiómetro. Este sensor mede as trocas radiativas entre a superfície sensível do pirgiómetro (detector) que emite radiação térmica a uma dada temperatura, e a superfície vista pelo detector (solo ou atmosfera) emitindo radiação térmica a outra temperatura. A superfície receptora é constituída por uma termopilha, onde a energia radiante é convertida em calor, e a força electromotriz induzida é proporcional à radiação térmica líquida observada na

termopilha:

$$\Delta \text{ (f.e.m.)}_{\text{pirg}} = S_{\text{pirg}} \times (R_{\text{atm}\downarrow} - \sigma T_{\text{det}}^4) \quad (3)$$

em que  $R_{\text{atm}\downarrow}$  é a densidade de fluxo radiativo descendente proveniente da atmosfera e  $\sigma T_{\text{det}}^4$  a densidade do fluxo radiativo emitido pelo próprio detector, função da sua temperatura. Se se quiser apenas obter  $R_{\text{atm}\downarrow}$ , tem que eliminar-se o fluxo radiativo emitido pelo próprio detector, pelo que o pirgiómetro deve possuir um circuito compensador da radiação térmica emitida pelo detector. Esse circuito é basicamente constituído por uma bateria e um termistor que introduz entre a termopilha e o aparelho de medida uma tensão que é controlada pelo termistor que detecta a temperatura do detector.

A superfície receptora está protegida por uma cúpula de silício, revestida na face interior por um filtro de interferência. Este filtro é praticamente opaco à radiação solar até aos 4  $\mu\text{m}$ ; na gama de comprimentos de onda compreendida entre os 4 e 5  $\mu\text{m}$  dá-se a transição brusca para a transparência máxima à radiação de grande comprimento de onda. Os efeitos de absorção e reemissão de radiação térmica na cúpula protectora do detector podem ser desprezáveis e estudos feitos sobre esta cúpula revelaram uma transmissão insignificante da luz solar.

Tal como acontece no piranómetro, a sensibilidade do pirgiómetro deve ser independente da temperatura ambiente, pelo menos para a gama usual (0 - 50°C) pelo que deve possuir um circuito eléctrico compensador da temperatura ambiente.

### Calibração do pirgiómetro

A calibração da sensibilidade do pirgiómetro deve realizar-se regularmente e o procedimento pode ser o seguinte: coloca-se o pirgiómetro no interior de um corpo de referência com emissividade e temperatura conhecidas - o corpo de referência pode ser uma caixa fechada, cuja face interior foi enegrecida com um revestimento de emissividade próxima de 1 na gama da radiação térmica, como a tinta negra do tipo Parson da Eppley -; na parede do recipiente faz-se circular água em circuito fechado com uma temperatura regulável de 0°C a 50°C. Consegue-se assim um irradiador térmico onde a temperatura pode ser regulada e estabilizada com o auxílio de um termoestato. Este dispositivo concebido e construído no Departamento de Física do LNETI, pelo Prof. Doutor Rui Rosa, foi por nós utilizado para regulação do circuito de compensação da temperatura do detector e para calibração da sensibilidade do pirgiómetro na gama de temperatura de 15 a 40°C. No que respeitou à regulação do circuito de compensação de temperatura do detector, foram medidos, por um lado, a temperatura da termopilha (através da resistência de um termistor) e, por outro, a f.e.m. produzida pelo circuito de compensação. Procurou-se regular o circuito de compensação por forma a que a f.e.m. de compensação  $V_0$  fosse exactamente igual à quebra de f.e.m. devida ao fluxo de radiação térmica emitido pela própria termopilha, isto é,  $V_0 = S_{\text{pilha}} \times \sigma T_{\text{detector}}^4$ .

A sensibilidade do pirgiómetro foi então determinada a partir da densidade de energia radiante emitida pelo corpo de referência (função da sua temperatura e emissividade) e da f.e.m. medida nos terminais do pirgiómetro, através da relação de definição:

$$\Delta(\text{f.e.m.})_{\text{pirg}} = S_{\text{pirg}} \epsilon \sigma T^4_{\text{c. referencia}} - S_{\text{pirg}} \sigma T^4_{\text{detector}} + V_0 \quad (4)$$

donde resultou

$$S_{\text{pirg}} = \frac{\Delta(\text{f.e.m.})_{\text{pirg}}}{\epsilon \sigma T^4_{\text{c. referencia}}} \quad (5)$$

pois a soma das duas últimas parcelas da relação 4 é nula.

A sensibilidade do pirgiómetro foi então determinada pelo declive da recta que se obteve representando a f.e.m. medida nos terminais do pirgiómetro em função da densidade de energia radiante emitida pelo corpo negro de referência.

As duas operações foram repetidas alternadamente até se obter um valor constante da sensibilidade.

### 1.5 - Radiação total líquida

A radiação total líquida ao nível do solo é o resultado do balanço total da radiação que chega à superfície. é determinada a partir da radiação total descendente (global solar + atmosférica) menos a radiação total ascendente (solar reflectida + atmosférica reflectida + térmica emitida pelo solo) e representa a energia disponível que vai ser armazenada ou convertida em calor sensível ou latente.



A radiação total líquida recebida ao nível do solo pode ser expressa pela seguinte relação:

$$R_{líq} = I_n + R_{atm+} - \rho_a I_n - \rho_1 R_{atm+} - R_{cor} \quad (6)$$

A medição correcta da radiação total líquida é pois fundamental para o cálculo do balanço energético total de uma superfície, em particular do coberto vegetal. A transpiração (uma das componentes do balanço energético total) está fortemente correlacionada com a radiação líquida nele absorvida, a par do déficite de tensão de vapor de água na atmosfera em contacto com o coberto.

#### Descrição do aparelho.

Os aparelhos que permitem directamente medir a radiação total líquida são designados por pirradiómetros diferenciais. Possuem duas superfícies receptoras enegrecidas (uma voltada para cima e outra para baixo) absorvendo diferentes energias radiantes numa gama de comprimento de onda de 0.2 a 100  $\mu\text{m}$ , na prática mensurável entre 0.2 e 60  $\mu\text{m}$ . Dadas as características ópticas do revestimento negro utilizado nos detectores, a energia radiante absorvida é convertida em calor, tal como em qualquer dos instrumentos atrás descritos. A diferença dos fluxos de energia radiante incidentes nas duas faces induz uma diferença de temperatura entre elas, detectada com um transdutor térmico (termopilha) que gera uma f.e.m. proporcional a essa diferença de temperatura e consequentemente proporcional à radiação total líquida aí incidente. A escolha

do revestimento negro é fundamental para uma boa conversão de energia radiante em calor numa banda espectral tão larga, pois deve apresentar um factor de absorção elevado mas constante em função do comprimento de onda da radiação, da altura e azimute do sol. As cúpulas protectoras devem ser de material altamente transparente para a radiação de comprimento de onda entre 0.2 a 60  $\mu\text{m}$  (por exemplo polietileno Lupolen H) e devem manter-se insufladas com um gás (por exemplo azoto seco no modelo Funk) ligeiramente pressurizado. A homogeneidade das cúpulas protectoras e as qualidades ópticas das superfícies receptoras contribuem para que a resposta do pirradiómetro obedeça a lei de Lambert da radiação. As cúpulas insufladas têm ainda a vantagem de reduzir as perturbações causadas pelas trocas convectivas que ocorrem entre as superfícies receptoras e o ar vizinho.

A sensibilidade do pirradiómetro diferencial é normalmente elevada ( $\approx 40 \mu\text{V}/\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$ ) e praticamente independente do comprimento de onda da radiação incidente na gama de comprimento de onda de 0.2 a 60  $\mu\text{m}$ , e o tempo de resposta é curto.

#### Calibração do pirradiómetro

Apesar dos cuidados que se têm na escolha e aplicação do revestimento negro absorvente, obtem-se normalmente uma sensibilidade média diferente, para as radiações de pequeno e grande comprimento de onda, o que obriga a proceder a

calibração nos dois domínios espectrais. Para a calibração da sensibilidade do pirradiómetro na banda espectral de grandes comprimento de onda pode utilizar-se um corpo negro (cavidade irradiadora) mantido a uma certa temperatura, ou uma cavidade hemisférica em gelo; o processo de calibração é semelhante ao realizado para o pirgiómetro. No que respeita à calibração da sensibilidade para a radiação de pequeno comprimento de onda, pode recorrer-se ao mesmo método utilizado na calibração do piranómetro, ou seja, recorrendo ao pireliómetro ou a um piranómetro já calibrado. Este método é aplicado sucessivamente a uma e outra face do pirradiómetro, revestindo-se a outra com um material altamente reflector. No nosso caso foi apenas possível calibrar o pirradiómetro apenas para a radiação de pequeno comprimento de onda recorrendo a um piranómetro Eppley já calibrado.

Num dia de céu limpo, colocou-se o pirradiómetro com a cúpula inferior protegida com uma folha de alumínio (poder de reflexão elevado para a radiação total ascendente) e ao lado um piranómetro Eppley previamente calibrado. Ocultaram-se simultaneamente as cúpulas dos instrumentos durante 1 minuto, com um pequeno disco circular, a cerca de 1m das cúpulas dos instrumentos, de modo a que apenas incidisse a radiação difusa proveniente do hemisfério celeste. Repetiu-se esta operação diversas vezes e para ambas as faces receptoras do pirradiómetro. A variação das f.e.m. experimentadas nos dois instrumentos devia ser proporcional à componente directa da radiação global solar que foi interceptada pelo disco

circular, em que a constante de proporcionalidade representava a respectiva sensibilidade.

Se  $S_{pir}$  e  $S_{pirr}$  forem respectivamente as sensibilidades do piranómetro calibrado e do pirradiómetro;  $I_n$ ,  $I_d$ ,  $R_{atm}$  as densidades de fluxo da radiação solar global, solar difusa e atmosférica incidente nos dois aparelhos, temos então a seguinte relação para determinar a sensibilidade do pirradiómetro  $S_{pirr}$  ( $mV/W.m^{-2}$ ):

Piranómetro	Pirradiómetro (apenas uma face)
$S_{pir} \times I_n = (f.e.m.)_1$	$S_{pirr} \times (I_n + R_{atm}) = (f.e.m.)_3$
$S_{pir} \times I_d = (f.e.m.)_2$	$S_{pirr} \times (I_d + R_{atm}) = (f.e.m.)_4$

Subtraindo membro a membro, tem-se:

$$S_{pir} \times (I_n - I_d) = S_{pir} \times (I_{b,n} \text{ sen } h) = \Delta(f.e.m.)_{pir}$$

$$S_{pirr} \times (I_n - I_d) = S_{pirr} \times (I_{b,n} \text{ sen } h) = \Delta(f.e.m.)_{pirr}$$

$$S_{pirr} = S_{pir} \frac{\Delta(f.e.m.)_{pirr}}{\Delta(f.e.m.)_{pir}} \quad (6)$$

$\Delta(f.e.m.)$  foi a variação da f.e.m. experimentada pelos detectores dos instrumentos quando se ocultavam simultaneamente as superfícies receptoras dos sensores da componente directa da radiação solar. Nesta operação supôs-se que a radiação atmosférica recebida no pirradiómetro era idêntica antes e durante a ocultação.

## 1.6 - Instrumentos de registo da radiação

A f.e.m. induzida nos transdutores térmicos dos diferentes radiómetros é uma medida instantânea do fluxo de energia radiante, isto é, do fluxo de energia que é absorvido numa superfície plana e por unidade de área dessa superfície. Esta grandeza necessita no entanto de ser integrada ao longo do tempo, dada a sua frequente e rápida variação instantânea, mais pronunciada em situações de céu parcialmente encoberto.

Existem duas categorias de aparelhos de registo da radiação: registadores galvanométricos e potenciométricos. Estes últimos são os mais utilizados, pois são os mais precisos e permitem adaptar-se a um integrador proporcionando simultaneamente o acesso quer aos valores instantâneos fornecidos sob a forma analógica num registador gráfico, quer aos valores integrados (acumulados em intervalos de tempo seleccionáveis) fornecidos sob a forma de registo numérico num impressor. O registo sob a forma analógica é sempre útil pois permite visualizar o andamento da curva de tensão fornecida pelo radiómetro, mas torna-se extremamente laboriosa a sua integração para dela extrair a energia recebida.

No nosso caso, apenas se utilizaram integradores acoplados a impressores para registar sob a forma numérica os valores da densidade de fluxo de energia radiante. Os integradores são instrumentos que recebem e convertem directamente a tensão proveniente do sensor (sinal analógico) num trem de impulsos (sinal digital) cuja frequência é

proporcional ao sinal de entrada. Os impulsos são contabilizados e totalizados, surgindo quer em mostradores, quer impressos em impressores digitais que temporizam automaticamente a contagem dos impulsos em intervalos de tempo selecionáveis, mediante a existência no seu interior, de um relógio de tempo real.

Todos os radiômetros (tipo Eppley) e pirradiômetros diferenciais (tipo Funk) que se utilizaram ao longo do nosso trabalho foram ligados a integradores e impressores electrónicos da Eppley, permitindo obter sob a forma numérica, os valores da densidade de fluxo de energia radiante em intervalos de tempo variáveis (1 min., 10 min., 60 min.). Exceptuaram-se aqui, os valores da radiação líquida nocturna que, por serem negativos, foram registados, sob a forma analógica, num registador potenciométrico. No entanto a integração da curva da radiação líquida durante a noite para obtenção da energia, não oferecia dificuldades por ser praticamente constante durante o período nocturno.

A distância entre os radiômetros e os integradores teve que ser tomada em conta, dado o nível muito baixo dos sinais de tensão fornecidos pelos sensores, que eram da ordem dos milivolt.

## 2 - MEDIDAS DE TEMPERATURA

A temperatura é uma grandeza intensiva indicadora da energia térmica de um corpo e um dos parâmetros necessários para descrever o estado macroscópico de um sistema em equilíbrio térmico. É uma propriedade dos sistemas e traduz a capacidade que um corpo tem em ceder ou receber energia dos corpos que o rodeiam sob a forma de interacção calor.

Os instrumentos mais vulgarmente utilizados na detecção da temperatura, possuem elementos transdutores que se baseiam ou nas propriedades termomecânicas dos materiais tais como (dilatação ou contração de substâncias no estado líquido ou sólido) ou nas propriedades termoeléctricas de certos metais e semicondutores (termopares, termoresistências, termistores), ou ainda nas propriedades fotoeléctricas de certos metais com aplicação em alguns modelos de termómetros de infravermelho.

Foi com a perspectiva de melhor quantificar a temperatura, mas tendo em conta a comodidade no acesso aos registos e seu manuseamento, que se optou por utilizar sensores de temperatura que se baseiam nas propriedades termoeléctricas de certos corpos e que de um modo geral são de elevada sensibilidade e precisão. Foram eles os termopares cobre-constantan e termoresistências de platina. Os primeiros, recorrem à capacidade que certos metais têm de, em contacto com outro diferente, gerar uma f.e.m. cujo valor é função com a temperatura (efeito Seebeck); os segundos baseiam-se na variação da resistência eléctrica (resistividade) com a temperatura.

## 2.1 - Termopares

Quando um condutor metálico A fica sujeito a um gradiente de temperatura, gera um gradiente de potencial eléctrico, designado por f.e.m. termoeléctrica,  $E(T)$ . Esta grandeza depende do metal ou liga que constituem o condutor. Se em vez de um, possuímos dois condutores A e B de metais diferentes, ligados nas suas extremidades gera-se uma diferença de f.e.m. (igual à diferença entre as f.e.m. termoeléctricas de cada condutor) se as extremidades estiverem a temperaturas diferentes. Este fenómeno é conhecido pelo efeito de Seebeck e o dispositivo baseado neste princípio para medir a temperatura chama-se um termopar. Embora, o efeito de Peltier (libertação ou absorção de calor na junção de dois condutores, pela passagem de uma corrente) e o efeito de Thomson (libertação ou absorção de calor pela passagem de corrente num único condutor, sujeita a um gradiente térmico) estejam presentes num termopar, podem em primeira aproximação desprezar-se e considerar que, se os dois condutores forem homogéneos ao longo do gradiente térmico, a diferença de potencial termoeléctrico entre as duas junções às temperaturas  $T_1$  e  $T_2$ , é uma função exclusiva das suas temperaturas, isto é:

$$E_{AB}(T_1 \rightarrow T_2) = E_A(T_1 \rightarrow T_2) - E_B(T_1 \rightarrow T_2) = \int_{T_1}^{T_2} [S_A(T) - S_B(T)] dT \quad \mu V \quad (8)$$

em que  $S_A(T)$  e  $S_B(T)$  são as potências termoeléctricas dos condutores A e B que constituem o termopar.



A potência termoelétrica do termopar é definida por:

$$S_{AB}(T) = S_A(T) - S_B(T) = \frac{d}{dT} [E_A(T) - E_B(T)] \mu\text{V/K} \quad (9)$$

Se uma das junções (junção de referência) à temperatura  $T_1$  for colocada à temperatura de  $0^\circ\text{C}$  então a diferença de potencial termoelétrico é praticamente proporcional à temperatura  $T_2$  da outra junção e

$$E_{AB}(0 \rightarrow T_2) = \int_0^{T_2} S_{AB}(T) dT \approx A T_2 \mu\text{V} \quad (10)$$

No caso particular de um termopar de cobre-constantan a expressão anterior concretiza-se na seguinte relação:

$$E_{Cu, \text{const}} \approx 40.8 T + 0.0483 T^2 \mu\text{V} \quad (11)$$

Normalmente, para gama de temperaturas de  $20^\circ\text{C}$  a  $50^\circ\text{C}$  apenas se considera o termo linear em  $T$  da relação anterior.

Os termopares de cobre-constantan são dos mais utilizados, pela potência termoelétrica elevada (isto é, cerca de  $40 \mu\text{V/K}$ ) e pela facilidade de execução, soldando-se facilmente a estanho ou directamente um ao outro com mercúrio, por descarga eléctrica. O fio de cobre é o condutor ideal para ligar ao aparelho de medida cujos bornes de entrada são normalmente em cobre, reduzindo-se as possibilidades de se induzirem f.e.m. parasitas, responsáveis por erros nas medições. As f.e.m. parasitas podem normalmente ocorrer por impurezas existentes em certos pontos dos condutores associados a gradientes térmicos ao longo dos mesmos.

## Registo das temperaturas

A medida da f.e.m. gerada pelo termopar deve ser feita em registadores potenciométricos ( e não galvanométricos) em que a temperatura de referência é a dos bornes do aparelho, supondo-se homogênea. Normalmente, deve existir um circuito de compensação de temperatura, à entrada do aparelho, que permita automaticamente obter uma f.e.m. que seja proporcional à temperatura da outra junção. Se o registador não tiver um circuito próprio de compensação de temperatura e não se quiser ter uma medida diferencial de temperatura, então deve colocar-se uma das junções num recipiente com mistura de gelo e água (vaso Dewar) por exemplo de acordo com o seguinte esquema:

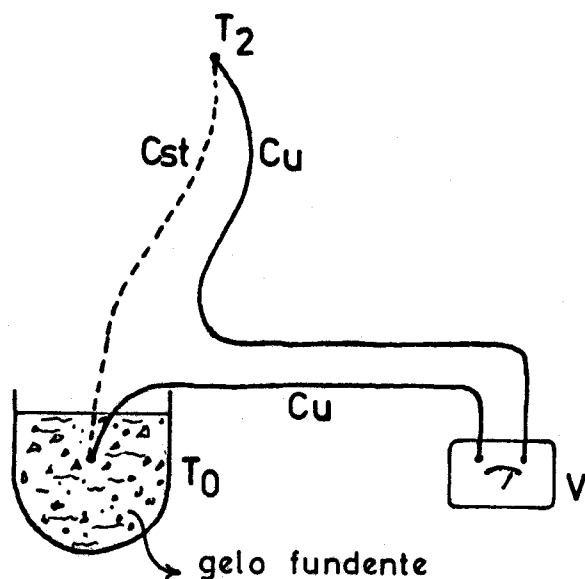


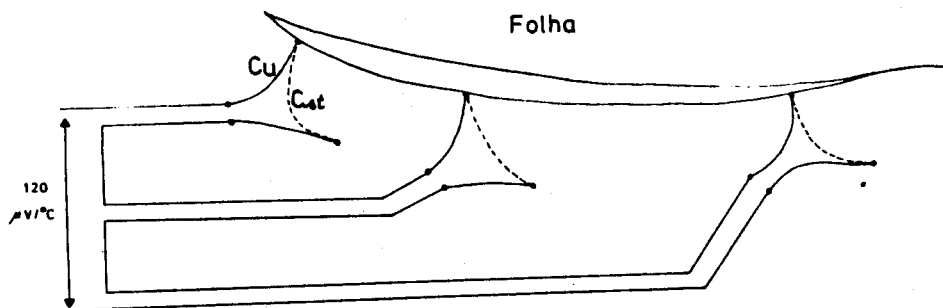
Figura 1 - Termopar Cu - Cst, com a junção de referência  $T_0$  a  $0^\circ\text{C}$ , num vaso Dewar.

No nosso trabalho utilizou-se como aparelho de medida um Datta-Logger, que é um conversor analógico-digital com a capacidade máxima para aceitar simultaneamente 100 sinais em tensão (incluindo os provenientes de termopares). Apresentava os valores impressos sob a forma numérica em intervalos de tempo seleccionáveis, com um tempo de varrimento de 1 s/canal. Podendo aceitar valores de tensão numa gama muito larga (0mV-28V), tinha a possibilidade de seleccionar automaticamente a gama de tensão em que devia funcionar e apresentava resoluções que iam desde os 10  $\mu$ V a 1 mV, de acordo com a gama seleccionada. No que respeita aos sinais provenientes dos termopares, este instrumento possui uma junção de referência, que permite anular o efeito da temperatura aos bornes de entrada do aparelho e apresentar os valores da f.e.m. gerada na outra junção já convertidos em graus centígrados. Neste caso a resolução conseguida era de 0.25°C e a precisão obtida com os termopares de cobre-constantan era de  $\pm 0.025\%$  do valor lido para uma gama de temperaturas de -140°C a 400°C.

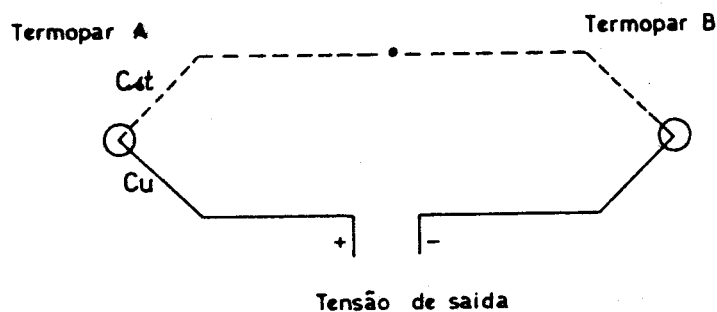
Tipos de montagens com termopares. Algumas precauções a tomar na colocação dos termopares

Os termopares podem ser montados em série ou em paralelo. Ambas as montagens permitem obter um valor próximo do valor médio quer à custa de uma diminuição da resistência (montagem em paralelo) ou de um aumento da sensibilidade (montagem em série). Esta última montagem é aliás aconselhável

quando se pretendem medir gradientes térmicos muito pequenos, pois ela permite amplificar a f.e.m. que é detectada apenas com um termopar. é este o princípio de construção da termopilha, utilizada para medir densidades de fluxo de radiação. A mesma montagem foi por nós utilizada para medir a diferença média de temperatura entre as folhas e o ar circundante, cujos valores eram normalmente muito pequenos e apresentavam heterogeneidade espacial apreciável. Veja-se figura 2.



Esquema de montagem em série de três termopares diferenciais



Termopares diferenciais (diferença entre temperatura das folhas e do ar)

À semelhança do que acontece com qualquer sensor que detecte a temperatura, também os termopares devem estar protegidos em abrigo reflector à radiação, de modo a

verificar-se o balanço radiativo nulo na junção. Se o termopar está num meio mais ou menos transparente à radiação como o ar, água ou mesmo as folhas, então as trocas radiativas entre ele e o meio podem induzir erros sistemáticos importantes, dado que o balanço radiativo não é nulo. Verifica-se então que durante o dia e sob incidência directa da radiação solar, o sensor indica uma temperatura bem mais elevada que a do meio (balanço radiativo no sensor é positivo) e durante a noite uma temperatura mais baixa, uma vez que o sensor emite energia radiante e o balanço radiativo no sensor é negativo. Admite-se que as trocas radiativas são neste caso, superiores às trocas convectivas entre o sensor e o meio envolvente. Se no ar ou nas folhas é possível colocar o sensor de modo a que o balanço radiativo seja aproximadamente nulo, já o mesmo não se passa ao nível da envolvente da estufa onde, em particular no período diurno e para a face voltada a sul, é difícil proteger o sensor da incidência directa da radiação solar sem simultaneamente alterar o balanço radiativo na sua vizinhança. Durante a noite, a situação altera-se, pois o material é parcialmente opaco à radiação de grande comprimento de onda que nela incide e se fôr assegurado um bom contacto entre o termopar e o plástico ele indica uma temperatura muito próxima da do material, nesse local. Se se verificar condensação na face interior da envolvente (situação muito frequente) onde se encontra o termopar, este deverá indicar um valor de temperatura ainda mais próximo do valor real da temperatura da envolvente dado que o poder de absorção da água para a

radiação térmica é muito elevado bem como a sua condutividade térmica.

Para além das precauções já mencionadas, outras devem ser tomadas quando se utilizam os termopares: bom isolamento térmico ao longo dos fios do termopar, melhor contacto possível entre o sensor e o corpo e colocação das junções e suas vizinhanças nas zonas mais homogéneas e mais próximas do ponto de medida desejado. Com esta última precaução evitam-se os efeitos de condução de calor ao longo dos fios, sobretudo em zonas onde existam gradientes térmicos importantes na vizinhança do local de medida. No nosso trabalho experimental utilizaram-se termopares de cobre constantan para medir a temperatura do solo a vários níveis, da envolvente e das folhas do coberto vegetal.

## 2.2 - Termómetros de resistência de platina

### Descrição das termoresistências

Para medir a temperatura e o estado higrométrico do ar recorreram-se às temperaturas do termómetro seco e molhado (método psicrométrico) fornecidas por termoresistências de platina.

Estes sensores de elevada sensibilidade baseiam-se na relação que existe entre a resistência eléctrica do condutor metálico e a sua temperatura: variação da resistência eléctrica praticamente linear com a variação da temperatura. A

variação da resistência eléctrica de um condutor pode ser devida a dilatação térmica que altera o seu comprimento ou secção ou a variação da sua resistividade ou coeficiente de temperatura. A influência dos fenómenos de dilatação é secundária (da ordem de  $10^{-5}/^{\circ}\text{C}$ ) enquanto que a variação da resistividade eléctrica (coeficiente de temperatura da resistência) para a maior parte dos metais é da ordem de  $4 \times 10^{-3}/^{\circ}\text{C}$ . No caso particular das resistências de platina ( $100\Omega$  a  $0^{\circ}\text{C}$  e  $138.50\Omega$  a  $100^{\circ}\text{C}$ ) a sua sensibilidade média é da ordem de  $0.388\Omega/^{\circ}\text{C}$  e o tempo de resposta, na ausência de ventilação, oscila entre os 30-60 s. A precisão em termos absolutos, com uma boa calibração de sonda e com a resistência medida a 4 fios, é normalmente melhor que  $0.1^{\circ}\text{C}$ .

As resistências de platina apresentam-se normalmente no interior de tubos de vidro com dimensões reduzidas, para que a constante de tempo seja suficientemente pequena, mas ao mesmo tempo com uma superfície de exposição suficientemente grande para se poder dissipar o calor gerado por efeito de Joule quando se dá a passagem da corrente de medida na resistência (responsável por um sobreaquecimento parasita). Se for  $I$  a corrente que percorre a termosonda de resistência  $R$ ;  $S$  a superfície da termosonda com um coeficiente de dissipação  $C_t$ ;  $\theta$  a diferença de temperatura entre a sonda e o meio ambiente, a superfície  $S$  da sonda deverá ser superior a  $Ri^2/C_t \theta_0$  para que a diferença de temperatura se mantenha inferior a  $\theta_0$ .

As termosondas estão normalmente resguardadas com um duplo cilindro concêntrico de aço inoxidável polido, de baixa

capacidade calorífica e altamente reflector, para que o balanço de radiação na sonda seja praticamente nulo. É normalmente feita a circulação forçada do ar através dos cilindros metálicos com velocidades de cerca de 3 m/s para facilitar o equilíbrio térmico entre a termosonda e o ar ambiente, diminuindo o tempo de resposta e facilitando dissipação de calor gerado por efeito de Joule. A fraca emissividade das paredes polidas dos cilindros, faz com que as trocas radiativas entre os dois tubos sejam muito pequenas, não perturbando a medida da temperatura.

#### Montagens associadas às termoresistências

As montagens associadas às termoresistências incluem normalmente três ou quatro condutores ligados aos aparelhos de medida e neste último caso, os aparelhos utilizam, por vezes, o método potenciométrico: dois dos condutores transportam a corrente e os outros dois ficam reservados à medida da tensão nos extremos da sonda pelo método clássico de oposição. Uma montagem com 4 condutores tem a vantagem de eliminar o efeito da variação da temperatura ambiente ao longo dos condutores e do comprimento destes sobre a medida.



No nosso trabalho utilizou-se uma montagem com 4 fios, e o esquema foi o seguinte:

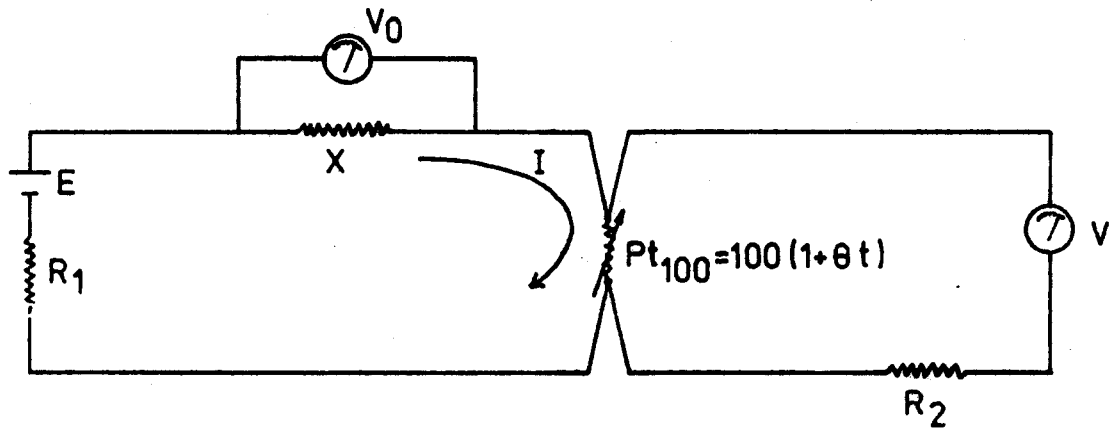


Figura 3 - Montagem potenciométrica utilizada com a termoresistência de platina Pt<sub>100</sub>

As características dos componentes utilizados na montagem foram:

$$X = 100 \Omega$$

$$E = 3.68 \text{ V}$$

$$R_1 = 10 \text{ k}\Omega$$

$$\alpha = 0.385 \Omega/^{\circ}\text{C}$$

$$R_2 = 1 \text{ M}\Omega$$

em que:

$$V = 100 (1 + \alpha\theta) I$$

$$I = V_0 / X$$

Através de dois condutores fez-se circular a corrente  $I$  e nos dois restantes mediu-se a tensão  $V$ . Ambas as grandezas foram medidas em simultâneo num Datta-Logger com uma elevada resistência de entrada.

As resistências de percurso são desprezáveis face à resistência interna do Datta-Logger ( $R_2 = 1 \text{ M}\Omega$ ); a variação das resistências de percurso sob o efeito da temperatura ambiente não perturba a medida, dado que é feita a leitura simultânea da corrente que circula na termoresistência e da tensão.

A partir da montagem eléctrica utilizada, das características dos componentes eléctricos do circuito e da termoresistência, pode facilmente verificar que a potência dissipada na termoresistência é da ordem de  $1.4 \times 10^{-7} \text{ W}$ , a corrente é cerca de  $3.63 \times 10^{-4} \text{ A}$ , e que a temperatura (em °C) obtida a partir da leitura simultânea da corrente e da tensão é dada por:

$$\theta = 260 \left( \frac{V}{V_0} - 1 \right) \text{ } ^\circ\text{C} \quad (12)$$

Para um coeficiente de dissipação  $C_d \approx 1 \text{ W.m}^{-2}\text{K}^{-1}$  e  $S = 10^{-4} \text{ m}^2$ , a perturbação introduzida pela corrente eléctrica de medida é apenas da ordem de  $0.001^\circ\text{C}$ , não sendo de prever nestas condições, sobreaquecimento significativo na termoresistência.

Efectuou-se a calibração apenas da montagem utilizada e admitiu-se que o coeficiente de temperatura da termoresistência era o correcto. Recorreram-se a duas resistências: uma padrão, a que correspondia a uma temperatura de  $40^\circ\text{C}$ ; outra, a que correspondia uma temperatura de  $5^\circ\text{C}$ . Ambas foram

colocadas em substituição das termoresistências e o sistema de medida testado.

#### Psicrómetro de resistências de platina

Como se disse anteriormente utilizaram-se as termoresistências de platina para medir a temperatura do ar,  $\theta_a$ , e a temperatura do termómetro molhado,  $\theta_w$ , com as quais se poderam determinar a humidade ou tensão de vapor no ar. Para medir  $\theta_w$  basta que uma das sondas esteja envolvida em gaze continuamente humedecida e ventilada a uma velocidade constante e suficientemente elevada, para que a temperatura  $\theta_w$  seja atingida o mais rapidamente possível e a constante psicrométrica  $\gamma$  seja independente das condições de ventilação exteriores.

#### Fundamento do método psicrométrico:

No termómetro com a gaze humedecida e ventilada verifica-se uma mudança contínua de água na fase líquida para a fase gasosa à custa do calor sensível que é extraído do ar ambiente. Há medida que a evaporação prossegue, o termómetro humedecido vai arrefecendo até uma temperatura (temperatura do termómetro molhado  $\theta_w$ ) á qual se verifique o equilíbrio entre a quantidade de calor sensível extraído do ar ambiente e a quantidade de calor latente transportado pelo vapor de água. Este equilíbrio depende do calor de vaporização da água e da

capacidade térmica do ar, isto é do conteúdo de vapor, da temperatura e da pressão do ar atmosférico.

A temperatura do termómetro molhado em conjunto com a temperatura do ar definem a tensão de vapor  $e$ , que é uma das grandezas indicadoras do conteúdo de vapor no ar:

$$e = e_s(\theta_w) - \gamma (\theta_m - \theta_w) \frac{P}{P_0} \quad \text{N m}^{-2} \quad (13)$$

$P$ ,  $P_0$  são respectivamente a pressão atmosférica do local e ao nível do mar;  $\gamma$  a constante psicrométrica ( $\text{N.m}^{-2}\text{K}^{-1}$ ) e  $e_s(\theta_w)$  a tensão de vapor saturado à temperatura  $\theta_w$ . Para o nosso psicrómetro, deve tomar-se para constante psicrométrica aparente  $\gamma = P / P_0$  o valor de  $62.3 \text{ N.m}^{-2}\text{K}$  de acordo com as indicações do fabricante e tendo em conta a pressão atmosférica média do local, a velocidade de aspiração do ar e as dimensões e forma das termosondas.

Qualquer diferença na ventilação, no isolamento radiativo das sondas ou na humificação da gaze será responsável por um valor incorrecto na temperatura do termómetro molhado. Por outro lado um desconhecimento do valor correcto de  $\gamma$  ou uma variação aleatória no seu valor podem ser factores que perturbam a medida.

### 3 - MEDIDAS DA VELOCIDADE DO AR

A velocidade do ar quer no exterior quer no interior de uma estufa é uma grandeza que intervem directamente em todos

os processos físicos de transferência de calor, vapor de água ou  $\text{CO}_2$

A caracterização do regime de transferência de calor, vapor de água ou  $\text{CO}_2$ , através das camadas limites das superfícies fica dependente das características das próprias superfícies e das características aerodinâmicas do fluido em contacto com elas, designadamente as características do vector velocidade de deslocação do ar. O conhecimento destas características num coberto vegetal, permite estimar os ritmos a que se processam a transpiração ou o consumo de  $\text{CO}_2$  do ar na fotossíntese. Por outro lado, se se pretender saber até que ponto uma estufa é ou não estanque ou qual a dissipação de calor que se pode fazer através da envolvente para, deste modo, se poderem estimar as suas necessidades energéticas, ter-se-á que, pelo menos, conhecer a intensidade da velocidade do vento exterior, já que as outras características da velocidade, poderão em certas circunstâncias, não ser relevantes.

Existem vários métodos e técnicas instrumentais que permitem caracterizar a velocidade de deslocação do ar. No nosso trabalho, apenas houve a preocupação de medir a intensidade da velocidade do ar quer no exterior quer no interior da estufa. Para cada uma das situações utilizaram-se métodos e instrumentos diferentes, respectivamente anemómetro de molinete com pás e anemómetro térmico.

### 3.1 - Anemómetro de molinete

O sensor que se utilizou para medir a velocidade do ar no exterior da estufa, é designado por anemómetro de molinete com pás. No nosso caso as pás são três campânulas em forma de tronco de cone. Este sensor utiliza a energia cinética do ar que faz rodar as pás com uma velocidade proporcional à velocidade de deslocamento do ar. Ao eixo de rotação do molinete, que é um sistema que apenas permite a medição da projecção do vector velocidade do ar num plano  $\perp$  ao seu eixo, está directamente acoplado o eixo de rotação do transdutor (no nosso caso dínamo) que induz uma tensão eléctrica proporcional à velocidade de rotação das pás. A tensão induzida no dínamo é pois directamente proporcional à velocidade instantânea do ar. O facto do eixo de rotação do molinete estar directamente acoplado ao eixo de rotação do dínamo pode ter o inconveniente de apresentar um nível de arranque demasiado elevado. Não foi o nosso caso, em que o sinal eléctrico induzido no dínamo foi produzido a partir de níveis da velocidade do ar superiores a cerca de  $0.30 \text{ m.s}^{-1}$ . No entanto estes anemómetros não são sensíveis a flutuações rápidas nem da intensidade nem da direcção do deslocamento do ar, em virtude das características mecânicas e geométricas dos elementos que constituem os anemómetros, pelo que não devem ser utilizados em situações de grande turbulência. A integração temporal dos valores instantâneos da velocidade do ar exterior, foi feita com um integrador/impressor electrónico de Eppley, sendo o intervalo

de integração regulável de acordo com a finalidade de utilização dos dados.

### 3.2 - Anemómetro térmico

Para quantificar as velocidades locais de agitação do ar no interior de uma estufa, em particular no interior ou nas vizinhanças do coberto vegetal, utilizou-se um anemómetro térmico. O princípio de funcionamento deste aparelho baseia-se nas perturbações causadas pela resistência à transferência de calor através da camada limite de ar que envolve um corpo aquecido, nas suas trocas térmicas com o ar ambiente. Todos os anemómetros térmicos (anemómetro de fio quente ou anemómetro termoelectrico) baseiam-se na lei de King (1914), que estabelece que o fluxo de calor trocado entre um cilindro aquecido e o ar ambiente, é dado pela seguinte relação:

$$q_r = (A + B\sqrt{v}) \Delta T^n \quad (14a)$$

em que  $\Delta T$  é a diferença de temperatura entre o cilindro e o ar;  $v$  é a velocidade do ar;  $n$  é um coeficiente perto da unidade;  $A$  e  $B$  são constantes.

Se nesse cilindro fôr dissipada uma potência eléctrica igual a  $RI^2$  então a lei de King escrever-se-á:

$$RI^2 = (A + B\sqrt{v}) \Delta T \quad (14b)$$

em que  $R$  é a resistência eléctrica do cilindro. Se se puder considerar a temperatura do ar constante, então é possível determinar a velocidade média do ar, a partir da potência eléctrica dissipada e da elevação de temperatura.

O anemómetro que se utilizou foi um anemómetro termo-eléctrico constituído por 2 esferas, em que uma delas era aquecida a potência constante e um termopar media a diferença de temperatura entre as duas esferas.

Estes aparelhos são muito sensíveis e permitem medir velocidades da ordem de 1 cm/s. Dadas as suas dimensões, podem ser colocadas no interior do coberto vegetal, mesmo naquele cuja densidade de plantação seja muito elevada. O aparelho de registo acoplado ao anemómetro tinha a capacidade de registar quer os valores instantâneos da velocidade e da temperatura do ar quer os valores integrados em intervalos de tempo reguláveis.

Juntamente com os valores integrados da velocidade do ar (valor médio) eram fornecidos os parâmetros estatísticos relativos à precisão e significância do valor médio obtido.

#### 4 - MEDIDAS DE FLUXO DE CALOR NO SOLO

O fluxo de calor no solo, supondo que a condução é predominantemente unidireccional, pode ser estimado recorrendo a uma placa metálica homogénea de fluxo de calor, cujo princípio de funcionamento se baseia na lei de Fourier da condução de calor, permitindo escrever-se:

$$Q = kA (\Delta T / \Delta e) \quad (15)$$

em que  $\Delta T$  é a diferença de temperatura que se estabelece entre as duas faces da placa de espessura  $\Delta e$ ,  $k$  a condutividade



térmica do material que constitui a placa de área  $A$  e  $Q$  a quantidade de calor transferida na unidade de tempo através da placa.

A placa de fluxo de calor, normalmente muito fina e leve para não perturbar a compactação do meio onde é colocado, comporta-se como uma termopilha constituída por termopares ligados em série, cujas junções (muito finas) soldadas a ambas as faces da placa e temperaturas diferentes, induzem uma f.e.m. proporcional ao fluxo de calor que atravessa a placa. Se uma placa de área  $A$ , espessura  $\Delta e$  e da qual se conhece a sua condutividade térmica  $k$ , fôr colocada a um determinado nível do solo em que a diferença das temperaturas das duas faces coincide com a diferença de temperatura das camadas superior e inferior do solo em contacto, então a f.e.m. induzida pelo gradiente térmico é uma estimativa do fluxo de calor que o atravessa. Para que a placa de fluxo de calor forneça a melhor estimativa possível do fluxo vertical de calor no solo, é necessário que ela seja colocada horizontalmente e faça o melhor contacto possível com as camadas superior e inferior do solo, sem no entanto alterar a sua compactação. Deve dizer-se que a placa de fluxo de calor, mesmo obedecendo às características e precauções acima mencionadas, nunca fornece uma estimativa do fluxo total de calor no solo que, como se sabe (capítulo 5), se propaga não só por condução através das partículas sólidas mas por difusão do meio húmido através dos poros. Na medida em que a placa de fluxo de calor se comporta como barreira à difusão de vapor,

transportando este consigo calor quer sob a forma sensível quer latente (se houver mudança de fase), ela fornece valores de fluxo de calor que são apenas uma estimativa grosseira do valor real existente. Nestas condições, os valores de fluxo de calor fornecidos pela placa transdutora estão dependentes não só, das suas próprias características e eventuais perturbações introduzidas pela sua presença no solo, como das perturbações causadas no processo de transporte de calor no solo. No nosso caso e pelas razões acima expostas, optou-se na maior parte dos casos por estimar o fluxo de calor na camada superficial do solo, a partir do gradiente térmico obtido com a medição da temperatura a diversos níveis do solo, e da condutividade térmica obtida pelo método da sonda.

## 5 - MEDIDA DA CONDUTIVIDADE TÉRMICA DO SOLO

### MÉTODO DA SONDA

Um dos muitos dispositivos existentes para determinação da condutividade térmica de solos, caracterizados normalmente por valores baixos de  $k$ , consiste num cilindro metálico altamente condutor de calor, dissipando uma taxa de calor constante proveniente de uma resistência colocada no eixo do cilindro e onde é feita passar uma corrente eléctrica.

Com boa aproximação, pode considerar-se que este dispositivo se comporta como um condutor térmico perfeito inserido num meio infinito, dissipando uma certa potência calorífica para esse meio, onde por toda a parte, a temperatura inicial é constante.

A descrição deste dispositivo, do seu princípio teórico e aplicação à determinação da condutividade térmica do solo vem descrito detalhadamente em Carslaw e Jaeger e é conhecido como método da "sonda".

Considere-se então um cilindro metálico de raio  $a$ , comportando-se como um condutor térmico perfeito, inserido num meio infinito e libertando uma potência calorífica  $q$  por unidade de comprimento do condutor, a partir do instante em que a temperatura inicial é nula por toda a parte.

A temperatura do condutor, para grandes valores de  $\tau = \kappa t/a^2$  é dada, segundo o mesmo autor, por:

$$\theta = \frac{q}{4\pi k} \left( 2A + \ln \frac{4\tau}{C} - \frac{4A - \alpha_1}{2\alpha_1 \tau} + \frac{\alpha_1 - 2}{2\alpha_1 \tau} \ln \frac{4\tau}{C} + \dots \right)$$

(16)

em que  $A = 2\pi Rk$ ;  $C = 1.7811 = e^\gamma$  ( $\gamma = 0.5772$  é a constante de Euler);  $\alpha_1 = 2\pi a^2 \rho c / S_1$ .  $S_1$  é a capacidade térmica por unidade de comprimento do núcleo do condutor;  $\rho c$  o calor específico volúmico do meio;  $R$  é a resistência de contacto por unidade de comprimento, entre a sonda e o meio;  $\kappa$ ,  $k$  têm o significado habitual.

Ressalta da equação (16) que, em qualquer caso, a curva de  $\theta$  em função de  $\ln t$  apresenta uma assíptota linear com declive  $q/4\pi k$ . Uma vez conhecida a potência calorífica fornecida por unidade de comprimento  $q$ , pode então determinar-se a condutividade térmica  $k$ .

Na nossa experiência, a temperatura inicial valia  $\theta_0$ . Representando graficamente  $\theta - \theta_0$  em função de  $\log(t)$ , a equação (16) vem dada por:

$$\theta - \theta_0 = 2.3 \left( \frac{q}{4\pi k} \log \frac{4kt}{Ca^2} \right) \quad (17)$$

quando apenas se consideram tempos longos após o início da libertação de calor. Esta relação representa na realidade a assíntota da curva de aquecimento, cujo declive ( $m = 2.3 \frac{q}{4\pi k}$ ) vai permitir determinar a condutividade térmica  $k$ .

O dispositivo por nós construído tinha as seguintes características: 1 cilindro de cobre de raio  $a = 0.005$  m, comprimento  $l = 0.30$  m possuindo no seu interior uma resistência de aquecimento de  $12\Omega$  e um termopar de cobre-constantan de  $0.003$  m de diâmetro, colocado no centro do cilindro, isolado electricamente da resistência e da superfície metálica por revestimentos de porcelana. Fez-se passar uma corrente eléctrica constante na resistência, a que correspondeu uma potência calorífica por unidade de comprimento de  $32.5$  W/m, medida com o auxílio de um wattímetro. A potência calorífica dissipada manteve-se praticamente constante durante toda a experiência e a temperatura inicial  $\theta_0$  foi de  $20.4^\circ\text{C}$ . A sonda foi colocada num orifício feito previamente no solo tendo tido o cuidado de assegurar um bom contacto entre a sonda e o solo. A temperatura  $\theta$  da sonda foi registada regularmente durante um período de cerca de 14 h imediatamente após o início da libertação de calor e na figura

4 pôde observar-se a variação da temperatura  $\theta - \theta_0$  em função de  $\log t$ .

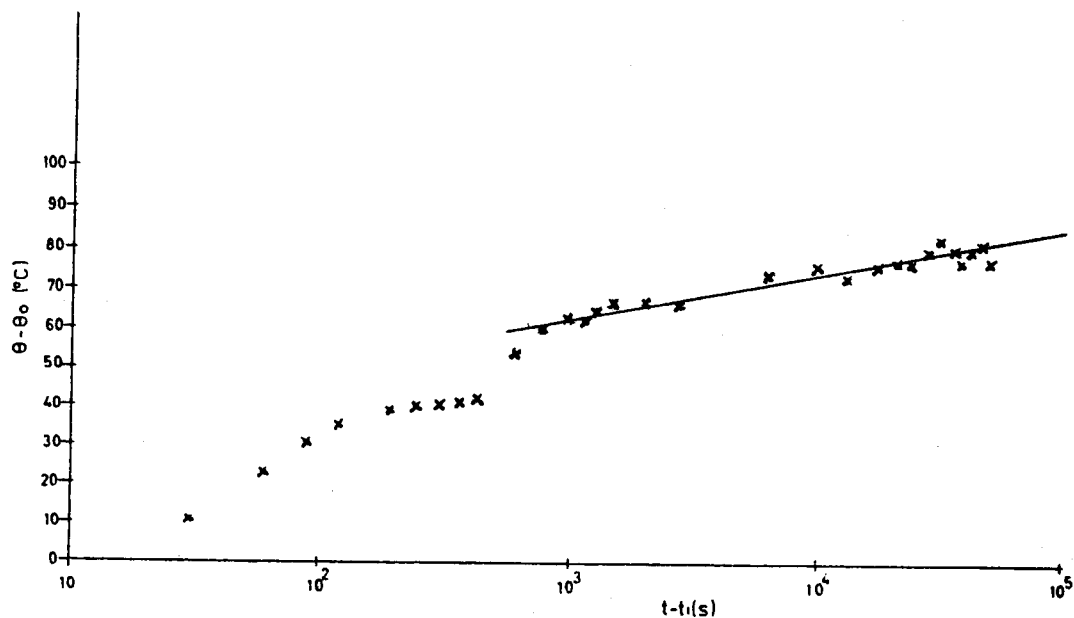


Figura 4 - Curva de aquecimento expressa em termos da variável  $(\theta - \theta_0)$  (°C). Valores observados da variação da temperatura (x) e assíntota linear ajustada à curva de aquecimento (—).

Verificou-se que ao fim de cerca de 15 minutos, após o início da experiência, a curva de aquecimento tendeu assíntoticamente para uma recta cujo declive nos permitiu extrair o valor médio da condutividade térmica de que resultou  $k = 0.54 \text{ W.m}^{-1}\text{K}^{-1}$ .

Recorde-se que este valor concorda perfeitamente com o medido por outros autores, em particular com o que foi medido experimentalmente por Bot, numa camada superficial de solo com 5 cm de espessura.

## A2 - RESOLUÇÃO DAS EQUAÇÕES DE BALANÇO DE ENERGIA APLICADAS A TRÊS SUBSISTEMAS DA ESTUFA

### INTRODUÇÃO

Neste apêndice, apresentaram-se o método de resolução e as soluções das equações de balanço de energia estabelecidas para quantificar os fluxos convectivos de calor ou vapor de água em diferentes níveis de estufa e mencionadas no capítulo 6 (parágrafo 6.3.4 e parágrafo 6.4.2).

Considere-se a estufa como um sistema termodinâmico, não isolado e aberto, subdividido em três subsistemas (níveis) interagindo entre si ou com o exterior, quer por transferência de calor quer por transferência de massa (vapor de água), através de fronteiras. Os níveis onde se aplicaram as equações de balanço de energia total (em sistemas macroscópicos e não isotérmicos) foram: camada de solo sem vegetação incluindo a interface com o ar interior da estufa, sujeito ao aquecimento resultante da absorção da radiação incidente; ar interior da estufa, sem ventilação ou aquecimento forçado, delimitado superior e lateralmente por uma fronteira sólida (cobertura plástica), cuja velocidade de cada elemento dessa superfície coincide com a velocidade local do ar interior, e limitado inferiormente pela superfície ou camada superficial do solo; cobertura plástica com espessura infinitesimal e condutividade térmica baixa servindo de interface entre o ar exterior e interior.

As equações de balanço de energia total em sistemas macroscópicos não isotérmicos, resultam da integração espacial das equações de energia total (interna + cinética + potencial), escritas na forma diferencial, válidas localmente e por unidade de volume, desde que se conheçam a distribuição espacial das temperaturas, velocidade de escoamento e massa volúmica do fluido no volume de integração.

Em cada um dos subsistemas admitiu-se que o meio era homogêneo e isotrópico e no caso particular do solo e da cobertura plástica estes eram incompressíveis, ou seja,  $1/\rho (D\rho / Dt) = 0$ . Nestes dois últimos meios a velocidade era ainda nula e no ar interior da estufa, ela apresentava valores muito baixos. A existência de aberturas na cobertura plástica (ausência de estanquicidade), permitiu admitir que a pressão do ar interior era constante ( $dp/dt = 0$ ) e igual em toda a parte ( $\nabla p = 0$ ). Com estas simplificações e admitindo ainda que as taxas locais de trabalho produzidas pelas forças gravíticas e pela pressão das vizinhanças sobre o elemento de volume eram muito pequenas, desprezou-se na equação diferencial local da energia total, aplicada a qualquer dos subsistemas atrás referidos, os termos referentes às variações temporais locais de energia cinética e potencial volúmicas. Todos os termos correspondentes à dissipação viscosa foram igualmente desprezados e a equação diferencial local de energia total ficou reduzida à equação de conservação de energia térmica, cujas expressões, na sua forma diferencial

local e válidas por unidade de volume do meio, foram de acordo com Bird, Stewart e Lightfoot (1960):

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \hat{U}) = -(\nabla \cdot \rho \hat{U} \vec{v}) - (\nabla \cdot \vec{q}) - p \nabla \cdot \vec{v} \quad (1a)$$

para o ar interior, e

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \hat{U}) = -(\nabla \cdot \vec{q}) + Q \quad (1b)$$

para os meios sólidos (solo e cobertura plástica).

O termo  $Q$  correspondeu a uma fonte de calor externa resultante da energia radiante (pequeno e grande comprimento de onda) absorvida e emitida nos meios sólidos e não figurou na equação (1a) porque se admitiu que o ar interior da estufa era transparente do ponto de vista radiativo;  $\rho \hat{U}$  representou a energia interna volúmica do meio;  $\nabla \cdot \vec{q}$  a taxa de admissão de energia interna por condução na unidade de volume;  $p \nabla \cdot \vec{v}$  a taxa de variação reversível de energia interna na unidade de volume, produzida por variações da massa volúmica do meio (compressibilidade) e  $\nabla \cdot \rho \hat{U} \vec{v}$  a taxa de admissão de energia interna por convecção na unidade de volume. Para o balanço de energia térmica do solo nunca se consideraram as contribuições energéticas originadas pelas transições de fase que ocorreram por evaporação ou condensação, quer no seu seio, quer na interface com o ar interior. No seio do ar interior e na interface com a cobertura plástica foi contudo considerada essa situação.



1 - CAMADA SUPERFICIAL DE SOLO SECO E SEM VEGETAÇÃO

Dispondo apenas de dois pontos de observação da temperatura situados à superfície do solo e à profundidade  $z = 0.05$  m, aplicou-se a equação de balanço de energia térmica a uma camada de solo de espessura  $\Delta z = 0.05$  m. Considerou-se então um volume de solo  $\nu$  de área total  $S_{\nu}$ , limitado superiormente pela interface com o ar interior e inferiormente por uma superfície conceptual situada à profundidade de 5 cm. Admitiu-se o meio homogéneo, isotrópico e incompressível, com elevado poder de absorção da radiação (grande e pequeno comprimento de onda). Este volume possuía uma capacidade térmica elevada, e o fluxo de calor conduzido através dele era predominantemente unidirecional (segundo o eixo dos  $zz$ ). Considerou-se ainda que a face superior deste volume (superfície do solo) estava sujeita a um fluxo de energia radiante uniforme e que o teor de água nesse volume era reduzido, para que fosse razoável desprezar o calor associado à mudança de fase no seu interior ou na interface com o ar interior.

A integração espacial da equação (1b), efectuada no volume  $V$  de solo mas referida à unidade de área de solo (sensivelmente metade da área total do volume), conduziu à seguinte equação\*:

$$\rho_{\text{m.c.p.m.}} \Delta z \frac{\partial \theta_{\text{m.z}}}{\partial t} = - h_{\text{m.o}} (\theta_{\text{m.o}} - \theta_{\text{m.i}}) - k \frac{\theta_{\text{m.o}} - \theta_{\text{m.5}}}{5} + R_{\text{rad.m.o}}$$

(2a)

em que a espessura  $\Delta z$  que figurou no termo de armazenamento de calor foi apenas metade da espessura total do volume, uma vez que a taxa de armazenamento se referiu à unidade de área de solo e o fluxo unidirecional de calor conduzido através do volume de integração foi o observado no ponto médio dessa camada, isto é, à profundidade  $z = 0.025$  m.

\* - A integração da equação (1b) resultou da aplicação da fórmula de Leibnitz (extensão da fórmula à diferenciação de um integral) ao termo do lado esquerdo dessa equação e do teorema da divergência de Gauss aos termos do lado direito da mesma equação. A velocidade  $\vec{v}$  do elemento de superfície que contorna o volume de integração foi considerada nula.

**Determinação experimental do coeficiente médio de transferência convectiva de calor, condutividade térmica e capacidade térmica médias do solo**

Substituindo o coeficiente  $h_{m0}$ , pela relação semi-empírica (6.22), a equação (2a) veio dada por:

$$R_{11q, m0} = a_{m0} (\theta_{m0} - \theta_{m1})^{4/3} + k \left( \frac{\theta_{m0} - \theta_{m5}}{5} \right) + 2.5 \rho_m c_{pm} \frac{\partial \theta_{m1.25}}{\partial t} \quad (2b)$$

Disponha-se de uma série de observações registadas de 10 em 10 minutos: temperatura à superfície do solo e à profundidade de 5 cm ( $\langle \theta_{m0} \rangle, \langle \theta_{m5} \rangle$ ), medidas no ponto médio da estufa, temperatura do ar interior ( $\langle \theta_{m1} \rangle$ ) registada a 50 cm acima da superfície do solo no ponto médio da estufa e

densidade de fluxo de radiação líquida observada à superfície do solo no ponto médio da estufa ( $\langle R_{liq,so} \rangle$ ). Se a taxa de armazenamento de calor no solo for calculada para intervalos de tempo suficientemente pequenos para que a derivada temporal local da temperatura seja aí considerada constante e substituída pelo incremento dessa grandeza no mesmo intervalo, e se  $\langle \theta_m \rangle$ ,  $\langle \theta_{so} \rangle$ ,  $\langle \theta_{ss} \rangle$  assumirem os respectivos valores médios nesses mesmos intervalos, então a equação anterior vem:

$$\langle R_{liq,so} \rangle = a_{so} (\langle \theta_m \rangle - \langle \theta_{so} \rangle)^{4/3} + 2.5 \rho_w c_{pw} \frac{\Delta \theta_{s1.25}}{\Delta t} + k \frac{\langle \theta_m \rangle - \langle \theta_{ss} \rangle}{5} \quad (3)$$

Tendo designado por  $j$  o índice representativo de uma série de valores dessas diferentes variáveis observáveis registadas simultaneamente, a equação (3) pôde ser representada pela seguinte forma:

$$W_j = A X_j + B Y_j + C Z_j \quad (4)$$

em que:

$$X_j = (\langle \theta_{so,j} \rangle - \langle \theta_{m1,j} \rangle)^{4/3}; \quad Y_j = \frac{\langle \theta_{so,j} \rangle - \langle \theta_{ss,j} \rangle}{5} \quad e$$

$$Z_j = \frac{\Delta \theta_{s1.25,j}}{\Delta t_j}$$

foram as variáveis explicativas e  $W_j = \langle R_{liq,so,j} \rangle$  a variável a explicar pela regressão linear múltipla (equação 4), que se pretendeu efectuar sobre a série de observações. Os coeficientes de regressão  $A$ ,  $B$ ,  $C$  puderam ser estimados pelo método dos mínimos quadrados, e posteriormente identificados

com os coeficientes que figuravam na equação (3). Os resultados foram os seguintes:

$$a_{no} = (10.3 \pm 1.4) \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-4/3}$$

$$k = (0.64 \pm 0.03) \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$$

$$\rho_{-Cp_{-}} = (8.96 \pm 1.01) \times 10^8 \text{ J.m}^{-3}.\text{K}^{-1}$$

Os parâmetros estatísticos calculados, avaliadores da qualidade do ajuste (coeficiente de correlação múltipla), significância global dos coeficientes de regressão (teste F de Fisher-Snedcor) e significância de cada um dos coeficientes (teste t de Student) permitiram concluir que tanto a forma de regressão como os coeficientes da regressão estimados foram altamente significativos. A fracção da variância da radiação líquida total observada, que foi explicada pela regressão linear, foi também elevada (94%). Os valores dos parâmetros estatísticos calculados para a regressão e os correspondentes valores tabelados fornecidos pela literatura (Edwards & Allen, 1979), poderam resumir-se no seguinte quadro.

#### QUADRO 1

Valores calculados	Valores tabelados
$r(3, 133) = 97\%$	
$F(3, 133) = 738$	$F(3, 133)_{1\%} = 3.93$
$t_a(133) = 7.31$	$t(133)_{1\%} = 2.350$
$t_b(133) = 19.67$	
$t_c(133) = 8.87$	

Na figura (1) foi representada a distribuição dos resíduos  $\epsilon_i$  (diferença entre os valores observados de  $R_{11q,so}$  e os valores estimados com a regressão  $\hat{R}_{11q,so}$ ) em função dos valores estimados  $\hat{R}_{11q,so}$ . Esta distribuição pareceu não revelar qualquer estrutura particular, pelo que se confirmou assim a qualidade do ajuste realizado.

Exceptuando o coeficiente médio de transferência convectiva de calor ( $a_{so} = 10 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-4/3}$ ), entre a superfície do solo e o ar, que pareceu ser um pouco elevado em relação a valores apresentados por outros autores, entre os quais Kittas ( $a_{so} = 7/\Delta\theta^{1/4} \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-5/4}$ ), os restantes coeficientes pareceram aceitáveis: a condutividade térmica estimada ( $k = 0.64 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ), concordou com a obtida por outros autores para o mesmo tipo de solo com idêntico teor de água, e com o que por nós foi medido em situação semelhante ( $k = 0.54 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ); a capacidade calorífica volúmica do solo ( $\rho_m c_{pm} = 0.89 \times 10^6 \text{ J.m}^{-3}.\text{K}^{-1}$ ), se bem que da mesma ordem de grandeza, pareceu um pouco abaixo dos valores encontrados na literatura, para solos do mesmo tipo e nas mesmas condições e que se situavam entre  $1.28$  e  $2.96 \times 10^6 \text{ J.m}^{-3}.\text{K}^{-1}$ .

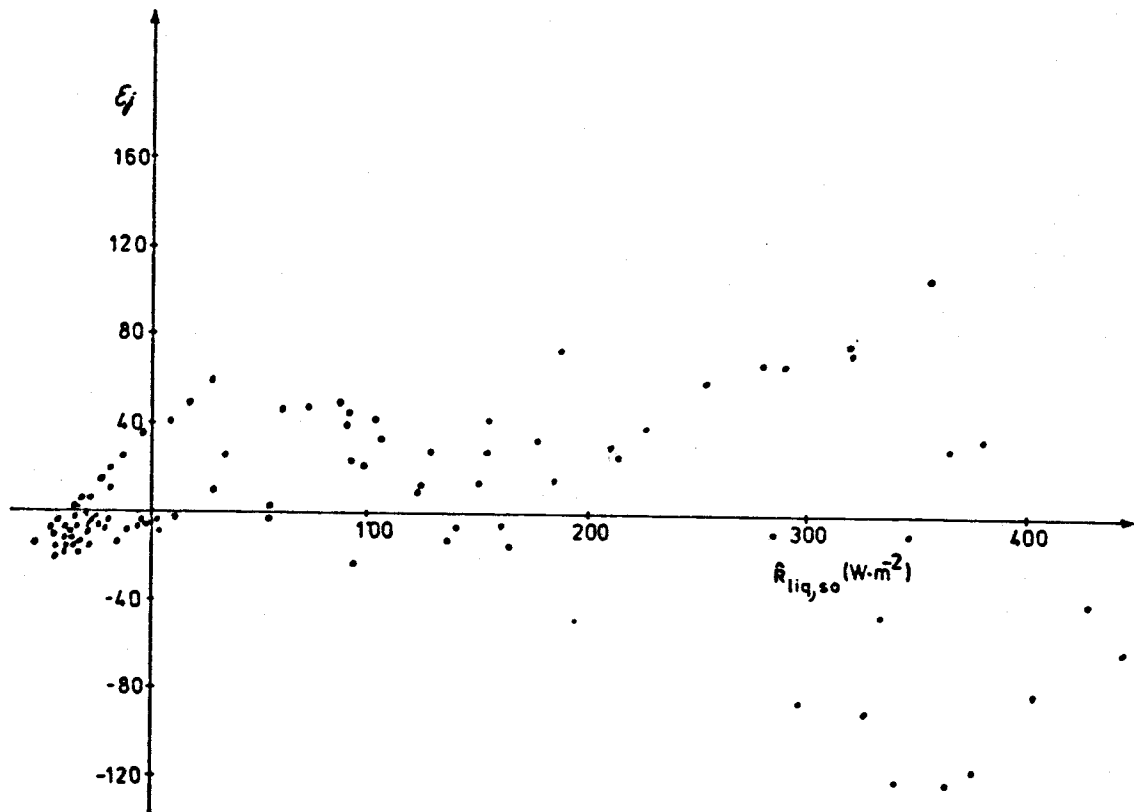


Figura 1 - Distribuição dos resíduos  $\epsilon_j$  (diferença entre os valores observados  $R_{liq,so}$  e os valores estimados pela regressão  $\hat{R}_{liq,so}$ ) em função da densidade de fluxo da radiação líquida no solo  $\hat{R}_{liq,so}$  estimada pela regressão (equação 4).

## 2 - AR INTERIOR - ESTUFA FECHADA

A integração espacial da equação (1a) a um volume  $V$  de ar delimitado superior e lateralmente pela cobertura plástica de área  $S_c$  com pequenas aberturas para entrada e saída de ar de áreas  $S_{m1}$ ,  $S_{m2}$  e limitado inferiormente pela superfície do solo de área  $S_{m0}$ , resultou da aplicação da fórmula de Leibnitz ao lado esquerdo dessa equação quando a velocidade  $\vec{v}$  dum elemento da superfície que contorna o volume de ar coincide

com a velocidade  $\vec{v}$  do ar, e da aplicação do teorema da divergência de Gauss aos termos do lado direito da mesma equação. A velocidade da superfície que limitava inferiormente o volume (superfície do solo) era naturalmente nula.

Nestas condições, a integração espacial da equação (1a) conduziu à seguinte equação:

$$\int_V \frac{\partial}{\partial t} (\rho_m c_p \theta) dV = - \int_{S_{m+} + S_{m-}} (\rho_m c_p \theta \vec{v} \cdot \vec{n}) dS - \int_{S_c} (\vec{q} \cdot \vec{n}) dS - \int_{S_{m0}} (\vec{q} \cdot \vec{n}) dS \dots \quad (5)$$

em que  $\vec{n}$  era o vector normal à superfície que envolve o volume V, considerada positiva quando dirigida para o exterior. O termo do lado esquerdo era nulo, dado que se admitiu que a pressão do ar interior era constante ( $\partial p / \partial t = 0$ ) em consequência da estufa não ser estanque\*\*.

-----

\*\* - Porque o ar interior, foi considerado um fluido homogéneo onde não coexistam duas fases distintas (vapor de água e ar seco) nem ocorreram transições de fase, e porque a pressão de ar foi considerada constante e igual por toda a parte ( $p = \rho RT = C^{(*)}$ ), a variação temporal de energia interna volúmica que figurava na equação (1a) coincidiu com a variação temporal da entalpia volúmica, ambas funções exclusivas de temperatura. No nosso caso, esta variação foi considerada nula, o que significou que não havia ou era desprezável a taxa de armazenamento de calor no ar interior da estufa.

Nestas condições, a equação (5) teve o seguinte aspecto:

$$\rho_a \langle v \rangle S_a C_{p_a} (\theta_{a,ext} - \theta_{a,i}) + S_c h_{c,i} (\theta_c - \theta_{a,i}) + S_{so} h_{s,o} (\theta_{s,o} - \theta_{a,i}) = 0 \quad (6)$$

atendendo a que em regime estacionário  $\rho_a \langle v \rangle S_a$  é constante, isto é, a massa de ar que entrava por unidade de tempo através das aberturas de área  $S_{a,e}$ ,  $(\rho_{a,e} \langle v_{a,e} \rangle S_{a,e})$ , era igual à que saia pelas aberturas de área  $S_{a,s}$ ,  $(\rho_{a,s} \langle v_{a,s} \rangle S_{a,s})$ . Os fluxos de calor que entraram por convecção para o interior a partir da cobertura plástica e superfície do solo, foram representados por  $S_c h_{c,i} (\theta_c - \theta_{a,i})$  e  $S_{so} h_{s,o} (\theta_{s,o} - \theta_{a,i})$ , respectivamente.

Se a superfície que limitava inferiormente o volume do ar interior não fosse uma película muito fina de solo, que se designou por superfície do solo, mas uma camada de espessura finita  $\Delta z$ , a última parcela da equação (6) podia ser substituída pela equação (2a) o que nos conduzia à equação de conservação de energia térmica do ar interior com a camada superficial do solo, para uma estufa fechada, apenas sujeita às condições aos limites exteriores (clima exterior) sem intervenção de qualquer agente externo:

$$2.5 \rho_a C_{p_a} S_{so} \frac{\partial \theta_{a,1.25}}{\partial t} = S_c h_{c,i} (\theta_c - \theta_{a,i}) + S_{so} R_{11a,so} + S_{so} k \left( \frac{\theta_{s,5} - \theta_{s,o}}{5} \right) + \rho_a C_{p_a} \dot{V}_a (\theta_{a,ext} - \theta_{a,i}) \quad (7)$$

$\dot{V}_a = S_a \langle v \rangle$  era o volume de ar que entrava e saia por unidade de tempo através das fendas e que vulgarmente é designado por "taxa de ventilação por fugas". Esta é uma grandeza que, segundo alguns autores (Whittle e Lawrence, 1960), só depende



da diferença de temperatura do ar interior e exterior mas que, segundo Okada e Takakura (1973), está relacionada com as características geométricas da estufa e do modo como as fendas se encontram distribuídas pela cobertura. Ainda segundo estes autores ela depende simultaneamente da velocidade do ar exterior e da diferença de temperatura do ar interior e exterior, através da seguinte relação:

$$\dot{V}_m = A \langle v_{m,ext} \rangle + B \Delta \theta^{1/2} \quad (m^3 \cdot s^{-1} \cdot m_c^{-2}) \quad (8)$$

A taxa de ventilação  $\dot{V}_m$  apareceu aqui expressa por  $m^2$  de área da cobertura pois estes autores admitiram que as fendas estavam distribuídas uniformemente por toda a cobertura. A razão que encontraram entre os parâmetros A e B foi cerca de 3.14.

#### Determinação experimental dos coeficientes de transferência de calor (por convecção) na face interna da cobertura e de renovação do ar interior

Tal como no caso anterior, dispunha-se de uma série de observações registadas de 10 em 10 minutos: temperatura da superfície do solo e à profundidade de 5 cm ( $\langle \theta_{s0} \rangle$ ,  $\langle \theta_{s5} \rangle$ ), medidas no ponto médio da estufa; temperatura média da cobertura plástica ( $\langle \theta_c \rangle$ ) medida em diversos pontos da cobertura, temperatura média do ar interior ( $\langle \theta_{m1} \rangle$ ), medida a 0.5 m e 2 m acima da superfície do solo no ponto médio da estufa; temperatura do ar exterior ( $\langle \theta_{m,ext} \rangle$ ) medida a 1.5 m da superfície do solo e densidade do fluxo de radiação líquida

total recebida à superfície do solo no ponto médio da estufa ( $\langle R_{11q,so} \rangle$ ). Tal como se fez anteriormente, substituiu-se a derivada temporal local da temperatura do solo, que figurava na equação (7), pelo incremento dessa grandeza e as grandezas intensivas  $\langle \theta_{a1} \rangle$ ,  $\langle \theta_c \rangle$ ,  $\langle \theta_{aext} \rangle$ ,  $\langle \theta_{so} \rangle$ ,  $\langle \theta_{s5} \rangle$  pelos respectivos valores médios temporais nesses intervalos. Introduzindo a relação (8) na equação (7) e substituindo o coeficiente  $h_{c1}$  pela relação semi-empírica definida em (6.4b), resultou:

$$\begin{aligned} \langle R_{11q,so} \rangle = & -S_c/S_{so} a_{c1} (\langle \theta_c \rangle - \langle \theta_{a1} \rangle)^{4/3} - S_c/S_{so} \rho_a C_{pa} X \\ & X A \langle v_{aext} \rangle (\langle \theta_{aext} \rangle - \langle \theta_{a1} \rangle) - S_c/S_{so} \rho_a C_{pa} B (\langle \theta_{aext} \rangle - \langle \theta_{a1} \rangle)^{3/2} \\ & - k (\langle \theta_{s5} \rangle - \langle \theta_{so} \rangle) / 5 + 2.5 \rho_a C_{pa} (\Delta \theta_{s1.25} / \Delta t) \end{aligned} \quad (9)$$

expressa por unidade de área de solo.

Esta equação podia ser representada por uma relação da forma:

$$W_j = AX_j + BY_j + CZ_j + DY_j + EU_j \quad (10)$$

em que  $j$  era o índice de uma série de valores das diferentes variáveis observáveis, obtidos simultaneamente e em que  $X_j = S_c/S_{so} (\langle \theta_{c,j} \rangle - \langle \theta_{a1,j} \rangle)^{4/3}$ ;  $Y_j = \rho_a C_{pa} S_c/S_{so} \langle v_{aext,j} \rangle (\langle \theta_{aext,j} \rangle - \langle \theta_{a1,j} \rangle)$ ;  $Z_j = \rho_a C_{pa} S_c/S_{so} (\langle \theta_{aext,j} \rangle - \langle \theta_{a1,j} \rangle)^{3/2}$ ;  $U_j = (\langle \theta_{s5,j} \rangle - \langle \theta_{so,j} \rangle) / 5$ ;  $V_j = (\Delta \theta_{s1.25,j} / \Delta t_j)$  foram as variáveis explicativas e  $W_j = \langle R_{11q,so,j} \rangle$  a variável a explicar pela regressão linear múltipla que se pretendeu efectuar sobre a série de observações. Os coeficientes de regressão A, B, C, D e E puderam ser estimados pelo método dos mínimos quadrados e posteriormente identificados com os coeficientes que figuravam na equação (9).

Como é sabido, a aplicabilidade de uma equação de regressão linear múltipla exige, para além de outros requisitos, que as variáveis explicativas não sejam constantes nem estejam linearmente dependentes ou correlacionadas entre si (multicolinearidade), facto este a que não obedeceram algumas variáveis explicativas que figuravam na equação (10). A análise da matriz de correlação das variáveis explicativas  $R$  de elemento genérico  $[r_{jk}]$ , permitiu verificar que existia uma forte dependência entre as variáveis  $X_j$  e  $Y_j$  e entre  $Y_j$  e  $Z_j$ . Nestas condições foi necessário recorrer a uma técnica relativamente usual que consiste em ortogonalizar as variáveis explicativas de uma regressão linear múltipla de modo a que a matriz de correlação deixe de ser singular e se possam calcular a partir dela os coeficientes de regressão. Neste sentido, foram calculadas as componentes principais  $E_j$  das variáveis explicativas de partida, de que resultou um novo conjunto de variáveis, que eram combinações lineares das variáveis iniciais, de máxima variância e mutuamente ortogonais. Em seguida, procedeu-se à regressão linear múltipla entre a mesma variável dependente ( $W_j$ ) e o novo conjunto de variáveis  $E_j$ , designada regressão ortogonal, tendo-se estimado, pelo método dos mínimos quadrados, novos coeficientes de regressão. A partir destes coeficientes determinaram-se os coeficientes de regressão originais  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ,  $D$  e  $E$ , mediante explicitação, na equação de regressão linear entre a variável original e as componentes principais, destas em função das variáveis observáveis originais. Este

método utilizado frequentemente na análise estatística de várias variáveis, vem descrito por vários autores entre os quais Dagnelie, 1975; Davies, 1971 e Mather, 1976.

Efectuaram-se duas séries de observações das variáveis que figuram na equação (10): numa primeira série admitiu-se que a velocidade do vento exterior era constantemente igual à unidade, o que na prática significava que a taxa de ventilação através das fendas era exclusivamente induzida pela diferença de temperatura. Esta série de observações foi feita num dia calmo de céu limpo onde a velocidade do ar exterior se apresentava sem flutuações significativas e com uma intensidade da média da ordem de  $1 \text{ m.s}^{-1}$ . A segunda série foi realizada posteriormente num dia de céu limpo em que a velocidade do vento exterior foi medida em simultâneo com as outras variáveis; os seus valores rondaram em média os  $2.5 \text{ m.s}^{-1}$ , sendo durante o dia mais elevada que durante a noite. Apresentaram-se apenas os resultados obtidos com a regressão ortogonal efectuada sobre a segunda série de observações e apenas para os valores diurnos, dado que durante o período nocturno ocorreu condensação na face interna da cobertura pelo que a equação (9) deixava de ser válida. Os resultados foram os seguintes:

$$a_{c1} = (0.83 \pm 0.04) \text{ W.m}_c^{-2}.\text{K}^{-4/3}$$

$$A = (72 \pm 4) \times 10^{-5} \text{ m}^2.\text{m}_c^2$$

$$B = (49 \pm 3) \times 10^{-5} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}.\text{K}^{-1/2}.\text{m}_c^{-2}$$

$$k = (0.43 \pm 0.03) \text{ W.m}_o^{-1}.\text{K}^{-1}$$

$$\rho_{-Cp} = (1.19 \pm 0.9) \times 10^6 \text{ J.m}_o^{-3}.\text{K}^{-1}$$

Da regressão ortogonal resultou ainda um termo constante  $F = - 32 \text{ W.m}^{-2}$  que pode corresponder ao calor associado à mudança de fase (evaporação) que se deu na face interna da cobertura após ter aí ocorrido condensação no período nocturno antecedente. A estimativa do fluxo de calor associado à evaporação dessa gotículas, feita a partir dos valores reais típicos da tensão de vapor na cobertura e no ar observados nesse período, conduziu ao valor  $\lambda E_{\text{evap}} = 34 \text{ W.m}^{-2}$ . Os parâmetros estatísticos calculados sobre a forma da regressão e a significância dos coeficientes estimados, e os correspondentes valores tabelados fornecidos por Edwards, foram os seguintes:

#### QUADRO 2

Valores calculados	Valores tabelados
$r = 95\%$	
$F(2,59) = 279$	$F(2,59)_{0.01} = 4.98$
$t_1(59) = 19.32$	$t(59)_{0.01} = 2.39$
$t_2(59) = 13.62$	

A percentagem da variância de  $R_{114.00}$  que foi explicada pela regressão foi de 90%.

A regressão ortogonal foi inicialmente efectuada sobre as 5 componentes principais. No entanto, os coeficientes de regressão apresentados, bem como os parâmetros estatísticos que figuram no quadro, foram o resultado da regressão

ortogonal efectuada apenas com as duas componentes principais mais significativas, depois de se terem eliminado aquelas que correspondiam aos valores próprios nulos ou quase nulos da matriz de correlação  $R$ . Na figura (2) apresentou-se a distribuição dos resíduos  $\epsilon_j$  em função da variável dependente estimada pela regressão  $\hat{R}_{liq,so}$ , e que não tendo revelado nenhuma estrutura particular, confirmou a qualidade do ajuste efectuado.

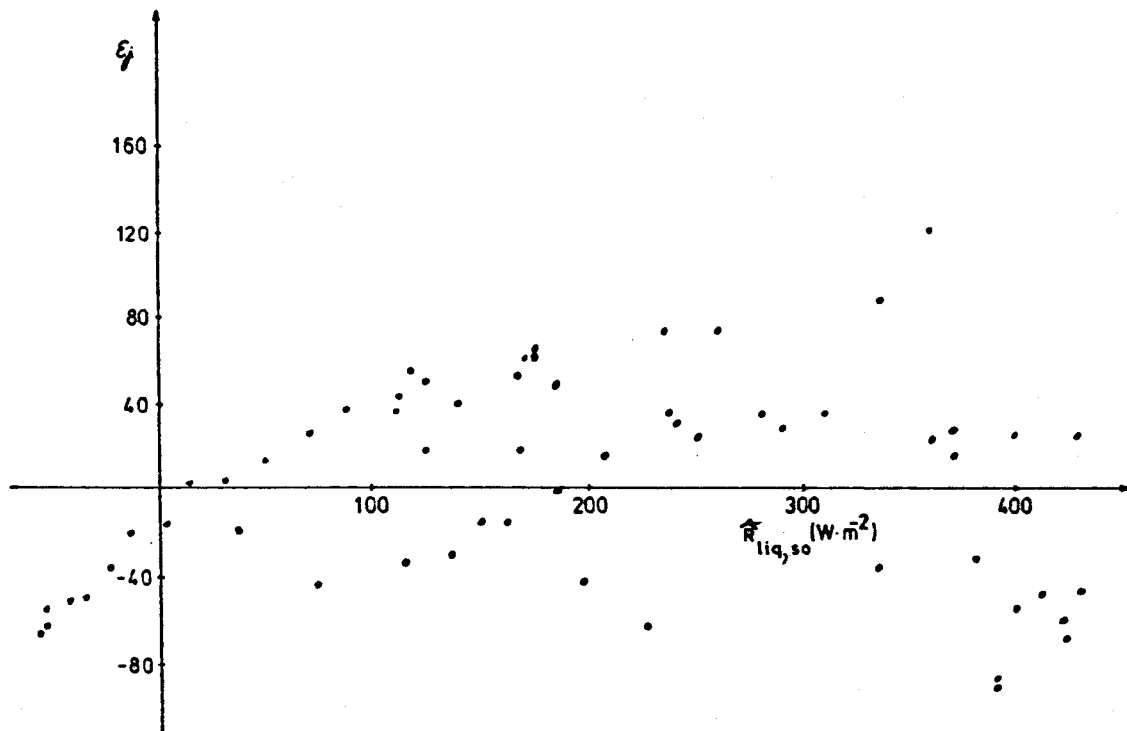


Figura 2 - Distribuição dos resíduos  $\epsilon_j$  em função da densidade de fluxo de radiação líquida no solo  $\hat{R}_{liq,so}$ , estimada pela regressão (equação 10).

Alguns dos coeficientes estimados pareceram razoáveis e concordaram com os obtidos por outros autores. O coeficiente

médio de transferência convectiva de calor entre a face interna da cobertura e o ar interior valeu para o nosso caso  $h_{e,i} = 1.5 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ , calculado a partir do parâmetro  $a_{e,i}$  estimado pela regressão, e de valores típicos de  $(\langle \theta_e \rangle - \langle \theta_{i,i} \rangle)^{1/3}$  registados durante o dia. Este valor concordou como obtido por Bot ( $h_{e,i} = 2 - 4 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  mas foi, no entanto, inferior ao obtido por Kittas ( $h_{e,i} = 3.69 \Delta T^{0.25}$ ).

A relação que se obteve para estimar a taxa de ventilação através das fendas foi a seguinte:

$$\dot{V}_a = 0.000724 \langle v_{\text{ext}} \rangle + 0.00049 \Delta \theta^{1/2} \text{ m}^3.\text{s}^{-1}.\text{m}^{-2}$$

A razão que se obteve entre A e B foi cerca de 1.5, em contraste com o valor obtido por Okada e Takakura, que foi de 3.14. Esta relação permitiu estimar a taxa média horária de renovação do ar interior através das fendas, conhecendo as características geométricas da estufa (área da cobertura  $S_c$  e volume do ar interior  $V$ ) e os valores médios típicos da velocidade do ar exterior e diferença de temperatura do ar interior e exterior, observados durante o período diurno. O valor encontrado foi cerca de 9 renovações horárias do ar interior. Os outros coeficientes estimados (condutividade térmica e capacidade calorífica volúmica do solo) foram igualmente aceitáveis mas ligeiramente diferentes dos obtidos a partir da equação de balanço de energia térmica da camada superficial do solo e que foram respectivamente  $k = 0.64 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  e  $\rho_m c_{p,m} = 8.9 \times 10^6 \text{ J.m}^{-3}.\text{K}^{-1}$ .

### Introdução do termo "evaporação do ar" na entalpia do ar

Admitiu-se que o ar era uma mistura de dois gases ideais (ar seco e vapor de água) e que pôde ocorrer mudança de fase, por evaporação da água contida nessa mistura. A entalpia do ar passou a ser função da temperatura e humidade específica do ar ( $W$  kg vapor / kg ar seco) e devia englobar o termo correspondente à energia necessária para evaporar a massa de água contida na unidade de massa de ar. Assim sendo, a equação (5) teve o seguinte aspecto:

$$\int_V \frac{\partial}{\partial t} (\rho_m c_{p_m} \theta + \rho_m \lambda W) dV = - \int_{S_{m+} + S_{m-}} [\rho_m (c_{p_m} \theta + \lambda W)] v \cdot n dS - \int_{S_c} (q \cdot n) dS - \int_{S_{m0}} (q \cdot n) dS \quad (11)$$

Continuando a admitir que o termo do lado esquerdo é nulo ou quase nulo (não há armazenamento de entalpia do ar ou é tão pequeno que se pode desprezar), a equação (11) veio dada por:

$$\rho_m \langle v \rangle S_m c_{p_m} (\theta_{m+ext} - \theta_{m1}) + \rho_m \langle v \rangle S_m \lambda (W_{m+ext} - W_{m1}) + S_c h_{c1} (\theta_c - \theta_{m1}) + S_{m0} h_{m0} (\theta_{m0} - \theta_{m1}) = 0 \quad (12)$$

Seguindo o mesmo raciocínio utilizado anteriormente, chegou-se finalmente à equação de balanço de entalpia do ar interior com a camada superficial do solo, em que não se consideraram as transições de fase em qualquer das superfícies sólidas em contacto com o ar interior:



$$\begin{aligned}
\langle R_{11q, m_0} \rangle &= \frac{S_c}{S_{m_0}} a_{c1} (\langle \theta_c \rangle, \langle \theta_{m_1} \rangle)^{4/3} - \rho_m \frac{S_c}{S_{m_0}} \\
& [ (C_{pm} + \lambda \frac{\langle W_{m_{ext}} \rangle - \langle W_{m_1} \rangle}{\langle \theta_{m_{ext}} \rangle - \langle \theta_{m_1} \rangle}) A \langle v_{m_{ext}} \rangle (\langle \theta_{m_{ext}} \rangle - \langle \theta_{m_1} \rangle)] - \\
& - \rho_m \frac{S_c}{S_{m_0}} [C_{pm} + \lambda \frac{\langle W_{m_{ext}} \rangle - \langle W_{m_1} \rangle}{\langle \theta_{m_{ext}} \rangle - \langle \theta_{m_1} \rangle}] B (\langle \theta_{m_{ext}} \rangle - \langle \theta_{m_1} \rangle)^{3/2} + \\
& + k \frac{\langle \theta_{m_0} \rangle - \langle \theta_{m_5} \rangle}{5} + 2.5 \rho_m C_{pm} \frac{\Delta \theta_{m_1, 25}}{\Delta t} \quad (13)
\end{aligned}$$

que pôde ser representada por uma relação equivalente à equação (10) (equação de regressão linear múltipla) onde, à exceção das variáveis explicativas  $Y_j$  e  $Z_j$ , as outras mantiveram-se iguais.

O método para a sua resolução, e que conduziu à estimativa dos mesmos coeficientes de regressão, foi semelhante ao que se fez anteriormente (regressão ortogonal múltipla). Os resultados foram os seguintes:

$$a_{c1} = (0.88 \pm 0.03) W. m_c^{-2}. K^{-4/3}$$

$$A = (23 \pm 1) \times 10^{-5} m^2. m_c^{-2}$$

$$B = (16.1 \pm 0.9) \times 10^{-5} m^3. s^{-1}. K^{-1/2}. m_c^{-2}$$

$$k = (0.44 \pm 0.03) W. m_{m_0}^{-1}. K^{-1}$$

$$\rho_m C_{pm} = (12.2 \pm 0.9) \times 10^5 J. m_{m_0}^{-3}. K^{-1}$$

Da regressão ortogonal resultou ainda um termo constante  $F = -25 W. m_{m_0}^{-2}$  cujo significado se atribuiu ao

calor associado à evaporação das gotículas, que se formaram por condensação noturna, na face interna da cobertura.

Como se pôde observar, os novos coeficientes de regressão foram idênticos aos anteriores, que tinham sido obtidos a partir da equação de balanço de calor do ar interior com a camada superficial do solo, equação (10). Os valores que mais diferiram foram os parâmetros A e B, mas a sua razão manteve-se, isto é,  $(A/B = 1.5)$ , em contraste com a que foi obtida por Takakura e que era de 3.14. Parece pois concluir-se que foi irrelevante a contribuição do "calor latente" de vaporização do ar na energia calorífica do ar (entalpia) e aceitou-se como razoável a hipótese de considerar o ar como um meio homogêneo a uma fase em que a entalpia coincidia com a energia interna do ar. Os parâmetros de significância estatística calculados com a regressão ortogonal múltipla e os correspondentes valores tabelados em Edwards, foram os seguintes:

### QUADRO 3

Valores calculados	Valores tabelados
$r = 95\%$	
$F(2, 59) = 2.75$	$F(2, 59)_{0.01} = 4.98$
$t_1(59) = 18.93$	$t(59)_{0.01} = 2.39$
$t_2(59) = 13.89$	

A fracção da variância de  $R_{liq,so}$  que foi explicada pela regressão foi de 90%. Na figura (3), figurou a distribuição dos resíduos  $\epsilon_j$  em função da variável dependente estimada pela regressão ( $\hat{R}_{liq,so}$ ).

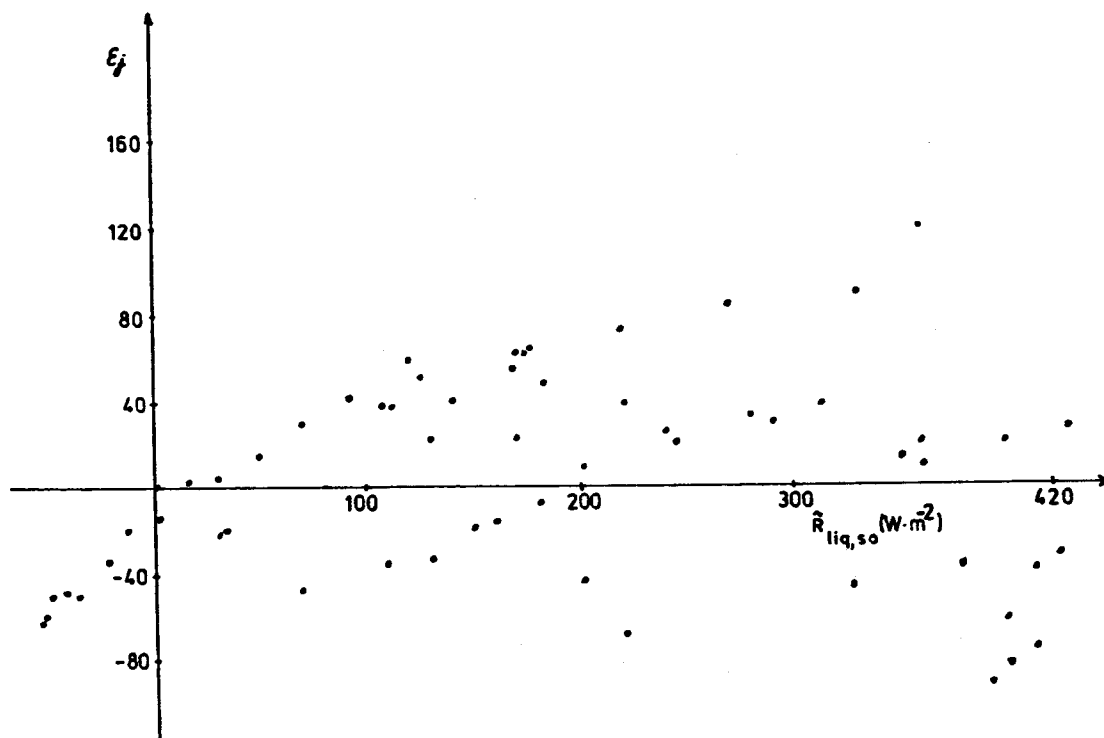


Figura 3 - Distribuição dos resíduos  $\epsilon_j$  em função da densidade de fluxo da radiação líquida no solo  $\hat{R}_{liq,so}$ , estimada pela regressão (equação 13).

### 3 - COBERTURA PLÁSTICA

A integração espacial da equação (1b) para a cobertura plástica de área  $S_c$  e espessura infinitesimal, caracterizada por uma condutividade térmica baixa e poder de absorção da

radiação total relativamente baixo (excepto numa banda de comprimento de onda compreendida entre os 7 e 14  $\mu\text{m}$ ), conduziu à seguinte equação:

$$S_c R_{1+c} + S_c h_{c1} (\theta_{a1} - \theta_c) - S_c h_{cext} (\theta_c - \theta_{aext}) = 0 \quad (14)$$

Como se pôde observar, os termos referentes ao fluxo de calor conduzido através da cobertura e ao armazenamento de calor na mesma foram desprezados em consequência das características térmicas e geométricas do material que constitui a cobertura. Cálculos efectuados por Kittas (1981) com o mesmo tipo de material (espessura  $\approx 200 \mu\text{m}$  e condutividade térmica inferior à unidade) revelaram que, mesmo para condições extremas nocturnas em que a diferença entre as temperaturas interior e exterior do ar era cerca de  $15^\circ\text{C}$ , não se detectavam diferenças entre as temperaturas das duas faces da cobertura superiores a  $0.1^\circ\text{C}$ . Este valor estava no limite da resolução que era conseguido com o nosso aparelho de registo e era inferior à precisão que era obtida com os termopares que foram utilizados para medir a temperatura da cobertura. Considerou-se que a cobertura era caracterizada por uma temperatura uniforme consequência de se ter admitido que a radiação líquida aí observada tinha uma distribuição uniforme. Admitiu-se assim que as observações efectuadas localmente das grandezas que figuraram na equação anterior, foram pois representativas de toda a cobertura.

Se ocorrer transporte de vapor de água do ar para uma ou ambas as faces da cobertura, por evaporação ou condensação, deve acrescentar-se à equação anterior os termos referentes

aos fluxos de calor latente associados a essa mudança de fase. A equação de balanço energético da cobertura, expressa por unidade de área da cobertura e na qual intervieram os termos referentes às densidades de fluxo convectivo de calor e vapor de água estabelecidos no parágrafo 6.3.3, veio então dada por:

$$R_{11q,c} = -h_{c1}(\theta_{m1} - \theta_c) - \lambda K_{m1}(\rho_{v,m1} - \rho_{v,c}(\theta_c)) + h_{cext}(\theta_c - \theta_{maxt}) + \lambda K_{maxt}(\rho_{v,c}(\theta_c) - \rho_{v,maxt}) \quad (15)$$

admitindo que ambas as faces da cobertura estão saturadas de vapor à temperatura da cobertura, ou seja, a concentração de vapor nas faces  $\rho_{v,c} = \rho_{v,c}(\theta_c)$ . Substituindo os coeficientes médios de transferência convectiva de calor ( $h_{c1}, h_{cext}$ ) e vapor de água ( $K_{m1}, K_{maxt}$ ) pelas relações empíricas (6.9), (6.15a-b), (6.11) e (6.17a-b), estabelecidas no parágrafo 6.3.3, e tendo em conta as relações (6.13) e (6.19) do mesmo parágrafo pôde reescrever-se a equação (15) para as várias situações convectivas possíveis:

- i) Situação diurna -convecção natural em ambas as faces e evaporação na face interna

$$R_{11q,c} = -a_{c1}(\theta_{m1} - \theta_c)^{5/5} - A\lambda \left( \frac{\rho_{mE}}{p} \right)^{5/5} \times \\ \times (e_{m1} - e_m(\theta_c))^{5/5} + f(\theta_c - \theta_{maxt})^{4/3} \quad (16a)$$

- ii) Situação diurna -convecção natural e evaporação na face interna e convecção mista na face externa

$$R_{11q,c} = -a_{c1}(\theta_{m1} - \theta_c)^{5/5} - A\lambda \left( \frac{\rho_{mE}}{p} \right)^{5/5} (e_{m1} - e_m(\theta_c))^{5/5} + \\ + f \left( \frac{\theta_c - \theta_{maxt}}{v_{maxt}^{2.2}} \right)^{1/3} (\theta_{maxt} - \theta_{m1}) + g v_{maxt}^{0.055} (\theta_c - \theta_{maxt})^{4/3} \quad (16b)$$

iii) Situação noturna - convecção natural e condensação em ambas as faces

$$R_{11q,c} = - a_{ci} (\theta_{mi} - \theta_c)^{4/3} - A \lambda \left( \frac{\rho_m \epsilon}{p} \right)^{4/3} (e_{mi} - e_m(\theta_c))^{4/3} +$$

$$+ f (\theta_c - \theta_{maxt})^{6/5} + B \lambda \left( \frac{\rho_m \epsilon}{p} \right)^{6/5} (e_m(\theta_c) - e_{maxt})^{6/5} \quad (16c)$$

iv) Situação noturna - convecção natural na face interna, convecção mista na face exterior e condensação em ambas as faces

$$R_{11q,c} = - a_{ci} (\theta_{mi} - \theta_c)^{4/3} - A \lambda \left( \frac{\rho_m \epsilon}{p} \right)^{4/3} (e_{mi} - e_m(\theta_c))^{4/3} +$$

$$+ f \left( \frac{\theta_c - \theta_{maxt}}{v_{maxt}^{2.2}} \right)^{1/5} (\theta_c - \theta_{maxt}) + g v_{maxt}^{0.36} (\theta_c - \theta_{maxt})^{6/5} +$$

$$+ B \lambda \left( \frac{\rho_m \epsilon}{p} \right)^{6/5} \left( \frac{e_m(\theta_c) - e_{maxt}}{v_{maxt}^{2.2}} \right)^{1/5} (e_m(\theta_c) - e_{maxt}) +$$

$$+ D \lambda \left( \frac{\rho_m \epsilon}{p} \right)^{6/5} v_{maxt}^{0.36} (e_m(\theta_c) - e_{maxt})^{6/5} \quad (16d)$$

Determinação experimental dos coeficientes médios de transferência convectiva de calor e vapor de água ao nível da cobertura.

As equações (16a-d), poderam ser escritas da seguinte forma:

$$W_j = A X_j + B Y_j + C Z_j + D \gamma_j + E U_j + F G_j \quad (17)$$

em que  $j$  representou o índice de uma série de observações das variáveis expressas em (16a-d) obtidas simultaneamente.  $A = a_{c1}$ ;  $B = A$ ;  $C = f$ ;  $D = g$ ;  $E = B$  e  $F = D$  foram os coeficientes da regressão linear múltipla representada pela equação (17) efectuada sobre uma série de observações de  $R_{11q,c}$ ,  $\theta_{a1}$ ,  $\theta_{next}$ ,  $\theta_c$ ,  $v_{next}$ ,  $e_s(\theta_c)$ , incorporadas nas variáveis explicativas  $X_j = \langle \langle \theta_{a1,j} \rangle - \langle \theta_{c,j} \rangle \rangle^n$ ;  $Y_j = \langle \langle e_{a1,j} \rangle - \langle e_{s,j}(\theta_c) \rangle \rangle^n$ ;

$$Z_j = \left( \frac{\langle \theta_{c,j} \rangle - \langle \theta_{next,j} \rangle}{v_{next,j}^{2.2}} \right)^n \langle \langle \theta_{c,j} \rangle - \langle \theta_{next,j} \rangle \rangle \quad \text{ou}$$

$$Z_j = \langle \langle \theta_{c,j} \rangle - \langle \theta_{next,j} \rangle \rangle^{n+1}; \quad Y_j = \langle v_{next,j} \rangle \langle \langle \theta_{c,j} \rangle - \langle \theta_{next,j} \rangle \rangle^{n+1};$$

$$U_j = \left( \frac{\langle e_{s,j}(\theta_c) \rangle - \langle e_{next,j} \rangle}{\langle v_{next,j}^{2.2} \rangle} \right)^n \langle \langle e_{s,j}(\theta_c) \rangle - \langle e_{next,j} \rangle \rangle \quad \text{ou}$$

$$U_j = \langle \langle e_{s,j}(\theta_c) \rangle - \langle e_{next,j} \rangle \rangle^{n+1} \quad e$$

$G_j = \langle v_{next,j}^m \rangle \langle \langle e_{s,j}(\theta_c) \rangle - \langle e_{next,j} \rangle \rangle^{n+1}$  e na variável a explicar  $W_j = \langle R_{11q,c,j} \rangle$ .

A variável dependente  $\langle R_{11q,c} \rangle$  foi determinada a partir da diferença da densidade de fluxo da radiação total líquida detectada com dois pirradiómetros situados respectivamente a 0.5 m de um ponto da face externa e da face interna da cobertura. Admitiu-se que este valor era representativo da radiação líquida absorvida em qualquer ponto da cobertura. Todas as variáveis observáveis que figuraram nas equações

(16a-d) foram igualmente registadas de dez em dez minutos e substituídos pelos respectivos valores médios temporais nesses intervalos, à excepção da radiação e velocidade do vento, que foram integrados temporalmente nesses intervalos.

Como se observou que havia dependência linear entre algumas das variáveis explicativas que figuravam na equação (17), recorreu-se à mesma técnica matemática utilizada anteriormente, isto é, recorreu-se à regressão ortogonal sobre as componentes principais que se construíram sobre as variáveis explicativas expressas nas equações (16a-d). No entanto, os parâmetros estatísticos avaliadores da forma e significância do ajuste e da significância dos coeficientes de regressão não tiveram qualquer validade, apesar dos coeficientes de regressão estimados apresentarem valores aceitáveis. Isto pôde significar que, na hipótese do modelo estabelecido para o balanço energético da cobertura (equações 16a-d) estar correcto, a variável escolhida para dependente (radiação líquida na cobertura) não era a variável a explicar pela regressão linear múltipla.

Em face a esta dificuldade, dever-se-ia resolver qualquer das equações anteriores em ordem, por exemplo, à temperatura da cobertura, pelo que seria necessário ajustar os coeficientes  $a_{c1}$ , A, f, g, B e D de modo a minimizar os desvios entre os valores observados de  $\theta_c$  e os valores estimados  $\theta_c$  o que seria conseguido utilizando, por exemplo, o método de Gauss. Por incapacidade de acesso a programas de cálculo que permitissem em tempo útil a resolução dessas



equações não foi possível apresentar aqui os resultados referentes aos coeficientes médios de transferência convectiva de calor de água ao nível de ambas as faces da cobertura plástica, sendo objecto de investigação futura. No entanto, com a resolução da equação de conservação de energia térmica do ar interior de uma estufa fechada (equação 9), foi possível determinar o coeficiente médio de transferência convectiva de calor entre a face interna da cobertura e o ar interior  $h_{c,i}$ , tendo ficado por determinar o coeficiente médio de transferência convectiva de calor na face externa da cobertura e os coeficientes médios de transferência convectiva de vapor de água em ambas as faces na hipótese de também ter ocorrido transporte de vapor de água para uma ou ambas as faces da cobertura.

Apresentou-se por fim um esquema do fluxograma utilizado para resolver as equações de balanço de energia térmica do ar interior e do solo, recorrendo à regressão ortogonal.



FLUXOGRAMA UTILIZADO PARA RESOLVER AS EQUAÇÕES DE BALANÇO DE ENERGIA TÉRMICA DO AR INTERIOR E DO SOLO

